

Aktive Frequenzstabilisierung eines durchstimmbaren Flüstergaleriemoden-Mikroresonators ultrahoher Güte

Diplomarbeit von Alexander Rettenmaier

vorgelegt bei

Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel

Institut für Physik der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

14. Juli 2009

1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel
2. Gutachter: Prof. Dr. Werner Heil

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Optische Mikroresonatoren	3
1.1 Kenngrößen zur Beschreibung optischer Resonatoren	3
1.2 Anwendungen	3
1.3 Mikroresonatortypen und ihre Funktionsweisen	4
1.3.1 Der Fabry-Pérot-Resonator	6
1.3.2 Flüstergaleriemodenresonatoren	7
1.3.3 Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Konzepte	10
1.4 Der Flaschenresonator	11
1.4.1 Theoretische Beschreibung	11
1.4.2 Freier Spektralbereich und Abstimbarkeit	15
1.4.3 Optimierung für Resonator-QED-Experimente	16
1.5 Einkoppeln von Licht mittels ultradünner Glasfasern	17
1.5.1 Propagation von Licht in Glasfasern	18
1.5.2 Kopplung	22
1.6 Herstellung von Flaschenresonatoren	23
2 Der Koppelaufbau	27
2.1 Die Faserhalter	27
2.2 Das Positionierungssystem	28
2.3 Weitere Komponenten	29
3 Das Resonator-QED-Experiment	31
3.1 Theoretische Beschreibung der Atom-Resonator-Kopplung	31
3.1.1 Jaynes-Cummings-Modell	31
3.1.2 Die Kopplungsstärke	32
3.2 Experimentelle Realisierung	34
3.2.1 Transport der Atome mit einem atomaren Springbrunnen	34
3.2.2 Optischer Aufbau	34
4 Stabilisierung des Flaschenresonators	39
4.1 Pound-Drever-Hall-Verfahren	39
4.1.1 Beschreibung des Prinzips	40
4.1.2 Theoretische Betrachtung	41
4.1.3 Das Fehlersignal	42
4.2 Umsetzung des PDH-Verfahrens im Experiment	44
4.2.1 Optische Komponenten	44
4.2.2 Elektronische Komponenten	45

4.3	Schwierigkeiten durch mechanische Resonanzen	48
4.3.1	Schwache Stabilisierung auf breite Resonanz des Resonators	48
4.3.2	Auffinden der mechanischen Resonanzfrequenzen	49
4.3.3	Neukonzeption des Resonatorhalters	51
4.4	Charakterisierung der erzielten Resonatorstabilisierung	53
4.5	Das Fehlersignal beeinflussende Effekte	57
4.5.1	Modenaufspaltung	58
4.5.2	Thermische Bistabilitäten	58
Zusammenfassung und Ausblick		63
A Schaltpläne der Stabilisierungselektronik		65
A.1	Lokalszillator	65
A.2	Mischer	65
A.3	Resonante Lawinenphotodiode	65
Abbildungsverzeichnis		71
Literaturverzeichnis		73

Einleitung

Die Beschäftigung mit der besonderen Natur des Lichts führte zu Beginn des 20. Jahrhunderts zur Entwicklung der Quantenphysik, die das physikalische Weltbild revolutionierte. Auch heute noch lassen sich faszinierende Experimente mit Licht realisieren. In einem optischen Resonator kann Licht z.B. für eine endliche Zeit gespeichert werden. Bei äußerst kleinen Abmessungen des Resonators, die bis hinab zur Wellenlänge des verwendeten Lichts reichen können, spricht man von einem Mikroresonator. In ihm wird das gespeicherte Lichtfeld auf ein sehr geringes Volumen begrenzt. Dieses geringe Volumen in Verbindung mit einer hohen Speicherzeit des Lichts im Resonator macht Mikroresonatoren so interessant für vielfältigste Anwendungen [1]. Die Kombination der beiden Eigenschaften ermöglicht hohe Intensitäten und damit eine starke Wechselwirkung des Lichtfelds mit der umgebenden Materie.

Aus diesem Grund sind Mikroresonatoren ideal für den Einsatz in dem Bereich der Resonator-Quantenelektrodynamik (kurz Resonator-QED) geeignet. In diesem Gebiet werden quantenmechanische Effekte in der Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld eines Resonators und Atomen oder anderen Dipolemitern untersucht. Dafür werden z.B. Fabry-Pérot-Mikroresonatoren mit hochreflektierenden Spiegeln verwendet [2]. In diese können mittels einer magneto-optischen Falle gekühlte Atome fallengelassen und dort durch eine Dipolfalle gespeichert werden [3]. Eine weitere Möglichkeit die Atome zum Resonator zu transportieren, ist der Einsatz eines atomaren Springbrunnens, mit dem sie von unten in den Resonator geschossen werden [4, 5].

Einen anderen Typ von Mikroresonator stellt der Flüstergaleriemodenresonator dar. Es handelt sich dabei um einen monolithischen Mikroresonator, der auf dem Prinzip der kontinuierlichen Totalreflexion basiert. Durch den monolithischen Aufbau zeigen Flüstergaleriemodenresonatoren eine deutlich größere passive Stabilität als Fabry-Pérot-Resonatoren [6]. Zu diesem Typ gehörende Resonatoren wie Mikrokugeln oder Mikrotori sind allerdings nur begrenzt abstimmbare, d.h. ihre Resonanzfrequenzen können nicht beliebig gewählt werden. Dies ist insbesondere in der Resonator-QED ein großer Nachteil, da hier die Resonanzfrequenz des Resonators auf die atomare Übergangsfrequenz des verwendeten Atoms abgestimmt werden muss.

In dieser Arbeit wird ein anderer Typ von Flüstergaleriemodenresonator eingesetzt, der sogenannte Flaschenresonator. Er ist vollständig abstimmbare und realisiert weiterhin die hohe passive Stabilität und die hohe Speicherzeit des Lichtfeldes im Resonator, die man von Mikrokugeln und -tori kennt [7]. Der Flaschenresonator soll daher in unserer Gruppe in einem Experiment aus dem Gebiet der Resonator-QED verwendet werden, in dem die Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld des Resonators und Rubidiumatomen im Bereich der starken Kopplung untersucht werden soll. Im Fall der starken Kopplung überwiegt die Wechselwirkungsstärke im Vergleich mit dissipativen Effekten, so dass letztere vernachlässigt werden können.

Selbst die gute passive Stabilität des Flaschenresonators reicht allerdings nicht aus, um die für das Experiment benötigte Stabilität der Resonanzfrequenz zu leisten. In Rahmen

dieser Diplomarbeit wird daher eine aktive Frequenzstabilisierung aufgebaut, mit der sich die Resonanzfrequenz eines Flaschenresonators sehr genau auf die Frequenz eines Lasers stabilisieren lässt.

Kapitel 1 behandelt die Eigenschaften optischer Mikroresonatoren. Es werden Anwendungen für Mikroresonatoren, verschiedene Typen und ihre Funktionsweisen, sowie insbesondere der Flaschenresonator besprochen. Außerdem wird die Einkopplung von Licht in Flüstergaleriemodenresonatoren mittels ultradünner Glasfasern erläutert. Kapitel 2 befasst sich mit dem Koppelaufbau, mit dem die Einkopplung von Licht in den Flaschenresonator experimentell umgesetzt wurde. Anschließend wird in Kapitel 3 das Resonator-QED-Experiment vorgestellt, an dem diese Arbeit entstanden ist. Kapitel 4 behandelt schließlich die aufgebaute Frequenzstabilisierung des Flaschenresonators. Dabei wird detailliert auf das zur Stabilisierung verwendete Pound-Drever-Hall-Verfahren eingegangen, sowie die erzielte Stabilisierung charakterisiert. Anhang A enthält die Schaltpläne der eingesetzten Stabilisierungselektronik.

1 Optische Mikroresonatoren

Ein optischer Resonator speichert Licht bestimmter Frequenzen, die durch dessen Geometrie vorgegeben sind, für eine endliche Zeit. Dies geschieht durch wiederholte Reflexion im Inneren des Resonators. Von Interesse sind dabei vor allem die hohen Intensitäten des elektromagnetischen Feldes, sowie die großen Speicherzeiten, die sich mit Resonatoren erzielen lassen. Mikroresonatoren sind darüber hinaus äußerst klein. Eine oder mehrere ihrer Dimensionen liegen in der Größenordnung der Wellenlänge des verwendeten Lichts oder knapp darüber, wodurch das Lichtfeld auf einen sehr kleinen Raumbereich beschränkt wird.

1.1 Kenngrößen zur Beschreibung optischer Resonatoren

Ein idealer optischer Resonator kann Licht unendlich lange speichern und besitzt unendlich schmale Resonanzfrequenzen. Dies setzt voraus, dass keine Verluste durch Absorption oder Streuung im Resonator stattfinden. Bei einem realen Resonator ist jedoch gerade das der Fall. Zur Charakterisierung eines realen Resonators wird der Gütefaktor Q eingeführt. Er ist proportional zur Speicherzeit τ in Einheiten der optischen Periodendauer T :

$$Q = 2\pi \frac{\tau}{T} . \quad (1.1)$$

Weiterhin ergibt sich die Güte durch den Quotienten aus der Resonanzfrequenz des Resonators ν_0 und der Linienbreite dieser Resonanz $\Delta\nu$, die eben nicht Null ist wie im idealen Resonator:

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} . \quad (1.2)$$

Eine weitere wichtige Kenngröße ist das Modenvolumen V_{mod} . Es beschreibt das Volumen, auf das das Lichtfeld im Resonator beschränkt wird.

$$V_{\text{mod}} = \int_{\mathbb{R}^3} n(\vec{r}) \frac{I(\vec{r})}{I_{\text{max}}} d^3r . \quad (1.3)$$

Hierbei ist $n(\vec{r})$ der ortsabhängige Brechungsindex, $I(\vec{r})$ die Intensität des elektromagnetischen Feldes am Ort \vec{r} und I_{max} die maximale Intensität. Der Vorteil von Mikroresonatoren ist, dass wegen ihrer geringen Größe äußerst kleine Modenvolumina realisierbar sind und gleichzeitig sehr hohe Gütefaktoren erreicht werden. Das Verhältnis von Q/V wird damit sehr groß, was für viele der im nächsten Kapitel behandelten Einsatzfelder vorteilhaft oder sogar Voraussetzung ist.

1.2 Anwendungen

Der Einsatzbereich für Mikroresonatoren ist extrem breit, so dass hier nur ein kleiner Überblick gegeben werden kann. Durch das große Q/V -Verhältnis können Experimente

der Resonator-Quantenelektrodynamik im Bereich der starken Kopplung (engl. strong-coupling cavity QED) durchgeführt werden. Hierbei wechselwirkt das Lichtfeld im Resonator mit darin eingebrachten Atomen oder anderen Dipolemitern, wobei die Wechselwirkungsstärke im Vergleich mit den dissipativen Effekten groß genug ist, so dass letztere vernachlässigt werden können. Näheres zur Resonator-QED wird in Kapitel 3 behandelt. Mögliche Anwendungen sind z.B. der Einsatz als Einzelphotonenquelle [8] oder als Schnittstelle für die Quantenkommunikation [9].

Weitere Einsatzfelder sind Mikrolaser [10] und nichtlineare Optik [11]. Beide Bereiche profitieren von den hohen Intensitäten, die mit Mikroresonatoren mit kleinsten Leistungen erzeugt werden können. Bei konstanter eingekoppelter Leistung gilt für die erreichbare Intensität $I \propto Q/V$ [1]. In üblichen Flüstergaleriemodenresonatoren kann so z.B. mit 1 mW eingekoppelter Leistung eine Intensität von mehr als 1 GW/cm² erreicht werden, womit nichtlineare Prozesse im Resonator selbst untersucht werden können.

Auf Grundlage des Purcell-Effekts [12] lässt sich mittels Mikroresonatoren im Bereich der schwachen Kopplung spontane Emission unterdrücken oder auch verstärken [1]. Mittels der Kopplung der Emission an eine bestimmte Resonatormode und der damit einhergehenden Verstärkung des Zerfalls in diese können auch so Einzelphotonenquellen realisiert werden [13].

Weiterhin wurde gezeigt, dass sich Mikroresonatoren als höchst empfindliche Sensoren für einzelne Moleküle eignen [14]. Im Bereich der Signalübertragung über Glasfaserkabel wird heutzutage zur Erzielung einer höheren Bandbreite mit Licht verschiedener Wellenlängen in einer Glasfaser gearbeitet. Für dieses Wellenlängenmultiplexverfahren (engl. Wavelength Division Multiplex - WDM) benötigt man Elemente, die das Licht spektral trennen und wellenlängensensitiv schalten können. Mit Mikroresonatoren realisierte Filter (sogenannte add-drop Filter) sind vielversprechende Kandidaten dafür [15], die z.B. durch die geringen Abmessungen und die Möglichkeit der Integration auf Wafern Vorteile gegenüber anderen Konzepten haben.

1.3 Mikroresonatortypen und ihre Funktionsweisen

Mikroresonatoren gibt es in verschiedensten Ausführungen. Allen gemein ist, dass in ihnen Licht durch fortwährende Reflexion zirkuliert und somit zeitlich und räumlich gespeichert wird. Die wichtigsten Konzepte sind der Fabry-Pérot-Resonator, der Flüstergaleriemodenresonator (engl. Whispering Gallery Mode - WGM) und der photonische Kristall. In Abbildung 1.1 sind diese drei Resonatortypen inklusive den dazugehörigen Kenngrößen Gütefaktor und Modenvolumen dargestellt.

In einem klassischen Fabry-Pérot-Mikroresonator wird Licht zwischen zwei, meist hochreflektierenden, Spiegeln wiederholt reflektiert. Der Abstand zwischen den Spiegeln ist dabei sehr gering (Größenordnung 150 μm [2]), um ein möglichst kleines Modenvolumen zu erzielen. Deutlich kleinere Modenvolumina (jedoch auch geringere Güten) ergeben sich bei der monolithischen Ausführung des Fabry-Pérot-Resonators, der Mikrosäule. Beim Mikrosäulenresonator werden auf einen Halbleiterwafer mehrere dielektrische Schichten aufgebracht und mit lithografischen Verfahren und darauffolgendem Ätzen Zylinder hergestellt. Die verschiedenen Schichten wirken als Bragg-Gitterreflektoren, so dass, wie im klassischen Fabry-Pérot-Resonator zwischen den Spiegeln, das Licht hier zwischen den Schichten wiederholt reflektiert wird.

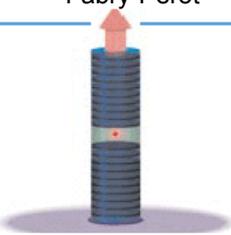
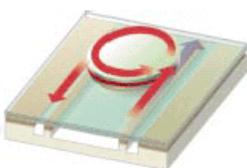
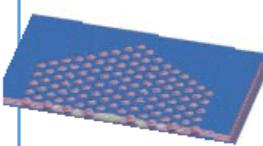
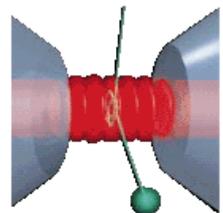
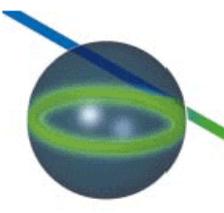
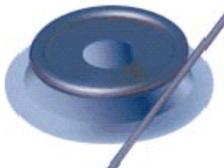
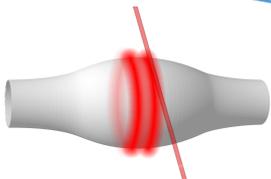
	Fabry-Pérot	Flüstergalerie		Photonischer Kristall
Hohe Güte	 <p>Q: 2×10^3 V: $5 (\lambda/n)^3$</p>	 <p>Q: 5×10^5 V: $5 (\lambda/n)^3$</p>	 <p>Q_{III-V}: 7×10^3 Q_{poly}: $1,3 \times 10^5$</p>	 <p>Q: $2,5 \times 10^6$ V: $1,4 (\lambda/n)^3$</p>
Ultrahohe Güte	 <p>F: $4,8 \times 10^5$ V: $1690 \mu\text{m}^3$</p>	 <p>Q: 8×10^9 V: $3000 \mu\text{m}^3$</p>	 <p>Q: 4×10^8 V: $180 \mu\text{m}^3$</p>	 <p>Q: $3,6 \times 10^8$ V: $1200 \mu\text{m}^3$</p>

Abbildung 1.1: Übersicht über die wichtigsten Mikroresonatorkonzepte. Diese sind in einen Bereich hoher und ultrahoher ($Q > 10^8$) Güte gegliedert. Mit hoher Güte sind von links nach rechts Mikrosäule, Mikroscheibe, add-drop Filter und photonischer Kristall dargestellt, mit ultrahoher Güte Fabry-Pérot-Resonator, Mikrokugel (angegebene Werte für Mikrokugel aus Quarzglas), Mikrotorus und Flaschenresonator. Zusätzlich zum Gütefaktor Q (bzw. der Finesse \mathcal{F} beim Fabry-Pérot-Resonator) ist das Modenvolumen V angegeben. n bezeichnet den Brechungsindex des jeweiligen Materials. Die Abbildung wurde übernommen aus [1] und adaptiert mit aktualisierten Werten¹ für Q und V und Hinzunahme des Flaschenresonatorkonzepts.

Auch Flüstergaleriemodenresonatoren sind monolithischer Natur. Zu ihnen gehören z.B. die in Abbildung 1.1 gezeigten Mikroscheiben aus halbleitenden Materialien oder Polymeren, sowie Mikrokugeln, Mikrotori und Flaschenresonatoren aus Quarzglas. Die letzten drei zeichnen sich insbesondere durch die extrem hohen Güten aus, die mit ihnen erreicht werden können. Mit WGM-Resonatoren aus CaF_2 -Kristallen wurden sogar schon Güten von 10^{11} bei optischen Wellenlängen realisiert [16], wobei jedoch aufwändige Poliertechniken zum Einsatz kamen. Alle Flüstergaleriemodenresonatoren beruhen auf dem Prinzip der kontinuierlichen Totalreflexion, wodurch das Licht in ihrem Inneren nahe der Grenzfläche zum umgebenden Medium umläuft (siehe Kapitel 1.3.2).

Photonische Kristalle können mit wenigen Kubikwellenlängen $(\lambda/n)^3$ die kleinsten Modenvolumina aller Mikroresonatoren aufweisen. Sie bestehen aus periodischen, dielektrischen Strukturen, in die bewusst Defekte z.B. durch Elektronenstrahl-/Ionenlithografie eingebracht werden. Es werden Kristalle verwendet, die eine Bandlücke im Bereich der Frequenz des verwendeten Lichts besitzen, so dass prinzipiell eine Ausbreitung in dem Kristall nicht möglich ist. Durch die eingebrachten Defekte wird die periodische Struktur lokal verändert, so dass sich neue Energieniveaus innerhalb der Bandlücke ergeben. Das Licht wird damit im Umfeld des Defekts gespeichert. Die zuvor besprochene Mikrosäule

¹Aktualisierte, repräsentative Werte für Güte und Modenvolumen stammen aus folgenden Quellen: Mikroscheibe [17], photonischer Kristall [18], Mikrotorus [19], Flaschenresonator [7], andere aus [1]

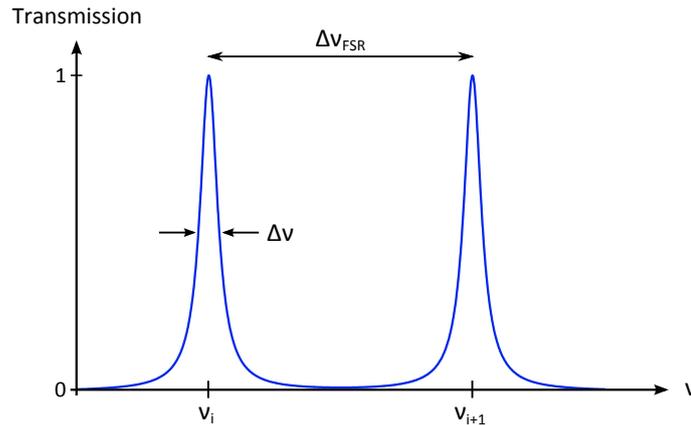


Abbildung 1.2: Lorentzförmiges Transmissionsprofil eines verlustbehafteten Fabry-Pérot-Resonators. Gezeigt sind zwei Moden mit Resonanzfrequenzen ν_i und ν_{i+1} mit der Linienbreite $\Delta\nu$. Dabei gibt $\Delta\nu$ das FWHM an. Die Transmission wurde auf 1 normiert.

kann, falls die Höhe des Bereichs zwischen den Bragg-Gitterreflektoren in der gleichen Größenordnung wie die Gitterreflektoren selbst liegt, auch als Sonderform des photonischen Kristalls verstanden werden.

1.3.1 Der Fabry-Pérot-Resonator

Der Fabry-Pérot-Resonator kann als der Urtyp optischer Resonatoren angesehen werden. An ihm lassen sich relativ leicht prinzipielle Eigenschaften erklären, die auch für andere Resonatortypen von Bedeutung sind. Er besteht aus zwei sich gegenüber stehenden, hochreflektierenden Spiegeln zwischen denen Licht wiederholt reflektiert wird. Es bildet sich eine stehende Welle aus, wenn das eingekoppelte Licht die Bedingung

$$l = i \frac{\lambda_0}{2n}, \quad \text{mit } i = 1, 2, 3, \dots \quad (1.4)$$

erfüllt, die Länge des Resonators l also gerade ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge im Medium zwischen den Spiegeln darstellt. Hierbei ist λ_0 die entsprechende Vakuumwellenlänge und n der Brechungsindex des Mediums. Betrachtet man nun die transmittierte Intensität (Ein- und Auskopplung geschieht durch die teilreflektierenden Spiegel), so erhält man maximale Transmission bei den daraus berechneten Resonanzfrequenzen

$$\nu_i = i \frac{c_0}{2nl}, \quad \text{mit } i = 1, 2, 3, \dots \quad (1.5)$$

wobei c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Im idealisierten Fall eines verlustfreien Resonators erhielte man tatsächlich nur Transmissionen bei den diskreten Werten von ν_i . In einem realen, verlustbehafteten Resonator sieht man jedoch ein lorentzförmiges Transmissionsprofil (siehe Abbildung 1.2). Der Frequenzabstand zwischen zwei benachbarten Moden des Resonators (also Moden mit $\Delta i = 1$) wird freier Spektralbereich (Abk. FSR von engl. free spectral range) genannt und ergibt sich zu

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} = \frac{c_0}{2nl}. \quad (1.6)$$

Um die Qualität eines Fabry-Pérot-Resonators zu beschreiben, wird die Finesse

$$\mathcal{F} \equiv \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (1.7)$$

eingeführt. Dabei gibt R die Reflektivität an, also den Anteil der Intensität, der an den Spiegeln reflektiert wird. Mit der so getroffenen Definition von \mathcal{F} und bei geringen Verlusten (also $R \approx 1$) kann man die Linienbreite der Transmissionspeaks nähern [20] und erhält schließlich

$$\Delta\nu \approx \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\mathcal{F}}. \quad (1.8)$$

Je höher die Finesse ist, desto schmaler sind daher die Transmissionspeaks. Anschaulich ist die Finesse der Anzahl der Umläufe der Photonen im Resonator, bis sie ihn durch einen der Spiegel verlassen, proportional. Im Unterschied dazu ist die in Gleichung (1.1) besprochenen Güte der Anzahl der optischen Periodendauern bis zum Verlassen des Resonators proportional. Die beiden Größen stehen über

$$Q = \frac{\nu_0}{\nu_{\text{FSR}}} \mathcal{F} = \frac{2nl}{\lambda_0} \mathcal{F} \quad (1.9)$$

in Beziehung miteinander. Dabei sind ν_0 und λ_0 Resonanzfrequenz bzw. Resonanzwellenlänge im Vakuum. Die Güte eines Fabry-Pérot-Resonators ist daher im Wesentlichen unbeschränkt, da die Länge l des Resonators beliebig groß sein kann. Deswegen wird zur Charakterisierung von Fabry-Pérot-Resonatoren die Finesse (und nicht die Güte) verwendet.

1.3.2 Flüstergaleriemodenresonatoren

Flüstergaleriemodenresonatoren bestehen aus dielektrischen (meist Quarzglas, seltener auch Polymere) oder halbleitenden Materialien und beruhen auf dem Prinzip der inneren Totalreflexion.

Im Allgemeinen wird Licht an der Grenzfläche eines Mediums mit Brechungsindex n_1 zu einem optisch dünnerem Medium mit geringerem Brechungsindex n_2 teilweise reflektiert und teilweise gebrochen. Der Brechungswinkel θ_2 ist abhängig vom Einfallswinkel θ_1 und wird durch das Snelliussche Brechungsgesetz, der Reflexions- und Transmissionsgrad durch die Fresnelschen Formeln beschrieben. Ab einem Einfallswinkel von

$$\theta_k = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1} \quad (1.10)$$

kommt es zur Totalreflexion, und der einfallende Strahl wird vollständig reflektiert (siehe Abbildung 1.3). Dieser Winkel wird kritischer Winkel genannt und liegt bei einem Glas-Luft-Übergang bei etwa 42° . Das Prinzip der Totalreflexion wird in den verschiedensten optischen Elementen verwendet. Auch die verlustarme Übertragung von Licht in Glasfasern wird hierdurch erst möglich.

In einem Flüstergaleriemodenresonator wird die Totalreflexion ausgenutzt, um Licht in seinem Inneren nahe der Grenzfläche zum umgebenden Medium umlaufen zu lassen. Am Beispiel eines scheibenförmigen Resonators (siehe Abbildung 1.4) lässt sich dies leicht erläutern. Das eingekoppelte Licht fällt auf die Grenzfläche zwischen Resonator und umgebendem Medium mit einem Winkel größer dem kritischen Winkel ein und wird vollständig

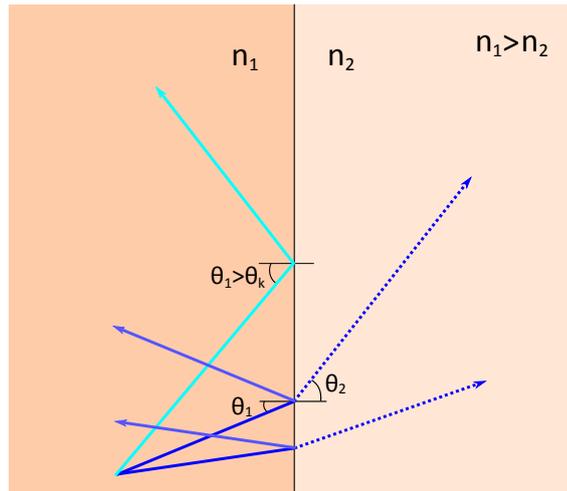


Abbildung 1.3: Verhalten von Lichtstrahlen an einer Grenzfläche zwischen einem optisch dichteren Medium mit Brechungsindex n_1 und einem optisch dünnerem Medium mit n_2 . Für die dunkelblau gezeichneten Strahlen ist der Einfallswinkel θ_1 kleiner als der kritische Winkel θ_k und es tritt Reflexion und Brechung auf. Beim hellblauen Strahl ist $\theta_1 > \theta_k$, so dass der Strahl totalreflektiert wird.

reflektiert. Je größer der Einfallswinkel ist, desto stärker schmiegen sich die Lichtstrahlen an die Resonatorwand an, bis sie im Grenzfall direkt an ihr umlaufen. Die Resonanzbedingung wird wie beim Fabry-Pérot-Resonator erfüllt, wenn die optische Weglänge für einen Umlauf im Resonator einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht. Die sich ergebenden Moden sind also wieder solche mit Resonanzfrequenzen

$$\nu_i = i \frac{c_0}{n_{\text{eff}} L}, \quad \text{mit } i = 1, 2, 3, \dots \quad (1.11)$$

und entsprechendem freien Spektralbereich. Sie werden Flüstergaleriemoden genannt. L bezeichnet die geometrische Weglänge, die das Licht für einen Umlauf im Resonator zurücklegen muss und n_{eff} den effektiven Brechungsindex. Hierbei kommt zum Tragen, dass die Vorstellung eines an der Grenzfläche wiederholt (total)reflektierten Lichtstrahls zwar sehr anschaulich ist, aber keine vollständige Beschreibung des Effekts liefern kann.

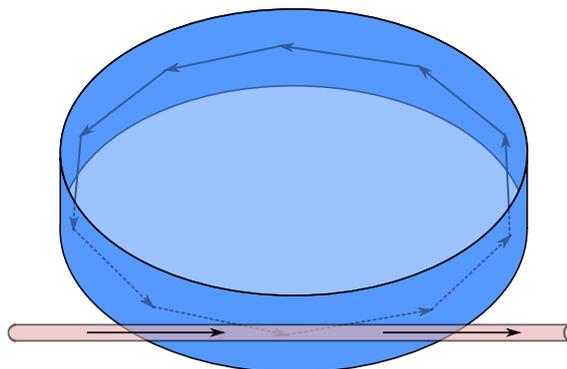


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung von mehrfach totalreflektierten Lichtstrahlen, die sich an die Wand des Scheibenresonators anschmiegen und der zur Einkopplung verwendeten Glasfaser.

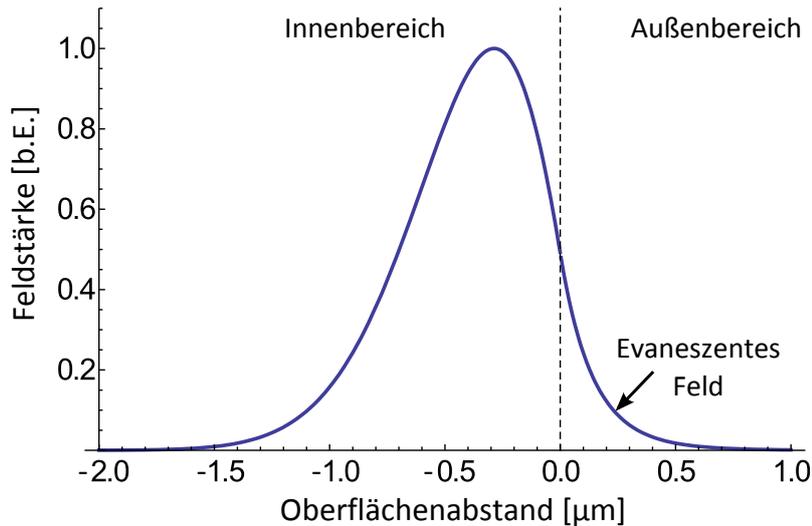


Abbildung 1.5: Radiale Feldstärkeverteilung eines Flaschenresonators mit einem Durchmesser von $15,7 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge des verwendeten Lichts von 780 nm . Die Feldstärke ist auf 1 normiert. Man erkennt deutlich, dass das Maximum des Feldes nur knapp innerhalb des Resonators liegt und ein großer Teil sich in Form des evaneszenten Feldes in den Außenbereich erstreckt.

Vielmehr muss die Wellennatur des Lichts beachtet werden. Es ergibt sich, dass selbst bei Totalreflexion das Lichtfeld teilweise in das umgebende Medium eindringt. Dieses mit dem Abstand zur Oberfläche in guter Näherung exponentiell abklingende, sogenannte evaneszente Feld besitzt eine Eindringtiefe in der Größenordnung der Wellenlänge des verwendeten Lichts (siehe Abbildung 1.5). Als Brechungsindex für die im Resonator umlaufende Lichtwelle darf daher nicht einfach der Brechungsindex des Resonatormaterials angegeben werden. Die relevante Größe ist der effektive Brechungsindex n_{eff} , der berücksichtigt, dass sich ein Teil des Lichts im umgebenden Medium aufhält. n_{eff} liegt daher zwischen den Brechungsindizes der beiden Medien.

Evaneszente Felder können beispielsweise auch genutzt werden, um Licht mittels ultradünner Glasfasern in Flüstergaleriemodenresonatoren einzukoppeln. Dafür müssen Resonator und Glasfaser jedoch so dicht zusammengebracht werden, dass sich deren Felder überlappen können. Dies wird detailliert in Kapitel 1.5 besprochen. Das starke evaneszente Feld eines Flüstergaleriemodenresonators eignet sich darüber hinaus hervorragend, um sehr gezielt die Wechselwirkung des Lichtfelds mit einzelnen Atomen zu untersuchen. Dafür müssen die Atome in das evaneszente Feld des Resonators eingebracht werden, was an diesem Experiment (siehe Kapitel 3) mittels eines atomaren Springbrunnens (engl. atomic fountain) realisiert werden soll.

