

# **Aufbau und Vorbereitungen für Cavity-Ring-Down-Spektroskopie mit monolithischen Faserresonatoren**

Florin Maximilian Hemmann

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

Februar 2020

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
2. Gutachter: Dr. Wolfgang Alt

# Danksagung

---

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Dieter Meschede für die Ermöglichung dieses spannenden Bachelorarbeit-Projekts bedanken und bei Dr. Wolfgang Alt für das Übernehmen der Zweitprüferschaft dieser Arbeit.

Ich danke Dr. Hannes Pfeifer für die stetige Betreuung und Dr. Deepak Pandey für die Unterstützung in technischen Fragen. Des Weiteren möchte ich mich bei Carlos Saavedra Salazar bedanken für die Hilfe im Umgang mit Faserresonatoren.

Ich bedanke mich bei Lukas Möller, dessen Bachelorarbeit eine Voraussetzung für dieses Projekt war. Weiterer Dank gilt Lukas Ahlheit, Maximilian Ammenwerth und Madhavakkannan Saravanan für die stetige Hilfsbereitschaft und die positive Atmosphäre im Büro. Ich möchte der gesamten Arbeitsgruppe für die motivierende Arbeitsumgebung danken.

Besonderer Dank gilt Dr. Hannes Pfeifer, Lukas Ahlheit und meinem Vater, den Korrekturlesern dieser Arbeit.

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Faser-Fabry-Perot-Resonatoren . . . . .	3
2.1.1	Aufbau und Prinzip . . . . .	3
2.1.2	Gaußsche Moden und Clipping-Verluste . . . . .	5
2.2	Cavity-Ring-Down-Spektroskopie . . . . .	7
2.2.1	Prinzip . . . . .	7
2.2.2	Herkömmliche Experimente und Miniaturisierung . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Monolithische Faser-Fabry-Perot-Resonatoren</b>	<b>12</b>
3.1	Anforderungen . . . . .	12
3.2	Funktionsprinzip und Design . . . . .	13
3.3	Herstellung . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Aufbau für Cavity-Ring-Down-Spektroskopie-Messungen</b>	<b>17</b>
4.1	Verstimmbarer Gitter-basierter Diodenlaser . . . . .	17
4.2	Einkopplungs- und Analyse-Aufbau . . . . .	18
4.3	Spektroskopie-Aufbau . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>22</b>
	<b>Literatur</b>	<b>24</b>
<b>A</b>	<b>Ergänzende Abbildungen</b>	<b>25</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>29</b>

---

## Einleitung

---

*Cavity-Ring-Down-Spektroskopie* (CRDS) ist ein Verfahren der optischen Absorptionsspektroskopie, welches sich durch seine Präzision und den prinzipiell einfachen Aufbau auszeichnet [1]. Kernelement eines Cavity-Ring-Down-Experiments ist der Fabry-Perot-Resonator (englisch: Fabry-Perot-Cavity), in welchem einfallendes Licht zwischen zwei Spiegeln gespeichert wird. Je höher die Reflektivität der Spiegel und je geringer die Verluste im Resonator ausfallen, desto mehr kann das einfallende Licht im Resonator verstärkt werden. Bricht die Anregung des Resonators ab, so klingt das Lichtfeld im Resonator ab. Man spricht von einem *Ring-Down* (englisch für Abklingen). Die Zerfallszeit des abklingenden Feldes ist kürzer, je mehr Verluste im Resonator auftreten.

In der Absorptionsspektroskopie werden Gase durch die Lichtfrequenzen identifiziert, bei welchen sie eingestrahles Licht absorbieren, da elektronische Übergänge der Gasmoleküle stattfinden [2]. Herkömmliche Absorptionsspektroskopie-Verfahren basieren daher auf der Messung der Intensität des transmittierten Lichts bei verschiedenen Frequenzen [3]. Ist ein Fabry-Perot-Resonator mit Gas gefüllt, so bildet dessen Absorption einen Resonatorverlust, welcher bei den für das Gas charakteristischen Frequenzen auftritt. In einem CRDS-Experiment wird dieser Verlust als Verringerung der Zerfallszeit des abklingenden Feldes gemessen. Die Tatsache, dass anstelle einer Intensitätsmessung eine Zeitmessung durchgeführt wird, ist der Grund für die hohe Präzision von CRDS.

Je länger die Strecke ist, auf welchem das Gas durchleuchtet wird, desto höher ist der Verlust durch Absorption (Lambert-Beersches Gesetz [4]). Um eine möglichst hohe Präzision zu erreichen, werden in herkömmlichen CRDS-Experimenten Resonatoren verwendet, welche eine Länge von einigen zehn Centimetern bis Metern aufweisen. In solchen Experimenten können Substanzen in Konzentrationen der Größenordnung ppb (parts per billion:  $10^{-9}$ ) nachgewiesen werden [3]. In der Klimaforschung sind solche Präzisionen erforderlich, um Spuren von Treibhausgasen in der Atmosphäre nachzuweisen [3]. Für viele Anwendungen ist ein Meter-großer Aufbau jedoch nicht praktikabel, und solch hohe Präzisionen werden nicht benötigt. Soll etwa die Sauerstoffversorgung in einer Flugzeugkabine überprüft oder die Existenz eines Gases auf einem fremden Planeten in hoher Konzentration nachgewiesen werden, so genügt eine Genauigkeit von einigen Prozent. Gleichzeitig sollte der Aufbau in diesen Fällen möglichst kompakt, leicht und stabil konstruiert sein.