Der Name Flüstergaleriemodenresonator entstammt dem analogen akustischen Prinzip zum in Abbildung 1.4 dargestellten Umlaufen des Lichtstrahls an der Resonatorwand. Hierbei breitet sich Schall entlang einer gekrümmten Oberfläche, z.B. der Wand einer Galerie, mittels mehrfacher Reflexion über eine große Strecke aus. Ein prominentes Beispiel ist die Saint Paul's Cathedral in London, in deren Kuppel man, auf der einen Seite stehend, ein Flüstern von der anderen Seite hören kann, wenn man sein Ohr an die Wand anlegt.

1.3.3 Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Konzepte

Die in den vorherigen Kapiteln vorgestellten Resonatoren besitzen alle charakteristische Vor- und Nachteile. Fabry-Pérot-Resonatoren benötigen z.B. zur Erzielung einer hohen Finesse hochreflektierende Spiegelpaare, deren Abstand zusätzlich noch aktiv stabilisiert werden muss, um Schwankungen in der Resonanzfrequenz zu verhindern. Durch die hohen verwendeten Reflektivitäten von beispielsweise 99,9997% [2] zum Erreichen einer Finesse von über einer Millionen werden an die Herstellung und Sauberkeit der Spiegel hohe Anforderungen gestellt. Da die Einkopplung des Lichts in den Resonator durch einen der beiden hochreflektierenden Spiegel erfolgt, müssen weiterhin starke Einkoppelverluste hingenommen werden. Dafür kann die Resonanzfrequenz über den Spiegelabstand leicht auf den benötigten Wert abgestimmt werden.

Flüstergaleriemodenresonatoren sehr hoher Güte sind hingegen im Vergleich relativ leicht herzustellen. Allerdings macht hier aufgrund des monolithischen Aufbaus die Abstimmbarkeit der Resonanzfrequenz größere Probleme. Es ist für viele Anwendungen äußerst wichtig, dass man die Resonanzfrequenz des Resonators frei wählen kann. In dem hier später beschriebenen Experiment muss sie z.B. mit dem verwendeten atomaren Übergang des in das evaneszente Feld des Resonators eingebrachten Rubidiumatoms übereinstimmen. In Gleichung (1.11) wurde gezeigt, dass die Resonanzfrequenz und damit auch der freie Spektralbereich proportional zum Kehrwert des Umlaufwegs und des effektiven Brechungsindex ist. Die durch die geringen Abmessungen bedingten kleinen Umlaufwege bei Mikrokugeln, Mikrotori und Mikroscheiben führen daher zu großen freien Spektralbereichen. Um jede beliebige Resonanzfrequenz erreichen zu können, muss der Resonator über mindestens einen freien Spektralbereich durchstimmbare sein. Die Veränderung der Resonanzfrequenz geschieht bei Mikrotori und Mikroscheiben über eine Veränderung des Brechungsindex, indem z.B. dessen Temperaturabhängigkeit ausgenutzt wird. Für diese gilt bei Quarzglas $\partial n / \partial T \approx 1,3 \times 10^{-5} K^{-1}$ [21]. Damit konnte bisher jedoch nur über etwa 35% des freien Spektralbereichs abgestimmt werden [22]. Hierbei muss beachtet werden, dass die Größe des freien Spektralbereichs vom Durchmesser des Torus oder der Scheibe abhängt. Vergrößert man diesen, so verkleinert sich der freie Spektralbereich. Allerdings verliert man damit auch die Vorteile eines Mikroresonators, wie ein geringes Modenvolumen oder ein starkes evaneszentes Feld.

Die zweite Möglichkeit die Resonanzfrequenz zu verändern, wendet man bei Mikrokugeln und Flaschenresonatoren an. Hierbei wird der Resonator durch Druck- oder Zugspannung elastisch deformiert, wodurch sich wiederum der Brechungsindex und in geringem Maße auch der geometrische Umlaufweg verändert. Bei Mikrokugeln konnten so über 50% des freien Spektralbereichs abgestimmt werden [23]. Der große Vorteil des Flaschenresonators liegt nun darin, dass er über mehr als seinen FSR abstimmbare ist. Dies liegt an seiner besonderen Modenstruktur und wird in Kapitel 1.4.1 genauer erläutert. Er vereint damit die extrem hohen Güten und die passive Frequenzstabilität aus dem Bereich der Flüstergaleriemodenresonatoren mit der Möglichkeit der Abstimmbarkeit auf eine beliebige Resonanzfrequenz, welche von Fabry-Pérot-Resonatoren geboten wird, in einem Resonatorkonzept.

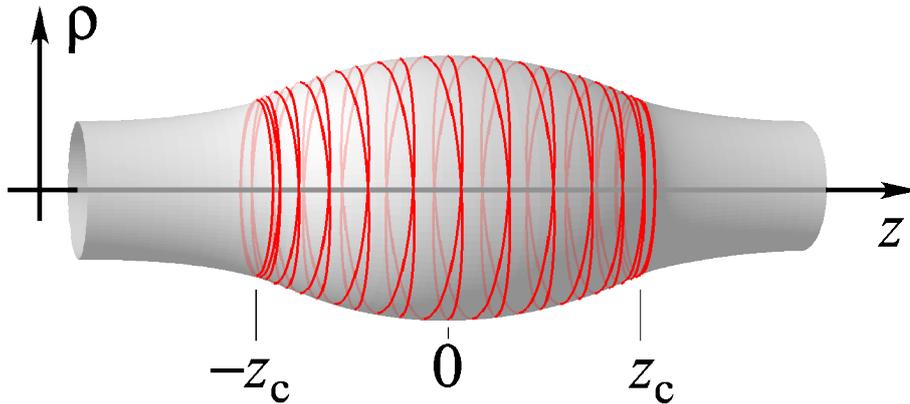


Abbildung 1.6: Umlaufweg des Lichts im Flaschenresonator in der Strahlendarstellung. Die Umkehrpunkte (Kaustiken) liegen bei $\pm z_c$. Der Radius am Resonatorbauch bei $z = 0$ beträgt typischerweise $15 - 20 \mu\text{m}$, der Abstand der Kaustiken typisch $10 - 100 \mu\text{m}$. Die Veränderung des Radius ist stark übertrieben dargestellt und liegt zwischen den Kaustiken bei wenigen Prozent.

1.4 Der Flaschenresonator

Der Flaschenresonator ist eine spezielle Art des Flüstergaleriemodenresonators. Anders als bei Mikrokugel, -scheibe oder -torus schließt sich der Strahlumweg des Lichts nicht nach einem Umlauf um den Äquator des Resonators. Vielmehr pendelt das Licht zusätzlich zum Umlaufen entlang der Resonatorachse zwischen zwei Umkehrpunkten hin und her. Diese Punkte werden Kaustiken genannt. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 1.6 gezeigt. Schon anhand dieses einfachen Strahlenbilds erkennt man den ausgedehnten Umlaufweg des Lichts und den damit (siehe Gleichung (1.11)) einhergehenden, kleineren freien Spektralbereich, so dass die Abstimmbarkeit über den FSR leichter wird.

Der Name Flaschenresonator beruht auf der Analogie zur magnetischen Flasche [24]. In ihr können elektrisch geladene Teilchen mittels eines geeigneten, inhomogenen Magnetfelds gespeichert werden. Der radiale Einschluss geschieht dort durch die Lorentzkraft, der axiale durch eine Drehimpulsbarriere, die die Teilchen nicht überwinden können. Auch beim Flaschenresonator wird das Licht durch eine Drehimpulsbarriere an den beiden Kaustiken axial eingeschlossen, die radiale Begrenzung wird jedoch durch Totalreflexion erreicht. Es ergibt sich in beiden Fällen eine spiralförmige Bahn zwischen den Umkehrpunkten, die das Licht bzw. die geladenen Teilchen zurücklegen.

In unserem Fall besteht der Flaschenresonator aus einer gewöhnlichen Glasfaser, die zuerst verjüngt und danach derart mikrostrukturiert wird, dass sie ein näherungsweise parabolisches Dickenprofil aufweist. Genauer zur Herstellung wird in Kapitel 1.6 behandelt.

1.4.1 Theoretische Beschreibung

Eine ausführliche theoretische Behandlung des Flaschenresonatorbegriffs findet sich z.B. in [25] und [26]. Die wichtigsten Schritte und Ergebnisse werden hier zusammengefasst.

Es wird im relevanten Bereich ein parabolisches Dickenprofil des Resonators entlang der z -Achse angenommen (siehe Abbildung 1.6), dessen Radius $R(z)$ mittels einer konstanten

Krümmung Δk wie folgt beschrieben wird:

$$R(z) \approx R_0 \left(1 - \frac{1}{2} (\Delta k z)^2 \right). \quad (1.12)$$

Dabei gibt R_0 den Radius bei $z = 0$ an. In einem realen Resonator ist die Krümmung so gering, dass sich der Radius zwischen Resonatorbauch und den Kaustiken nur um wenige Prozent ändert ($dR/dz \ll 1$). Man spricht von einer adiabatischen Änderung des Radius. Dies hat zur Folge, dass der radiale Anteil des Wellenvektors $k_\rho = (dR/dz)k_z$ [26] im Vergleich zu den anderen Beiträgen vernachlässigt werden kann, so dass für den Betrag des Wellenvektors gilt

$$k = \sqrt{k_z^2 + k_\phi^2} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda_0} = \text{konst.} \quad (1.13)$$

Dies wird als adiabatische Näherung bezeichnet. Aufgrund der Zylindersymmetrie muss die Projektion des Drehimpulses des im Resonator umlaufenden Lichts auf die z -Achse konstant sein. Mit $\vec{l} = \hbar \vec{r} \times \vec{k}$ gilt also $\partial_z k_\phi(z) R(z) = 0$. Das an einer Kaustik senkrecht zur z -Achse eingekoppelte Licht läuft dort in einer Ebene um die Resonatorachse um, d.h. der azimutale Anteil des Wellenvektors $k_\phi(\pm z_c) = k$ ist dort maximal, für den axialen Anteil gilt $k_z(\pm z_c) = 0$. Aus diesen Bedingungen und der Erhaltung des Drehimpuls bezüglich der z -Achse ergibt sich

$$k_\phi(z) = k \frac{R_c}{R(z)} \quad (1.14)$$

$$k_z(z) = \pm k \sqrt{1 - \left(\frac{R_c}{R(z)} \right)^2} \quad (1.15)$$

mit $R_c = R(z_c)$ und $-z_c \leq z \leq z_c$. Für Licht, das auf eine Kaustik zuläuft, wobei also $R(z)$ abnimmt, wird nach Gleichung (1.13) – (1.15) k_z zu Gunsten von k_ϕ immer kleiner. An der Kaustik ist $k_z = 0$ und das Licht kann diesen Punkt nicht passieren, worauf sich der Vorgang in z -Richtung umkehrt. Das Licht pendelt somit zwischen den beiden Kaustiken wie bei einem harmonischen Oszillator hin und her.

Modenstruktur

Die Beschreibung elektromagnetischer Wellen im dielektrischen Flaschenresonator gelingt mit Hilfe der Helmholtzgleichung

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2)\Psi = 0, \quad (1.16)$$

die aus den Maxwell'schen Gleichungen in Abwesenheit von Ladungen hergeleitet werden kann [27]. Setzt man die adiabatische Näherung voraus, so kann man separieren und folgenden Ansatz zur Lösung der Helmholtzgleichung wählen:

$$\Psi(\rho, \phi, z) = \Phi(\rho, R(z))M(\phi)Z(z). \quad (1.17)$$

Aufgrund der Zylindersymmetrie gilt für den azimutalen Teil $M(\phi) \propto \exp(im\phi)$ mit der azimutalen Quantenzahl m . Φ ist Lösung einer Besselschen Differentialgleichung. Mit den

Randbedingungen, dass Φ und $\partial\Phi/\partial\rho$ an der Resonatoroberfläche stetig sind, also einem elektrischen Feld parallel zur Resonatoroberfläche, ergibt sich

$$\Phi_m(\rho, R(z)) = \begin{cases} A_m J_m(k_\phi \rho), & \rho < R(z) \\ H_m^{(2)}\left(\frac{k_\phi \rho}{n}\right) + S_m H_m^{(1)}\left(\frac{k_\phi \rho}{n}\right), & \rho > R(z) \end{cases} \quad (1.18)$$

mit J_m den Bessel- und $H_m^{(1,2)}$ den Hankelfunktionen, sowie an die Randbedingungen angepassten Konstanten A_m und S_m . Die Differentialgleichung für den axialen Teil $Z(z)$ lässt sich auf die Differentialgleichung eines quantenmechanischen harmonischen Oszillators mit potentieller Energie $V(z) = (\Delta E_m z/2)^2$ zurückführen und man erhält die Lösung

$$Z_{mq}(z) = C_{mq} H_q\left(z \sqrt{\frac{\Delta E_m}{2}}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E_m}{4} z^2\right) \quad (1.19)$$

mit den Hermitepolynomen H_q , der Normierungskonstanten C_{mq} , $\Delta E_m = 2m\Delta k/R_0$ und dem Wellenvektor

$$k_{mq} = \sqrt{\frac{m^2}{R_0^2} + \left(q + \frac{1}{2}\right) \Delta E_m}. \quad (1.20)$$

Wie auch beim harmonischen Oszillator ergibt sich ein diskreter Satz von Energieniveaus mit Eigenwerten

$$E_{mq} = \left(q + \frac{1}{2}\right) \Delta E_m. \quad (1.21)$$

Es wird also zusätzlich zur azimuthalen Quantenzahl m die axiale Quantenzahl q benötigt, um die Modenstruktur des Flaschenresonators zu beschreiben. Sie gibt die Anzahl der Knoten der Wellenfunktion entlang der z -Achse an. Man sieht, dass sich der Abstand der Energieniveaus über den Radius R_0 und die Krümmung Δk des Resonators steuern lässt.

Für ein festes, aber beliebiges ϕ (hier $\phi = 0$ gewählt) kann man nun mittels der Wellenfunktion $\Psi_{mq}(\rho, z) = \Phi_m(\rho, R(z)) Z_{mq}(z)$ die Intensitätsverteilung der Flaschenmoden $I_{mq}(\rho, z) \propto |\Psi_{mq}(\rho, z)|^2$ berechnen. In Abbildung 1.7 sieht man die sehr gute Übereinstimmung von theoretischer axialer Intensitätsverteilung und der im Experiment beobachteten. Insbesondere ist die starke Erhöhung der Intensität an den Kaustiken zu erkennen, die sich damit als optimale Koppelpositionen anbieten. Die Darstellung des radialen Profils eines Flaschenresonators wurde schon in Abbildung 1.5 gezeigt.

Vergleich mit Fabry-Pérot-Resonator

Es ist instruktiv, hier noch einmal die beiden Konzepte des Flaschenresonators und des Fabry-Pérot-Resonators aus theoretischer Sicht zu vergleichen. Beim Flaschenresonator geschieht der axiale Einschluss, wie zuvor beschrieben, durch eine Drehimpulsbarriere, die für das Licht wie ein harmonisches Potential wirkt. Die sich entlang der z -Achse ergebende Intensitätsverteilung ist die eines quantenmechanischen harmonischen Oszillators, bestimmt durch Hermitepolynome abhängig von der Resonatorgeometrie. Beim Fabry-Pérot-Resonator wird die Begrenzung des Lichtfeldes durch ein Spiegelpaar realisiert. Das Potential gleicht dem eines Potentialtopfs, womit sich stehende Wellen mit sinusförmigem Intensitätsprofil ausbilden. Die Analogie ist in Abbildung 1.8 noch einmal dargestellt.

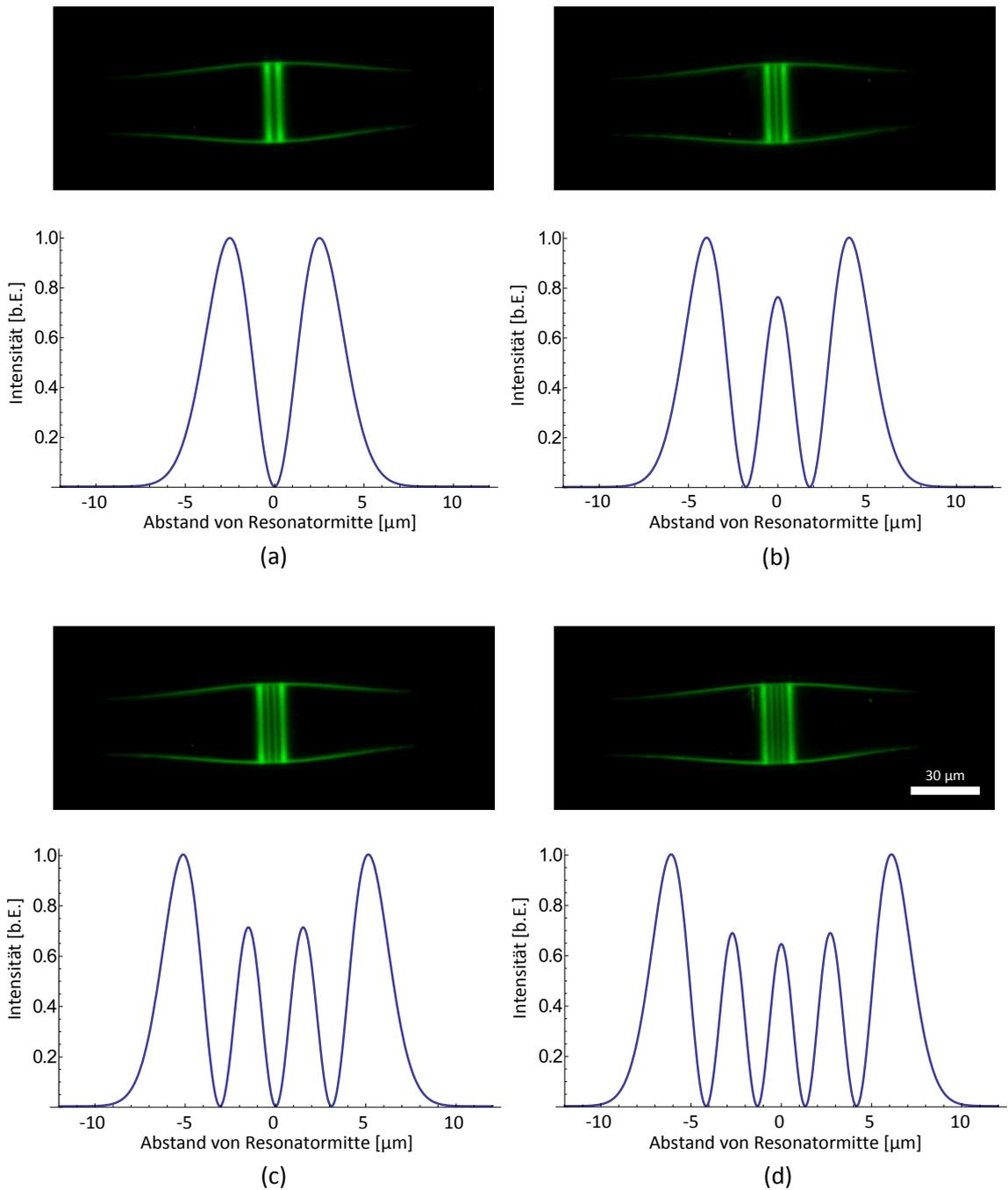


Abbildung 1.7: Experimentell beobachtete und theoretisch berechnete axiale Intensitätsverteilung im Flaschenresonator. In (a) – (d) sind Axialmoden mit $q = 1$ bis $q = 4$ zu sehen. Es wurde ein mit Erbium dotierter Resonator mit einem Durchmesser von $36 \mu\text{m}$ und einer Krümmung von $\Delta k = 0,015 \mu\text{m}^{-1}$ verwendet bzw. für die Theorie simuliert. Das eingekoppelte Licht mit einer Wellenlänge von 850 nm regt in den Er^{3+} -Ionen Zweiphotonenprozesse an, die zur Ausstrahlung des grünen Fluoreszenzlichts führen. Die Intensität jeder berechneten Verteilung ist auf 1 normiert.

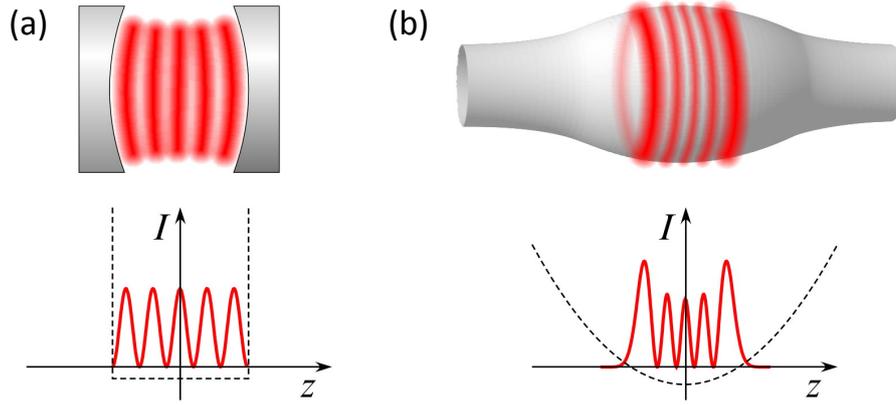


Abbildung 1.8: Analogie zwischen (a) Fabry-Pérot- und (b) Flaschenresonator bezüglich der sich aus den verschiedenen Potentialen ergebenden Intensitätsverteilungen.

1.4.2 Freier Spektralbereich und Abstimmbarkeit

Für geringe Krümmungen $\Delta k R_0 \ll 1$ kann der Wellenvektor aus Gleichung (1.20) genähert werden [26] und man erhält

$$\Delta \nu_m \approx \frac{c}{2\pi n R_0}, \quad \text{für } \Delta m = 1 \quad (1.22)$$

$$\Delta \nu_q \approx \frac{c \Delta k}{2\pi n}, \quad \text{für } \Delta q = 1 \quad (1.23)$$

für den freien azimuthalen Spektralbereich $\Delta \nu_m$ bzw. den freien axialen Spektralbereich $\Delta \nu_q$ eines Flaschenresonators. Der azimuthale FSR entspricht gerade dem in Gleichung (1.11) hergeleiteten FSR in einem Scheiben- oder Mikrokugelresonator. Für einen typischen Flaschenresonator mit Radius $R_0 = 18 \mu\text{m}$, einer Krümmung von $\Delta k = 0,015 \mu\text{m}^{-1}$ und dem Brechungsindex $n = 1,46$ von Quarzglas ergibt sich damit ein azimuthaler FSR von etwa 1,8 THz sowie ein axialer FSR von etwa 490 GHz. Es reicht somit aus, den Flaschenresonator über den im Vergleich mit dem FSR eines typischen Mikrokugelresonators mehr als vier Mal geringeren axialen FSR abzustimmen. Schon mit den vier axialen Flaschenmoden $q = 1 - 4$ kann dadurch der Abstand zwischen zwei azimuthalen Flaschenmoden überbrückt werden. Die Verwendung von Moden kleiner axialer Quantenzahl hat den Vorteil eines geringen Modenvolumens, da die Kaustiken eng beieinander liegen (siehe Abbildung 1.7).

Die Abstimmung des Resonators geschieht durch Zugspannung, die an die Resonatorfaser mittels piezoelektrischer Aktoren angelegt wird. Dadurch ändert sich der Resonatorradius und der Brechungsindex, was eine Verschiebung der Resonanzfrequenzen zur Folge hat. Die zu erwartende Veränderung der Resonanzfrequenz $\Delta \nu_{mq}$ für eine Mode mit einer Polarisation parallel zur angelegten Zugspannung und damit auch parallel zur Resonatoroberfläche (TM-Mode) ergibt sich zu [28]

$$\frac{\Delta \nu_{mq}}{\nu_{mq}} \approx -\frac{\Delta R}{R_0} - \frac{\Delta n}{n} \approx -0,2 \frac{\Delta L}{L} \quad (1.24)$$

mit der Länge L des Resonators und ΔL seiner Änderung. Der Flaschenresonator lässt sich über mehr als das 1,7-fache seines axialen FSR abstimmen [7] (siehe Abbildung 1.9).

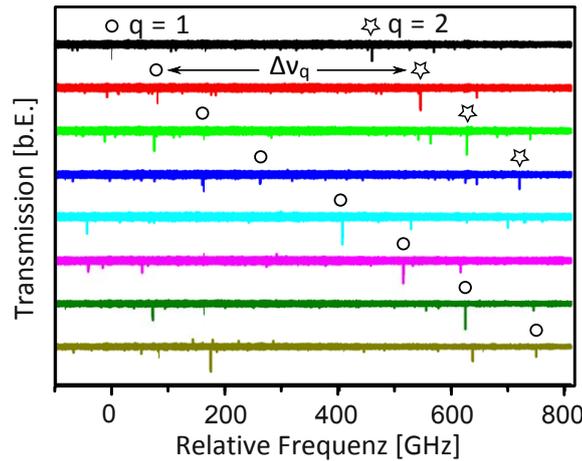


Abbildung 1.9: Verschiebung der Resonanzfrequenzen für die $q = 1$ und $q = 2$ Flaschenmode durch gleichmäßig steigende Zugspannung, dargestellt mittels verschiedenfarbiger Transmissionsprofile. Mit der Abstimmung von über 700 GHz wurde der axiale FSR von $\Delta\nu_q = 425 \pm 8$ GHz um einen Faktor von 1,7 übertroffen.

Dabei wurde maximal nur etwa 35 % der Bruchspannung von Quarzglas angelegt. Der Flaschenresonator lässt sich also tatsächlich auf jede beliebige Frequenz abstimmen.

1.4.3 Optimierung für Resonator-QED-Experimente

Bei der Wahl des Resonatordurchmessers müssen verschiedene Aspekte beachtet werden. Zu allererst sollte der Resonator eine möglichst hohe Güte haben. Darüber hinaus muss allerdings auch dem Einsatzzweck des Resonators Rechnung getragen werden. In diesem Experiment sollen Rubidiumatome in das evaneszente Feld des Flaschenresonators eingebracht werden um die Wechselwirkung im Bereich der starken Kopplung zu untersuchen. Dabei skaliert die Kopplungsstärke g , die die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Atomen und einer Mode des Resonators darstellt, mit der Stärke des evaneszenten Feldes am Ort des Atoms. Weiterhin gilt $g \propto V_{\text{mod}}^{-1/2}$ (siehe Kapitel 3.1.2) mit dem Modenvolumen V_{mod} . Resonatoren mit großem Durchmesser verringern daher die Kopplungsstärke. Die Güte Q eines Resonators setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen [29]:

$$Q^{-1} = Q_{\text{rad}}^{-1} + Q_{\text{H}_2\text{O}}^{-1} + Q_{\text{o.s.}}^{-1} + Q_{\text{mat}}^{-1} . \quad (1.25)$$

Q_{rad} ergibt sich aus den Strahlungsverlusten, die der Resonator erleidet und ist näherungsweise exponentiell abhängig vom seinem Radius. Für kleine Radien kann Q_{rad} damit relevant werden. $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ beschreibt Absorptionsverluste durch Wasser an der Oberfläche des Resonators, während $Q_{\text{o.s.}}$ Streuverluste an Oberflächeninhomogenitäten berücksichtigt. Beide Faktoren sind proportional zu $a^{1/2}$, mit dem Radius a des Resonators [30]. Kleine Radien bedeuten also auch hier geringere Gütefaktoren. Q_{mat} enthält Streu- und Absorptionseffekte des Materials. Dieser Wert ist unabhängig vom Radius des Resonators und liegt für Quarzglas bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780$ nm bei etwa 2×10^{10} [30]. Die Parameter Gütefaktor und Kopplungsstärke entwickeln sich also gegenläufig mit dem Radius des Resonators. Dies zeigt auch Abbildung 1.10, in der theoretisch berechnete Kopplungsstärken und experimentell gemessene Gütefaktoren von Flaschenresonatoren

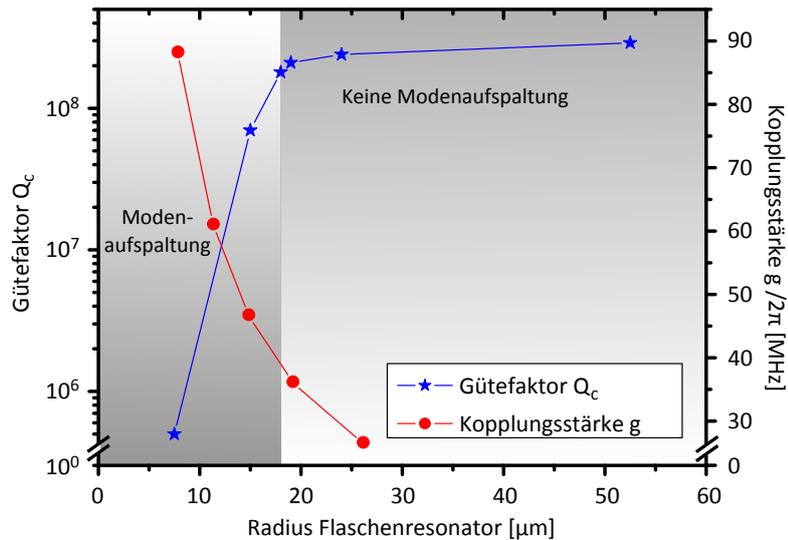


Abbildung 1.10: Gemessener, kritisch gekoppelter Gütefaktor Q_c (siehe auch Kapitel 1.5.2) und theoretisch berechnete Kopplungsstärke g für ein Rubidiumatom an der Resonatoroberfläche in Abhängigkeit des Resonatorradius. Ein möglichst hoher Wert für beide Parameter wird für einen Radius von etwa $18 \mu\text{m}$ erreicht. Der Bereich in dem Modenaufspaltung durch hohe Rückstreuung in die gegenläufig orientierte Mode beobachtet wurde, ist markiert.

mit verschiedenen Radien dargestellt werden. Wie man sieht, wird mit einem Resonatorradius von $18 \mu\text{m}$ ein guter Kompromiss zwischen den beiden Parametern getroffen.

Bei kleinen Radien und einem dadurch größeren Anteil an Streuung tritt ein für uns störender Effekt auf, die sogenannte Modenaufspaltung. Dazu muss beachtet werden, dass die in Kapitel 1.4.1 berechneten Moden des Flaschenresonators (auch jedes anderen Flüstergaleriemodenresonators) zweifach entartet sind. Bei ansonsten gleichen Quantenzahlen m und q kann sich eine Mode mit oder entgegen dem Uhrzeigersinn ausbreiten. Durch das eingekoppelte Licht wird im Resonator zuerst nur die Mode in eine Umlaufrichtung angeregt. Durch Streuung an Inhomogenitäten der Resonatoroberfläche und des Resonatormaterials mit typischerweise deutlich kleineren Abmessungen als der Wellenlänge des verwendeten Lichts (Rayleighstreuung) wird Licht in die gegenläufig orientierte Mode gestreut, wodurch die Entartung aufgehoben wird. Im Fall starker Kopplung der beiden Moden führt dies zur Aufspaltung der alten in zwei neue Normalmoden mit $\omega_{1,2} = \omega_0 \pm 1/2\gamma$ mit der Kopplungskonstanten γ [31]. Die in Kapitel 4 beschriebene Stabilisierung des Flaschenresonators auf die Laserfrequenz leidet unter dieser Aufspaltung, so dass der Radienbereich in dem starke Modenaufspaltung beobachtet wurde, vermieden werden sollte.

1.5 Einkoppeln von Licht mittels ultradünner Glasfasern

Um Licht in Flüstergaleriemodenresonatoren und insbesondere auch in Flaschenresonatoren einzukoppeln, können verjüngte Glasfasern verwendet werden. Dabei wird die räumliche Überlappung der evaneszenten Felder von Glasfaser- und Resonatormoden ausgenutzt. Für ein genaueres Verständnis dieses Prozesses ist die Kenntnis der sich in Glasfasern ausbildenden Moden wichtig.

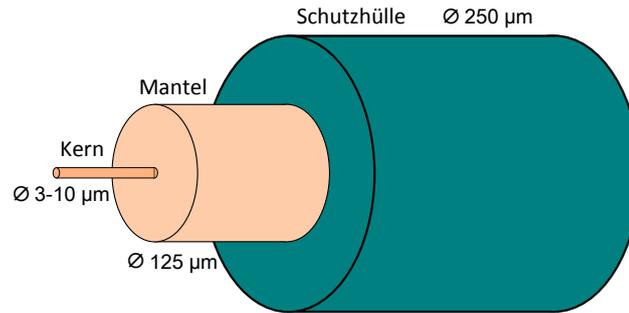


Abbildung 1.11: Schematische Darstellung einer Glasfaser mit typischen Größenangaben für eine Monomodenfaser.

1.5.1 Propagation von Licht in Glasfasern

Die Ausbreitung von Licht in Glasfasern beruht auf dem Prinzip der Totalreflexion (siehe Kapitel 1.3.2). Das Licht wird in einem inneren Glaskern geführt, der von einem Glasmantel mit geringfügig kleinerem Brechungsindex umgeben ist. Der Kerndurchmesser bei Monomoden-Fasern beträgt typischerweise 3 - 10 μm , der Manteldurchmesser 125 μm . Umgeben ist die Faser noch von einer Schutzschicht aus Kunststoff, die die Faser vor Umgebungseinflüssen abschirmt und die mechanische Belastbarkeit erhöht (siehe Abbildung 1.11). Die hier besprochenen Glasfasern sind Stufenindexfasern, deren Brechungsindex sich von Kern zu Mantel abrupt ändert. Bei einem ausreichend kleinen Einfallswinkel bezüglich der Faserachse wird das Licht an der Grenzschicht zwischen Kern und Mantel totalreflektiert. Dadurch kann Licht äußerst verlustarm über große Distanzen in Glasfasern geführt werden, was einen wesentlichen Grund für ihren Erfolg in der Telekommunikationstechnologie darstellt.

Wie auch bei Flüstergaleriemodenresonatoren kann ein Teil des Lichtfelds in das optisch dünnere Medium, hier den Mantel, eindringen. Da die Eindringtiefe dieses evaneszenten Feldes in der Größenordnung der verwendeten Wellenlänge liegt, kann es den Mantel nicht verlassen und ist damit vor Umgebungseinflüssen geschützt. Möchte man Glasfasern allerdings zur Einkopplung von Licht in Resonatoren verwenden oder das evaneszente Feld anderweitig, z.B. zur Spektroskopie [32] nutzen, so ist dieser Schutz kontraproduktiv. Um das evaneszente Feld zugänglich zu machen, muss entweder der Mantel durch Ätzverfahren [33] oder Abschleifen [34] entfernt werden oder man verjüngt die Faser durch Heizen und gleichzeitiges Strecken der Faser [35].

Ultradünne Glasfasern

In unserer Gruppe werden durch letzteres Prinzip mittels einer in Kapitel 1.6 behandelten Faserziehmaschine ultradünne Glasfasern hergestellt. Der Durchmesser der Glasfaser wird dabei von 125 μm auf 500 nm und weniger reduziert. Kern und Mantel verjüngen sich dabei gleichermaßen. Allerdings ist nach dem Ziehprozess der Durchmesser des Kerns so gering, dass er für die Lichtführung keine Rolle mehr spielt. Das Licht wird nun im früheren Mantel geführt und die Totalreflexion geschieht an der Grenzfläche zwischen Mantel und umgebendem Medium (siehe Abbildung 1.12). Es hat ein Wechsel zwischen einer schwach geführten Mode (geringer Unterschied im Brechungsindex der beiden Medien $\Delta n = n_{\text{Kern}} - n_{\text{Mantel}} \ll 1$) und einer stark geführten Mode stattgefunden. Dabei

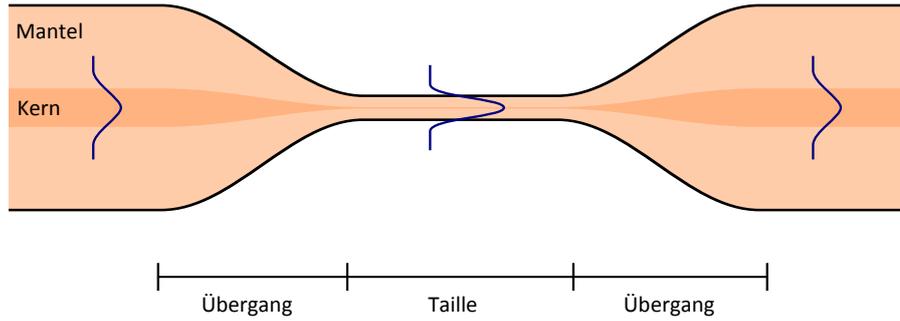


Abbildung 1.12: Schematische Darstellung einer verjüngten Glasfaser mit ultradünner Taille. Die bei uns durchgeführte Verjüngung des Durchmessers von $125 \mu\text{m}$ auf 500 nm ist nicht maßstabsgetreu dargestellt. Im Bereich der Taille erstreckt sich das evaneszente Feld, wie angedeutet, bis in das die Glasfaser umgebende Medium und ist damit leicht zugänglich.

ist wichtig, dass die Veränderung von der ursprünglichen Glasfaser zum ultradünnen Teil, der sogenannten Taille, adiabatisch geschieht. Dies bedeutet, dass die Radienänderung im Übergang kontinuierlich und so langsam abläuft, dass der Übergang der Mode aus dem Kern in den Mantel und darauf folgend der Übergang in die ultradünne Taille (sowie in entgegengesetzter Reihenfolge zurück) möglichst ohne Verluste erfolgt. Mit der Faserziehmaschine in unserer Gruppe können geeignete adiabatische Faserprofile im Übergang reproduzierbar realisiert werden, wodurch sich äußerst hohe Transmissionen von über 98,5% [36] durch den ultradünnen Teil bei Fasern mit einer Taille von 500 nm erzielen lassen.

Im Bereich der Taille ist der Durchmesser der ultradünnen Glasfaser geringer als die Wellenlänge des geführten Lichts. Das evaneszente Feld reicht daher weit in das umgebende Medium hinein und kann leicht genutzt werden. In Abbildung 1.13 ist das radiale Intensitätsprofil der Grundmode in einer ultradünnen Glasfaser mit 500 nm Taille dargestellt. Man erkennt deutlich, welcher hoher Anteil der Leistung im evaneszenten Feld zur Verfügung steht.

Moden in Glasfasern

Die elektrischen und magnetischen Felder in einer Glasfaser werden durch die Maxwell'schen Gleichungen [38] beschrieben. Jede Komponente der Felder genügt damit auch der Helmholtzgleichung

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2)\Psi = 0 \quad (1.26)$$

mit dem Betrag des Wellenvektors $k = 2\pi n/\lambda_0$. Da der Brechungsindex n der zu beschreibenden Stufenindexfaser im Kern und Mantel (bzw. dünngezogenem Mantel und umgebendem Medium, z.B. Luft) zwar unterschiedlich aber konstant ist, kann man die beiden Bereiche exakt beschreiben. Die Darstellung der zylindersymmetrischen Glasfaser geschieht am besten in einem zylindrischen Koordinatensystem, in dem die Helmholtzgleichung folgende Form annimmt:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \Psi(r, \phi, z) = 0. \quad (1.27)$$

Die zu beschreibenden Moden breiten sich mit der Propagationskonstanten β in z -Richtung (so gewählt, dass sie der Faserachse entspricht) aus. Weiterhin sind sie im Winkel ϕ 2π -

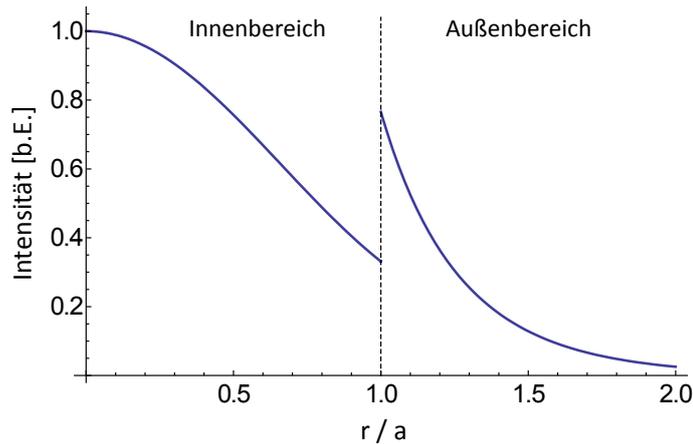


Abbildung 1.13: Radiale Intensitätsverteilung für die linear polarisierte Grundmode bei einem Faserdurchmesser von $2a = 500$ nm und einer Wellenlänge von 780 nm. Der radiale Abstand r wurde auf den Faserradius a , die Intensität auf 1 normiert. Beim hier gewählten azimutalen Winkel $\phi = 0$ (einem radialen Schnitt parallel zur Polarisationsrichtung des Lichts) steht das elektrische Feld an der Resonatoroberfläche senkrecht zur Oberfläche, so dass die Intensität einen Sprung zeigt [37].

periodisch, so dass folgender Ansatz [39] zur Lösung der Helmholtzgleichung gewählt wird:

$$\Psi(r, \phi, z) = \psi(r)e^{-il\phi}e^{-i\beta z}, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.28)$$

Eingesetzt in Gleichung (1.27) ergibt sich eine Besselsche Differentialgleichung für den radialen Anteil $\psi(r)$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2} + k^2 - \beta^2 \right) \psi(r) = 0. \quad (1.29)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes ergeben sich für den Mantel (der bei ultradünnen Fasern die Aufgabe des früheren Kerns übernimmt) und das umgebende Medium verschiedene Lösungen. Schließt man unphysikalische Lösungen aus, die gegen Unendlich streben, so erhält man

$$\psi(r) \propto \begin{cases} J_l(hr), & r < a \\ K_l(qr), & r > a \end{cases} \quad (1.30)$$

als Lösung für den radialen Anteil. Dabei ist a der Faserradius, J_l die Besselfunktion erster Art der Ordnung l und K_l die modifizierte Besselfunktion zweiter Art der Ordnung l mit $h^2 \equiv k^2 - \beta^2$ und $q^2 \equiv \beta^2 - k^2$. Wie oben beschrieben breitet sich diese Welle in Richtung der Faserachse mit der Propagationskonstanten β aus. Diese entspricht nun nicht genau der Wellenzahl $k = 2\pi n/\lambda_0$ mit dem Brechungsindex n des Materials der Glasfaser, sondern ist vielmehr

$$\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda_0} = k_0 \cdot n_{\text{eff}} \quad (1.31)$$

mit der Wellenzahl im Vakuum $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Der effektive Brechungsindex n_{eff} berücksichtigt, dass ein Teil der beschriebenen Mode auch außerhalb der Faser propagiert. Im Falle

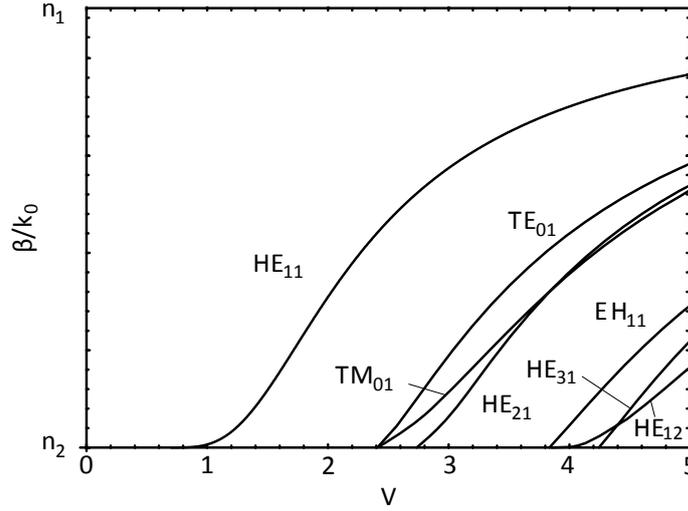


Abbildung 1.14: Normierte Propagationskonstante für die ersten sieben Moden einer Glasfaser in Abhängigkeit des V-Parameters (adaptiert aus [40]).

ultradünner Glasfasern kann er daher stark vom Brechungsindex des Glases abweichen, da diese über ein ausgeprägtes evaneszentes Feld verfügen und der Brechungsindexunterschied zwischen Glas und umgebendem Medium (meist Luft) sehr groß ist.

Der effektive Brechungsindex lässt sich berechnen, wenn man beachtet, dass die tangentialen Felder E_ϕ , E_z , H_ϕ und H_z an der Grenzfläche zwischen den beiden Medien stetig differenzierbar sein müssen. Es ergibt sich folgende transzendente Gleichung für die Propagationskonstante β [26]:

$$\left(\frac{J'_l(hr)}{hrJ_l(hr)} + \frac{K'_l(qr)}{qaK_l(qr)} \right) \left(\frac{n_1^2 J'_l(hr)}{hrJ_l(hr)} + \frac{n_2^2 K'_l(qr)}{qrK_l(qr)} \right) = l^2 \left[\left(\frac{1}{qr} \right)^2 + \left(\frac{1}{hr} \right)^2 \right]^2 \left(\frac{\beta}{k_0} \right)^2. \quad (1.32)$$

Hierbei ist a der Faserradius sowie n_1 und n_2 die Brechungsindizes innerhalb und außerhalb der Glasfaser. Man erhält zwei Klassen von Lösungen, die als EH_{lm} - und HE_{lm} -Moden bezeichnet werden. Es handelt sich um Hybridmoden, die elektrische und magnetische Felder in z -Richtung besitzen. Trägt das elektrische Feld in z -Richtung mehr zur Mode bei, so nennt man sie EH-Mode, im umgekehrten Fall heißt sie HE-Mode. HE_{11} ist die Grundmode (vergleiche Abbildung 1.13). Moden mit $l = 0$ werden als TE_{0m} - (transversal elektrisch) bzw. TM_{0m} -Moden (transversal magnetisch) bezeichnet. Die Propagationskonstante der verschiedenen Moden hängt von mehreren Parametern ab, die im sogenannten V-Parameter

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.33)$$

zusammengefasst werden. In Abbildung 1.14 ist die normierte Propagationskonstante $\beta/k_0 = n_{\text{eff}}$ für die Grundmode und die nächst höheren Moden in Abhängigkeit des V-Parameters aufgetragen. Nimmt der V-Parameter ab (z.B. durch einen geringen Faserradius a), so werden immer weniger Moden in der Glasfaser geführt. Eine Mode wird nicht mehr geführt, wenn der effektive Brechungsindex den Brechungsindex des umgebenden Mediums (in der Abbildung n_2) angenommen hat, die Mode also nur noch in diesem Medium propagiert. Soll nur die Grundmode HE_{11} geführt werden, so muss $V < 2,405$ gelten.

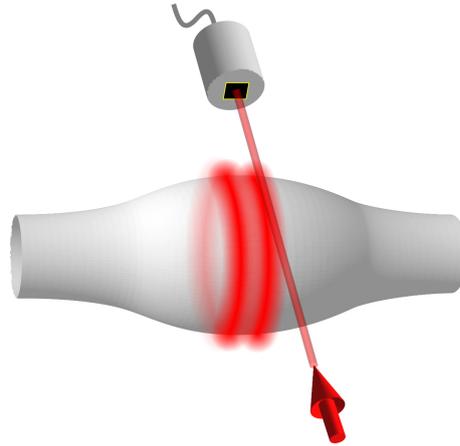


Abbildung 1.15: Kopplung einer ultradünnen Glasfaser an den Flaschenresonator. Das Laserlicht wird in Pfeilrichtung in die Faser eingestrahlt und koppelt an die Moden des Resonators, hier dargestellt durch eine $q = 1$ Mode. Die Transmission wird mittels eines Photodetektors gemessen.

Die Grundmode selbst unterliegt keiner Abschneidebedingung und wird immer geführt. Glasfasern, die nur die Grundmode führen, werden als Monomodalen-Fasern bezeichnet.

1.5.2 Kopplung

Damit die Moden der ultradünnen Glasfaser mit den Moden des Resonators koppeln können, also der gewünschte Energieübertrag von der Faser auf den Flaschenresonator stattfindet, müssen drei Bedingungen erfüllt sein. Zu allererst müssen die Moden räumlich überlappen. Da die evaneszenten Felder der Glasfaser wie auch des Flaschenresonators auf einer Skala von wenigen 100 nm abfallen, muss die Möglichkeit einer sehr genauen Positionierung vorhanden sein.

Weiterhin müssen die Wellenvektoren der Moden in Betrag und Richtung übereinstimmen, man spricht von Phasenanpassung (engl. phase-matching) [35]. Die korrekte Richtung erhält man leicht, indem an der Position der Kaustik mit der Glasfaserachse orthogonal zur Resonatorachse gekoppelt wird (siehe Abbildung 1.15). Der Betrag des Wellenvektors im Flaschenresonator ist in Gleichung (1.20) gegeben und hängt vom Radius und der Krümmung, also der Resonatorgeometrie, ab. Die Propagationskonstante β der Glasfaser ist, wie in Abbildung 1.14 gezeigt, abhängig vom V-Parameter und kann durch eine Änderung des Faserdurchmessers an die entsprechende Resonatormode angepasst werden.

Schließlich muss auch die Polarisierung beider Moden übereinstimmen. Die Polarisierung im Flaschenresonator kann entweder transversal elektrisch oder transversal magnetisch sein. Durch die Verwendung einer geeigneten linearen Polarisierung in der Koppelfaser ist eine optimale Polarisationsanpassung möglich.

Untersucht man den Prozess der Anregung des Resonators genauer, so sind verschiedene Beiträge zu beachten. In einem einfachen Modell [41] wird die Kopplung der Grundmode der Koppelfaser an die Resonatormode betrachtet. Diese wiederum verliert Energie durch geringe intrinsische Verluste σ_0 , durch Kopplung an Strahlungsmoden im freien Raum κ_{rad} , durch Kopplung an eventuell vorhandene höhere Moden der Koppelfaser κ_i sowie hauptsächlich durch die Auskopplung in die Grundmode der Glasfaser κ_0 . Der Anteil des Lichts, der von der Glasfaser nicht in den Resonator eingekoppelt wurde, interferiert mit

dem Teil, der aus dem Resonator wieder in die Faser ausgekoppelt wird. Für resonantes Licht hat der Ein- und Auskoppelvorgang jedoch gerade eine Phasenverschiebung von jeweils $\pi/2$ zur Folge. Sind die nicht eingekoppelte und wieder ausgekoppelte Lichtleistung gleich groß, so kommt es zu vollständiger destruktiver Interferenz und die Transmission durch die Koppelfaser fällt auf Null ab. Dies nennt man kritische Kopplung. Für die Transmission T und den Kopplungsparameter K

$$T = \left(\frac{1 - K}{1 + K} \right)^2 \quad (1.34)$$

$$K = \frac{\kappa_0^2}{\sum_{i \neq 0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2 + \sigma_0^2} \quad (1.35)$$

ergibt sich $T = 0$ gerade für $K = 1$, also wenn gilt $\kappa_0^2 = \sum_{i \neq 0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2 + \sigma_0^2$. Für $K < 1$ wird ein Resonator als unterkoppelt und für $K > 1$ als überkoppelt bezeichnet. Bei einem unterkoppelten Resonator ist die nicht eingekoppelte Leistung größer als die aus dem Resonator zurückgekoppelte Leistung, beim überkoppelten Fall ist es genau umgekehrt.

In diesem Zusammenhang ist es instruktiv, sich Gedanken zur Messung des Gütefaktors eines Resonators zu machen. Ein ungekoppelter Resonator besitzt, wie in Gleichung (1.1) beschrieben, die intrinsische Güte

$$Q_0 = \frac{2\pi\tau_0}{T_{\text{opt}}} = \frac{2\pi}{T_{\text{opt}}\sigma_0^2} \quad (1.36)$$

mit der optischen Periodendauer T_{opt} und der Zeitkonstanten $\tau_0 = 1/\sigma_0^2$. Die Güte eines ungekoppelten Resonators kann jedoch nicht gemessen werden. Durch die Kopplung an eine Glasfaser verringert sich die Güte auf

$$Q = \frac{2\pi}{T_{\text{opt}}(\sigma_0^2 + \kappa_0^2)} \quad (1.37)$$

Im Falle kritischer Kopplung ist $\kappa_0^2 \approx \sigma_0^2$ (gültig bei vernachlässigbar kleinen Beiträgen κ_i sowie κ_{rad}) und für die gemessene kritisch gekoppelte Güte Q_c gilt

$$Q_c \approx \frac{Q_0}{2} \quad (1.38)$$

Möchte man verschiedene Güten untereinander vergleichen, so muss darauf geachtet werden, ob es sich bei den angegebenen Werten um intrinsische oder kritisch gekoppelte Güten handelt.

1.6 Herstellung von Flaschenresonatoren

Als Basis für den Flaschenresonator dient eine gewöhnliche Stufenindexfaser. Diese wird zuerst im relevanten Bereich von ihrer Schutzhülle befreit und mit Aceton gereinigt. Die Faser mit einem Durchmesser von nun $125 \mu\text{m}$ wird dann in eine eigens dafür entwickelte Faserziehmaschine [26] eingespannt. Das Herzstück der Anlage besteht aus zwei aufeinander angebrachten, co-linearen Verschiebetischen, mit denen die Glasfaser relativ zu einer Heizquelle bewegt und gleichzeitig gestreckt werden kann (siehe Abbildung 1.16). Mit der Apparatur können ultradünne Glasfasern, wie auch Flaschenresonatoren, produziert werden, wobei sich der Herstellungsprozess für beide leicht unterscheidet.

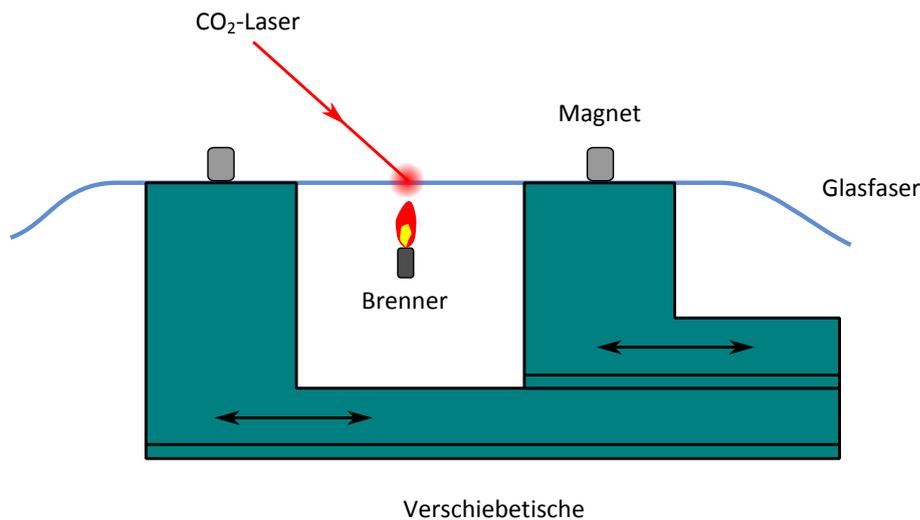


Abbildung 1.16: Schematische Darstellung der Faserziehanlage. Die Glasfaser wird durch einen Brenner oder alternativ mit einem CO₂-Laserstrahl erhitzt. Der untere Tisch bewegt sie dabei relativ zur Heizquelle, der obere sorgt für die Dehnung. Die Magnete dienen der Fixierung der Glasfaser.

Herstellung ultradünner Glasfasern

Als Heizelement dient ein Brenner, der mit einem Gemisch aus Wasserstoff und Sauerstoff betrieben wird. Man erhält damit eine Flamme, die nahezu frei von Verunreinigungen wie z.B. Kohlenstoff ist. Diese könnten sich andernfalls auf der bearbeiteten Glasfaser absetzen. Die auf den Verschiebetischen befestigte Glasfaser wird nun relativ zum Brenner bewegt und an der erhitzten Stelle gedehnt. Die Bewegung der Faser statt des Brenners ergibt eine deutlich gleichmäßigere Heizleistung, da ein Flackern der Flamme vermieden wird. Das Zusammenspiel dieser Bewegungen bedingt das spätere Faserprofil, also insbesondere den Taillendurchmesser und die Taillenlänge. Mit einem Computerprogramm wird daher zu den gewünschten Parametern der ultradünnen Faser eine Bewegungsvorschrift (Trajektorie) für die Verschiebetische berechnet und computergesteuert umgesetzt. Es können Taillendurchmesser von bis zu 100 nm mit einer a priori Genauigkeit von $\pm 5\%$ hergestellt werden [26].

Herstellung von Flaschenresonatoren durch Mikrotaillierung

Flaschenresonatoren werden durch die Mikrotaillierung bereits verjüngter Glasfasern hergestellt. Die Bearbeitung der Faser geschieht mittels eines CO₂-Laserstrahls bei einer typischen optischen Leistung von 2 - 4 Watt, der durch eine Zinkselenidlinse auf die Faser fokussiert wird. Als Grundlage dient jedoch keine ultradünne Glasfaser sondern eine Faser mit dem Durchmesser, den der spätere Flaschenresonator haben soll (also etwa 30 - 40 μm statt 0,5 μm). Auch solch eine Glasfaser könnte mit dem oben besprochenen Wasserstoff-Sauerstoff-Brenner als Heizquelle produziert werden. Allerdings würden dadurch geringe Mengen Wasser ins Glas diffundieren, die im Flaschenresonator zu Verlusten führten.

Daher wird der für die spätere Mikrotaillierung eingesetzten CO₂-Laser auch für die Herstellung der verjüngten Faser verwendet. Der Laser hat den Vorteil, dass er mit Sicherheit kein Wasser in die Faser deponiert. Wird der Laser als Heizquelle verwendet, muss

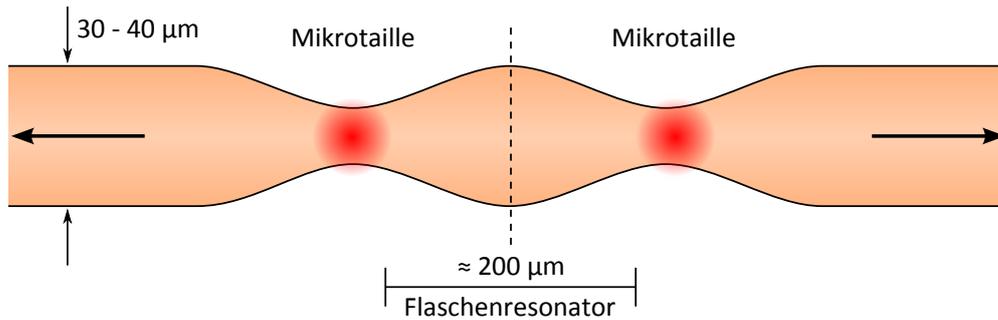


Abbildung 1.17: Herstellung eines Flaschenresonators durch die Erzeugung zweier Mikrotailen auf einer dünnen Glasfaser mittels eines CO_2 -Lasers. Die Radienmodulation ist zur besseren Veranschaulichung übertrieben dargestellt und liegt in der Realität im Bereich von etwa 20 %.

allerdings beachtet werden, dass mit geringer werdendem Durchmesser der Faser weniger Licht absorbiert wird. Im Laufe des Ziehprozesses muss daher die Leistung des Lasers kontinuierlich erhöht werden, um eine gleichbleibende Temperatur in der Schmelzzone zu erzielen.

Zur Mikrotailierung wird die verjüngte Glasfaser mit dem Laser nacheinander an zwei wenige $100 \mu\text{m}$ voneinander entfernten Stellen erhitzt und leicht gedehnt. Es entstehen zwei verjüngte Bereiche, die sogenannten Mikrotailen, mit einer jeweiligen Radienmodulation von etwa 20 % Prozent. Der Abstand der beiden Mikrotailen muss so gewählt werden, dass sie sich ein wenig überlappen. Das Profil zwischen ihnen entspricht dann gerade dem gewünschten parabolischen Profil des Flaschenresonators (siehe Abbildung 1.17). Durch die Länge der Ziehstrecke, dem Abstand zwischen den Mikrotailen, dem Strahldurchmesser des CO_2 -Lasers und der Dicke der verwendeten Glasfaser kann die Resonatorform gezielt beeinflusst werden. Möchte man an einem bereits erzeugten Flaschenresonator die Krümmung erhöhen, so ist dies durch einfaches Erhitzen der gesamten Resonatorstruktur möglich. Aufgrund der Oberflächenspannung des verflüssigten Glases versucht der bauchige Teil des Resonators kugelförmige Gestalt anzunehmen, wodurch sich die Krümmung verstärkt.

2 Der Koppelaufbau

Eine der Voraussetzungen, um Licht von einer Koppelfaser in den Flaschenresonator einzukoppeln, ist ein räumlicher Überlapp der evaneszenten Felder von Faser und Resonator. Bei einer Ausdehnung der Felder in das umgebende Medium von nur wenigen hundert Nanometern ist dafür eine präzise Positionierung von Koppelfaser und Flaschenresonator zueinander notwendig.

2.1 Die Faserhalter

Die Koppelfaser wie auch die Faser, in die der Flaschenresonator mikrostrukturiert wurde (kurz: Resonatorfaser), sind auf entsprechenden Halterungen mit Klebstoff fixiert (siehe Abbildung 2.1). Mittels eines piezoelektrischen Biegeaktors (im folgenden Biegepiezo genannt) kann die Koppelfaser gespannt werden, um so durch geeignetes Abstimmen der mechanischen Resonanzfrequenzen Schwingungen der Faser zu reduzieren. Der Biegepiezo (Firma Physik Instrumente, Modell PL112.10) wird dazu von einem Treiber (Firma Physik Instrumente, Modell E-650.00) mit der jeweils gewählten, konstanten Spannung versorgt.

Die Resonatorfaser ist auf der einen Seite auf einem Scherpiezo (Firma Physik Instrumente, Modell P-141.10) und auf der anderen, wie auch die Koppelfaser, direkt auf dem Halter befestigt. Mit dem Piezo kann die Resonatorfaser gedehnt und somit die optische Resonanzfrequenz durchgestimmt werden. Mit einem zusätzlichen Scherpiezo auf der anderen Seite des Resonators könnte ein eventuell benötigter Offset für die Dehnung des Resonators eingestellt werden, falls sich der Stellweg des Scherpiezos von $10\ \mu\text{m}$ als zu gering herausstellen sollte. Der Resonatorhalter ist mittels eines massiven Winkels an der Experimentierplattform fixiert.

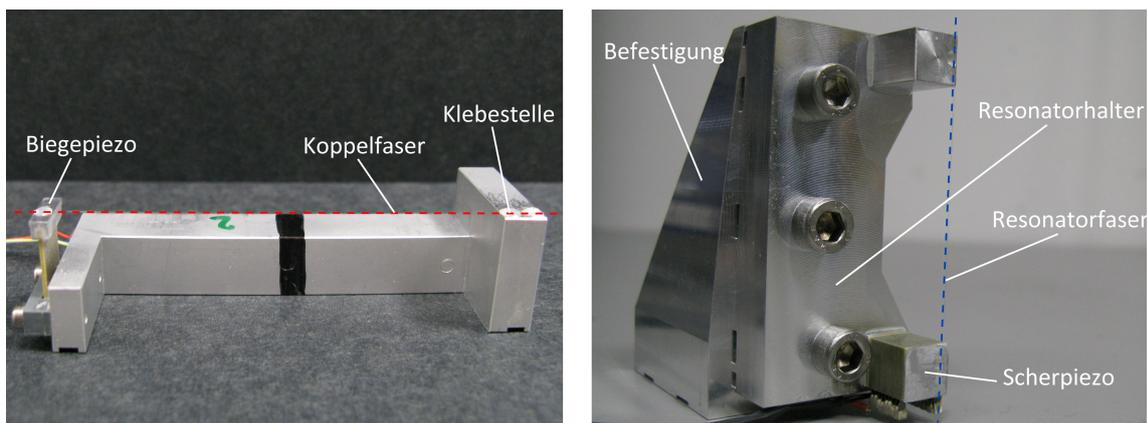


Abbildung 2.1: *Links:* Koppelfaserhalter mit Biegepiezo zum Spannen der Faser. Die Koppelfaser ist rot gestrichelt dargestellt. *Rechts:* Resonatorfaserhalter mit Scherpiezo zum Durchstimmen der Resonanzfrequenz. Die Resonatorfaser ist blau gestrichelt dargestellt.