Ziel dieser Arbeit ist die Miniaturisierung herkömmlicher CRDS-Experimente. Hierfür werden *Faser-Fabry-Perot-Resonatoren* (FFPR) verwendet, welche in der Arbeitsgruppe „Quantentechnologie“ der Universität Bonn Anwendung in Experimenten zu Faserresonator-Quantenelektrodynamik finden [5]. Zwei hochreflektiv beschichtete Faserendstücke, sogenannte Faserspiegel, bilden einen Faserresonator,

wenn sie so ausgerichtet werden, dass durch eine der Fasern einfallendes Licht zwischen ihnen gespeichert werden kann. Das in Referenz [6] vorgestellte FFPR-Design, welches *monolithischer FFPR* genannt wird, gewährleistet eine präzise und stabile Ausrichtung der Faserspiegel, indem die Fasern in einer Quarzglashülse verklebt werden. In dieser Arbeit werden mehrere Weiterentwicklungen dieses Designs vorgestellt, deren Resonatorlänge über einige Mikrometer veränderbar ist – eine Eigenschaft, die bei sehr kurzen Resonatoren erforderlich ist, um ein durchgängiges Frequenzspektrum messen und so Spektroskopie durchführen zu können.

Zu Beginn der Arbeit werden in Abschnitt 2.1 Funktionsweise und Besonderheiten von Faser-Fabry-Perot-Resonatoren erläutert. Eine Einführung in Cavity-Ring-Down-Spektroskopie und eine erste Abschätzung der Genauigkeit, welche in einem miniaturisierten CRDS-Experiment mit Faserresonatoren erreicht werden sollte, folgen in Abschnitt 2.2. Die neu entwickelten Designs für monolithische FFPR werden in Kapitel 3 eingeführt. In den Abschnitten 3.1 und 3.2 wird erläutert, wie hier bei stabiler und kompakter Bauweise die Ausrichtungsgenauigkeit der Faserspiegel gewährleistet werden kann. Anschließend wird das Herstellungsverfahren der monolithischen FFPR beschrieben (Abschnitt 3.3). Kapitel 4 wendet sich schließlich dem Aufbau zu, mit welchem CRDS mit monolithischen FFPR erprobt werden soll. In diesem Aufbau wird das Licht eines durchstimmbaren Lasers (Abschnitt 4.1) in den Resonator gekoppelt, dessen Reflexionssignal auf einem Oszilloskop betrachtet werden kann (Abschnitt 4.2). Zur Durchführung von Spektroskopie-Messungen wird der Resonator in einer Kammer platziert, die mit einem Gasgemisch aus Sauerstoff und Stickstoff gefüllt wird (Abschnitt 4.3). Eine experimentelle Erprobung von CRDS mit diesem Aufbau steht zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit noch aus.

---

## Grundlagen

---

### 2.1 Faser-Fabry-Perot-Resonatoren

#### 2.1.1 Aufbau und Prinzip

Zwei Spiegel der Krümmungsradien  $R_i$  bilden einen stabilen Fabry-Perot-Resonator, wenn Licht, welches durch einen der Spiegel in den Hohlraum eintritt, zwischen den Spiegeln gespeichert wird. Dies ist der Fall, wenn sie im Abstand  $l$  so auf einer Achse ausgerichtet werden, dass sie die Stabilitätsbedingung erfüllen [8]:

$$0 \leq \left(1 - \frac{l}{R_1}\right) \left(1 - \frac{l}{R_2}\right) \leq 1. \quad (2.1)$$

In dieser Arbeit werden Faser-Fabry-Perot-Resonator (FFPR), welche aus zwei Faserspiegeln bestehen. Bei einem Faserspiegel handelt es sich um das Ende einer Glasfaser, welches eine, mittels Laserablation ([5]) produzierte, gaußförmige Vertiefung aufweist (siehe Abbildung 2.1) [5]. Diese Vertiefung besitzt typischerweise eine Strukturtiefe von  $z_f \approx 3,5 \mu\text{m}$ . Der näherungsweise sphärische Bereich<sup>1</sup> dieser Vertiefung besitzt einen Durchmesser von  $D \approx 30 \mu\text{m}$  und einen Krümmungsradius von  $R \approx 170 \mu\text{m}$ . Dieses Faserende ist mit einer hochreflektiven Beschichtung versehen [5].

Die Spiegel besitzen Transmissionskoeffizienten  $T_i$ , welche den Anteil der transmittierten Intensität angeben [8]. Leitet eine der Fasern Licht der Intensität  $I_{\text{in}}$ , so beträgt die durch den 1. Faserspiegel in den Resonator transmittierte Intensität  $T_1 I_{\text{in}}$ . Nach einem Umlauf im Resonator, also nach zwei Reflexionen, ist das Licht relativ zur einfallenden Welle um

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l = 2\pi\nu \cdot \frac{2l}{c} \quad (2.2)$$

phasenverschoben. Hier ist  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts,  $\nu$  dessen Frequenz und  $l$  der Abstand zwischen den Spiegeln, also die Resonatorlänge. Während des Umlaufs wird einerseits Licht durch die Spiegel transmittiert, andererseits treten zusätzliche Verluste  $\mathcal{L}$  auf. Diese Verluste werden in den Abschnitten 2.1.2 und 2.2 erläutert. Im Resonator baut sich ein Lichtfeld auf, dessen Intensität größer

---

<sup>1</sup>Die Abweichung zu einer perfekten Sphäre ist hier kleiner als  $\lambda/10$  [5].

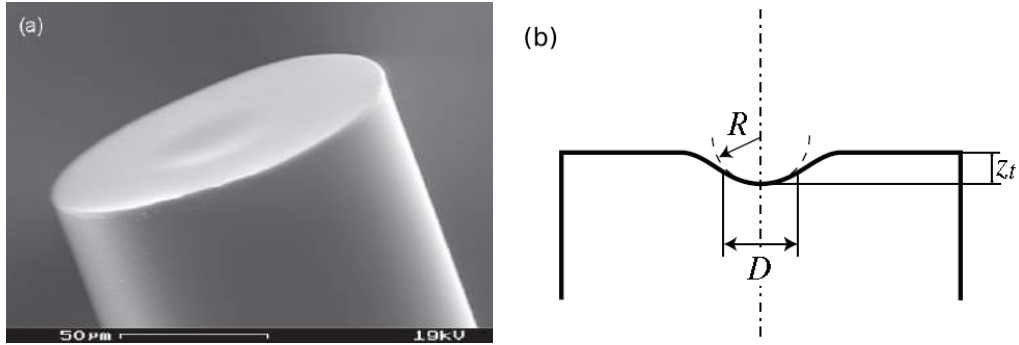


Abbildung 2.1: (a) Faserspiegel aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop. Der Durchmesser der Faser beträgt 125 µm. (b) Profil eines Faserspiegels.  $D$  ist der Durchmesser des sphärischen Bereichs, also der Spiegeldurchmesser,  $R$  ist der Krümmungsradius des Spiegels und  $z_t$  ist die Tiefe der abgetragenen Struktur. Beide Abbildungen aus [7].

ist, je geringer die Resonatorverluste ausfallen [5]:

$$I_{\text{int}}(\delta) = \frac{T_1 \mathcal{F}^2}{\pi^2} \frac{I_{\text{in}}}{1 + (4/\pi^2) \mathcal{F}^2 \sin^2(\delta/2)} \quad \text{mit} \quad \mathcal{F} = \frac{2\pi}{T_1 + T_2 + \mathcal{L}}. \quad (2.3)$$

Hier wurde die *Finesse*  $\mathcal{F}$  eingeführt, welche die Verstärkung des einfallendes Lichtes im Resonator angibt. Diese Gleichung gilt für  $T_i, \mathcal{L} \ll 1$  und ist in Abbildung 2.2 graphisch dargestellt. Wir erkennen hier, dass die Phasen-Linienbreite  $\delta_{1/2}$  mit steigender Finesse abnimmt.

Beträgt die Phasenverschiebung pro Umlauf  $\delta = n \cdot 2\pi = n \cdot \delta_{\text{FSR}}$  ( $n$  ganzzahlig)<sup>2</sup>, so wird die zirkulierende Intensität nach Gleichung 2.3 maximal. Es handelt sich um den Resonanzfall, bei welchem sich im Resonator stehende Wellen ausbilden. Die entsprechenden Frequenzen heißen *Resonanzfrequenzen*. Der Frequenzabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Resonanzfrequenzen ist der *freie Spektralbereich* und beträgt nach Gleichung 2.2 [8]:

$$\Delta_{\text{FSR}} = \frac{c}{2l}. \quad (2.4)$$

Wir betrachten die Phasenverschiebung  $\delta_{1/2}/2$ , bei welcher die Intensität auf die halbe Resonanzintensität abgefallen ist (siehe Abbildung 2.2):

$$\frac{I_{\text{int}}(\delta_{1/2}/2)}{I_{\text{int}}(n \cdot 2\pi)} \approx \frac{1}{1 + (4/\pi^2) \mathcal{F}^2 (\delta_{1/2}/4)^2} = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad \delta_{1/2} = \frac{2\pi}{\mathcal{F}}. \quad (2.5)$$

Hier wird  $\delta_{1/2} \ll 1$  angenommen. Die Halbwertsbreite  $\Delta_{\text{FWHM}}$  der Resonanz ist dann:

$$\Delta_{\text{FWHM}} = \frac{\delta_{1/2}}{2\pi} \cdot \Delta_{\text{FSR}} = \frac{\Delta_{\text{FSR}}}{\mathcal{F}} \quad \Rightarrow \quad \mathcal{F} = \frac{\Delta_{\text{FSR}}}{\Delta_{\text{FWHM}}}. \quad (2.6)$$

Wir haben so eine experimentell zugängliche Definition der Finesse gefunden. Im Experiment wird nicht die im Resonator zirkulierende, sondern die transmittierte oder reflektierte Intensität beobachtet,

<sup>2</sup>FSR: free spectral range, englisch für freier Spektralbereich.