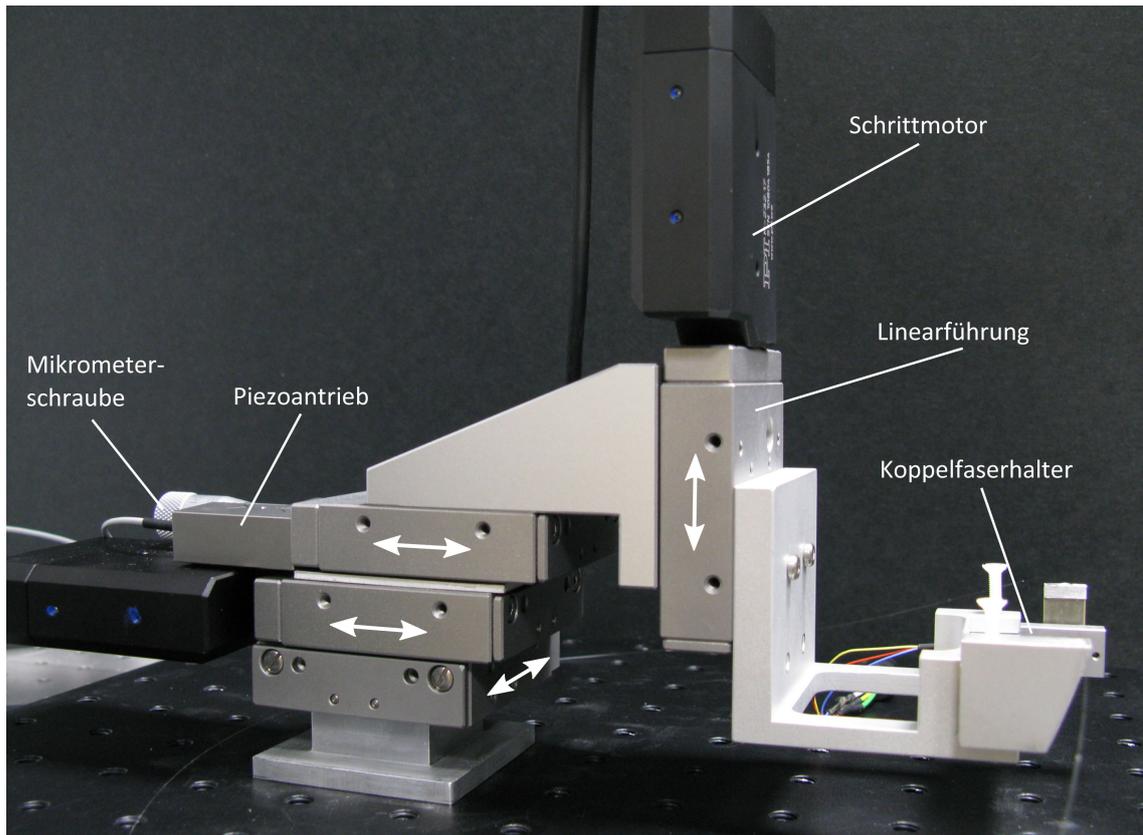


Abbildung 2.2: Positionierungsaufbau zum Bewegen der Koppelfaser in allen drei Dimensionen. Die Bewegungsrichtungen der Linearführungen sind mit Pfeilen verdeutlicht.

2.2 Das Positionierungssystem

Die Resonatorfaser ist durch die Befestigung ortsfest, so dass nur die Koppelfaser bewegt werden kann. Dazu dient der in Abbildung 2.2 dargestellte Positionierungsaufbau, der Translationen entlang aller drei Raumrichtungen erlaubt. Er besteht aus vier Linearführungen (Firma Physik Instrumente, Modell M-105), die durch zwei Schrittmotoren, zwei Mikrometerschrauben und einen Piezoantrieb bewegt werden können. Daran ist der Koppelfaserhalter befestigt. Die unterste Linearführung dient dazu, die Koppelfaser entlang ihrer Faserachse zu verschieben. Durch eine geeignete Positionierung der Koppelfaser kann der Durchmesser der Faser am Koppelpunkt gewählt werden, so dass eine optimale Phasenanpassung möglich ist. Hierfür genügt eine Mikrometerschraube mit einer Genauigkeit von $1\ \mu\text{m}$ (in der Abbildung nicht zu sehen). Mit den beiden Positioniereinheiten darüber kann der Abstand zwischen Koppel- und Resonatorfaser eingestellt werden. Hierfür wird die größte Genauigkeit benötigt. Der Schrittmotor (Firma Physik Instrumente, Modell M-232.17) stellt eine Schrittweite von $100\ \text{nm}$ bei einem möglichen Stellweg von $17\ \text{mm}$ zur Verfügung und dient, wie auch die Mikrometerschraube darüber, der Grobeinstellung des Abstands. Die exakte Positionierung wird mittels eines Piezoantriebs (Firma Physik Instrumente, Modell P-854.00) durchgeführt, der bei einem Stellweg von $25\ \mu\text{m}$ eine Auflösung von bis zu $1\ \text{nm}$ bietet. Die Bedienung des Piezoantriebs erfolgt durch den zugehörigen Treiber (Firma Physik Instrumente, Modell E-503.00). Zur Verschiebung der

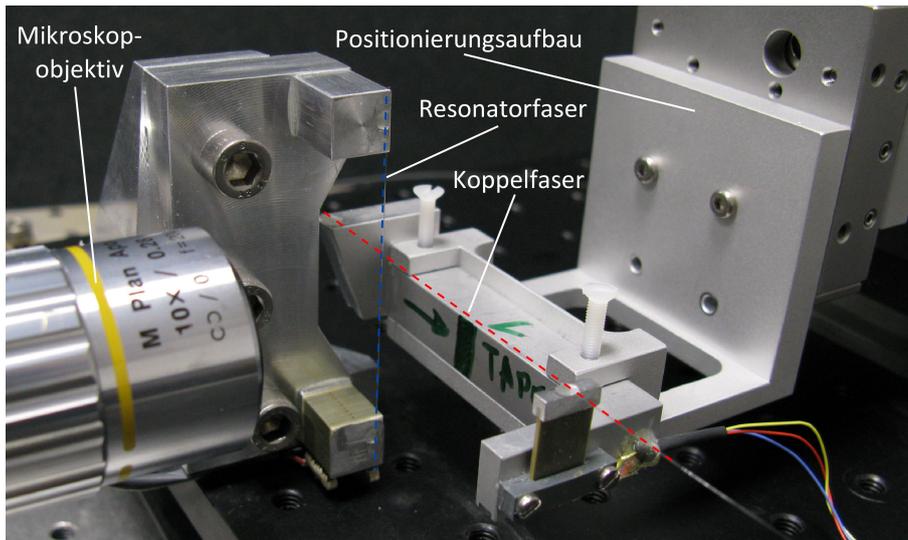


Abbildung 2.3: Nahaufnahme des Koppelbereichs. Zur Verdeutlichung ist die Resonatorfaser blau- und die Koppelfaser rot-gestrichelt dargestellt.

Koppelfaser entlang der Resonatorachse dient wieder ein Schrittmotor. Bei einer typischen Halbwertsbreite der Mode an den Kaustiken von $3 \mu\text{m}$ ($q=1$, vergleiche Abbildung 1.7) ist dessen Schrittweite von 100 nm ausreichend klein.

2.3 Weitere Komponenten

In Abbildung 2.3 ist der Koppelbereich und das Zusammenspiel der beteiligten Bauteile bei der Kopplung noch einmal dargestellt. Der Koppelbereich wird mittels eines Mikroskops betrachtet. Damit kann die Annäherung der Koppelfaser an den Resonator geprüft, der gewünschte Koppelpunkt entlang der Resonatorachse gefunden und schließlich die Abstrahlung der Resonatormoden beobachtet werden. Das verwendete Objektiv (Firma Mitutoyo, Modell M Plan Apo 10x) liefert eine zehnfache Vergrößerung und ist über einen Tubus (Firma Infinity Photo-Optical, Modell Infinitube) mit einer CMOS-Kamera (Firma Allied Vision Technologies, Modell Marlin F-131B) verbunden. Zur Fokussierung dient ein Positionierungssystem (Firma Thorlabs, Modell PT3/M), an dem der Tubus befestigt ist.

Um die Dämpfung gegen Vibrationen zu verbessern, steht der gesamte Koppelaufbau auf einem Breadboard, wobei sich zwischen Breadboard und optischem Tisch eine Dämpfungsfolie (Sorbothane) befindet.

Stehen Koppel- oder Resonatorfaser ungeschützt für längere Zeit im Labor, so lagert sich Staub auf ihnen an. Schon geringste Mengen führen aufgrund der starken Streuung des Lichts zu Transmissionverlusten bei der Koppelfaser sowie zu einer deutlichen Verringerung der Güte des Resonators. Daher befindet sich der gesamte Aufbau in einer Schutzkiste, die eine möglichst staubfreie Umgebung schafft (siehe Abbildung 2.4). Ein Lüfter, dessen Luftstrom durch einen HEPA-Filter (High Efficiency Particulate Airfilter, Filterklasse H13) von Staubteilchen befreit wird, erzeugt einen Überdruck in der Kiste. Somit wird, insbesondere auch während des seitlichen Öffnens der Schutzkiste für einen Wechsel der Koppel- oder Resonatorfaser, ein Eindringen von Staubteilchen erschwert. Während der

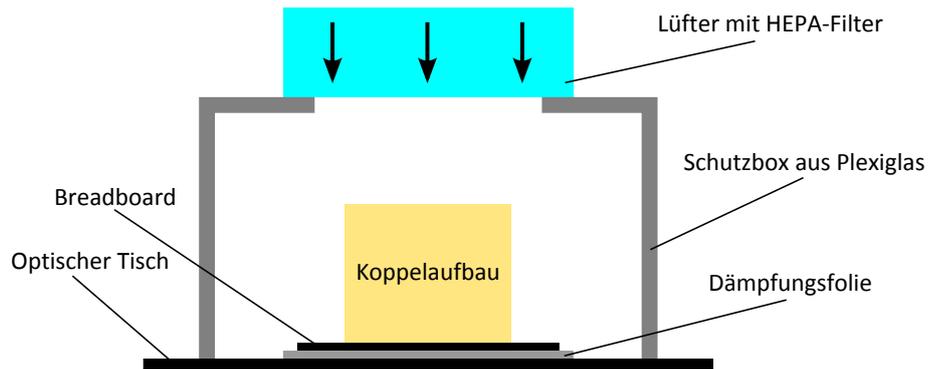


Abbildung 2.4: Schutzkiste mit Lüftung, um die Anlagerung von Staubteilchen auf der Koppel- und Resonatorfaser zu verhindern.

Messung selbst muss die Lüftung allerdings ausgeschaltet werden, da der Luftstrom sowie der Körper- und Luftschall den Resonator bewegt und somit die Kopplung stört. Auch dann sind Resonator und Faser in der Kiste jedoch vor Staub geschützt.

3 Das Resonator-QED-Experiment

Das Experiment, an dem diese Diplomarbeit entstanden ist, entstammt dem Bereich der Resonator-Quantenelektrodynamik (kurz: Resonator-QED). In ihm sollen quantenmechanische Effekte aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld eines Resonators und Rubidiumatomen untersucht werden. Der Flaschenresonator eignet sich dafür hervorragend. Durch die hohe Güte in Verbindung mit dem kleinen Modenvolumen stellt er mittels seines evaneszenten Feldes ein Lichtfeld äußerst hoher Intensität zur Verfügung. Daher sollte die Wechselwirkungsstärke zwischen dem Lichtfeld des Resonators und den Rubidiumatomen deutlich größer sein als dissipative Effekte wie die spontane Emission der Atome oder das Abklingen des Resonatorfeldes. Man spricht in einem solchen Fall von starker Kopplung. Damit Wechselwirkung mit einem Rubidiumatom auftreten kann, muss die Resonanzfrequenz des Resonators auf die gewünschte atomare Übergangsfrequenz des Rubidiums abgestimmt werden. Dies ist aufgrund der in Kapitel 1.4.2 behandelten Abstimbarkeit des Flaschenresonators auf jede beliebige Frequenz jedoch kein Problem.

3.1 Theoretische Beschreibung der Atom-Resonator-Kopplung

Eine Beschreibung des gekoppelten Atom-Resonator-Systems liefert das Jaynes-Cummings-Modell [42]. Darin wird das Atom als ein 2-Niveau-System angenommen, das mit nur einer Mode des Resonators wechselwirkt. Diese wird ebenfalls in quantisierter Form behandelt. Zu beachten ist, dass in diesem Modell keine weiteren äußeren Effekte wie z.B. die spontane Emission in andere Moden als die Resonatormode, das Abklingen des Resonatorfeldes durch Verluste im Resonator oder eine äußere Anregung durch ein Lichtfeld berücksichtigt werden. Hierfür muss ein komplizierterer Ansatz auf Grundlage des Dichtematrixformalismus gewählt werden. Dieser führt auf die sogenannte Quanten-Mastergleichung [43], die allerdings außer in wenigen Spezialfällen nur numerisch lösbar ist. Das prinzipielle Verhalten des Atom-Resonator-Systems lässt sich jedoch gut mit dem Jaynes-Cummings-Modell erläutern, weswegen es hier vorgestellt wird.

3.1.1 Jaynes-Cummings-Modell

Der Hamiltonoperator des beschriebenen Systems setzt sich aus den Anteilen für das freie Atom \hat{H}_A , das ungestörte Lichtfeld \hat{H}_C und einem Wechselwirkungsterm \hat{H}_{WW} zusammen, der sich aus dem Produkt des Dipoloperators des Atoms mit dem Feldoperator des Lichtfelds ergibt [44]:

$$\hat{H}_{\text{JC}} = \hat{H}_A + \hat{H}_C + \hat{H}_{\text{WW}} . \quad (3.1)$$

Die einzelnen Beiträge sind

$$\hat{H}_A = \frac{\hbar\omega_A}{2}\hat{\sigma}_z \quad (3.2)$$

$$\hat{H}_C = \hbar\omega_C \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \quad (3.3)$$

$$\hat{H}_{\text{WW}} = i\hbar g (\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_- - \hat{a} \hat{\sigma}_+) \quad (3.4)$$

mit dem Inversionsoperator $\hat{\sigma}_z$, dessen Erwartungswert die Besetzungszahldifferenz im 2-Niveau-Atom beschreibt, den Auf- und Absteigeoperatoren im 2-Niveau-System $\hat{\sigma}_+$ und $\hat{\sigma}_-$, den Auf- und Absteigeoperatoren des Lichtfeldes \hat{a}^\dagger und \hat{a} , die in der Kombination $\hat{a}^\dagger \hat{a}$ den Besetzungszahloperator des Lichtfeldes darstellen, dem Kopplungsparameter g , der die Stärke der Kopplung zwischen dem Atom und dem Resonator angibt, dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar , sowie der atomaren Übergangsfrequenz ω_A und der Frequenz des Lichtfeldes ω_C .

Betrachtet man nur die Beiträge für das freie 2-Niveau-Atom und das ungestörte Lichtfeld, so ergeben sich für das 2-Niveau-Atom als Eigenzustände der Grundzustand $|g\rangle$ sowie der angeregte Zustand $|e\rangle$, deren Energieeigenwerte sich um die Energiedifferenz $\hbar\omega_A$ unterscheiden. Die Eigenzustände des Lichtfeldes sind die Photonenzahlzustände $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, \dots, |n\rangle$ mit der Anzahl der Photonen n und einem äquidistanten Energiespektrum $\hbar\omega_C(n + 1/2)$.

Von besonderem Interesse für uns ist der Fall, in dem die Frequenz des atomaren Übergangs mit der des Lichtfeldes übereinstimmt, also $\omega_A = \omega_C = \omega$. In einem Atom-Resonator-System ohne Wechselwirkung sind dann die Eigenzustände $|g\rangle|n\rangle$ und $|e\rangle|n-1\rangle$ entartet (siehe Abbildung 3.1). Wechselwirken sie jedoch miteinander mit einem Kopplungsparameter $g \neq 0$, so wird die Entartung aufgehoben. Die Energieeigenwerte, die sich aus dem Hamiltonoperator \hat{H}_{JC} ergeben, spalten dann auf in

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega \pm \sqrt{n} \hbar g . \quad (3.5)$$

Für den Fall $n = 1$ ist die Aufspaltung gerade $\pm \hbar g$ und wird als Vakuum-Rabi-Aufspaltung bezeichnet. Analog dazu ergeben sich die Eigenzustände, wie in Abbildung 3.1 gezeigt. In dem so beschriebenen System tauschen Resonator und Atom miteinander ein Photon aus. Das Atom emittiert das Photon in den Resonator, von wo es auch wieder aufgenommen werden kann. Die Austauschrate ist dabei gerade $\Omega = 2\sqrt{n}g$ und wird Rabifrequenz genannt. Bringt man also, wie in diesem Experiment geplant, ein Atom in das evaneszente Feld des Flaschenresonators ein, so sollte die Resonanzfrequenz ω des Systems aus Atom und Resonator aufspalten in $\omega \pm \sqrt{n}g$.

3.1.2 Die Kopplungsstärke

Der relevante Parameter zur Beschreibung der Kopplung zwischen einem Atom und einer Mode des Resonators ist die Kopplungsstärke g . Sie berechnet sich zu [44]:

$$g(\vec{r}) = \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r})}{\hbar} = \sqrt{\frac{d^2 \omega_C}{2\hbar \epsilon_0 V_{\text{mod}}}} \psi(\vec{r}) \equiv g_0 \psi(\vec{r}) . \quad (3.6)$$

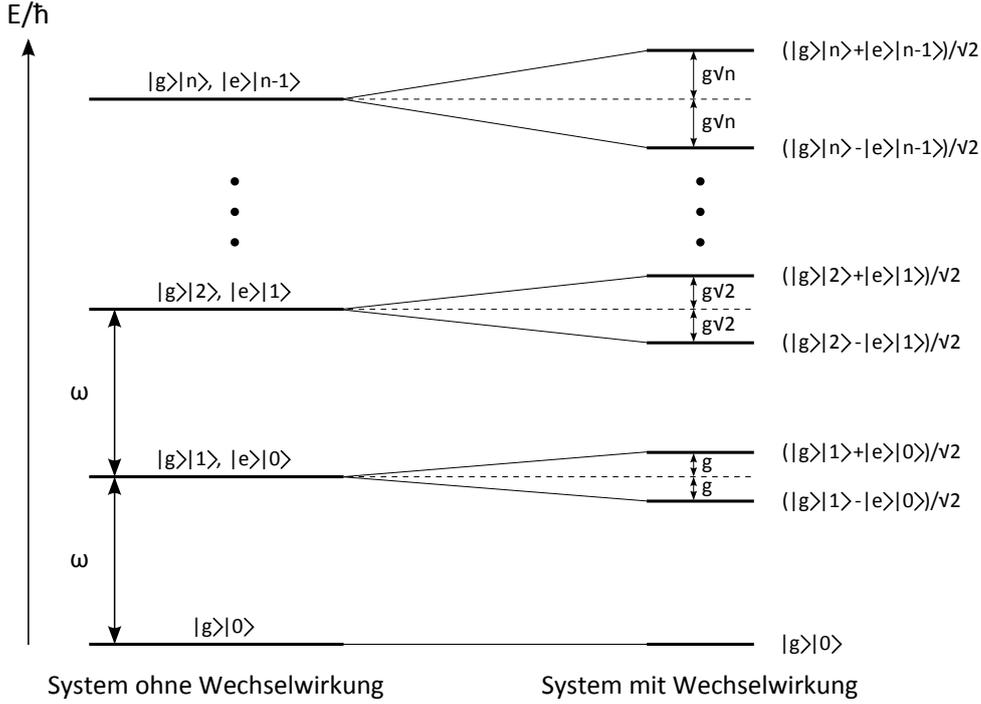


Abbildung 3.1: Eigenzustände und Energieeigenwerte im Atom-Resonator-System. Im Falle eines Systems mit Wechselwirkung spalten die Energieeigenwerte in Abhängigkeit der Kopplungsstärke g auf, ohne Wechselwirkung liegt Entartung vor. Die Anzahl der elementaren Anregungen im System wird mit n bezeichnet, $\omega = \omega_A = \omega_C$ ist die Frequenz des atomaren Übergangs bzw. die Resonanzfrequenz des Resonators.

Dabei ist \vec{d} das Dipolmoment des Atoms, \vec{E} das elektrische Feld der Resonatormode, V_{mod} das Modenvolumen, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, g_0 die maximale Kopplungskonstante und $\psi(\vec{r})$ die normierte, ortsabhängige Wellenfunktion der Resonatormode mit $V_{\text{mod}} = \int n(\vec{r}) |\psi(\vec{r})|^2 d^3r$ mit $n(\vec{r})$ dem ortsabhängigen Brechungsindex. $\psi(\vec{r})$ wurde für den Flaschenresonator in Kapitel 1.4.1 hergeleitet. Hiermit ergibt sich für die Kopplung einer $q = 1$ Mode des Flaschenresonators (bei einem typischen Resonatorradius von $18 \mu\text{m}$) mit einem Rubidiumatom eine Kopplungsstärke an der Resonatoroberfläche von $g = 2\pi \times 40 \text{ MHz}$. Für die Berechnung wurde als axiale Position das Maximum der Kaustik gewählt, wo das Feld und damit auch die Kopplungsstärke maximal ist. Für kleinere Radien sinkt das Modenvolumen, wodurch wegen $g \propto V_m^{-1/2}$ auch noch größere Kopplungsstärken erreicht werden können. Kleinere Radien führen jedoch zu geringeren Gütefaktoren und begünstigen das Auftreten von Modenaufspaltung, wie in Kapitel 1.4.3 erläutert.

Wie zuvor erwähnt, findet der Energieaustausch zwischen Atom und Resonatormode mit der Rabi-Frequenz $\Omega = 2\sqrt{n}g$ statt. In einem realen Experiment muss allerdings auch die Wechselwirkung mit der Umgebung berücksichtigt werden. Zum einen kann das Photon durch spontane Emission in eine andere als die Resonatormode abgestrahlt werden. Dieser Effekt wird mit der transversalen atomaren Dipolzerfallsrate γ_{\perp} beschrieben, die für den D_2 -Übergang des Rubidiums $\gamma_{\perp} = 2\pi \times 3,03 \text{ MHz}$ beträgt [45]. Weiterhin ist die Lebensdauer der Photonen im Resonator selbst durch Absorption und Streuung begrenzt. Die Zerfallsrate κ des Resonatorfelds ergibt sich für einen Flaschenresonator mit einer Güte

von $Q_0 = 3,6 \times 10^8$ bei einer Wellenlänge von 780 nm zu $\kappa = \omega/2Q_0 = 2\pi \times 0,53$ MHz. Möchte man die Vakuum-Rabi-Aufspaltung beobachten oder nutzbar machen, so muss die Kopplung g des Atom-Resonator-Systems groß gegenüber den genannten Zerfallsmechanismen sein, also $g \gg (\kappa, \gamma)$. Dies bezeichnet man als den Bereich der starken Kopplung. Mit den Parametern für unser System aus Flaschenresonator und Rubidiumatom

$$(g; \kappa; \gamma) = 2\pi \times (40; 0,53; 3,03) \text{ MHz} \quad (3.7)$$

ist dies sehr gut erfüllt.

3.2 Experimentelle Realisierung

3.2.1 Transport der Atome mit einem atomaren Springbrunnen

Um die besprochene Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld des Flaschenresonators und den Rubidiumatomen zu beobachten, müssen die Atome in das evaneszente Feld des Resonators eingebracht werden, wofür in dem von uns geplanten Experiment ein atomarer Springbrunnen verwendet werden soll (siehe Abbildung 3.2). Die Rubidiumatome werden dazu zuerst in einer magneto-optischen Falle (engl. magneto-optical trap, Abk. MOT) gekühlt. Eine MOT setzt eine Kombination aus einem inhomogenen magnetischen Feld und Laserkühlung ein, um neutrale Atome zu kühlen und an einem Ort zu speichern. Das Magnetfeld bewirkt dabei eine ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus der Atome, was durch die gleichzeitige Laserkühlung zu einer ortsabhängigen Kraft auf diese und somit zur Kühlung und Speicherung an einem Ort führt (siehe z.B. [46]). Die Laserkühlung wird mittels Laserstrahlen aus allen 6 Raumrichtungen (\pm jede Richtung) durchgeführt. Um die gekühlten Atome nun aus der MOT in das evaneszente Feld des Flaschenresonators zu transferieren, wird die Frequenz einzelner MOT-Laserstrahlen leicht verstimmt, so dass die Atome eine resultierende Kraft in die z-Richtung erfahren. Sie werden dadurch wie in einem Springbrunnen nach oben geschossen. Dieser Teil des Experiments muss in einer Vakuumapparatur durchgeführt werden, um Stöße der gekühlten Rubidiumatome mit dem Restgas zu vermeiden. Der Aufbau ist dabei auf einen Restdruck von $p \approx 10^{-10}$ mbar ausgelegt. Die Höhe, die von den Atomen erreicht wird, ist so gewählt, dass sich die Bewegungsrichtung gerade im evaneszenten Feld des Flaschenresonators umkehrt und die Atome somit dort kurz zum Stillstand kommen. Der Vorteil eines atomaren Springbrunnens z.B. gegenüber dem einfachen Fallenlassen gekühlter Atome entlang des Resonators ist die dadurch deutlich erhöhte Wechselwirkungszeit, sowie die genaue Kontrolle der Atomwolke durch die regelbare Verstimmung einzelner Strahlen des MOT-Lasers. Die Kopplung des Flaschenresonators mit der Koppelfaser in der Vakuum-Apparatur wird nicht mit dem in Kapitel 2.2 vorgestellten Positionierungssystem vorgenommen werden, sondern mit einem vakuumtauglichen und an die Größe der Kammer angepassten System.

3.2.2 Optischer Aufbau

In diesem Abschnitt wird nur der optische Aufbau für das Resonator-QED-Experiment beschrieben (siehe Abbildung 3.3), der Aufbau der MOT bleibt unberücksichtigt. Folgendes Prinzip steht hinter der Messung: Der Laserstrahl, dessen Frequenz auf den gewünschten atomaren Übergang des Rubidiums stabilisiert ist, wird in die Koppelfaser und von dort in den Flaschenresonator, dessen Resonanzfrequenz auf die Laserfrequenz abgestimmt ist,

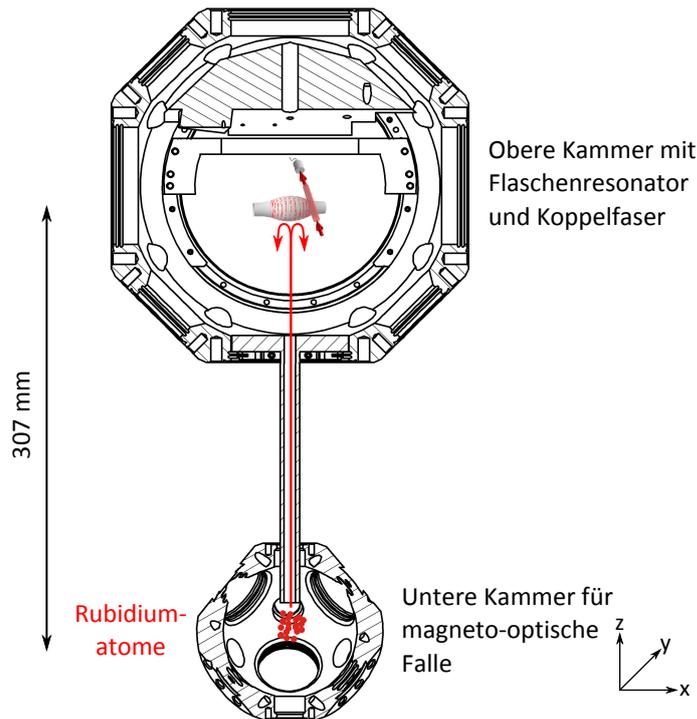


Abbildung 3.2: Querschnitt durch die Vakuumpumpe mit zwei Hauptkammern. In der unteren Kammer werden die Atome mittels der MOT gekühlt und nach oben geschossen, in der oberen Kammer findet das Resonator-QED-Experiment statt. Flaschenresonator und Koppelfaser sind hier nur schematisch eingezeichnet, der tatsächliche Positionierungsaufbau ist nicht zu sehen.

eingekoppelt. Im Falle kritischer Kopplung ist die gemessene transmittierte Leistung nahe Null. Wird nun durch den atomaren Springbrunnen ein Rubidiumatom in das evaneszente Feld des Flaschenresonators eingebracht, so spaltet die Resonanzfrequenz des Systems aus Resonator und Atom gerade um $\pm g\sqrt{n}/2\pi$ auf. Sie stimmt dann nicht mehr mit der Laserfrequenz überein, so dass kurzzeitig die Transmission ansteigen sollte. Die wichtigsten Komponenten, sowie kritische Punkte die es bei der Umsetzung zu beachten gilt, werden im Folgenden erläutert.

Der Aufbau lässt sich in einen Freistrahلبereich (auf der linken Seite der Abbildung) und einen fasergeführten Teil (rechte Seite) trennen. Im Experiment befinden sich beide Teile auf verschiedenen optischen Tischen und sind durch polarisationserhaltende Glasfasern miteinander verbunden. Der Freistrahلبereich gliedert sich wiederum in einen Stabilisierungs- und einen Messaufbau. Bevor die Aufteilung des Laserstrahls in die beiden Teile erfolgt, passiert er mehrere optische Komponenten, die hier der Übersicht halber unter dem Begriff Strahlanpassung zusammengefasst sind. Es handelt sich dabei insbesondere um einen Faraday-Isolator, der störende Rückreflexe in den Laser verhindert, einen Rb-Sättigungsspektroskopie-Aufbau um die Frequenz des Lasers auf den verwendeten Übergang des Rubidiums zu stabilisieren, sowie einen akusto-optischen Modulator (AOM). AOMs in Doppelpass-Konfiguration werden im Mess- wie auch im Stabilisierungsaufbau benötigt, um den Laserstrahl schnell an- und auszuschalten. Allerdings verschieben sie dabei die Frequenz des sie durchquerenden Laserstrahls um einen konstanten Offset. Dies wird mit dem AOM vor den beiden Bereichen kompensiert.

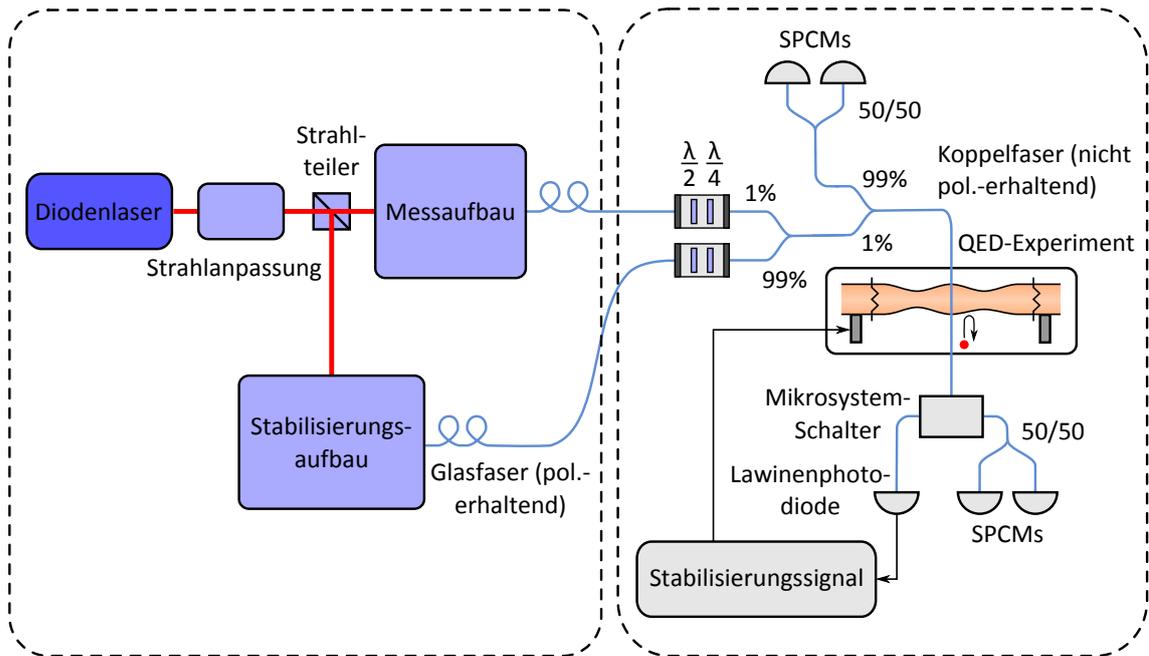


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus des Resonator-QED-Experiments. Die Markierung trennt den Freistrahlerbereich und den fasergeführten Teil auf zwei verschiedenen Tischen. Als Detektoren werden u.a. Einzelphotonenzählmodule (SPCMs) eingesetzt.