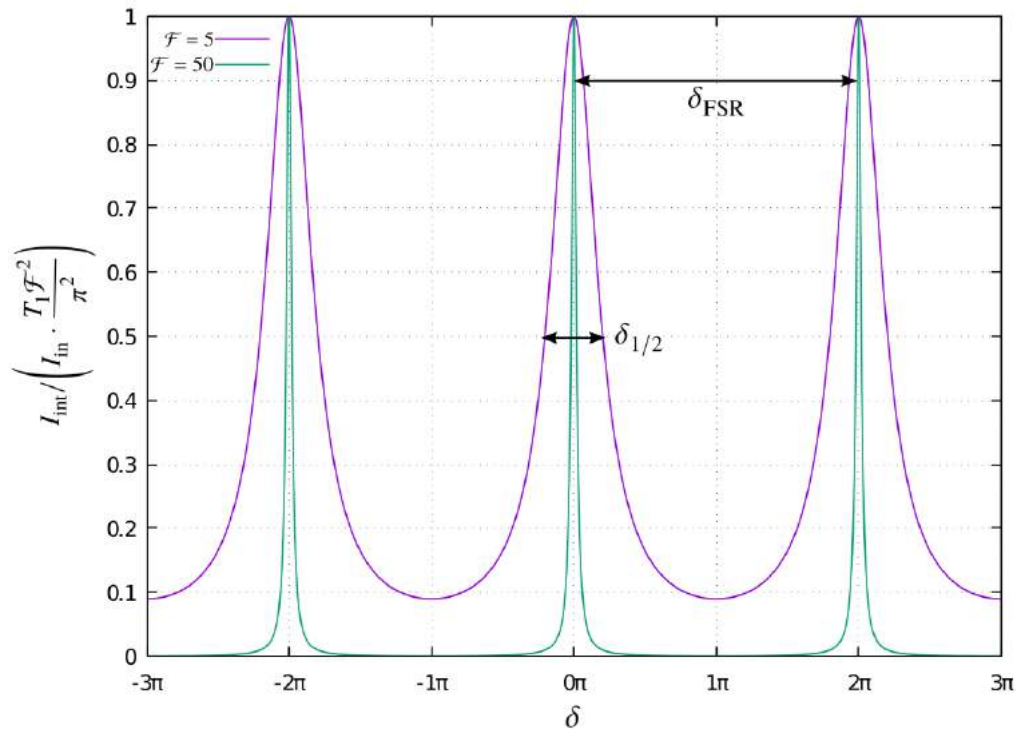


Abbildung 2.2: Lichtintensität im Fabry-Perot-Resonator in Abhängigkeit der Phasenverschiebung des Lichts nach einem Resonatorumlauf. Die Phasen-Linienbreite  $\delta_{1/2}$  nimmt mit steigender Finesse  $\mathcal{F}$  ab. Ein Faserresonator besitzt typischerweise eine Finesse der Größenordnung  $10^4$ , aus Darstellungsgründen werden hier kleinere Werte verwendet.

welche wie folgt bestimmt wird [8]:

$$I_{\text{tr}} = T_2 I_{\text{int}} \quad \text{und} \quad I_{\text{r}} = I_{\text{in}} - I_{\text{tr}}. \quad (2.7)$$

### 2.1.2 Gaußsche Moden und Clipping-Verluste

Die in Abschnitt 2.1.1 angesprochenen Resonatorverluste  $\mathcal{L}$  setzen sich aus den sogenannten *Clipping*-Verlusten  $C$  sowie Absorptions- und Streuverlusten  $A$  zusammen:

$$\mathcal{L} = 2C + A. \quad (2.8)$$

Hier werden gleiche Spiegeloberflächen angenommen. Zunächst betrachten wir Clipping-Verluste, zu deren Verständnis das Konzept der Gauß-Strahlen herangezogen wird.

Die Gaußsche Strahlenoptik beschreibt die Ausbreitung eines Lichtstrahls und stellt die Verbindung zwischen Strahlen- und Wellenoptik her. Im isotropen Raum stehen elektrisches und magnetisches Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts, weshalb seine Wellenform hier als Transversale Elektrische und Magnetische (TEM) Mode bezeichnet wird. Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $z$  wird die Intensitätsverteilung jeder Mode durch eine gaußförmige Einhüllende beschrieben, welche

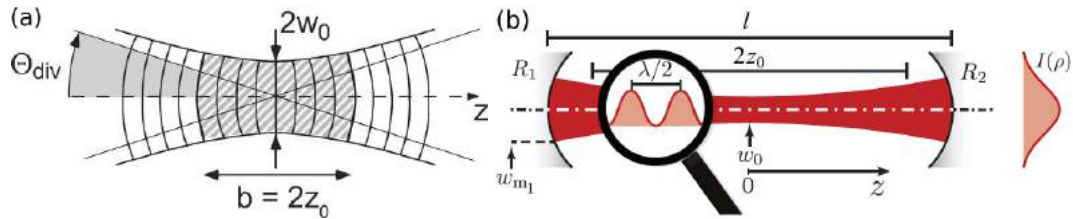


Abbildung 2.3: (a) Gaußsche Grundmode in der Umgebung der Strahltaile [8]. (b) Gaußsche Grundmode im FFP, angepasst aus [5]. Hier ist  $2w_0$  die Strahltaile,  $z_0$  der Rayleigh-Parameter und  $w_{m,1}$  der Strahlradius am Ort des ersten Spiegels.

durch Hermite-Polynome moduliert wird [8]. Die Grundlösung<sup>3</sup> wird als Gaußsche Grundmode bezeichnet, hier ist die Intensitätsverteilung im Abstand  $\rho$  zur Strahlmitte gaußförmig [8]:

$$I(\rho, z) \propto \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left( -2 \left( \frac{\rho}{w(z)} \right)^2 \right). \quad (2.9)$$

$w(z)$  wird als Strahlradius bezeichnet und ist der Abstand zur Strahlmitte, bei welchem die Intensität  $1/e^2$  des Maximalwerts beträgt. Der Strahlradius an der Stelle  $z$  ist [8]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2}. \quad (2.10)$$

Die Grundmode wird somit charakterisiert durch die Strahltaile  $2w_0$ , also den geringsten Strahldurchmesser bei  $z = 0$ , sowie den Rayleigh-Parameter  $z_0$ . Wie in Abbildung 2.3 (a) zu erkennen ist, besitzt die Wellenfront im Abstand  $z_0$  vom Ort der Strahltaile den kleinsten Krümmungsradius. Der Bereich  $-z_0 \leq z \leq z_0$  heißt Rayleighzone und ist schraffiert dargestellt.

Damit sich eine Gaußmode in einem Resonator ausbilden kann, müssen die Krümmungsradien der Wellenfronten an den Orten der Faserspiegel gerade den Krümmungsradien der Spiegel entsprechen [8]. Der Abstand zwischen den Faserspiegeln sowie deren Krümmungsradien legen also die Strahlparameter  $(w_0, z_0)$  fest. Für symmetrische Faserresonatoren mit  $-R_1 \approx R_2 = R$  gilt<sup>4</sup> [8]:

$$z_0^2 = \frac{l(2R - l)}{4} \quad w_0^2 = \frac{\lambda z_0}{\pi} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{l(2R - l)}. \quad (2.11)$$

Sind die Spiegel so ausgerichtet, dass ein Strahl, welcher durch einen Spiegel in den Resonator fällt, zentral auf den zweiten Spiegel trifft, so propagiert der große Teil des Lichts in der Gaußschen Grundmode (Abbildung 2.3 (b)).

Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen ist, kann der Faserspiegel nur innerhalb eines endlichen Bereichs mit Durchmesser  $D$  als sphärisch angenommen werden [7]. Licht, welches außerhalb dieses Bereichs auf das Faserende trifft, trägt anschließend nicht mehr zur Resonatormode bei und geht verloren. Es handelt sich um den Clipping-Verlust  $C_i$ , welcher aus dem Überlapp der Gaußmode am Ort des

<sup>3</sup>Es handelt sich um die Lösung, bei welcher die Wellenform (der in  $z$ -Richtung propagierenden Welle) in  $x$ - und  $y$ -Richtung jeweils durch das Hermite-Polynom 0. Ordnung moduliert wird [8].

<sup>4</sup>Wir verwenden hier die Konvention, dass der Krümmungsradius einer konvexen (konkaven) Fläche positiv (negativ) ist [8].

Spiegels  $i$  mit dem nichtsphärischen Bereich des Spiegels ermittelt wird [7]:

$$C_i = \exp\left(-\frac{D_i^2}{2w_{m,i}^2}\right). \quad (2.12)$$

$w_{m,i}$  ist der Strahlradius am Ort  $z_i$  des Spiegels  $i$ . Für symmetrische Resonatoren mit  $D_1 \approx D_2 = D$  ist:

$$-z_1 = z_2 = l/2 \quad \Rightarrow w_{m,1} = w_{m,2} = w_m = w(l/2) \quad (2.13)$$

$$\Rightarrow C_1 = C_2 = C \quad (2.14)$$

Somit betragen die Clipping-Verluste pro Umlauf  $2C$ . Unter Verwendung der Gleichungen 2.10, 2.11 und 2.13 erhalten wir den quadrierten Strahlradius am Ort des Spiegels:

$$w_m^2 = \frac{\lambda}{2\pi} R \sqrt{\frac{l}{2R-l}}. \quad (2.15)$$

Nach Gleichung 2.12 nehmen die Clipping-Verluste somit zu, je länger der Resonator ist:

$$C = \exp\left(-\frac{\pi D^2}{2\lambda R} \sqrt{\frac{2R}{l} - 1}\right). \quad (2.16)$$

Zur Veranschaulichung betrachten wir einen Faserresonator, der mit Licht der Wellenlänge 760 nm angeregt wird und dessen Faserspigel folgende typische Parameter aufweisen [5, 6]:

$$T_1 = T_2 \approx 15 \text{ ppm} \quad D \approx 30 \mu\text{m} \quad R \approx 170 \mu\text{m}. \quad (2.17)$$

<sup>5</sup>Der Clipping-Verlust in Abhängigkeit der Resonatorlänge ist für diese Parameter in Abbildung 2.4 dargestellt. Für Resonatorlängen über etwa 120  $\mu\text{m}$  fallen die Clipping-Verluste im Vergleich mit den restlichen Verlusten an den Faserspiegeln ins Gewicht, weshalb die Finesse nach Gleichung 2.3 abnimmt. Die Höhe der Clipping-Verluste hängt sehr stark vom Spiegeldurchmesser  $D$  ab. Wie in der Abbildung verdeutlicht, halbieren sich die Clipping-Verluste im relevanten Bereich um 120 bis 160  $\mu\text{m}$ , wenn der Spiegeldurchmesser nur um 1  $\mu\text{m}$  vergrößert wird.

## 2.2 Cavity-Ring-Down-Spektroskopie

### 2.2.1 Prinzip

Wird ein Resonator nicht kontinuierlich angeregt, so verringert sich die interne Intensität  $I_{\text{int}}$ , sobald kein Licht mehr einfällt, um die Verlustrate [1]:

$$\frac{dI_{\text{int}}}{dt} = I_{\text{int}} \cdot (T_1 + T_2 + \mathcal{L}) \cdot \frac{c}{2l}. \quad (2.18)$$

---

<sup>5</sup> ppm: parts per million, also  $10^{-6}$ .