Der anschließende Stabilisierungsaufbau ist notwendig, um die Resonanzfrequenz des Resonators auf die Laserfrequenz zu stabilisieren. Durch die hohe Güte des Flaschenresonators und der damit einhergehenden äußerst schmalen Resonanzbreite, wird eine aktive Stabilisierung benötigt. Ohne sie würde die Resonanzfrequenz des Resonators durch Umgebungseinflüsse wie Schall oder Temperaturänderungen stark schwanken, so dass sie auch ohne ein ins evaneszente Feld des Resonators eingebrachtes Atom nicht mehr mit der Laserfrequenz übereinstimmen würde. Die Stabilisierung auf die Laserfrequenz geschieht mittels des Pound-Drever-Hall-Verfahrens, bei dem das durch die Koppelfaser transmittierte Signal verwendet wird, um die Abweichung der Resonanzfrequenz von der Laserfrequenz zu bestimmen und daraus ein Korrektursignal zu gewinnen. Dieses wird an die Piezoelemente am Flaschenresonator geleitet, wodurch die Zugspannung am Resonator verstärkt oder verringert und somit die Resonanzfrequenz aktiv stabilisiert wird. Für die Stabilisierung muss der Laserstrahl phasenmoduliert werden, wofür im optischen Teil des Stabilisierungsaufbaus ein elektro-optischer Modulator (EOM) eingesetzt wird. Auch der Stabilisierungsaufbau enthält einen AOM in Doppelpass-Konfiguration, um den Strahl unabhängig vom Messaufbau schnell ein- und auszuschalten. Der Stabilisierungskreis inklusive aller verwendeten optischen und elektronischen Komponenten ist in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

Mit dem phasenmodulierten Laserstrahl kann das eigentliche Experiment jedoch nicht durchgeführt werden, weswegen der Strahl vorher in einen Mess- und einen Stabilisierungsanteil getrennt wird. Der Messaufbau beinhaltet dabei wieder einen AOM in Doppelpass-Konfiguration zum schnellen Ein- und Ausschalten des Strahls. Die Möglichkeit des schnellen Schaltens ist wichtig, da Messung und Stabilisierung bei der gleichen Wellenlänge erfolgen und daher nicht gleichzeitig durchgeführt werden können. Für die Zeit in der die Messung geschieht (etwa 5 ms, abhängig von der Geschwindigkeitsverteilung der gekühlten

Atome im atomaren Springbrunnen), wird daher die Stabilisierung kurz ausgeschaltet. Die gute passive Stabilität des Flaschenresonators sollte ausreichen, um eine Verschiebung der Resonanzfrequenz um mehr als eine Linienbreite während dieses geringen Zeitintervalls zu verhindern.

Die Messung wird dabei mit einer äußerst niedrigen Leistung von einigen Picowatt, die Stabilisierung bei wenigen 100 Nanowatt durchgeführt. Die polarisationserhaltenden Glasfasern aus dem Mess- und Stabilisierungsteil werden in einer Faserweiche zusammengeführt, die dem Rechnung trägt und 1% der Lichtleistung aus dem Mess- und 99% aus dem Stabilisierungsteil einkoppelt. Diese geringen Leistungen sind zum einen nötig, um eine Erwärmung des Resonators zu verhindern, die eine Verschiebung der Resonanzfrequenz des Resonators bewirken würde. Während die Stabilisierung aktiv ist, hat eine geringfügige Temperaturschwankung zwar keine Auswirkung, da sie vom Stabilisierungskreis kompensiert wird. Mit dem Umschalten vom Stabilisierungs- auf den Messmodus fällt diese Regelung jedoch weg, so dass Temperaturschwankungen verhindert werden müssen. Weiterhin reichen schon wenige Photonen im Resonator aus, um die Rabi-Aufspaltung zu beobachten. Um ein günstiges Signal-Rausch-Verhältnis in den Einzelphotonenzählmodulen (engl. single-photon counting module, Abk. SPCM) zu erzielen, muss daher bei der Messung mit sehr niedrigen Leistungen gearbeitet werden.

Im Stabilisierungsmodus wird das transmittierte Signal von einer Lawinendiode aufgenommen, während der Messung von den zwei SPCMs (Firma PerkinElmer Optoelectronics, Modell SPCM-AQRH-13). Zwischen den Detektortypen wird dabei mittels eines durch eine Mikrosystemeinheit umgesetzten Schalters gewechselt. Zusätzlich zum transmittierten Licht, kann auch das rückgestreute Licht mit zwei SPCMs detektiert werden. Durch die vorgeschaltete Faserweiche wird 99%, also fast die gesamte Leistung, zu den Detektoren geleitet. Dass dadurch bei der Einkopplung in die entgegengesetzte Richtung auch 99% des Lichts verloren geht, ist unbedeutend, da nur minimale Leistungen für das Experiment benötigt werden.

Wie schon zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, wird der Freistrahlsbereich mit dem räumlich getrennten, fasergekoppelten Bereich durch polarisationserhaltende Glasfasern verbunden. Die Koppelfaser, mit der Licht in den Resonator eingekoppelt wird, ist allerdings nicht polarisationserhaltend. Um jede gewünschte Polarisationsrichtung für die Kopplung zur Verfügung zu haben und um eine eventuell vorhandene zirkulare Polarisation zu kompensieren, sind daher noch eine $\lambda/2$ - und eine $\lambda/4$ -Platte zwischengeschaltet. Der erste Teil der Glasfaserstrecke, der den Aufbau von zwei optischen Tischen verbindet, ist mittels polarisationserhaltenden Fasern realisiert um die Stabilität des Systems zu maximieren. Eine Veränderung der Lage der Glasfasern z.B. durch Erschütterungen könnte sonst Änderungen der Polarisation und damit schließlich auch Änderungen an der Kopplung mit dem Resonator verursachen.

4 Stabilisierung des Flaschenresonators

In dem in Kapitel 3 vorgestellten Experiment zur Resonator-Quantenelektrodynamik sollen Rubidiumatome mit dem Lichtfeld des Resonators wechselwirken. Dafür ist es notwendig, die Resonanzfrequenz des Resonators auf die verwendete atomare Übergangsfrequenz des Rubidiums zu stabilisieren. Aufgrund der hohen Güte unseres Flaschenresonators und der damit einhergehenden äußerst schmalen Resonanzbreite birgt die Stabilisierung einige Schwierigkeiten. Folgende Abschätzung zeigt, wie sensitiv die Resonanzfrequenz auf äußere Einflüsse wie Längenänderungen durch z.B. Schall und Temperaturänderungen reagiert.

Flaschenresonatoren ultrahoher Güte mit $Q_0 = 3,6 \times 10^8$ haben bei der verwendeten Wellenlänge von 780 nm eine Resonanzbreite von nur 1 MHz. Nach Gleichung (1.24) bedeutet dies, dass schon eine relative Längenänderung des Resonators von $1,4 \times 10^{-8}$ eine Verschiebung um eine Resonanzbreite hervorruft. Bei einer Länge des Flaschenresonators von $15 \mu\text{m}$ (typischer Abstand zwischen den beiden Kaustiken) entspricht dies einer absoluten Längenänderung von gerade einmal 0,2 pm. Eine analoge Abschätzung die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex $\partial n/\partial T \approx 1,3 \times 10^{-5} K^{-1}$ betreffend, ergibt eine Verschiebung um eine Resonanzbreite für eine Temperaturänderung von nur 0,3 mK. Für Mikrokugeln wurde gezeigt, dass die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex bei Durchmessern kleiner als $200 \mu\text{m}$ sogar noch größer ist als theoretisch für massives Quarzglas erwartet [47].

Eine alleinige passive Stabilisierung des Resonators ist daher nicht ausreichend. Vielmehr muss der Resonator aktiv auf die Rubidiumfrequenz stabilisiert werden. Dazu wird die momentane Resonanzfrequenz des Resonators mit der Frequenz eines Lasers (der mittels Sättigungsspektroskopie wiederum auf den Rubidiumübergang stabilisiert ist) verglichen. Aus der Abweichung, dem sogenannten Fehlersignal, wird ein Korrektursignal berechnet, welches an piezoelektrische Aktoren am Resonator geleitet wird. Diese regeln die an den Flaschenresonator angelegte Zugspannung und damit entsprechend seine Resonanzfrequenz. Zur Erlangung des Fehlersignals wird das Pound-Drever-Hall-Verfahren eingesetzt [48].

In diesem Kapitel wird zuerst ein Überblick über das Pound-Drever-Hall-Verfahren gegeben und insbesondere das damit erzeugte Fehlersignal analysiert. Danach wird die experimentelle Umsetzung des Verfahrens inklusive der verwendeten optischen und elektronischen Komponenten besprochen, sowie die aufgetretenen Probleme bei der Stabilisierung durch mechanische Resonanzeffekte aufgezeigt. Darauf folgt eine Charakterisierung der erfolgreichen Stabilisierung des Flaschenresonators auf einen Laser, sowie die Untersuchung weiterer Effekte, die das Fehlersignal und damit die Stabilisierung beeinflussen können.

4.1 Pound-Drever-Hall-Verfahren

Es gibt mehrere Möglichkeiten mit einem System aus Laser und Resonator ein Fehlersignal für eine aktive Stabilisierung zu erzeugen. Das Prinzip des Pound-Drever-Hall-Verfahrens (Abk. PDH) wird hier anhand eines Fabry-Pérot-Resonators erklärt. Die Übertragung auf

einen Flaschenresonator ist aber unmittelbar möglich. Analog zur vorgestellten Stabilisierung des Resonators auf einen Laser kann auch eine Stabilisierung des Lasers auf einen Resonator mittels des PDH-Verfahrens erfolgen.

4.1.1 Beschreibung des Prinzips

Eine Methode, Informationen über die Resonanzfrequenz eines Fabry-Pérot-Resonators zu erlangen, ist einen Laser einzukoppeln und das reflektierte Signal zu untersuchen. In Abbildung 4.1 ist der Quotient der reflektierten und einfallenden Feldamplitude, der sogenannte Amplitudenreflexionskoeffizient (siehe Gleichung 4.3), aufgetragen. Die reflektierte

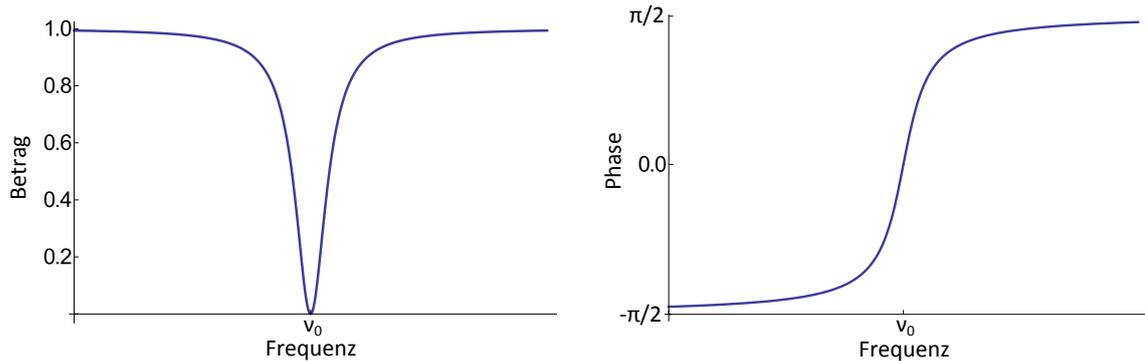


Abbildung 4.1: Betrag und Phase des Amplitudenreflexionskoeffizienten eines Fabry-Pérot-Resonators.

Amplitude besteht dabei aus der kohärenten Überlagerung des schon direkt am Eintrittsspiegel des Fabry-Pérot-Resonators reflektierten Anteils und dem Teil, der den Resonator nach mehrmaligem Umlauf durch den Spiegel wieder verlässt. Bei Übereinstimmung der Laserfrequenz mit der Resonanzfrequenz des Resonators haben beide Anteile die gleiche Amplitude und eine Phasenverschiebung von π , so dass es zu destruktiver Interferenz kommt. Man erkennt hier die Analogie zum Flaschenresonator. Dort ist es allerdings das transmittierte Signal, das gerade die Eigenschaften des reflektierten Signals beim Fabry-Pérot-Resonator besitzt (siehe Kapitel 1.5.2). Befindet man sich knapp neben der Resonanzfrequenz, so ist die Phasenverschiebung nicht genau π . Man erhält einen schwachen reflektierten Strahl, anhand dessen Phase man erkennen kann, ob man über oder unter der Resonanzfrequenz liegt. Das Problem hierbei ist, dass man von der detektierten Intensität nicht auf die Phase zurückschließen sowie das elektrische Feld des Lichts nicht direkt messen kann. Somit muss ein indirekter Weg gefunden werden, um an die Phaseninformation zu gelangen.

Eine andere, sehr intuitive Idee wäre die reflektierte Intensität zu messen und diese bei Null zu halten, da dann die Resonanzfrequenz des Lasers und des Resonators übereinstimmen. Das Problem dabei ist, dass das Intensitätsprofil symmetrisch um die Resonanzfrequenz liegt. Wird ein geringes Signal detektiert, so kann daraus nicht geschlossen werden ob die Resonanzfrequenz des Resonators nun zu groß oder zu klein ist, so dass diese Methode ausscheidet. Eine verwandte Methode, die auch angewendet wird, ist die Stabilisierung auf die Flanke der Resonanz. Eine bestimmte Intensität wird dafür als Sollwert festgelegt und aus der Abweichung davon das Fehlersignal erzeugt. Der Vorteil ist eine konstante reflektierte Leistung, was in einigen Anwendungen benötigt wird. Allerdings kann, wie zuvor

beschrieben, nicht auf das Minimum stabilisiert, also eben keine genaue Übereinstimmung der Resonanzfrequenz des Resonators mit der Laserfrequenz erreicht werden.

Der oben angesprochene indirekte Weg um an die Phaseninformationen zu gelangen, wird beim PDH-Verfahren folgendermaßen realisiert: Der Laserstrahl wird phasenmoduliert, wodurch sich Seitenbänder mit einer festen Phasenbeziehung zum einfallenden und damit auch zum reflektierten Strahl ausbilden. Diese Modulation wird im Experiment z.B. durch einen elektro-optischen Modulator (Abk. EOM) durchgeführt. Bei einer Modulationsfrequenz Ω und der Trägerfrequenz des Lasers ω beträgt die Frequenz der ersten beiden Seitenbänder gerade $\omega \pm \Omega$. Eine Überlagerung dieser Seitenbänder mit dem reflektierten Anteil erzeugt ein Schwebungssignal. Den relevanten Teil bei der Modulationsfrequenz Ω , der die benötigte Phaseninformation enthält, erlangt man durch Multiplikation mit dem ursprünglichen Modulationssignal in einem Mischer. Aus der Phase dieses Signals bestimmt sich schließlich die Phase des reflektierten Strahls.

4.1.2 Theoretische Betrachtung

Durch die Phasenmodulation des einfallenden Laserstrahls nimmt das elektrische Feld folgende Form an

$$E_{\text{ein}} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (4.1)$$

mit der modulierten Phase $\beta \sin \Omega t$, der Modulationsfrequenz Ω und der Modulationstiefe β . Ist die Modulationstiefe klein ($\beta < 1$), so kann eine Näherung durchgeführt werden [49]:

$$E_{\text{ein}} \approx E_0 \left[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right] \quad (4.2)$$

In erster Ordnung ergeben sich drei Frequenzkomponenten. Es handelt sich um die Trägerfrequenz ω , sowie zwei Seitenbänder bei $\omega \pm \Omega$, deren Amplituden von den Besselfunktionen $J_i(\beta)$ bestimmt werden. In höherer Ordnung kommen weitere Frequenzkomponenten hinzu, deren Leistung jedoch bei kleinem β gegen Null geht. Mit dem Amplitudenreflexionskoeffizienten $F(\omega)$ eines Fabry-Pérot-Resonators [49]

$$F(\omega) = \frac{E_{\text{refl}}}{E_{\text{ein}}} = \frac{R \left(\exp \left(i \frac{\omega}{\Delta\nu_{\text{fsr}}} \right) - 1 \right)}{1 - R^2 \exp \left(i \frac{\omega}{\Delta\nu_{\text{fsr}}} \right)} \quad (4.3)$$

(wobei R die Amplitudenreflektivität der Spiegel und $\Delta\nu_{\text{fsr}}$ den freien Spektralbereich angibt) und Gleichung (4.2) erhält man für das vom Resonator reflektierte elektrische Feld:

$$E_{\text{refl}} = E_0 \left[F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right] . \quad (4.4)$$

Messen kann man allerdings nur die Leistung $P_{\text{ref}} \propto |E_{\text{ref}}|^2$. Sie ergibt sich zu [49]

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}} = & P_c |F(\omega)|^2 + P_s \{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \} \\ & + 2\sqrt{P_c P_s} \{ \text{Re}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \cos(\Omega t) \\ & + \text{Im}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \sin(\Omega t) \} + (2\Omega\text{-Terme}) \end{aligned} \quad (4.5)$$

mit P_c der Leistung im Trägersignal und P_s in den Seitenbändern. Die Oszillationen mit der Frequenz Ω stammen von der Schwebung zwischen dem Träger und den Seitenbändern,

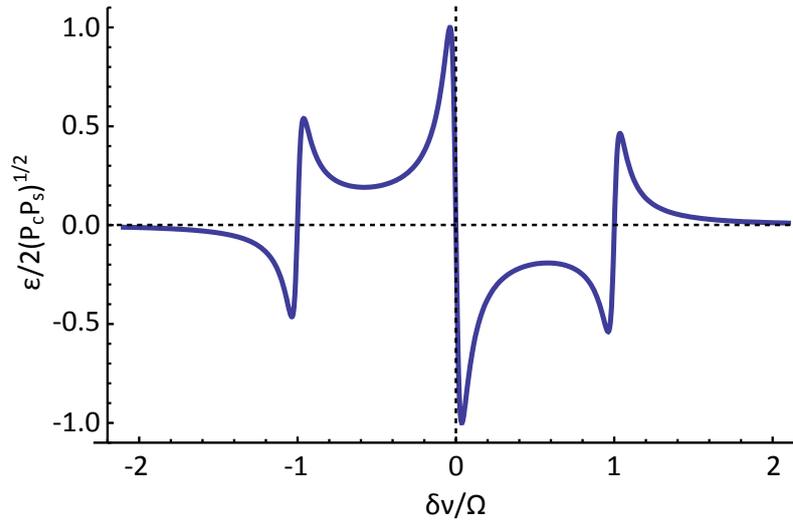


Abbildung 4.2: Normiertes PDH-Fehlersignal laut Gleichung (4.7) in Abhängigkeit der Verstimmung von der Resonanzfrequenz $\delta\nu$. Die Verstimmung ist in Einheiten der Modulationsfrequenz Ω angegeben. Die für das Fehlersignal zugrunde gelegte Linienbreite der Resonanz beträgt $1/30$ der Modulationsfrequenz.

die mit 2Ω von der Schwebung der Seitenbänder miteinander. Die relevanten Beiträge der Gleichung sind der Kosinus- und Sinusterm mit der Frequenz Ω , da sie die Information über die Phase des reflektierten Signals tragen. Bei einer Modulationsfrequenz Ω deutlich größer als der Resonanzbreite des Resonators gilt in der Nähe der Resonanz $F(\omega \pm \Omega) \approx -1$, wodurch $F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)$ vollständig imaginär wird. Damit verschwindet der Kosinus-Term.

Um den Sinus-Term nachzuweisen, wird die Technik der homodynen Detektion angewandt. Hierbei macht man sich zu Nutze, dass für die Multiplikation zweier Sinussignale

$$\sin(\Omega t) \sin(\Omega' t) = \frac{1}{2} [\cos[(\Omega - \Omega')t] - \cos[(\Omega + \Omega')t]] \quad (4.6)$$

gilt. In einem elektronischen Mischer wird genau diese Multiplikation zweier Signale durchgeführt. Die gemessene reflektierte Leistung aus Gleichung (4.5) wird mit dem Signal des Lokoszillators (mit dem der Laserstrahl phasenmoduliert wurde) gemischt. Da in diesem Fall $\Omega = \Omega'$ ist, ergibt sich ein Gleichspannungs-Signal und eines bei doppelter Frequenz. Mittels eines Tiefpasses lässt sich das benötigte Gleichspannungs-Signal herausfiltern.

4.1.3 Das Fehlersignal

Das so erhaltene Gleichspannungs-Signal ist das gesuchte Fehlersignal

$$\epsilon = -2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] , \quad (4.7)$$

dass beim Überschreiten der Resonanzfrequenz sein Vorzeichen ändert und mit dem der Resonator auf die Laserfrequenz stabilisiert werden kann. Es ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die äußeren beiden Nulldurchgänge des Signals entsprechen den Resonanzfrequenzen der Seitenbänder, der mittlere Durchgang dem des Trägers. Die Stabilisierung wird auf die Resonanzfrequenz des Trägers, also die unmodulierte Laserfrequenz, durchgeführt.

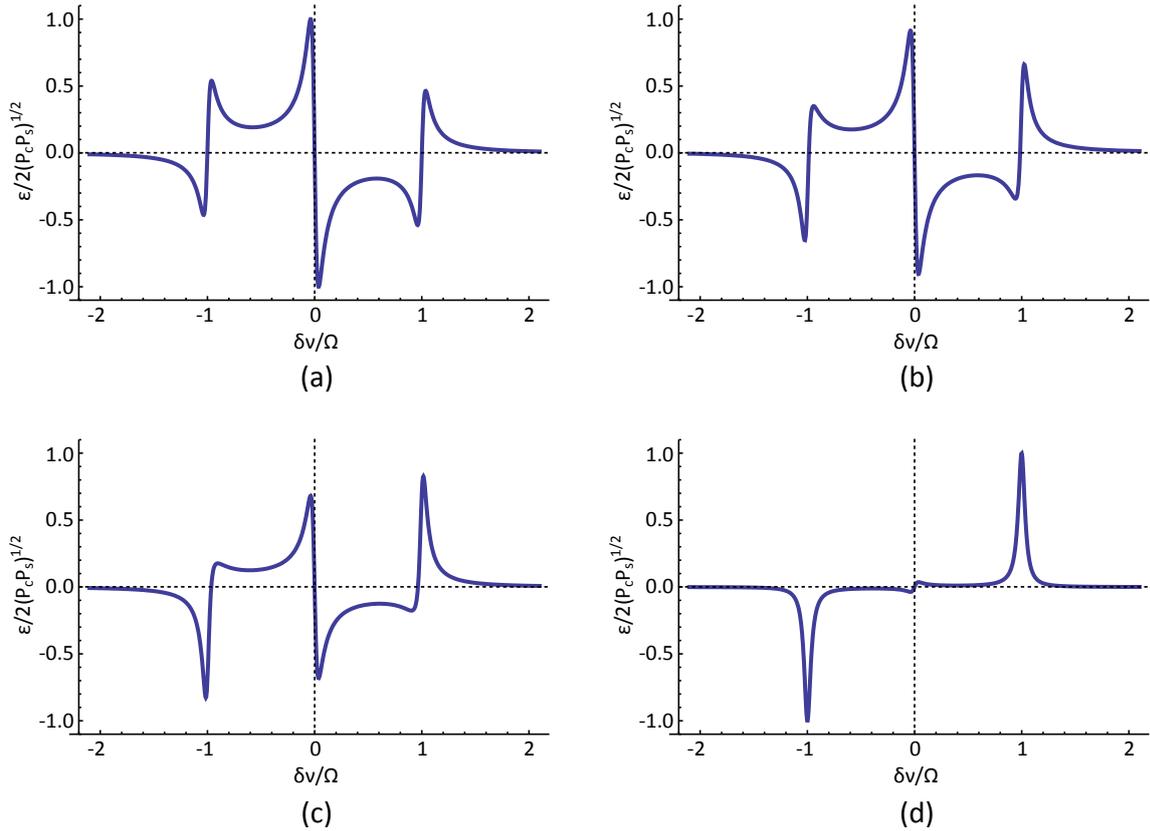


Abbildung 4.3: Auswirkungen eines Phasenunterschieds $\Delta\phi$ zwischen Transmissionssignal und Lokaloszillator auf das Fehlersignal. Der Phasenunterschied beträgt: (a) $\Delta\phi = 0$, (b) $\Delta\phi = \pi/8$, (c) $\Delta\phi = \pi/4$, (d) $\Delta\phi = \pi/2$

Die Resonanzfrequenzen der Seitenbänder liegen gerade 2Ω voneinander entfernt, was eine Eichung der Frequenzskala ermöglicht.

Bei der Realisierung des PDH-Verfahrens im Experiment ist darauf zu achten, dass kein Phasenunterschied zwischen den beiden Signalen, die im Mischer multipliziert werden, existiert. Ist dies doch der Fall, so erhält man einen zusätzlichen Phasenfaktor $e^{i\Delta\phi}$ im Fehlersignal. Es wird dadurch zuerst asymmetrisch in den Seitenbändern bis es für einen Phasenunterschied von $\pi/2$ eine völlig andere Gestalt annimmt (siehe Abbildung 4.3 sowie [50]). Um dies zu vermeiden, wird im Experiment die Phase eines der beiden Signale durch einen Phasenschieber angepasst. Dieser kann in seiner einfachsten Ausführung durch ein Verändern der Kabellängen realisiert werden.

Für den Fall schmaler Resonanzbreiten $\Delta\nu < \Omega$ kann die Flanke um die zentrale Resonanzfrequenz linear genähert werden. Es ergibt sich [49]

$$\epsilon \approx -8\sqrt{P_c P_s} \frac{\delta\nu}{\Delta\nu}, \quad (4.8)$$

mit der Linienbreite der Resonanz $\Delta\nu$ und dem Frequenzabstand $\delta\nu$ von der Resonanzfrequenz. Da $\epsilon/2(P_c P_s)^{-1/2}$ auf 1 normiert ist, gilt für die Steigung m des normierten Signals

$$m \approx -\frac{4}{\Delta\nu}. \quad (4.9)$$

Schmalere Resonanzbreiten ergeben daher steilere Flanken des Fehlersignals, das damit sensibler auf Frequenzschwankungen reagiert. Mit der Steigung m lässt sich darüber hinaus die Resonanzbreite $\Delta\nu$ und damit über $Q = \nu_0/\Delta\nu$ die Güte des Resonators bestimmen. Eine weitere Möglichkeit der Steigerung der Flankensteilheit bietet die Maximierung von $(P_c P_s)^{-1/2}$. Dieser Term wird unter Berücksichtigung der Tatsache, dass $P_c + 2P_s \approx P_0$ ist, maximal, wenn $P_c = 2P_s$. Die Leistung im Trägersignal sollte also etwa doppelt so groß sein, wie die in jedem Seitenband. Eine genauere Berechnung mittels Besselfunktionen ergibt $P_c = 2,4P_s$ [49].

4.2 Umsetzung des PDH-Verfahrens im Experiment

Die Stabilisierung des Flaschenresonators auf die Laserfrequenz ist nur ein Teil des in Kapitel 3 behandelten Resonator-QED Experiments. Ihre Einbindung in den optischen Aufbau des Gesamtexperiments ist dort beschrieben. Dieses Kapitel behandelt nur den Stabilisierungsanteil mit den dafür relevanten Bauteilen (siehe Abbildung 4.4). Die leichten Veränderungen im Vergleich zu Kapitel 3 wurden zwecks einer besseren Übersichtlichkeit der Darstellung vorgenommen.

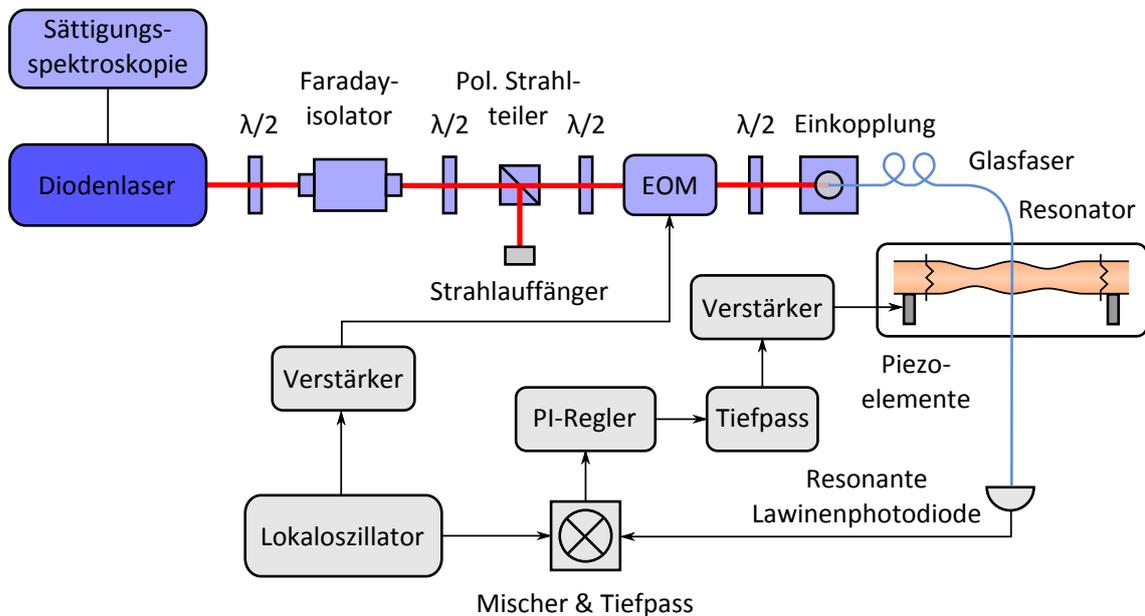


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau der Resonatorstabilisierung mit den wichtigsten optischen und elektronischen Komponenten.

4.2.1 Optische Komponenten

Zur Stabilisierung des Flaschenresonators wird ein Diodenlaser in Littrow-Konfiguration (Firma Toptica, Modell DL pro 780) benutzt. In der Littrow-Konfiguration wird der erzeugte Laserstrahl auf ein Reflexionsgitter kollimiert. Die nullte Beugungsordnung wird ausgekoppelt und steht zur Verfügung, während die erste Beugungsordnung zur antireflexbeschichteten Laserdiode zurückreflektiert wird. Das Gitter wirkt damit wie ein wellenlängensensitiver Spiegel und bildet zusammen mit der beschichteten Laserdiode einen

Resonator (daher auch der engl. Name: external cavity diode laser), wodurch der Einmodenbetrieb des Lasers möglich wird. Durch Ändern des Einfallswinkels auf das Reflexionsgitter, Änderung der Temperatur der Laserdiode mittels Thermoelement oder durch Änderung des Laserdiodenstroms kann die ausgekoppelte Wellenlänge verändert werden. Der verwendete Laser lässt sich von 760 nm bis 795 nm durchstimmen und bietet Modensprungfreiheit über 30 GHz bei einer Leistung von maximal 80 mW bei 780 nm. Dabei ist er nach Herstellerangaben äußerst stabil gegenüber Temperaturänderungen und akustischen Vibrationen und erreicht Linienbreiten von weniger als 150 kHz bei einer Integrationszeit von 5 μ s. Der Laser wird mittels eines integrierten Rubidium-Sättigungsspektroskopie-Aufbaus (Firma TEM-Messtechnik, Modell CoSy), der eine Langzeitstabilität von unter 1 MHz bietet, auf den gewünschten atomaren Übergang in Rubidium stabilisiert. Dieser war zum Zeitpunkt der Messungen jedoch noch nicht implementiert.

Der Faraday-Isolator (Firma Linos Photonics, 60 dB) verhindert Rückreflexe, die den Laser stören oder sogar beschädigen könnten und schützt damit den Laser. Er lässt in die Richtung vom Laser zum optischen Aufbau nur Licht einer bestimmten Polarisation passieren, wofür die $\lambda/2$ -Platte benötigt wird. Der Rückweg wird, in unserem Fall mit 60 dB, unterdrückt. Die darauffolgende $\lambda/2$ -Platte, der polarisierende Strahlteilerwürfel und der Strahlauffänger (engl. beam dump) dienen der Intensitätseinstellung.

Danach passiert der Strahl den elektro-optischen Phasenmodulator (Firma Qubig, Modell EO-FT43L), in dem die für das PDH-Verfahren notwendige Phasenmodulation durchgeführt wird. Da die Phasenmodulation polarisationsabhängig erfolgt, wird noch eine weitere $\lambda/2$ -Platte benötigt. Die Funktionsweise des EOMs basiert darauf, dass der eingebaute elektro-optische Kristall (LiNbO_3) unter Anlegen einer Spannung seinen Brechungsindex ändert. Eine zeitlich veränderliche Spannung erzeugt die benötigte zeitlich veränderliche Phase. Der EOM wird daher mit einem sinusförmigen Wechselspannungssignal von 42,8 MHz aus dem Lokaloszillator betrieben. Es handelt sich um einen resonanten EOM, womit schon eine geringe Leistung ausreicht, um genügend große Seitenbänder zu erzeugen, da die angelegte Wechselspannung mittels eines Schwingkreises um etwa einen Faktor 100 erhöht wird. Die Resonanzfrequenz kann zwischen 37 MHz und 48 MHz eingestellt werden.

Um im Experiment jede gewünschte Polarisation für die Kopplung von Glasfaser- und Flaschenmoden zur Verfügung zu haben, wird vor der Einkopplung in die Faser noch eine $\lambda/2$ -Platte durchquert. Obwohl die verwendeten Glasfasern nicht polarisationserhaltend sind, kann somit die Polarisation wie benötigt angepasst werden. Die Einkopplung in die Glasfaser geschieht mittels eines in allen drei Achsen verstellbaren Faserkopplers (Firma Elliott Scientific, Modell MDE510).