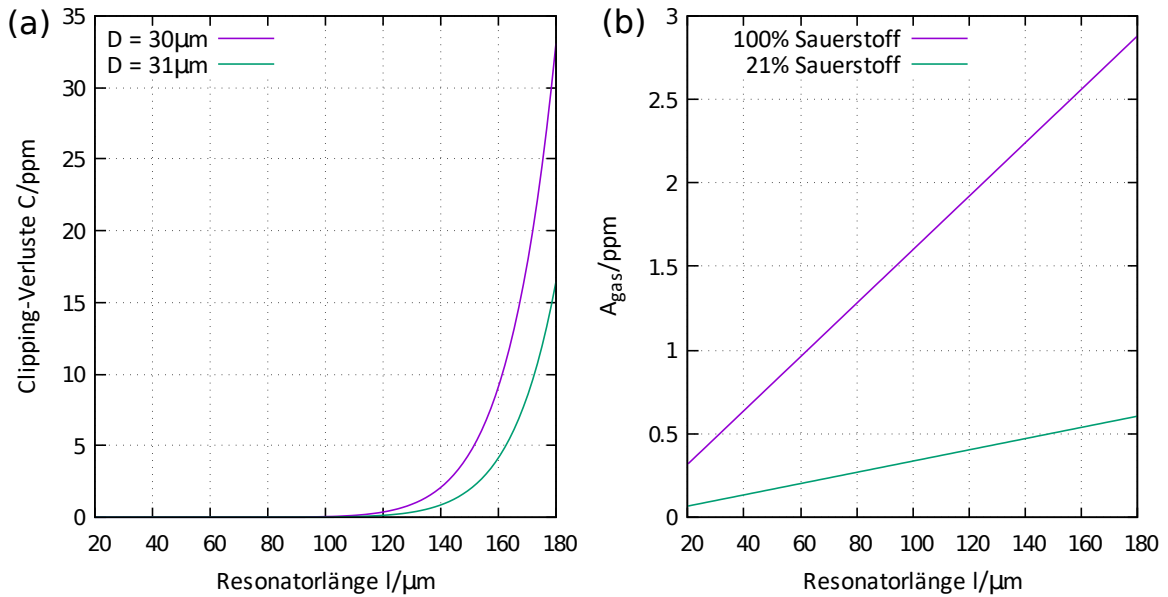


Abbildung 2.4: (a) Clipping-Verluste an einem Faserspiegel mit den Spiegelparametern 2.17 in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Der Vergleich mit einem 1 μm größeren Spiegel verdeutlicht die starke Abhängigkeit der Clipping-Verluste vom Spiegeldurchmesser. (b) Absorptionsverlust durch Sauerstoff  $A_{\text{gas}}$  in Abhängigkeit der Resonatorlänge  $l$ . Aufgetragen ist der Verlust für reines Sauerstoffgas sowie für trockene Luft (Sauerstoffgehalt 21% [9]).

Es handelt sich somit um ein exponentielles Abklingen der Intensität im Resonator, den sogenannten *Cavity Ring-Down* [1]:

$$I_{\text{int}} = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{(T_1 + T_2 + \mathcal{L})} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{\mathcal{F}}{2\pi}. \quad (2.19)$$

$I_0$  ist die Anfangsintensität im Resonator und  $\tau$  die Zerfallszeit der Intensität, welche antiproportional zu den in Abschnitt 2.1 eingeführten Verlusten ( $T_1 + T_2 + \mathcal{L}$ ) ist. Diese können mit Gleichung 2.3 durch die Finesse  $\mathcal{F}$  ausgedrückt werden. Über eine Messung der Zerfallszeit kann somit der Gesamtverlust im Resonator bestimmt werden. Sind die Transmissionen der Faserspiegel und die in Abschnitt 2.1.2 erläuterten Clipping-Verluste bekannt, so können auf diese Weise die Absorptions- und Streuverluste  $A$  aus Gleichung 2.8 bestimmt werden. Befindet sich der Resonator im Vakuum, so handelt es sich lediglich um Streuung und Absorption an der Beschichtung der Faserspiegel  $A_m$ . Dieser Verlust beträgt nach Referenz [6] etwa 25 ppm. Bei gleichen Spiegelbeschichtungen und -oberflächen gilt dann  $A = 2A_m$ .

Ist der Resonator jedoch mit einem Gas gefüllt, so absorbieren und streuen dessen Moleküle bei bestimmten Frequenzen Licht. Es handelt sich um Frequenzen, bei welchen Übergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus der Moleküle angeregt werden. Die Moleküle sind dann resonant. Wir werden die Rotationsschwingungsübergänge<sup>6</sup> von molekularem Sauerstoff betrachten, welche mit Licht der Wellenlängen 760,8 nm und 763,8 nm angeregt werden und nicht strahlend abregen [2, 4].

<sup>6</sup>Übergänge, bei welchen sich der Rotations- und Vibrationszustand des Moleküls ändert.