4.2.2 Elektronische Komponenten

Resonante Photodiode

Das vom Resonator transmittierte Signal, welches Gleichung (4.5) beschreibt, wird nun mit einer resonanten Photodiode nachgewiesen. Da die Leistung des Signals sehr schwach sein muss (siehe Kapitel 3.2.2), kann keine gewöhnliche Photodiode verwendet werden. Bei der resonanten Photodiode handelt es sich um eine Eigenanfertigung aus einer Lawinenphotodiode (engl. avalanche photodiode, Abk. APD), deren Signal in einem Parallelschwingkreis und darauffolgenden Verstärkerstufen frequenzabhängig verstärkt wird.

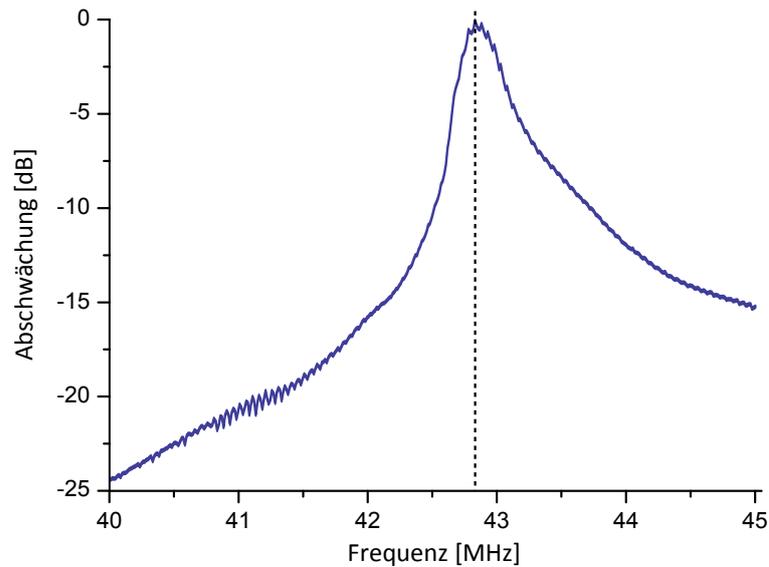


Abbildung 4.5: Unterdrückung unerwünschter Frequenzen in der Nähe der Resonanzfrequenz von 42,8 MHz. Es ist die Abschwächung der Leistung relativ zur Leistung bei der Resonanzfrequenz angegeben. Zu beachten ist die logarithmische Skala.

Die Resonanzfrequenz wird so gewählt, dass sie mit der Modulationsfrequenz des Lokaloszillators übereinstimmt. Dadurch wird eine sehr hohe Empfindlichkeit des Detektors auf diese spezielle Frequenz erreicht. Alle anderen Frequenzkomponenten, insbesondere auch Rauschen, werden unterdrückt. Um die Sensitivität zu überprüfen, wurde die resonante Photodiode von einer schnellen LED beleuchtet. Die Schaltzeit der LED lag bei höchstens 20 ns, womit eine Modulationsfrequenz von bis zu 50 MHz simuliert werden konnte. Die Versorgung der LED und die Aufnahme der Antwort des Detektors wurde mit einem Netzwerkanalysator durchgeführt. Abbildung 4.5 zeigt die von der resonanten Photodiode erzielte Unterdrückung unerwünschter Frequenzen neben der Resonanzfrequenz von 42,8 MHz im Vergleich zum maximalen Signal bei der Resonanzfrequenz. Es ergibt sich eine 3 dB-Breite (Reduktion auf die Hälfte der Leistung) von 0,3 MHz, bzw. eine 10 dB-Breite (Reduktion auf 1/10 der Leistung) von 1,3 MHz, wobei die Asymmetrie des Verlaufs zu beachten ist. Die resonante Photodiode detektiert Licht somit, wie gewünscht, nur in einem schmalen Frequenzintervall. Durch die interne serielle Schaltung von vier Verstärkerstufen sowie der Verstärkung, die von der Lawinenphotodiode geleistet wird, kann dadurch eine Leistung von nur wenigen 100 nW sehr frequenzselektiv detektiert werden. Der genaue elektronische Aufbau der resonanten Photodiode wird in Anhang A.3 erläutert.

Es ist schwieriger, die Resonanzfrequenz des Detektors auf einen bestimmten Wert einzustellen als die Frequenz des Lokaloszillators. Für das PDH-Verfahren ist es nicht entscheidend eine bestimmte Modulationsfrequenz zu benutzen. Daher wird zuerst grob die gewünschte Resonanzfrequenz der resonanten Photodiode eingestellt und dann die Frequenz des Lokaloszillators darauf angepasst. Für die Wahl einer Frequenz im Bereich von 40 MHz sprechen mehrere Gründe: Um ein gutes Fehlersignal zu erhalten, sollte die Modulationsfrequenz deutlich größer sein als die Resonanzbreite des Resonators. Bei mit Flaschenresonatoren erreichbaren kritischen Gütefaktoren von $1,8 \times 10^8$ [7], entsprechend

einer Resonanzbreite von 2 MHz, ist dies gegeben. Auch für Resonanzen mit deutlich größerer Breite als die angegebenen 2 MHz ergibt sich damit noch ein gutes Fehlersignal. Wählt man die Modulationsfrequenz deutlich höher, ergeben sich hauptsächlich technische Probleme. Die Abschirmung der Elektronik muss verbessert werden und die Konzeption der elektronischen Schaltung wird komplizierter, da z.B. wegen der hohen Frequenzen lange Leiterbahnen vermieden werden müssen. Um eine Beeinflussung durch Rundfunkfrequenzen auszuschließen, sollte der Frequenzbereich zwischen 87 MHz und 108 MHz nicht verwendet werden.

Weitere Bauteile

Das von der resonanten Photodiode detektierte Signal wird daraufhin im Mischer (siehe Anhang A.2) mit dem Signal des Lokaloszillators multipliziert. Es resultieren Frequenzkomponenten mit der Summe und der Differenz der beiden Frequenzen. Um nur den Gleichspannungsanteil zu erhalten, wird das Signal durch einen, im Mischer integrierten, Tiefpass geschickt. Die Grenzfrequenz des Tiefpasses wurde zu 3 MHz bestimmt.

Der Lokaloszillator hat die Aufgabe, das Signal für den Mischer und den EOM bereitzustellen. Er produziert ein sinusförmiges Wechsellspannungssignal, dessen Frequenz zwischen 37,5 MHz und 75 MHz regelbar ist. Die Ausgangsleistung liegt bei maximal 8 dBm, was selbst für den resonanten EOM zu gering ist. Daher wird noch ein Verstärker (Firma Minicircuits, Modell ZFL-1HAD, Verstärkung 11 dB) nachgeschaltet, wodurch eine Leistung von 19 dBm erreicht wird.¹ Dies ist ausreichend, um Seitenbänder mit einem Drittel der Leistung des Trägers zu erzeugen, was Nahe am optimalen Faktor von 2,4 für eine maximale Steigung der Flanke des Fehlersignals liegt (siehe Kapitel 4.1.3). Der Lokaloszillator bietet weiterhin die Möglichkeit, mittels eines Potentiometers die Ausgangsleistung zu reduzieren. Der Schaltplan und weitere Erläuterungen finden sich in Anhang A.1.

Das Fehlersignal, das nach dem Mischen dem in Abbildung 4.2 gezeigten Signal gleicht, wird nun einem PI-Regelkreis zugeführt. Dieser vergleicht das Signal mit einem Sollwert und bestimmt aus der Abweichung das Korrektursignal. Im Fall des PDH-Verfahrens wird auf den Nulldurchgang des Trägers stabilisiert, der damit den Sollwert darstellt. PI-Regler steht für Proportional-Integral-Regler, wobei der P-Anteil des Reglers ein Korrektursignal proportional zur Abweichung vom Sollwert erzeugt und der I-Anteil die Abweichung über einen bestimmten Zeitraum integriert. Durch das Zusammenspiel der beiden Regelungstypen kann die Abweichung vom Sollwert minimiert werden (siehe auch [51]).

An den PI-Regler kann darüber hinaus ein externer Frequenzgenerator angeschlossen werden. Solange die Stabilisierung nicht aktiv ist, wird dessen Signal durchgeschleift und zu den piezoelektrischen Aktoren geleitet. Es nimmt dann die Rolle des Korrektursignals ein. Allerdings stabilisiert es den Resonator nicht, sondern bewirkt eine zeitliche Veränderung der Resonanzfrequenz. Legt man ein sich änderndes Signal an, wird die Resonanzfrequenz des Resonators in einem bestimmten Frequenzbereich durchgestimmt. Die Größe des Bereichs kann dabei über die Amplitude des angelegten Signals eingestellt werden.

Das Korrektursignal enthält verschiedenste Frequenzkomponenten, um auf die festgestellten Abweichungen zu reagieren. Wie sich herausgestellt hat, werden dadurch Resonanzfrequenzen des piezoelektrischen Aktors und des Resonatorhalters angeregt, was eine

¹dBm ist die Einheit des Pegels L, der den 10-fachen dekadischen Logarithmus des Verhältnisses einer Leistung zur Bezugsgröße 1 mW kennzeichnet: $L[\text{dBm}] = 10 \log_{10}(P_1/P_0)$ mit $P_0 = 1 \text{ mW}$. 19 dBm entsprechen daher einer Leistung $P_1 \approx 79 \text{ mW}$.

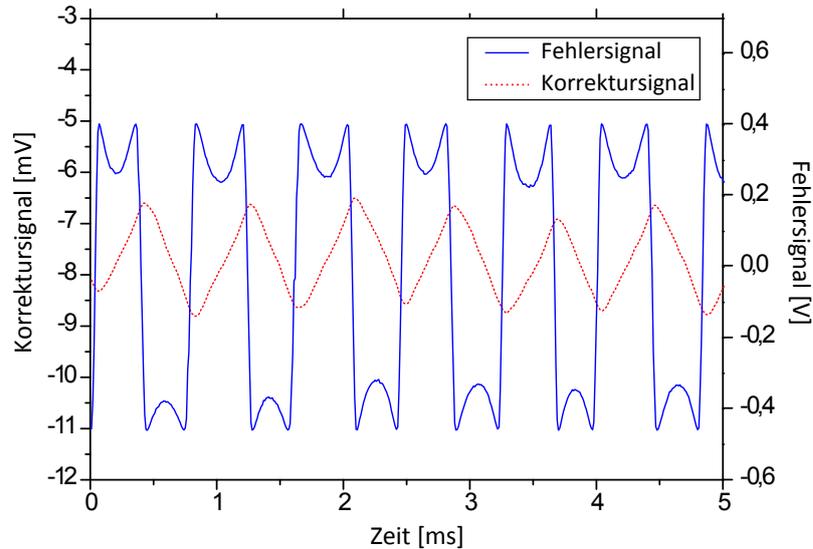


Abbildung 4.6: Fehler- und Korrektursignal bei aktivierter Stabilisierung eines Resonators mit sehr breiter Resonanzlinienbreite von etwa 70 MHz. Die schwache Stabilisierung ist sehr anfällig auf alle Arten von Umgebungseinflüssen.

Stabilisierung des Flaschenresonators erschwert oder ganz verhindert. Das Korrektursignal durchläuft daher noch einen Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 4 kHz, um hohe Frequenzkomponenten über 10 kHz effektiv zu bedämpfen. Danach wird es durch einen Hochspannungsverstärker (Firma FLC Electronics, Modell A600) 100-fach erhöht und zu den Aktoren geleitet.

4.3 Schwierigkeiten durch mechanische Resonanzen

4.3.1 Schwache Stabilisierung auf breite Resonanz des Resonators

Wie zuvor schon kurz beschrieben, regt das Korrektursignal Resonanzfrequenzen des piezoelektrischen Aktors und des Resonatorhalters an. Dadurch war es mit den zuerst verwendeten piezoelektrischen Biege-Aktoren (im folgenden Biegepiezos genannt) und der ersten Version des Resonatorhalters nicht möglich, eine Stabilisierung auf schmale Resonanzen des Flaschenresonators durchzuführen. Um breite Resonanzen zur Verfügung zu haben, wurde die Koppelfaser in Kontakt mit dem Flaschenresonator gebracht. Dies erhöht die Linienbreiten der Resonanzen, bzw. verringert den Gütefaktor deutlich, da die Glasfaser als Streuzentrum wirkt und so zusätzliche Verluste auftreten [52].

Eine relativ schwache Stabilisierung gelang bei einer Mode mit einer Linienbreite von etwa 70 MHz, entsprechend einem Gütefaktor von ungefähr 5×10^6 . Die Linienbreite lässt sich über das PDH-Fehlersignal berechnen, wobei das genaue Vorgehen in Kapitel 4.4 beschrieben ist. Betrachtet man das Fehlersignal während die Stabilisierung aktiv ist, sollte es im Idealfall eine Gerade beim gewählten Sollwert (meist Null Volt) anzeigen. Dies würde bedeuten, dass keine Abweichung vom Sollwert aufgetreten ist. Das bei typischen Umgebungseinflüssen gemessene Fehlersignal in Abbildung 4.6 zeigt jedoch Schwankungen, denen das Korrektursignal entgegen zu wirken versucht. Einer langsamen, manuellen Veränderung der Laserfrequenz konnte der Stabilisierungskreislauf zwar folgen (der Offset

des Korrektursignals veränderte sich, um die Frequenzänderung auszugleichen), die Stabilisierung war jedoch trotz der gewählten großen Linienbreite anfällig auf Umgebungslärm und schwierig herzustellen. Eine Fourieranalyse des Korrektursignals (nicht dargestellt) zeigt die stärkste Komponente bei 1,3 kHz und weitere Komponenten bei 200 Hz, 500 Hz und 3,8 kHz.

4.3.2 Auffinden der mechanischen Resonanzfrequenzen

Um den Problemen bei der Stabilisierung auf den Grund zu gehen, wurde das System aus Resonatorhalter, Resonator und Biegepiezo auf mechanische Resonanzen untersucht. Sollte das System mechanische Resonanzfrequenzen besitzen, die durch Frequenzkomponenten des Korrektursignals angeregt werden, könnte dies ein Grund für die schlechte Qualität der Stabilisierung sein. Im Resonanzfall tritt eine Phasenverschiebung, sowie eine Überhöhung des Signals auf, was beides eine Stabilisierung verhindert.

Zur Untersuchung wurde die Koppelfaser wieder in Kontakt mit dem Resonator gebracht, um so eine sehr breite optische Resonanz zur Verfügung zu haben, so dass ungewollte Frequenzschwankungen im Vergleich mit der Linienbreite vernachlässigt werden können. An den Biegepiezo wurde eine sinusförmige Wechselspannung mit Amplitude U_{ein} unterschiedlicher Frequenz angelegt und die Amplitude der resultierenden Modulation der jeweiligen Transmission durch die Koppelfaser U_{trans} beobachtet. Abbildung 4.7 zeigt das Photodiodensignal in der Nähe einer optischen Resonanzfrequenz des Flaschenresonators mit großer Linienbreite. U_{ein} wird nun so gewählt, dass der Biegepiezo die Resonanzfre-

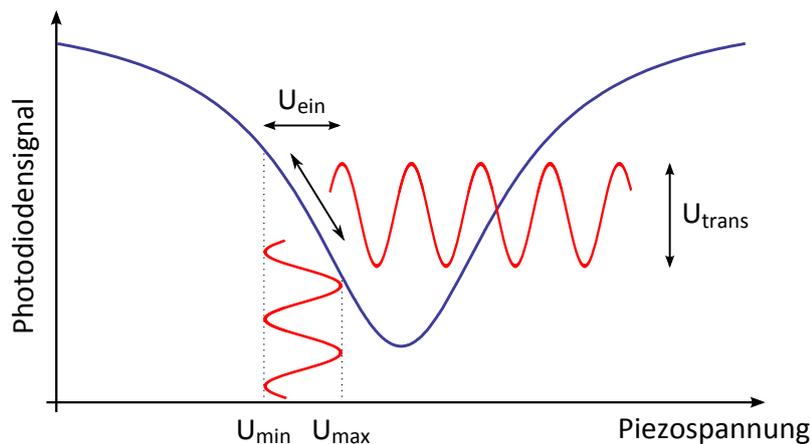


Abbildung 4.7: Photodiodensignal auf der Flanke einer breiten optischen Resonanz. Das an den Piezo geleitete Wechselspannungssignal mit Amplitude U_{ein} bewirkt eine Verschiebung der Resonanzfrequenz auf der Flanke der optischen Resonanz, so dass die Amplitude der resultierenden Modulation der Transmission U_{trans} detektiert wird.

quenz des Resonators nur auf der Flanke der Resonanz durchstimmt. Die Änderung des Photodiodensignals ist dann näherungsweise proportional zur durch den Biegepiezo induzierten Längenänderung des Resonators.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Es wird das Verhältnis aus der Amplitude der Modulation des transmittierten Signals zur Amplitude des vom Frequenzgenerator eingespeisten Signals gebildet und in dB angezeigt. Für Spannungen ist dies gerade $20 \log_{10}(U_{\text{trans}}/U_{\text{ein}})$. Die erste mechanische Resonanz tritt schon bei etwa

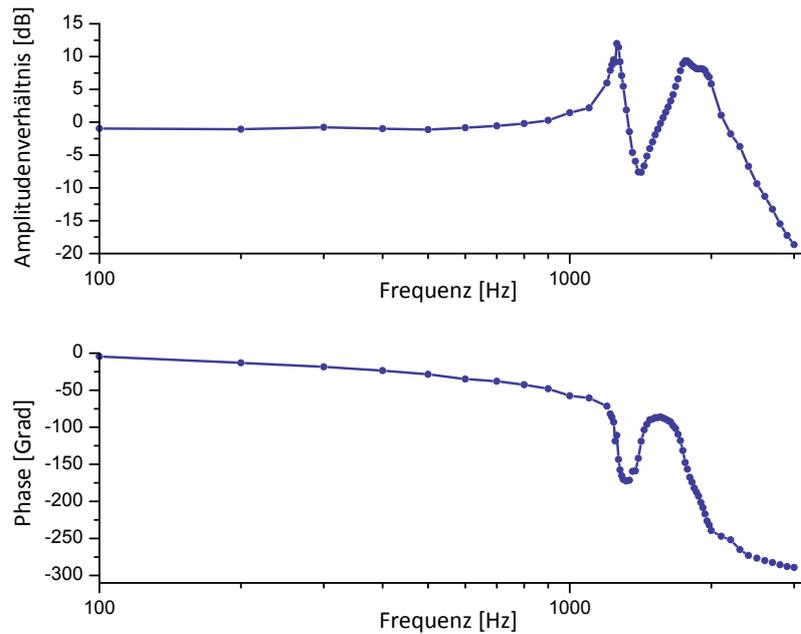


Abbildung 4.8: Ergebnis der Resonanzfrequenzmessung. Es ist das Verhältnis aus Ausgangs- zu Eingangsamplitude in dB und die relative Phase dargestellt, woran deutlich Resonanzeffekte ab 1 kHz zu erkennen sind.

1,3 kHz auf und führt zu einer starken Überhöhung der Modulation des transmittierten Signals und einer Phasenverschiebung. Bei höheren Frequenzen schwankt das Amplitudenverhältnis stark, bis es ab 2 kHz deutlich abfällt. Ein solches Verhalten ist für ein Stabilisierungssystem nicht tolerierbar, da somit ein eingespeistes Korrektursignal kaum abzusehende Auswirkungen hat. Eine radikale Möglichkeit wäre die Benutzung eines Tiefpasses, der die hohen Frequenzkomponenten herausfiltert. Um einen hinreichend großen Dämpfungseffekt zu erzielen, müsste dessen Grenzfrequenz jedoch sehr niedrig sein, da ein Tiefpass erster Ordnung oberhalb seiner Grenzfrequenz eine Dämpfung von 20 dB / Dekade aufweist. Versuche mit Grenzfrequenzen im Bereich von 500 Hz führten nicht zu befriedigenden Ergebnissen. Das Problem hierbei ist, dass man durch den Tiefpass die Bandbreite des Stabilisierungskreises künstlich reduziert. Das Korrektursignal des in Kapitel 4.3.1 behandelten Resonators enthält unter anderem eine starke Frequenzkomponente bei 1,3 kHz, sowie eine weitere bei 3,8 kHz, die dadurch beide bedämpft werden würden. Hohe Frequenzkomponenten könnten daher nicht mehr zur Stabilisierung beitragen. Auch der Einsatz eines Bandstoppfilters, also eine Unterdrückung eines bestimmten Frequenzbereiches, wäre in diesem Fall nicht erfolgversprechend, da oberhalb der ersten mechanischen Resonanz gleich die nächste folgt und das Signal danach stark abfällt.

Anstatt einen Tiefpass mit sehr niedriger Grenzfrequenz zu nutzen, haben wir daher den Biegepiezo mit einer angegebenen Resonanzfrequenz von mindestens 1 kHz gegen einen Scherpiezo (Hersteller Physik Instrumente, Modell P-141.10) mit einer vom Hersteller spezifizierten Resonanzfrequenz von mindestens 100 kHz ausgetauscht. Weiterhin wurde ein kürzerer Resonatorhalter verwendet, was dessen Resonanzfrequenz erhöhen sollte.

4.3.3 Neukonzeption des Resonatorhalters

Eine Analyse der Resonanzen des neuen Scherpiezos und des kürzeren Resonatorhalters ergab zwar eine Erhöhung der Resonanzfrequenzen, allerdings nur auf einen Wert von 3,7 kHz. Da die spezifizierte Resonanzfrequenz des Scherpiezos bei 100 kHz liegt, musste der Resonatorhalter der limitierende Faktor sein. Daher wurde der Resonatorhalter sowie die Befestigung des Halters im Hinblick auf die Erhöhung ihrer Resonanzfrequenz mit Hilfe des CAD-Programms Autodesk Inventor 2008 neu konzipiert. Das Programm ermöglicht eine Untersuchung des entworfenen Bauteils auf seine Resonanzfrequenzen mittels einer Finite-Elemente-Berechnung. In Abbildung 4.9 ist die Analyse des schließlich verwendeten Halters und dessen Befestigung gezeigt. Die relative Verformung des Bauteils bei den verschiedenen Frequenzen ist farblich gekennzeichnet, wobei Dunkelblau das Minimum und Rot das Maximum angibt. Die simulierten Schwingungen treten in verschiedenen Richtungen auf, die man anhand der Konturlinien des unausgelenkten Systems gut erkennen kann. Es wurden die Auswirkungen auf das Bauteil bei den sechs niedrigsten Resonanzfrequenzen dargestellt.

Der neue Resonatorhalter ist in der Mitte zwischen den Scherpiezos (die kleinen, vom Halter abstehenden Quader) deutlich dicker als die beiden vorherigen Modelle. Durch den dünnen Bereich bildeten sich bei ihnen sehr niedrige Resonanzfrequenzen aus. Weiterhin wurde die Verbindung zwischen dem Halter und seiner Befestigung durch die Verwendung von drei M6-, statt zwei M4-Schrauben verstärkt. Die Befestigung selbst ist viel massiver als ihre Vorgänger. Wie man in der Simulation sieht, zeigen die Veränderungen die erhoffte Wirkung. Die niedrigste Resonanzfrequenz liegt zwar schon bei 6,5 kHz, jedoch bildet sich eine resonante Schwingung nur aus, wenn sie auch angeregt wird. Der untere Bereich des Systems aus Resonatorhalter und Befestigung schwingt bei niedrigen Frequenzen weniger stark als der obere, da hier die Fixierung (im Experiment an die Apparatur) erfolgt. Der untere Scherpiezo wird daher genutzt, um das Korrektursignal an den Resonator zu übertragen, der obere dient der Einstellung des Offsets. Selbst wenn nun ein Korrektursignal mit 6,5 kHz übertragen wird, ist die Anregung dieser Resonanz vermutlich sehr schwach. Gleiches gilt für die Resonanzen in (b), (c) und (e). Die Anregung der Resonanz in (d) bei 15,8 kHz ist deutlich wahrscheinlicher, auch wenn es sich hierbei eher um eine Verdrehung des Halters und nicht um eine Auslenkung in Richtung der Bewegung des Scherpiezos handelt. Die Richtung der starken Auslenkung in (f) bei 19,7 kHz stimmt genau mit der Bewegungsrichtung des Scherpiezos überein, so dass diese Resonanz sicherlich durch den Piezo angeregt werden kann.

Die Ergebnisse dieser Simulation unterliegen jedoch einigen Einschränkungen. Mit der verwendeten Programmversion von Autodesk Inventor ist es nicht möglich, verschiedene Baugruppen zusammen zu untersuchen. Daher besteht das simulierte Bauteil aus einem Block Aluminium. In der Realität sind der Scherpiezo und der Resonatorhalter mittels 2-Komponentenkleber und der Resonatorhalter mit der Befestigung durch Schrauben verbunden. Auch besteht der Scherpiezo natürlich nicht aus Aluminium. Trotzdem sollten die simulierten Resonanzfrequenzen nicht allzu weit von den tatsächlichen entfernt liegen. Eine experimentelle Überprüfung der neuen Komponenten wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, zeigte keine Resonanzen unterhalb von 10 kHz mehr. Misst man bei höheren Frequenzen, ergeben sich durch den Hochspannungsverstärker elektronische Probleme. Durch die relativ hohe Kapazität des Scherpiezos von 50 nF neigt der Verstärker zum Überschwingen, also dem Hinausschießen über den Sollwert. Dem wurde mit einer zusätzlich eingebauten

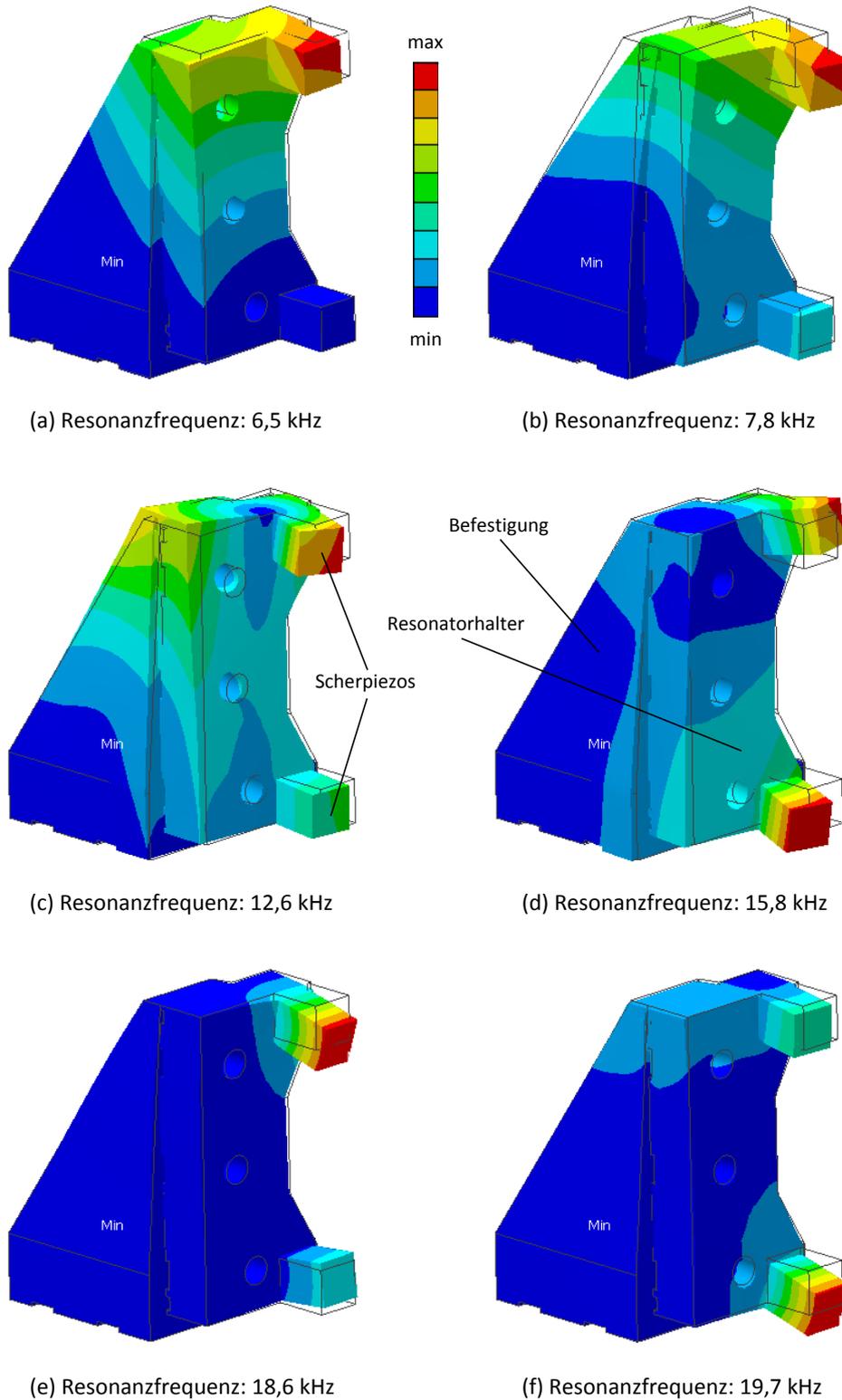


Abbildung 4.9: Simulation der sechs niedrigsten Resonanzfrequenzen für das System aus Scherpiezo, Resonatorhalter und Befestigung. Die relative Verformung ist übertrieben dargestellt.

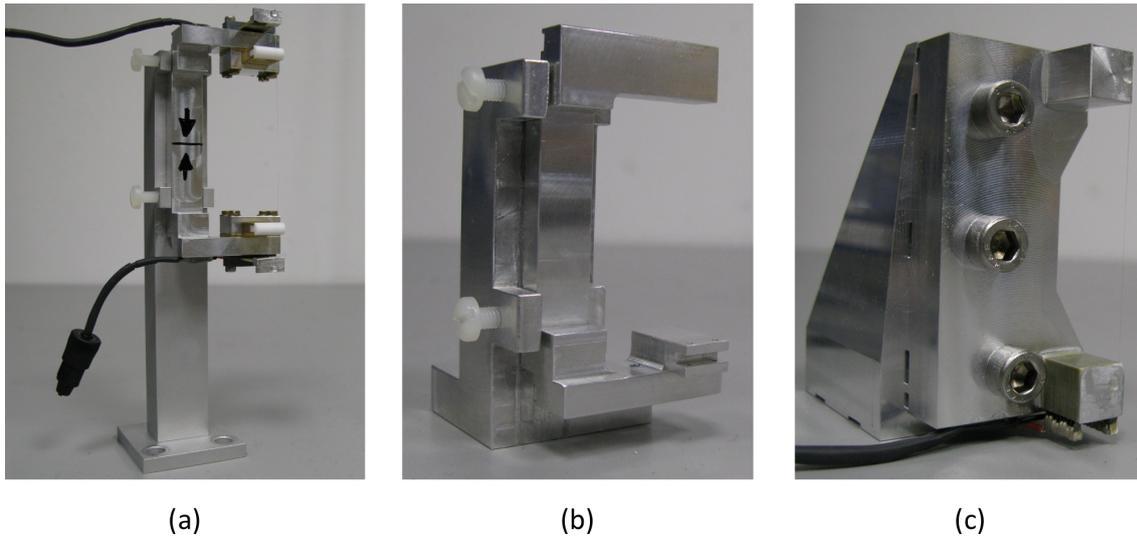


Abbildung 4.10: Entwicklung der Resonatorhalter und deren Befestigungen. (a) Zuerst verwendeter Halter mit zwei Biegepiezos. (b) Zwischenzeitlich benutzter, eigentlich für den Einbau in die Vakuumapparatur gedachter, kompakterer Halter (hier ohne Piezoelemente). (c) Letztlich verwendeter, massiverer Halter mit deutlich höheren Resonanzfrequenzen als seine Vorgänger (hier nur mit einem Scherpiezo).

Kapazität im Verstärker entgegen gewirkt, was jedoch dessen Bandbreite reduziert und zu einer leichten Phasenverschiebung des Signals bei zunehmenden Frequenzen geführt hat. Bei 10 kHz liegt sie beispielsweise bei 32° . Daher wurde noch der zuvor angesprochene Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 4 kHz vor den Hochspannungsverstärker geschaltet. In Abbildung 4.10 ist die Entwicklung der verwendeten Resonatorhalter und Befestigungen noch einmal dargestellt.

4.4 Charakterisierung der erzielten Resonatorstabilisierung

Nach der deutlichen Erhöhung der Resonanzfrequenz des Systems aus Resonatorhalter und piezoelektrischem Aktor auf über 10 kHz sollte es nun möglich sein, auch auf Resonanzen des Flaschenresonators mit schmaler Linienbreite, also hohem Gütefaktor zu stabilisieren. Die folgende Messung wurde mit der neusten (dritten) Version des Resonatorhalters und dem neuen Scherpiezo durchgeführt. Die transmittierte Leistung an der resonanten Photodiode betrug 500 nW. Abbildung 4.11 zeigt das aufgenommene Fehlersignal, das gut mit dem theoretischen Signal übereinstimmt. Dass es im Vergleich mit dem in Kapitel 4.1.3 gezeigten theoretischen Fehlersignal invertiert ist, liegt daran, dass hier, im Gegensatz zu Kapitel 4.1.3, die Resonanzfrequenz von hohen zu niedrigen Frequenzen durchgestimmt wurde.

Die gepunkteten Linien geben die Mitte der Seitenbänder an. Bei der verwendeten Modulationsfrequenz von $(42,8 \pm 0,1)$ MHz liegen diese gerade $(85,6 \pm 0,2)$ MHz voneinander entfernt, womit die Umrechnung der Abszisse von einer Zeit- in eine Frequenzskala durchgeführt wurde. Der hierdurch entstehende Fehler liegt deutlich unter den übrigen Fehlern und kann daher vernachlässigt werden. Nahe der Resonanzfrequenz ist es möglich, das

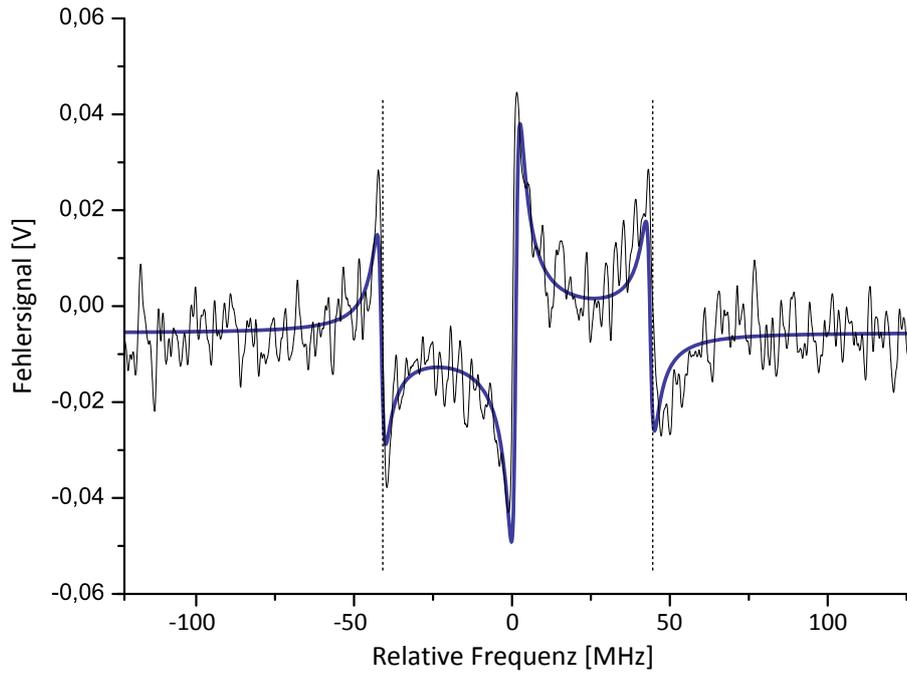


Abbildung 4.11: Vergleich des experimentell gemessenen PDH-Fehlersignals mit dem theoretischen Modell. Es wurde eine Glättung über 20 Datenpunkte durchgeführt (bei einem Umfang der Messung von 15.000 Datenpunkten).

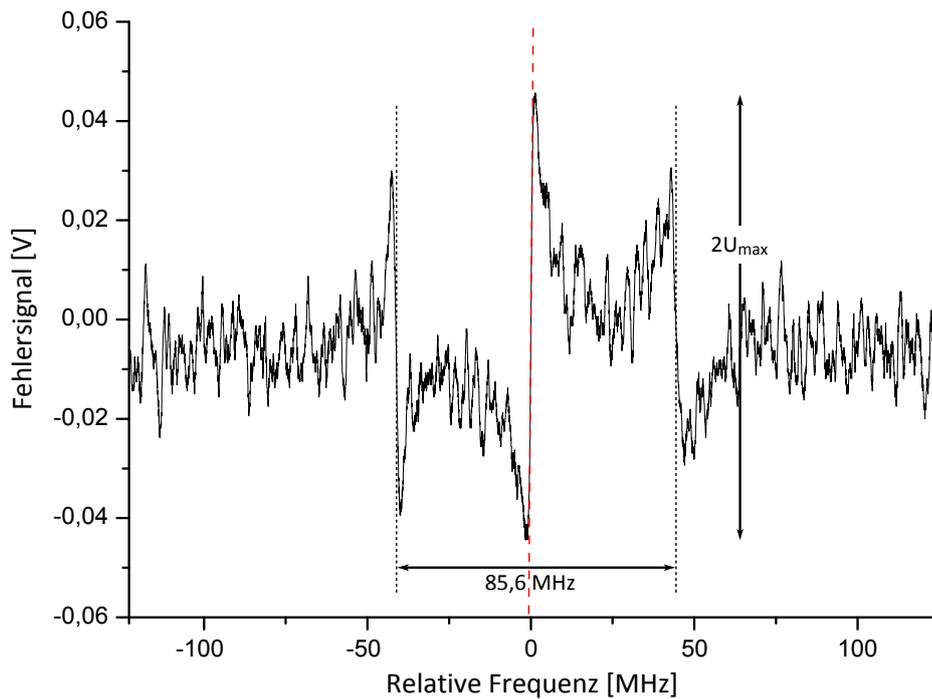


Abbildung 4.12: Gemessenes PDH-Fehlersignal bei niedriger Laserleistung von nur 500 nW. Die rot gestrichelte Gerade wurde an die steile Flanke angepasst.

Signal zu linearisieren. Nach Gleichung (4.8) gehorcht es dann folgender Gleichung:

$$\frac{U}{U_{\max}} = \frac{4}{\Delta\nu} \delta\nu, \quad (4.10)$$

mit der Linienbreite der Resonanz $\Delta\nu$ und dem Abstand von der Resonanz $\delta\nu$. Die Linienbreite berechnet sich daher aus der Steigung der Flanke m über

$$\Delta\nu = \frac{4U_{\max}}{m}. \quad (4.11)$$

Die in Abbildung 4.12 an die Flanke angepasste, rot gestrichelte, Gerade hat eine Steigung von $m = (0,0805 \pm 0,0007) \text{ V/MHz}$. Gemeinsam mit $2U_{\max} = (0,090 \pm 0,003) \text{ V}$ ergibt sich damit eine Linienbreite von $\Delta\nu = (2,2 \pm 0,1) \text{ MHz}$ und eine Güte von $Q_c = (1,7 \pm 0,1) \times 10^8$ bei der verwendeten Wellenlänge von 780 nm.

Mit den Verbesserungen aus Kapitel 4.3 konnte diese Resonanz ultrahoher Güte nun auch auf den Laser stabilisiert werden. Abbildung 4.13a zeigt den stabilisierten Resonator. Die Kaustiken, an denen die Lichtintensität und damit auch die Abstrahlung besonders

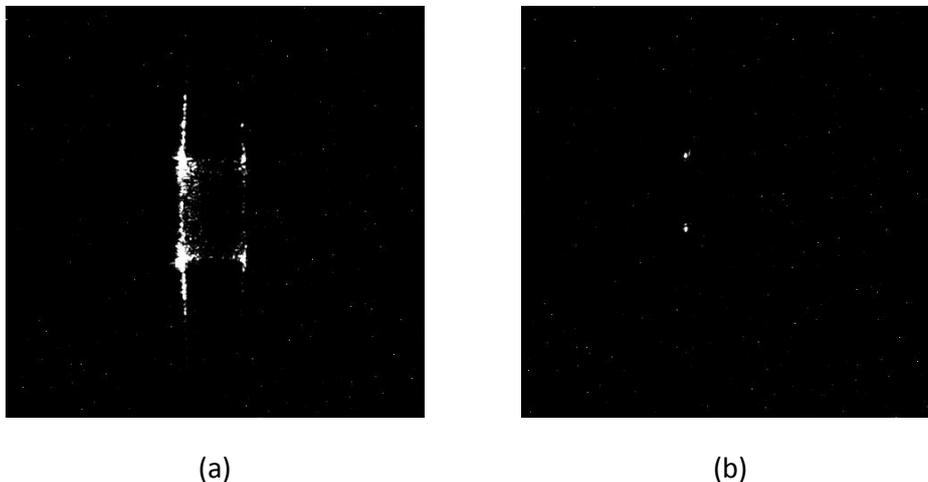


Abbildung 4.13: (a) Auf die Frequenz des Lasers stabilisierter Flaschenresonator ultrahoher Güte $Q_c = (1,7 \pm 0,1) \times 10^8$. (b) Gleicher Resonator nach dem Scheitern der Stabilisierung. Man erkennt nur noch schwach anhand zweier Punkte den Ort der Kaustiken.

hoch ist, sind gut zu erkennen. Der Resonator blieb über einen Zeitraum von etwa 15 - 20 Minuten bei normalen Umgebungsgeräuschen im Labor stabilisiert. Scheitert die Stabilisierung, so ist dies beim Flaschenresonator sehr einfach durch ein Verschwinden oder starkes Abfallen der Lichtabstrahlung zu erkennen (siehe Abbildung 4.13b).

Eine quantitativere Größe für die Beschreibung der Qualität der Stabilisierung liefert das Fehlersignal bei aktivierter Stabilisierung. Es sieht dann nicht mehr wie das Signal in Abbildung 4.12 aus, sondern schwankt, wie in Abbildung 4.14 gezeigt, um den gewählten Sollwert. Im Idealfall sollte das Fehlersignal, wie schon besprochen, eine Gerade beim gewählten Sollwert anzeigen. In der Realität wird das Fehlersignal jedoch immer um den Sollwert schwanken. Ein Maß für diese Schwankung ist die mittlere quadratische Abweichung vom Sollwert (engl. root mean square deviation), das sogenannte rms-Rauschen. Befindet man sich in der Nähe der Resonanzfrequenz, so gilt die Geradengleichung (4.10),

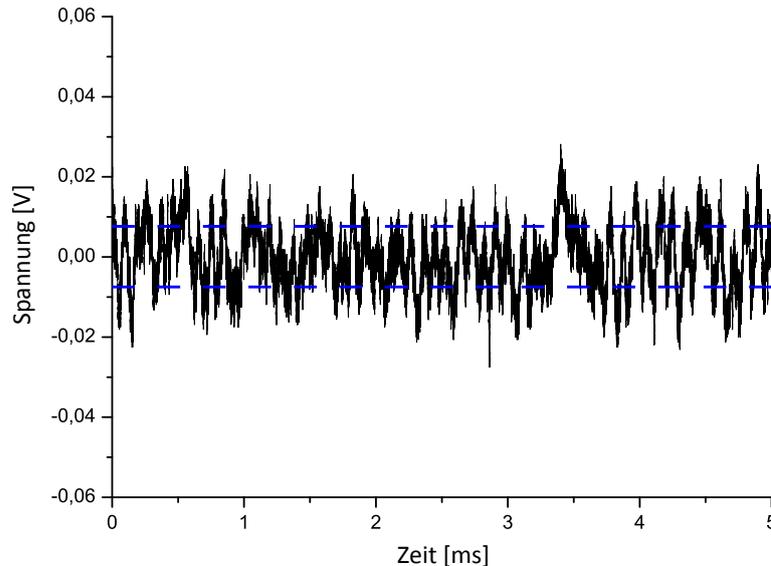


Abbildung 4.14: Schwankungen des Fehlersignals bei aktiver Stabilisierung. Die entsprechende mittlere quadratische Abweichung von 8 mV ist markiert.

die Spannungsänderungen linear mit Frequenzänderungen verknüpft. Für den Fall der aktiven Stabilisierung können wir davon ausgehen, dass wir uns in diesem Bereich befinden, da selbst die Spitzenwerte des Rauschsignals deutlich kleiner sind als U_{\max} . Die Schwankungen aus Abbildung 4.14 entsprechen einem rms-Rauschen von 7,96 mV. Mit den zuvor berechneten Werten für $\Delta\nu$ und U_{\max} ergibt sich daraus eine mittlere Schwankungsbreite der Resonanzfrequenz von $\delta\nu_{\text{rms}} = (198 \pm 10)$ kHz. Diese Schwankung entspricht nur 9% der Linienbreite der Resonanz, was für die Qualität der Stabilisierung spricht. Weiterhin sollte beachtet werden, dass hier relative Schwankungen zwischen dem Resonator und dem Laser gemessen wurden. Zum Zeitpunkt dieser Messung war die Stabilisierung des Lasers mittels Sättigungsspektroskopie noch nicht implementiert. Die Schwankungen des Fehlersignals können daher auch aus Schwankungen der Laserfrequenz resultieren. Ist dies der Fall, so sollte durch die Benutzung des Spektroskopie-Aufbaus die Schwankung noch einmal reduziert werden können.

In Abbildung 4.15 ist beispielhaft die Fouriertransformation des Korrektursignals des stabilisierten Resonators zu zwei verschiedenen Zeitpunkten gezeigt. In Abbildung 4.15(a) erkennt man starke Frequenzkomponenten bei 12,4 kHz und 12,8 kHz, in Abbildung 4.15(b) bei 0,9 kHz. Das Frequenzspektrum des Korrektursignals ändert sich laufend, da es die Antwort des Stabilisierungskreises auf äußere Störungen darstellt. Die Dominanz einer bestimmten Frequenzkomponente im Korrektursignal kann allerdings auch einige 10 Sekunden andauern. Länger andauernde Umgebungseinflüsse wie z.B. Schwingungen der Klimaanlage könnten ein Grund dafür sein. Ohne die Erhöhung der Resonanzfrequenzen des Resonatorhalters und des Piezos hätten diese Korrektursignale nicht den gewünschten Effekt der Stabilisierung des Resonators erzielen können.

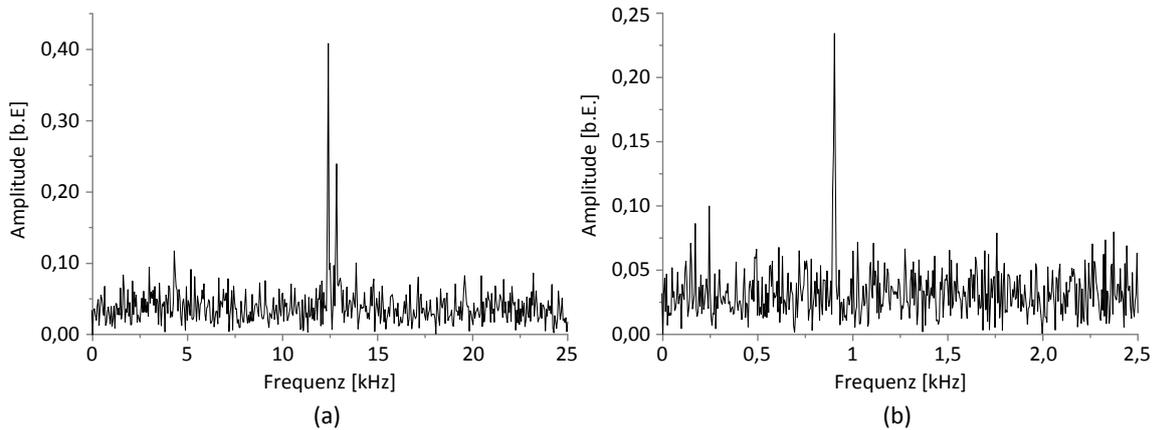


Abbildung 4.15: Fouriertransformation des Korrektursignals zu zwei verschiedenen Zeitpunkten.

Vergleich mit anderen erzielten Stabilisierungen von Mikroresonatoren

Die Frequenzstabilisierung von Fabry-Pérot-Resonatoren auf eine Laserfrequenz wird schon seit mehreren Jahrzehnten mit Erfolg realisiert. Die Frequenzstabilisierung eines Flüstergaleriemodenresonators ultrahoher Güte auf eine Laserfrequenz, wie in dieser Arbeit, wurde jedoch meinem Kenntnisstand nach noch nie durchgeführt. In [53] ist die Stabilisierung eines Fabry-Pérot-Mikroresonators mit einer Finesse von $\mathcal{F} = 1,2 \times 10^5$ mittels des Pound-Drever-Hall-Verfahrens auf einen Laser beschrieben. Die Frequenzschwankungen bei aktivierter Stabilisierung lagen dort bei 2 MHz rms, was 12,5% der Linienbreite des Resonators von 16 MHz darstellt. Die Frequenzstabilisierung eines Lasers auf einen Mikrotorus mit einer Güte von $Q = 2 \times 10^7$ mittels des PDH-Verfahrens und die Stabilisierung über die Festlegung eines Sollwerts für die Intensität des transmittierten Signals (engl. intensity lock) wird in [54] erläutert. An Mikrokugeln konnte außerdem demonstriert werden, dass thermische Effekte ausgenutzt werden können, um eine Eigenstabilisierung des Resonators gegenüber geringen Störungen zu erzielen [55]. Im Falle z.B. einer langsamen Temperaturveränderung ist diese Stabilisierung allerdings nicht einsetzbar. Weiterhin ist in [56] die Stabilisierung einer Mikrokugel mit einer Güte von $Q = 2 \times 10^6$ auf einen Laser über die Intensität des transmittierten Signals gezeigt. Mittels des durch piezoelektrische Aktoren erzeugten Drucks auf die Mikrokugel wird dort deren Resonanzfrequenz aktiv auf den Laser stabilisiert. Bei aktivierter Stabilisierung (bei einer Bandbreite von 13 kHz) wurden Frequenzschwankungen von 18 MHz, entsprechend 20% der Linienbreite des Resonators von 90 MHz gemessen.

Die Güte des in dieser Arbeit stabilisierten Flaschenresonators liegt mit $Q = (1,7 \pm 0,1) \times 10^8$ deutlich über den Güten der angeführten stabilisierten Mikroresonatoren. Weiterhin sind die Frequenzschwankungen bei aktiver Stabilisierung von 0,2 MHz rms über einen Zeitraum von 5 ms, die 9% der Linienbreite der Resonanz von 2,2 MHz entsprechen, sowohl absolut wie auch relativ gesehen geringer.

4.5 Das Fehlersignal beeinflussende Effekte

Es ist wichtig, die Auswirkungen von Effekten auf das Fehlersignal zu kennen, die typischerweise in Mikroresonatoren auftreten können. Bei hohen eingekoppelten Leistungen

konnten thermische Bistabilitäten beobachtet werden. Weiterhin trat bei manchen Flaschenresonatoren eine Aufspaltung der Moden auf.

4.5.1 Modenaufspaltung

In Kapitel 1.4.3 wurde der Effekt der Modenaufspaltung behandelt, der bei Resonatoren auftritt, die einen großen Anteil des eingekoppelten Lichts entgegen der Umlaufrichtung zurückstreuen (z.B. durch Streuung an Inhomogenitäten der Oberfläche). Dadurch wird die Entartung der beiden im und gegen den Uhrzeigersinn orientierten Moden aufgehoben, was im Fall starker Kopplung der beiden Moden zu einer Aufspaltung der ursprünglichen in zwei neue, symmetrisch um die ursprüngliche Frequenz liegende Resonanzfrequenzen führt. Die Stärke und die Form der Aufspaltung ist dabei unabhängig von der verwendeten Leistung. Bei den von uns benutzten Flaschenresonatoren mit sehr glatten Oberflächen und Radien über $18\ \mu\text{m}$ ist die Rückstreuung so gering, dass es nur selten zu Modenaufspaltung kommt.

Bei dem in Abbildung 4.16 gezeigten Beispiel sieht man die Auswirkungen von leichter und in Abbildung 4.17 von starker Modenaufspaltung auf das Fehlersignal. Durch die Aufspaltung der Resonanzfrequenzen im Transmissionssignal kommt es auch zu einer Aufspaltung im zentralen Bereich aller drei Flanken des Fehlersignals. Bei der in Abbildung 4.16 dargestellten Messung ist die Aufspaltung nur sehr gering ausgeprägt, so dass sich eher Plateaus ergeben. Dies ist der Bereich auf den (beim Trägersignal) normalerweise die Stabilisierung durchgeführt wird. Solch ein Verlauf des Fehlersignals ist zu vermeiden, da sich im Fall der Plateaubildung der Wert des Fehlersignals bei kleinen Abweichungen der Frequenz vom Sollwert so gut wie nicht ändert und man im Fall der starken Aufspaltung mehrere Nulldurchgänge dicht nebeneinander hat, so dass man anhand des Vorzeichens des Signals nicht mehr erkennen kann, ob die Resonanzfrequenz des Resonators unter oder über der Laserfrequenz liegt. Durch das Auftreten von Flanken mit falschen Vorzeichen droht der Regelkreis außerdem zu schwingen. Ein Resonator, der Modenaufspaltung zeigt, kann jedoch einfach aussortiert werden, so dass das Problem beherrschbar ist.

Die Frequenzzeichnung wurde anhand des Abstands der Mitte der Aufspaltung (bzw. der Plateaus) der Seitenbänder durchgeführt. Dies ist deutlich ungenauer als die sonst verwendete steile Flanke, so dass ein Fehler von $\pm 5\%$ angenommen wird. Das asymmetrische Aussehen der Seitenbänder liegt nicht an der aufgetretenen Modenaufspaltung, sondern an einer nicht optimal eingestellten Phase zwischen Transmissionssignal und Lokalszillator (siehe Kapitel 4.1.3). Die Messung in Abbildung 4.16 wurde noch nicht mit der resonanten APD, sondern mit einer gewöhnlichen Photodiode (Firma Osram, Modell SFH 2400-PA mit einer Verstärkerplatine aus der Elektronikwerkstatt des Physik Instituts) bei einigen zehn Mikrowatt durchgeführt, weswegen nur sehr geringes Rauschen auftrat. Die Messung in Abbildung 4.17 wurde mit der resonanten APD bei $1\ \mu\text{W}$ aufgenommen.

4.5.2 Thermische Bistabilitäten

Bei Resonatoren sehr hoher Güte können leicht thermische Bistabilitäten auftreten [57, 58]. Wird bei einem Resonator mit sehr hoher Güte die Resonanzfrequenz durchgestimmt, so steigt im Resonanzfall die Intensität im Resonator äußerst stark an. Bei zu großer eingekoppelter Leistung erwärmt sich der Resonator, was eine Änderung des Brechungsindex und damit eine Verschiebung der Resonanzfrequenz nach sich zieht. Geschieht die thermische

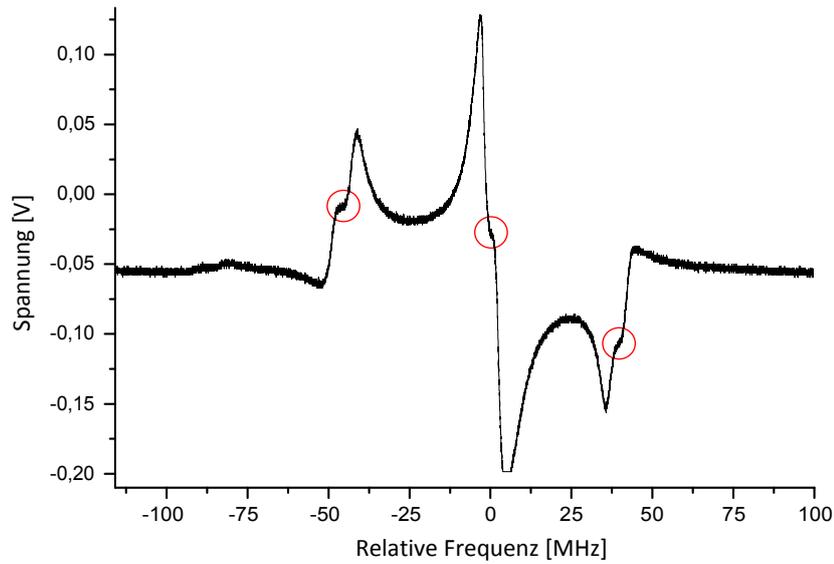


Abbildung 4.16: Auswirkungen von leichter Modenaufspaltung auf das PDH-Fehlersignal. Durch die Aufspaltung der Resonanzfrequenzen bilden sich störende Plateaus im Fehlersignal (mit Kreisen markiert). Die Messung wurde bei einigen 10 Mikrowatt mit einer gewöhnlichen Photodiode durchgeführt.

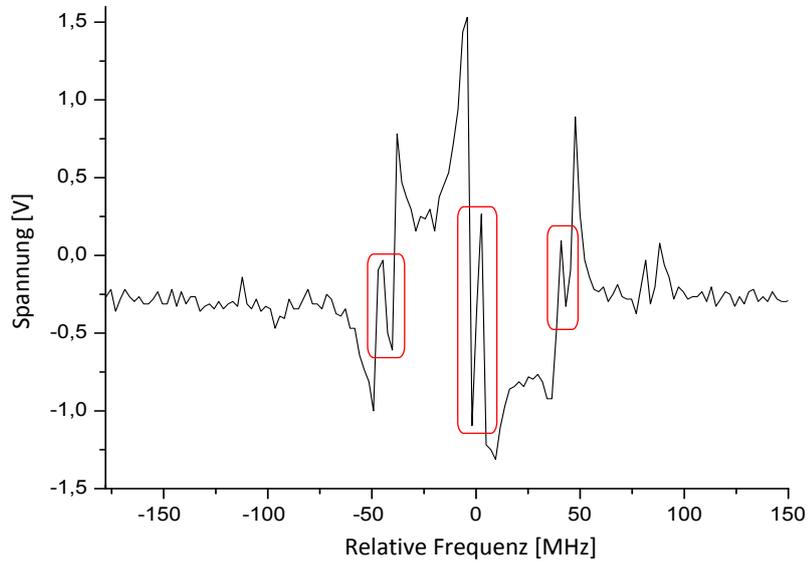


Abbildung 4.17: Auswirkungen von starker Modenaufspaltung auf das PDH-Fehlersignal. Die sich ergebenden Aufspaltungen sind markiert. Die Messung wurde bei einem Mikrowatt mit der resonanten APD aufgenommen.

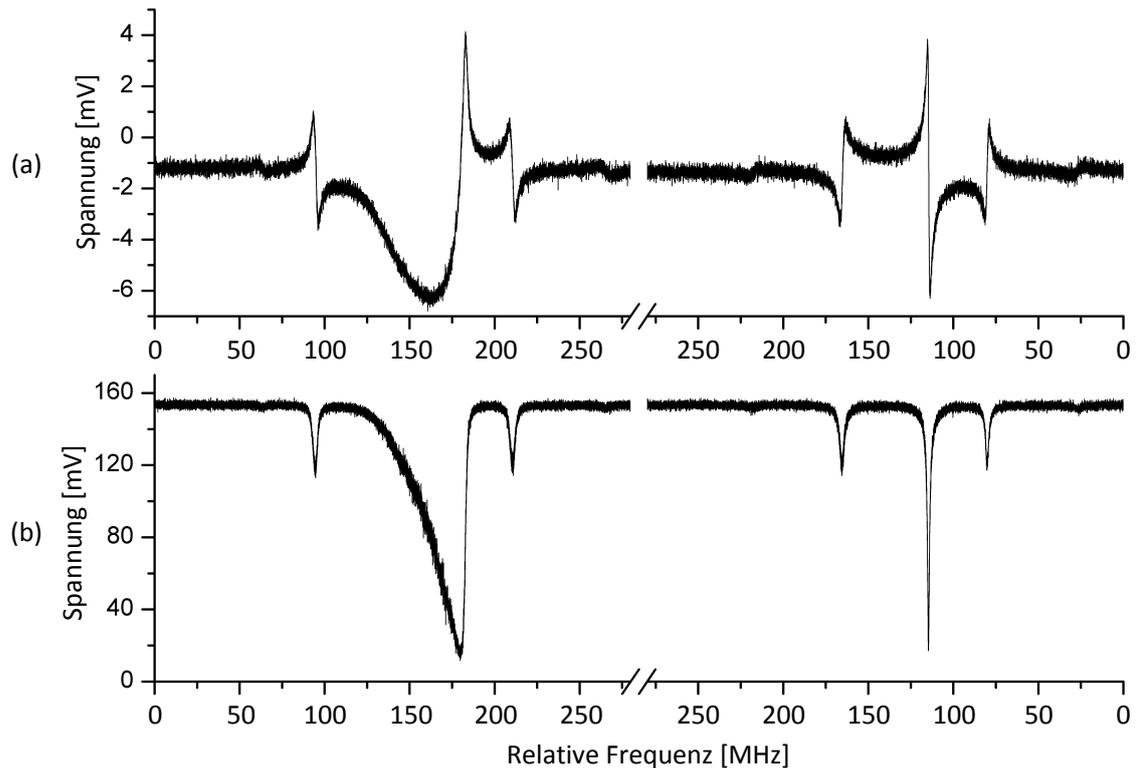


Abbildung 4.18: Auswirkungen des thermischen Bistabilitätseffekts auf das (a) PDH-Fehlersignal und (b) Transmissionssignal. Der Umkehrpunkt bei der Durchstimmung der Resonanzfrequenz liegt im ausgelassenen Frequenzbereich zwischen den Signalen.

Verschiebung entgegen der Richtung der Durchstimmung, so kompensieren sich die beiden Effekte teilweise und die Resonanzbreite erhöht sich. An einem bestimmten Punkt ist selbst über die verbreiterte Resonanz hinaus durchgestimmt. Die Intensität im Resonator reduziert sich, was eine Abkühlung des Resonators und eine Verringerung der thermischen Verschiebung der Resonanzfrequenz bewirkt, wodurch die Intensität noch schneller abfällt. Dieser sich selbst verstärkende Effekt führt zu einer scharfen Flanke im Transmissionsprofil, das dadurch ein dreieckiges Aussehen annimmt. Verläuft die thermische Verschiebung der Resonanzfrequenz in Richtung der Durchstimmung, so kann man den umgekehrten Effekt beobachten, dessen Ergebnis eine deutlich verringerte Resonanzbreite ist.

In Abbildung 4.18 ist das Transmissionssignal und das dazugehörige PDH-Fehlersignal einer Resonatormode ultrahoher Güte dargestellt. Die Frequenzzeichnung wurde wie in Kapitel 4.3 anhand der Seitenbänder des rechten PDH-Fehlersignals durchgeführt. Allerdings wurde hier zum Durchstimmen der Resonanzfrequenz eine sinusförmige Wechselspannung, statt einer sich linear ändernden Spannung verwendet, wodurch der Abstand der Seitenbänder von der Trägerfrequenz nicht symmetrisch und die Eichung mit einem großen Fehler behaftet ist. Die Signale auf der linken Seite der Achsenunterbrechung gehören zur ansteigenden Spannung, die auf der rechten zur wieder abfallenden. Normalerweise sollte daher im Transmissionssignal zwei Mal ein identisches Signal zu sehen sein (da es spiegelsymmetrisch bezüglich der Trägerfrequenz ist) und im PDH-Fehlersignal gerade das gespiegelte (da es punktsymmetrisch zur Trägerfrequenz ist). Diese Messung wurde aller-

dings nicht mit der resonanten APD, sondern mit der zuvor beschriebenen gewöhnlichen Photodiode bei einer relativ hohen optischen Leistung von einigen zehn Mikrowatt und einer Durchstimmung von 220 MHz/ms durchgeführt. Man erkennt deutlich die thermische Bistabilität, die im linken Bildbereich dazu führt, dass sich das Transmissionssignal stark verbreitert und die typische Dreiecksgestalt annimmt. Die Seitenbänder zeigen jedoch keine Verbreiterung und behalten ihre symmetrische Form. Die Leistung in den Seitenbändern reicht somit nicht aus, um den Resonator im Resonanzfall stark genug zur Erzeugung einer Bistabilität zu erwärmen, die im Träger hingegen schon. Auf der anderen Seite bedeutet dies, dass beim Überschreiten der Resonanzfrequenz in umgekehrter Richtung (rechtes Transmissionssignal) die Linienbreite der Resonanz durch den gegenteiligen Effekt verringert wurde. Daher wurde die Güte des Resonators anhand der Linienbreite des Transmissionssignals des Seitenbands ganz links durch einen Lorentzfit zu $Q_c = 1,3 \times 10^8$ bestimmt. Wählt man stattdessen die in ihrer Breite verringerte Resonanz des rechten Trägers zur Bestimmung der Güte, erhält man einen, aufgrund des Bistabilitätseffekts zu großen, Wert von $Q_c = 2,1 \times 10^8$.

Vergleicht man den Abstand der Seitenbänder im linken und rechten PDH-Fehlersignal, so fällt auf, dass er unterschiedlich groß ist. Der Abstand im linken Signal ist etwa 35% größer als im rechten. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass der Resonator noch nicht völlig abgekühlt ist, wenn seine Resonanzfrequenz auf die des zweiten Seitenbandes abgestimmt wird. Die erhöhte Temperatur hat eine verschobene Resonanzfrequenz zur Folge, so dass sich der Abstand der Seitenbänder voneinander vergrößert.