Wird der Resonator bei einer Frequenz, bei welcher die Gasmoleküle resonant sind, getrieben, so tritt Absorption durch die Moleküle als zusätzlicher Verlust  $A_{\text{gas}}$  auf. Die Absorptions- und Streuverluste aus Gleichung 2.8 betragen dann  $A = 2A_m + A_{\text{gas}}$ . Aus dem zusätzlichen Verlust  $A_{\text{gas}}$  kann mit dem Lambert-Beerschen-Gesetz die Teilchendichte des Moleküls bestimmt werden. Dieses Gesetz besagt, dass der Absorptionsquerschnitt  $\sigma$  eines Moleküls in Resonanz mit der Verringerung der Lichtintensität  $I/I_0$  auf einer Strecke  $L$  und der Teilchendichte des Gases  $n$  wie folgt zusammenhängt [4]:

$$\sigma = \frac{\ln(I_0/I)}{L \cdot n}. \quad (2.20)$$

Ein Resonatorumlauf entspricht der Strecke  $L = 2l$ . Der Absorptionsverlust durch das Gas pro Umlauf ist also:

$$A_{\text{gas}} = 1 - I/I_0 = 1 - \exp(-2\sigma l n). \quad (2.21)$$

Um eine Abschätzung für die Absorptionsverluste durch das Gas zu liefern, betrachten wir reines Sauerstoffgas unter atmosphärischen Bedingungen ( $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $p = 101\,325\text{ Pa}$ ). Die ideale Gasgleichung liefert die Teilchendichte:

$$n = \frac{p}{k_B T} \approx 2,5 \cdot 10^{19} \frac{\text{Moleküle}}{\text{cm}^3}. \quad (2.22)$$

Die Absorptionslinie von Sauerstoff bei 760,8 nm weist einen Querschnitt von  $(3,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-24} \frac{\text{cm}^2}{\text{Molekül}}$  auf [4]. Der mit Formel 2.21 ermittelte Absorptionsverlust in Abhängigkeit der Resonatorlänge ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Je länger der Resonator und je höher die Teilchendichte des absorbierenden Gases sind, desto höher fallen die Absorptionsverluste aus.

Der zusätzliche Verlust  $A_{\text{gas}}$  kann nach Gleichung 2.19 als Verringerung der Zerfallszeit  $\tau$  beobachtet werden, wenn der Resonator bei einer Resonanzfrequenz des Gases betrieben wird:

$$\frac{\tau_{\text{resonant}}}{\tau_{\text{not resonant}}} = \frac{\mathcal{F}_{\text{resonant}}}{\mathcal{F}_{\text{not resonant}}} = \frac{T_1 + T_2 + 2C + 2A_m}{T_1 + T_2 + 2C + 2A_m + A_{\text{gas}}} \quad (2.23)$$

Diese Gleichung ist für typische FFPR-Parameter in Abbildung 2.5 graphisch dargestellt (siehe Abschnitt 2.2.2). Die Wellenlängen, bei welchen die Verringerung der Zerfallszeit auftritt, lassen auf die Art des Moleküls schließen und aus der Verringerung der Zerfallszeit kann die Stoffmenge dieses Gases bestimmt werden. Dieses Verfahren wird *Cavity-Ring-Down-Spektroskopie* (CRDS) genannt.

### 2.2.2 Herkömmliche Experimente und Miniaturisierung

In herkömmlichen CRDS-Experimenten werden Cavity-Ring-Down-Zeiten von einigen zehn  $\mu\text{s}$  erreicht [3]. Gehen wir von geringen Resonatorverlusten und hochreflektiven Spiegeln (Transmissionen von einigen zehn ppm), so erhalten wir mit Gleichung 2.19 Resonatorlängen von einigen zehn cm bis 1 m. Es handelt sich um Aufbauten, welche eine so hohe Präzision aufweisen, dass Treibhausgase, die im Anteil ppb<sup>7</sup> in der Atmosphäre vorliegen, nachgewiesen werden können [3].

<sup>7</sup> ppb: parts per billion, also  $10^{-9}$ .

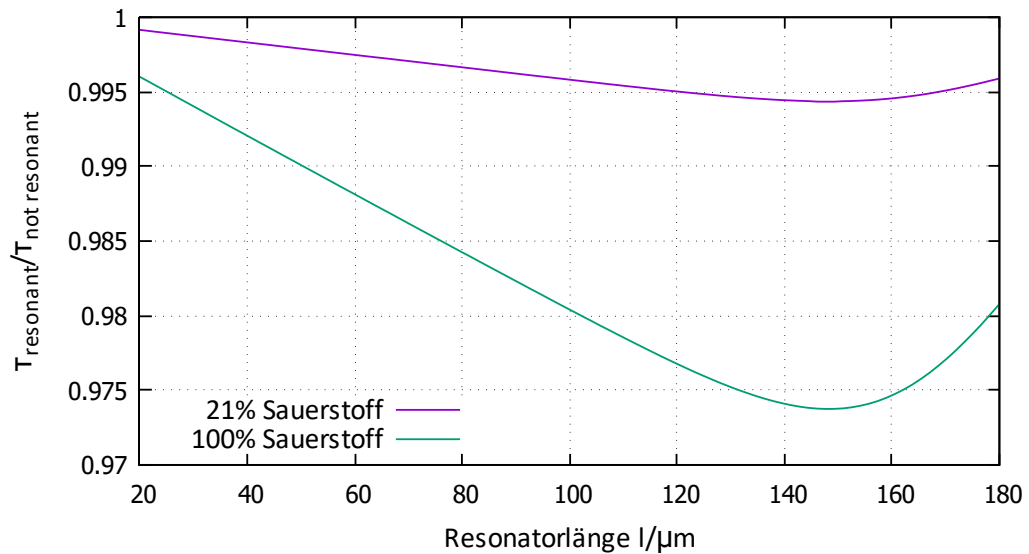


Abbildung 2.5: Verhältnis der Cavity-Ring-Down-Zeiten  $\tau_{\text{resonant}}/\tau_{\text{not resonant}}$  für reines Sauerstoffgas und für trockene Luft (Sauerstoffgehalt 21% [9]) in Abhängigkeit der Resonatorlänge.