Das PDH-Fehlersignal ändert sich instantan mit dem veränderten Transmissionssignal und entspricht im Bereich der Trägerfrequenz natürlich nicht mehr dem theoretischen Signal. Es ist verbreitert und schwankt stark, was eine erfolgreiche Stabilisierung in unserem Fall verhinderte. Da für das Resonator-QED Experiment jedoch Leistungen deutlich unter $1 \mu\text{W}$ verwendet werden, sollten thermische Bistabilitäten kein Problem darstellen.

Die beiden in diesem Kapitel behandelten Effekte stören damit zwar das Fehlersignal, ihr Auftreten kann jedoch gut kontrolliert werden. Resonatoren, die durch zu hohe Rückstreuung Modenaufspaltung zeigen, kann man aussortieren und thermische Bistabilitäten sollten aufgrund der geringen verwendeten Leistung im Resonator-QED Experiment nicht auftreten.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine aktive Frequenzstabilisierung nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren aufgebaut, mit dem sich die Resonanzfrequenz eines Flaschenresonators ultrahoher Güte auf die Frequenz eines Lasers stabilisieren lässt. Die Stabilisierung des Flaschenresonators ist Voraussetzung für das Gelingen des momentan im Aufbau befindlichen Resonator-QED-Experiments.

Dazu wurde die erforderliche Stabilisierungselektronik erstellt. Dies beinhaltet insbesondere eine resonante Lawinenphotodiode, die aufgrund der nur geringen Leistung, die im Resonator-QED-Experiment eingesetzt werden darf, benötigt wird.

Um Licht mit ultradünnen Glasfasern in den Flaschenresonator einzukoppeln, wurde der in Kapitel 2 beschriebene Koppelaufbau errichtet. Mit diesem Aufbau und den für die Stabilisierung notwendigen Komponenten aus Kapitel 4.2 wurde die Qualität der Stabilisierung überprüft. Dabei fiel auf, dass mechanische Resonanzen des Resonatorhalters und des verwendeten Biegepiezos ab einer Frequenz von 1 kHz eine Stabilisierung auf schmale optische Resonanzen des Flaschenresonators (< 70 MHz) unmöglich machten. Durch den Austausch des Biege- gegen einen Scherpiezo mit einhundert mal höherer spezifizierter mechanischer Resonanzfrequenz und der Neukonzeption des Resonatorhalters konnten die mechanischen Resonanzfrequenzen des Systems auf über 10 kHz erhöht werden.

Damit gelang die Frequenzstabilisierung eines Flaschenresonators ultrahoher Güte mit $Q = (1,7 \pm 0,1) \times 10^8$ auf die Frequenz des verwendeten Lasers. Bei aktivierter Stabilisierung ergaben sich Frequenzschwankungen von 0,2 MHz rms über einen Zeitraum von 5 ms, die 9% der Linienbreite der Resonanz von 2,2 MHz entsprechen. Diese Schwankungen liegen sowohl absolut, wie auch relativ gesehen unter den in [53] und [56] berichteten Werten, bei denen im ersten Fall ein Fabry-Pérot-Mikroresonator sowie im zweiten eine Mikrokugel auf einen Laser stabilisiert wurde. Meinem Kenntnisstand nach ist dies das erste Mal, dass ein Flüstergaleriemodenresonator ultrahoher Güte mittels einer direkten Frequenzstabilisierung auf einen Laser stabilisiert wurde.

Weiterhin wurden Auswirkungen von Effekten auf das mit dem PDH-Verfahren erzeugte Fehlersignal untersucht, die typischerweise in Mikroresonatoren auftreten können, wie Modenaufspaltung und thermische Bistabilitäten. Es zeigte sich, dass beide Effekte das Fehlersignal zwar stark stören, ihr Auftreten jedoch gut kontrolliert werden kann.

Ausblick

Für das Resonator-QED-Experiment wird die Frequenz des Lasers mittels eines Rubidium-Sättigungsspektroskopie-Aufbaus auf die gewünschte atomare Übergangsfrequenz stabilisiert. Der Aufbau war zum Zeitpunkt der in dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen allerdings noch nicht implementiert. Frequenzschwankungen, die aus Schwankungen der Laserfrequenz resultieren (auf die stabilisiert wurde), sollten sich durch den Einsatz des Spektroskopieaufbaus noch einmal reduzieren lassen.

Weiterhin zeigt das System aus Resonatorhalter und Biegepiezo nun unter 10 kHz

zwar keine mechanischen Resonanzen mehr, allerdings ergeben sich bei Frequenzen über 10 kHz elektronische Probleme mit dem Hochspannungsverstärker aufgrund der relativ hohen Kapazität des Scherpiezos, die zu einer frequenzabhängigen Phasenverschiebung des verstärkten Korrektursignals führen. Da der Hochspannungsverstärker somit momentan die Bandbreite limitiert, sollte für noch bessere Stabilisierungsleistungen dieses Problem gelöst werden.

Der mittels des modulierten Laserstrahls beobachtete thermische Bistabilitätseffekt zeigte ein unterschiedliches Verhalten für die Seitenbänder und das Trägersignal. Außerdem war der Abstand der Seitenbänder nicht konstant, sondern abhängig davon, in welche Richtung die Resonanzfrequenz durchgestimmt wurde. Weitere Untersuchungen in diesem Bereich könnten Aufschluss über das thermische Verhalten des Flaschenresonators geben.

Über das vorgestellte Resonator-QED-Experiment hinaus ergeben sich weitere Anwendungsfelder für einen frequenzstabilisierten Mikroresonator ultrahoher Güte, wie z.B. der Einsatz als stabilisierter und verstimmbarer Mikrolaser oder in der Präzisionsspektroskopie.

A Schaltpläne der Stabilisierungselektronik

A.1 Lokaloszillator

Der Lokaloszillator erzeugt das sinusförmige Wechselspannungssignal, mit dem der EOM betrieben wird und stellt das Referenzsignal gleicher Frequenz für die Multiplikation im Mischer mit dem Transmissionssignal bereit. Der Schaltplan ist in Abbildung A.1 gezeigt.

Die wichtigste Komponente ist der spannungsgesteuerte Oszillator (Firma Minicircuits, Modell POS-75), der ein Sinussignal mit einer Frequenz zwischen 37,5 MHz und 75 MHz ausgibt. Die Frequenz wird über die an den Kontrolleingang des Oszillators angelegte Spannung mittels eines 10 k Ω -Potentiometers (R3) geregelt. Ein darauf folgendes PT-Glied aus passend gewählten drei Widerständen wirkt als 3 dB-Abschwächer. Zusammen mit dem 12 dB-Verstärker (Firma Minicircuits, Modell MAV-11BSM) wird so das Signal des Oszillators verstärkt und Rückreflexionen verhindert, die zu einer Verschiebung der Frequenz führen könnten. Danach wird das Signal in einem Verteiler (Firma Minicircuits, Modell PSC-4-1) in vier Signale getrennt. Drei stehen bei einer festen Leistung von 10 dBm als Referenzsignal für den Mischer zur Verfügung (wir benötigen allerdings nur eines davon), das vierte durchläuft noch einen spannungsgesteuerten Abschwächer (Firma Minicircuits, Modell TFAS-1), der mit einem 1 k Ω -Potentiometer (R4) eingestellt wird. Dieses Signal mit maximal 8 dBm betreibt den EOM und kann mit dem Abschwächer bei Bedarf reduziert werden.

A.2 Mischer

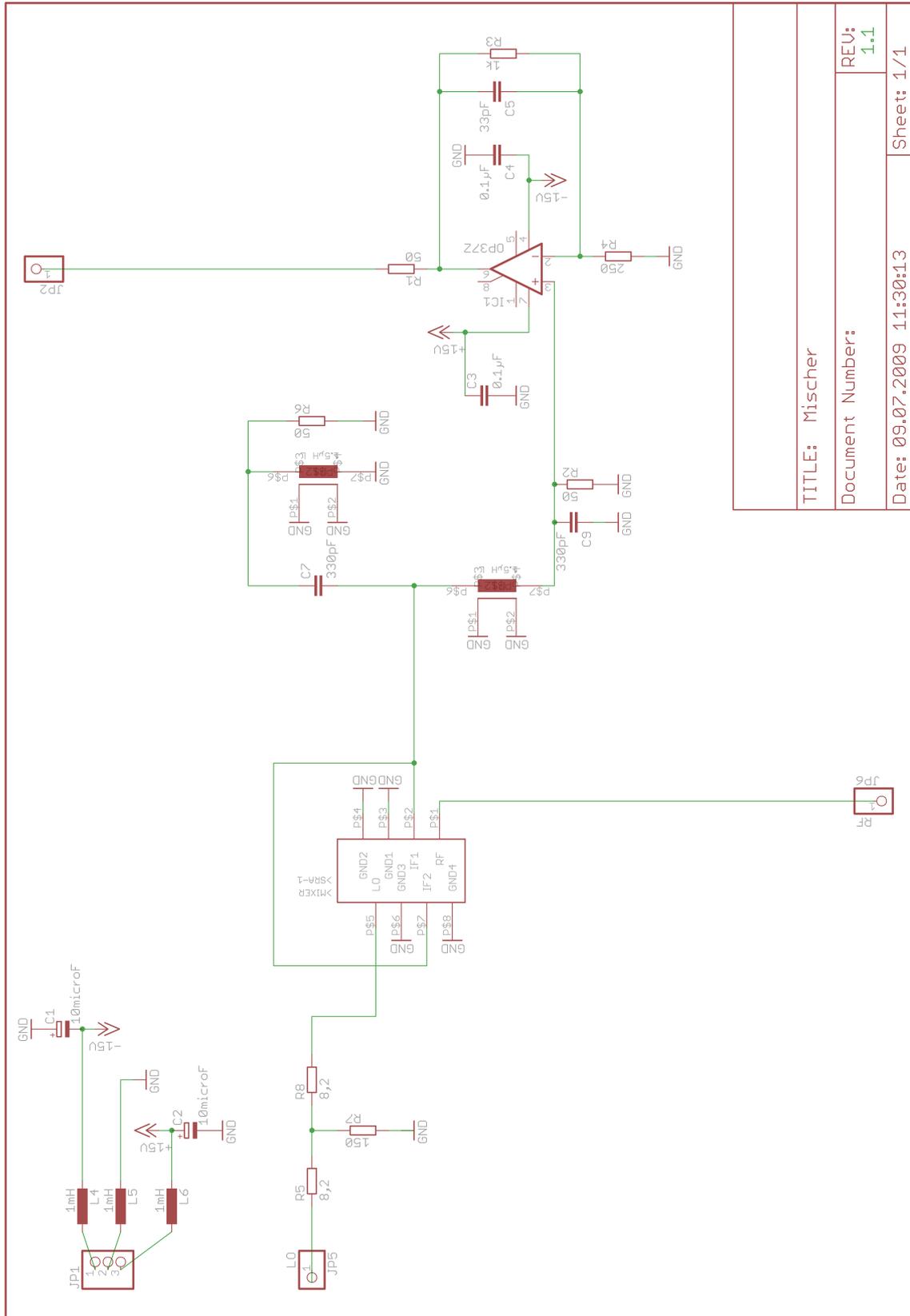
Im Mischer (siehe Abbildung A.2) werden die Signale des Lokaloszillators und der resonanten Lawinenphotodiode miteinander multipliziert. Dafür wird das Signal des Lokaloszillators zuerst mittels eines 3 dB PT-Gliedes auf die spezifizierte Eingangsleistung des Mischermoduls (Firma Minicircuits, Modell SRA-1) von 7 dBm reduziert. Das bei der Multiplikation erzeugte Signal enthält Frequenzen bei der Summe und der Differenz der Frequenzen der Eingangssignale, wobei nur das Differenzsignal benötigt wird. Daher passiert es zuerst einen Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 4 MHz, bevor es mittels eines Operationsverstärkers (Modell OP37Z) um einen Faktor 5 verstärkt wird. Durch die Verstärkung noch im Mischer wird der relative Einfluss von elektromagnetischen Störungen auf das Signal zwischen Mischer und PI-Regler verringert.

A.3 Resonante Lawinenphotodiode

Mit der resonanten Lawinenphotodiode läßt sich ein schwaches Signal von wenigen 100 Nanowatt optischer Leistung detektieren und frequenzabhängig verstärken. Der Schaltplan ist in Abbildung A.3 gezeigt. Das wichtigste Bauteil ist die Lawinenphotodiode (Firma EG & G Vactec, Modell C30902E), die das optische Signal detektiert, in ein elektrisches

Signal umwandelt und verstärkt. Mittels einer Schaltung aus drei Hochspannungstransistoren (BFN26, BFN27, BSP254) wird sichergestellt, dass auch bei relativ hohen optischen Leistungen bis in den Milliwattbereich keine Ströme von mehr als $70 \mu\text{A}$ auftreten, die die APD schädigen könnten.

Das Signal der APD wird in einen gekoppelten Schwingkreis gespeist. Der erste Schwingkreis besteht aus der Spule L1 und dem Drehkondensator C21, der zweite aus der Spule L2 und dem Drehkondensator C2. Die Resonanzfrequenzen der beiden Schwingkreise können dadurch in einem Bereich zwischen 30 MHz und 85 MHz aufeinander abgestimmt werden. Die eingestellte Resonanzfrequenz der resonanten APD muss mit der Modulationsfrequenz des EOMs übereinstimmen, damit die benötigten Frequenzkomponenten verstärkt werden. Wie sich herausstellte, entstehen ohne genügende Abschirmung der Spulen voneinander Selbstoszillationen, d.h. es bildet sich eine Schwingung bei der Resonanzfrequenz aus, ohne dass von der APD ein Signal ausgegeben worden wäre. Um dies zu verhindern wurde die zuerst verwendete, unabgeschirmte Spule L1 durch ein abgeschirmtes Modell ausgetauscht. Die Verstärkung des Signals geschieht durch vier Verstärkerstufen (BF998, BF245, 2x BGA616).



TITLE: Mischer

Document Number:

REV:
1.1

Date: 09.07.2009 11:30:13

Sheet: 1/1

Abbildung A.2: Schaltplan des Mixers.

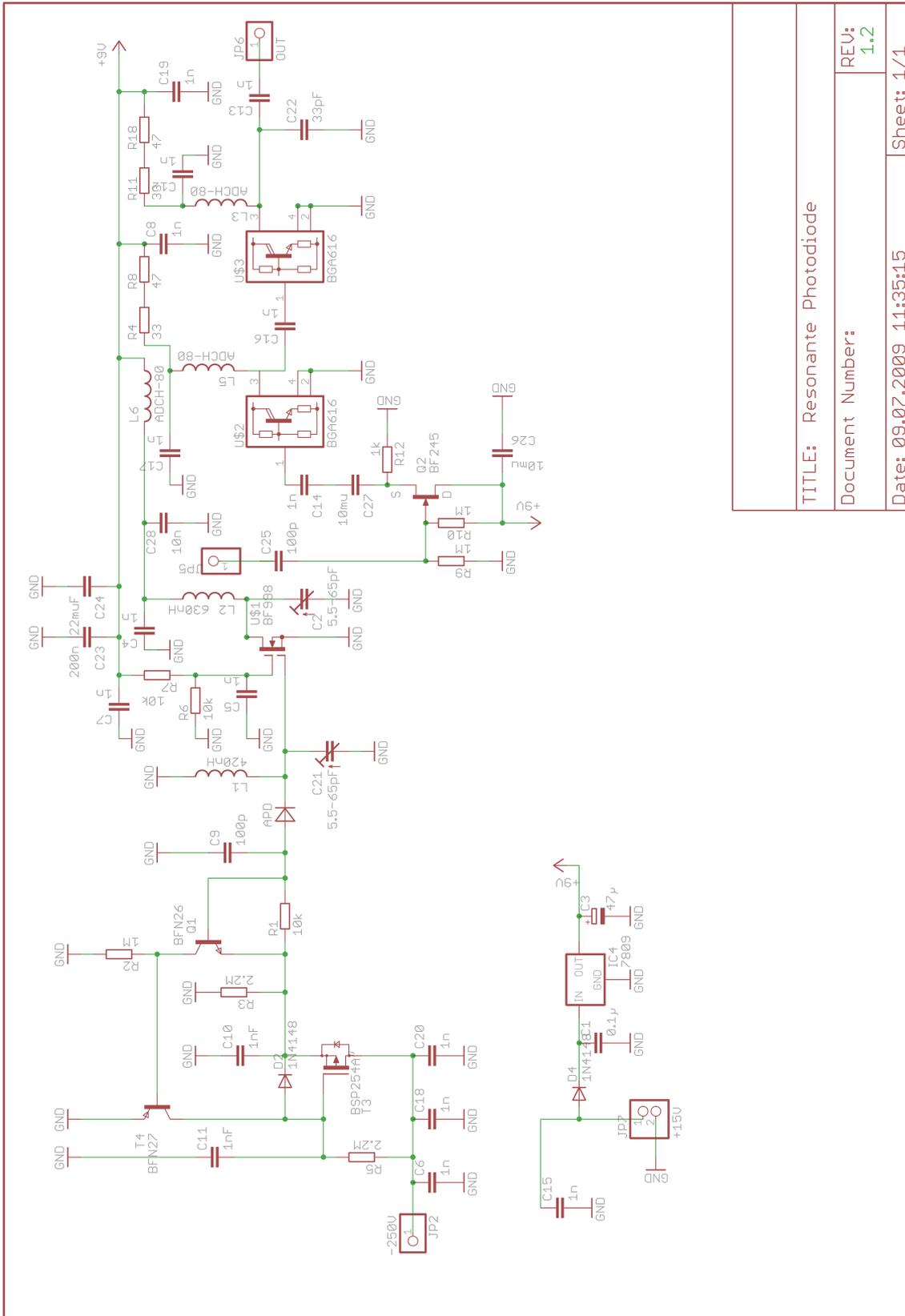


Abbildung A.3: Schaltplan der resonanten Lawinenphotodiode

TITLE: Resonante Photodiode

Document Number:

REU:
1.2

Date: 09.07.2009 11:35:15

Sheet: 1/1

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über die wichtigsten Mikroresonatorkonzepte	5
1.2	Transmissionsprofil eines verlustbehafteten Fabry-Pérot-Resonators	6
1.3	Reflexion und Brechung an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien	8
1.4	Schematische Darstellung der Totalreflexion in einem Scheibenresonator	8
1.5	Radiale Feldstärkeverteilung eines Flaschenresonators	9
1.6	Schematische Darstellung eines Flaschenresonators	11
1.7	Experimentelle und theoretische axiale Intensitätsverteilung im Flaschenresonator	14
1.8	Analogie zwischen Fabry-Pérot- und Flaschenresonator	15
1.9	Abstimmbarkeit des Flaschenresonators	16
1.10	Gütefaktor und Kopplungsstärke in Abhängigkeit des Resonatorradius	17
1.11	Schematische Darstellung des Aufbaus einer Glasfaser	18
1.12	Schematische Darstellung einer verjüngten Glasfaser	19
1.13	Radiale Intensitätsverteilung der Grundmode in einer verjüngten Glasfaser	20
1.14	Propagationskonstante für die ersten sieben Moden einer Glasfaser	21
1.15	Kopplung einer ultradünnen Glasfaser an den Flaschenresonator	22
1.16	Schematische Darstellung der Faserziehanlage	24
1.17	Schematische Darstellung der Herstellung eines Flaschenresonators	25
2.1	Koppel- und Resonatorfaserhalter	27
2.2	Positionierungsaufbau zum Bewegen der Koppelfaser	28
2.3	Nahaufnahme des Koppelbereichs	29
2.4	Schematische Darstellung der Schutzkiste	30
3.1	Eigenzustände und Energieeigenwerte im Atom-Resonator-System	33
3.2	Querschnitt durch die Vakuumapparatur	35
3.3	Darstellung des optischen Aufbaus des Resonator-QED-Experiments	36
4.1	Amplitudenreflexionskoeffizient eines Fabry-Pérot-Resonators	40
4.2	Normiertes PDH-Fehlersignal	42
4.3	Auswirkungen eines Phasenunterschieds auf das PDH-Fehlersignal	43
4.4	Schematischer Aufbau der Resonatorstabilisierung	44
4.5	Amplitudengang der resonanten Lawinenphotodiode	46
4.6	Fehler- und Korrektursignal eines schwach stabilisierten Resonators	48
4.7	Messprinzip zum Auffinden mechanischer Resonanzfrequenzen	49
4.8	Gemessene mechanische Resonanzfrequenzen	50
4.9	Simulation der Resonanzfrequenzen des neuen Resonatorhalters	52
4.10	Entwicklung der Resonatorhalter	53
4.11	Vergleich des gemessenen PDH-Fehlersignals mit dem theoretischen Modell	54
4.12	Gemessenes PDH-Fehlersignal	54

4.13	Abstrahlung eines stabilisierten und nicht stabilisierten Flaschenresonators	55
4.14	Schwankungen des Fehlersignals bei aktiver Stabilisierung	56
4.15	Fouriertransformation des Korrektursignals	57
4.16	Auswirkungen von leichter Modenaufspaltung auf das PDH-Fehlersignal . .	59
4.17	Auswirkungen von starker Modenaufspaltung auf das PDH-Fehlersignal . .	59
4.18	Auswirkungen des thermischen Bistabilitätseffekts	60
A.1	Schaltplan des Lokaloszillators	67
A.2	Schaltplan des Mischers	68
A.3	Schaltplan der resonanten Lawinenphotodiode	69

Literaturverzeichnis

- [1] Vahala, K. J. Optical microcavities. *Nature* **424**, 839–846 (2003).
- [2] Khudaverdyan, M. *et al.* Controlled insertion and retrieval of atoms coupled to a high-finesse optical resonator. *New Journal of Physics* **10**, 073023 (2008).
- [3] Ye, J., Vernooy, D. W. & Kimble, H. J. Trapping of single atoms in cavity QED. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4987–4990 (1999).
- [4] Maunz, P. *et al.* Cavity cooling of a single atom. *Nature* **428**, 50–52 (2004).
- [5] Puppe, T. *et al.* Trapping and observing single atoms in the dark. *arXiv:quant-ph/0702162v2* (2007).
- [6] Savchenkov, A. A., Matsko, A. B., Ilchenko, V. S., Yu, N. & Maleki, L. Whispering-gallery-mode resonators as frequency references. II. Stabilization. *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2988–2997 (2007).
- [7] Pöllinger, M., O’Shea, D., Warken, F. & Rauschenbeutel, A. Ultra-high-Q tunable whispering-gallery-mode microresonator. *Phys. Rev. Lett.*, *akzeptiert*, *arXiv:0901.4921v1* (2009).
- [8] McKeever, J. *et al.* Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity. *Science* **303**, 1992–1994 (2004).
- [9] Wilk, T., Webster, S. C., Kuhn, A. & Rempe, G. Single-atom single-photon quantum interface. *Science* **317**, 488–490 (2007).
- [10] Lefèvre-Seguin, V. Whispering-gallery mode lasers with doped silica microspheres. *Optical Materials* **11**, 153 – 165 (1999).
- [11] Treussart, F. *et al.* Evidence for intrinsic Kerr bistability of high-Q microsphere resonators in superfluid helium. *The European Physical Journal D* **1**, 235–238 (1998).
- [12] Purcell, E. M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [13] Law, C. K. & Kimble, H. J. Deterministic generation of a bit-stream of single-photon pulses. *Journal of Modern Optics* **44**, 2067–2074 (1997).
- [14] Armani, A. M., Kulkarni, R. P., Fraser, S. E., Flagan, R. C. & Vahala, K. J. Label-free, single-molecule detection with optical microcavities. *Science* **317**, 783–787 (2007).
- [15] Suzuki, S., Hatakeyama, Y., Kokubun, Y. & Chu, S. T. Precise control of wavelength channel spacing of microring resonator add-drop filter array. *Journal of Lightwave Technology* **20**, 745–750 (2002).

- [16] Savchenkov, A. A., Matsko, A. B., Ilchenko, V. S. & Maleki, L. Optical resonators with ten million finesse. *Opt. Express* **15**, 6768–6773 (2007).
- [17] Borselli, M., Srinivasan, K., Barclay, P. E. & Painter, O. Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks. *Applied Physics Letters* **85**, 3693–3695 (2004).
- [18] Takahashi, Y. *et al.* High-Q nanocavity with a 2-ns photon lifetime. *Opt. Express* **15**, 17206–17213 (2007).
- [19] Kippenberg, T. J., Spillane, S. M. & Vahala, K. J. Demonstration of ultra-high-Q small mode volume toroid microcavities on a chip. *Applied Physics Letters* **85**, 6113–6115 (2004).
- [20] Yariv, A. *Optical Electronics* (Saunders College Publishing, 1991). 4. Auflage.
- [21] Long, R. *Coupling of a tunable microsphere and an ‘atom chip’*. Dissertation, Université Pierre et Marie Curie Paris (2004).
- [22] Armani, D., Min, B., Martin, A. & Vahala, K. J. Electrical thermo-optic tuning of ultrahigh-Q microtoroid resonators. *Applied Physics Letters* **85**, 5439–5441 (2004).
- [23] von Klitzing, W., Long, R., Ilchenko, V. S., Hare, J. & Lefevre-Seguin, V. Tunable whispering gallery modes for spectroscopy and CQED experiments. *New Journal of Physics* **3**, 14 (2001).
- [24] Sumetsky, M. Whispering-gallery-bottle microcavities: the three-dimensional etalon. *Opt. Lett.* **29**, 8–10 (2004).
- [25] Louyer, Y., Meschede, D. & Rauschenbeutel, A. Tunable whispering-gallery-mode resonators for cavity quantum electrodynamics. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **72**, 031801 (2005).
- [26] Warken, F. *Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2007).
- [27] Meschede, D. *Optik, Licht und Laser* (B.G. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2005).
- [28] Pöllinger, M. *Herstellung und spektrale Charakterisierung von abstimmbaren glasfaserbasierten Mikroresonatoren*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2006).
- [29] Gorodetsky, M. L., Savchenkov, A. A. & Ilchenko, V. S. Ultimate Q of optical microsphere resonators. *Opt. Lett.* **21**, 453–455 (1996).
- [30] Buck, J. R. & Kimble, H. J. Optimal sizes of dielectric microspheres for cavity QED with strong coupling. *Phys. Rev. A* **67**, 033806 (2003).
- [31] Kippenberg, T. J. *Nonlinear optics in ultra-high-Q whispering-gallery optical microcavities*. Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena (2004).

- [32] Warken, F., Vetsch, E., Meschede, D., Sokolowski, M. & Rauschenbeutel, A. Ultra-sensitive surface absorption spectroscopy using sub-wavelength diameter optical fibers. *Opt. Express* **15**, 11952–11958 (2007).
- [33] Laine, J.-P., Little, B. & Haus, H. Etch-eroded fiber coupler for whispering-gallery-mode excitation in high-Q silica microspheres. *Photonics Technology Letters, IEEE* **11**, 1429–1430 (1999).
- [34] Dubreuil, N. *et al.* Eroded monomode optical fiber for whispering-gallery mode excitation in fused-silica microspheres. *Opt. Lett.* **20**, 813–815 (1995).
- [35] Knight, J. C., Cheung, G., Jacques, F. & Birks, T. A. Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper. *Opt. Lett.* **22**, 1129–1131 (1997).
- [36] Jöckel, A. *Glasfaser-basierte Fabry-Pérot-Resonatoren mit integrierten ultradünnen Passagen*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2009).
- [37] Baade, A. *Light induced trapping potential for neutral atoms by mode interference of a blue detuned light field in ultra thin fibres*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2009).
- [38] Demtröder, W. *Experimentalphysik 2* (Springer Lehrbuch, Berlin, 1995).
- [39] Saleh, B. & Teich, M. *Grundlagen der Photonik* (Wiley-VCH, Weinheim, 2008). 2. Auflage.
- [40] Sagué Cassany, G. *Cold atom physics using ultra-thin optical fibres*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2008).
- [41] Spillane, S. M., Kippenberg, T. J., Painter, O. J. & Vahala, K. J. Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 043902 (2003).
- [42] Jaynes, E. & Cummings, F. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE* **51**, 89–109 (1963).
- [43] Carmichael, H. J. *Statistical Methods in Quantum Optics 1* (Springer Verlag, Heidelberg, 2002).
- [44] Berman, P. R. *Cavity quantum electrodynamics* (Academic Press Inc., San Diego, 1996).
- [45] Steck, D. A. Rubidium 85 D line data. <http://steck.us/alkalidata/> (2009).
- [46] Demtröder, W. *Laser Spectroscopy* (Springer-Verlag, Berlin, 2003). 3. Auflage.
- [47] Ma, Q., Rossmann, T. & Guo, Z. Temperature sensitivity of silica micro-resonators. *Journal of Physics D: Applied Physics* **41**, 245111 (2008).
- [48] Drever, R. W. P. *et al.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **31**, 97–105 (1983).

- [49] Black, E. D. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics* **69**, 79–87 (2001).
- [50] Bjorklund, G. C., Levenson, M. D., Lenth, W. & Ortiz, C. Frequency modulation (FM) spectroscopy. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **33**, 145–152 (1983).
- [51] Föllinger, O. *Regelungstechnik: Einführung in die Methoden und ihre Anwendung* (Hüthig Verlag, Heidelberg, 1994).
- [52] Vogler, A. *Kopplung zweier optischer Mikroresonatoren ultrahoher Güte über eine makroskopische Distanz*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2009).
- [53] Rosenfeld, W. *A high finesse optical resonator for cavity QED experiments*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2003).
- [54] Carmon, T. *et al.* Feedback control of ultra-high-Q microcavities: application to micro-Raman lasers and microparametric oscillators. *Opt. Express* **13**, 3558–3566 (2005).
- [55] Carmon, T., Yang, L. & Vahala, K. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities. *Opt. Express* **12**, 4742–4750 (2004).
- [56] Rezac, J. & Rosenberger, A. Locking a microsphere whispering-gallery mode to a laser. *Opt. Express* **8**, 605–610 (2001).
- [57] Treussart, F. *et al.* Evidence for intrinsic Kerr bistability of high-Q microsphere resonators in superfluid helium. *The European Physical Journal D* **1**, 235–238 (1998).
- [58] Ilchenko, V. S. & Gorodetskii, M. L. Thermal nonlinear effects in optical whispering gallery microresonators. *Laser Phys.* **2**, 1004–1009 (1992).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während dieser Arbeit unterstützt und deren Gelingen erst ermöglicht haben. Mein erster Dank gilt Professor Arno Rauschenbeutel, der mir ermöglicht hat meine Diplomarbeit an diesem spannenden Experiment in seiner Arbeitsgruppe zu schreiben und bei Fragen stets ein offenes Ohr hatte. Professor Werner Heil danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei meinem Betreuer Danny O'Shea, der mir in diesem Jahr mit seinem Wissen immer hilfreich zur Seite stand. Egal ob bei experimentellen oder theoretischen Schwierigkeiten, ich konnte mich immer an ihn wenden. Auch die gemeinsame Zeit im Labor möchte ich nicht missen.

Auch allen anderen Mitgliedern unserer Gruppe möchte ich für das letzte Jahr danken. Durch die tolle Atmosphäre in der Gruppe hat es auch dann Spaß gemacht zur Arbeit zu kommen, wenn es experimentell mal nicht so gut lief. In schöner Erinnerung werden mir auch die außeruniversitären Aktivitäten mit euch bleiben. Insbesondere möchte ich noch einmal Danny O'Shea, Ariane Stiebeiner, Daniel Reitz, Christian Junge und Alex Baade meinen Dank für das Korrekturlesen dieser Arbeit aussprechen.

Weiterhin möchte ich Wolfgang Alt und Sebastian Reick aus der AG Meschede für die umfangreiche Hilfe mit der Elektronik der PDH-Stabilisierung danken. Im gleichen Atemzug möchte ich Heinz Lenk und Michael Boeßenecker aus der Elektronikwerkstatt des Instituts meinen Dank aussprechen, die bei Fragen zur Realisierung der Schaltungen immer eine hilfreiche Antwort parat hatten.

Ein herzlicher Dank geht an die Werkstatt des Instituts, insbesondere an Herrn Schuhmacher und Herrn Völker sowie an Herrn Gries für die virtuose Bedienung des Gabelstaplers beim Transport der optischen Tische. Weiterhin möchte ich mich bei den Mitarbeitern der Etatverwaltung bedanken, die sich um die reibungslose Bestellung der benötigten Komponenten gekümmert haben, sowie bei Christine Best und Elvira Stuck-Kerth aus dem Sekretariat für die Erledigung der organisatorischen Dinge.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester für die Unterstützung, die sie mir, nicht nur in diesem Jahr, gegeben haben bedanken. Dank geht auch an meine Freunde für die schöne (in letzter Zeit sehr rare) Zeit neben der Uni. Last but not least möchte ich Julia Siebert danken für die schönen letzten zwei Jahre und das Verständnis in den letzten Wochen.