Ziel dieser Arbeit ist die Realisierung eines miniaturisierten Resonators, mit welchem CRDS durchgeführt werden kann. Die in Abschnitt 2.1 vorgestellten Faserresonatoren besitzen typischerweise Resonatorlängen von etwa  $100\ \mu\text{m}$  [6]. Dies entspricht im Vergleich zu herkömmlichen Experimenten einer Miniaturisierung um drei bis vier Größenordnungen und soll, anstelle eines metergroßen Aufbaus, ein kompaktes und leichtes Messgerät realisierbar machen. Bei vergleichbarer Finesse verringert sich durch diese Miniaturisierung nach Gleichung 2.19 jedoch die Ring-Down-Zeit, was bei limitierter Messgenauigkeit zu einer geringeren Präzision führt.

Um die Ring-Down-Zeit für ein CRDS-Experiment mit einem Faserresonator abzuschätzen, betrachten wir erneut einen Faserresonator mit den Parametern 2.17:

$$T_1 = T_2 \approx 15\ \text{ppm} \qquad D \approx 30\ \mu\text{m} \qquad R \approx 170\ \mu\text{m}.$$

Unter Berücksichtigung der Clipping-Verluste 2.16 und der Absorptionsverluste durch reines Sauerstoffgas 2.21 werden mit Gleichung 2.19 die Ring-Down-Zeiten mit ( $\tau_{\text{resonant}}$ ) und ohne ( $\tau_{\text{not resonant}}$ ) Absorption durch Sauerstoff bestimmt (Abbildung A.1). In Abbildung 2.5 ist das Verhältnis dieser Ring-Down-Zeiten für reines Sauerstoffgas dargestellt und mit einem Gas aus 21% Sauerstoff verglichen. Es handelt sich um den für Spektroskopie-Anwendungen interessanten Sauerstoffgehalt von (trockener) Luft [9].

Mit zunehmender Resonatorlänge nehmen die Absorptionsverluste durch Sauerstoff zu (Gleichung 2.21). Übersteigt die Resonatorlänge jedoch etwa  $140\ \mu\text{m}$ , so fallen bei den gegebenen Spiegelparametern die Clipping-Verluste ins Gewicht, weshalb die Ring-Down-Zeiten wieder abnehmen und verschiedene Sauerstoffkonzentrationen schlechter zu unterscheiden sind. Die größte Differenz der Ring-Down-Zeiten besteht für die Faserspiegelparameter 2.17 bei einer Resonatorlänge von etwa  $150\ \mu\text{m}$  (Abbildung 2.5). Dann beobachten wir Ring-Down-Zeiten von etwa 11 ns (Abbildung A.1) – drei Größenordnungen kleiner als in bisherigen Experimenten [3]. Ein auf diese Weise miniaturisierter

CRDS-Aufbau sollte somit Zerfallszeiten in der Größenordnung von 10 ns mit einer Genauigkeit von mindestens 1% messen können, um reines Sauerstoffgas von trockener Luft unterscheiden zu können. Diese Abschätzung setzt eine präzise Ausrichtung der Faserspiegel voraus, so dass diese zentriert auf der optischen Achse stehen. Im folgenden Abschnitt wird eine Möglichkeit vorgestellt, bei kompakter Resonatorbauweise eine Ausrichtungsgenauigkeit auf  $\mu\text{m}$ -Skala zu gewährleisten.

---

## Monolithische Faser-Fabry-Perot-Resonatoren

---

### 3.1 Anforderungen

In Abschnitt 2.2.2 wurde erläutert wie Cavity-Ring-Down-Spektroskopie-Experimente mithilfe von Faser-Fabry-Perot-Resonatoren (FFPR) miniaturisiert werden können. Der Vorteil einer kompakten und leichten Bauweise steht einigen Herausforderungen gegenüber, die die Miniaturisierung mit sich bringt: Da Faserspiegel sehr kleine Oberflächen besitzen, müssen diese sehr präzise aufeinander ausgerichtet sein (siehe Abschnitt 2.1.2). Der FFPR sollte gegenüber Erschütterungen und thermischen Fluktuationen eine hohe Stabilität aufweisen, da diese bei einer Bauweise auf  $\mu\text{m}$ -Skala stark ins Gewicht fallen. Um mit CRDS möglichst kleine Teilchendichten nachweisen zu können<sup>1</sup>, sollten die Faserspiegel des FFPR außerdem möglichst geringe Transmissionskoeffizienten und Absorptions- und Streuverluste an den Spiegeln aufweisen (siehe Gleichung 2.23). Entsprechend ist eine möglichst hohe Finesse wünschenswert (Gleichung 2.3).

Wie in Abschnitt 2.1.1 erklärt, ist der freie Spektralbereich invers proportional zur Resonatorlänge (Gleichung 2.4). Ein FFPR weist demnach einen großen freien Spektralbereich in der Größenordnung THz auf. Um trotzdem ein durchgängiges Frequenzspektrum analysieren zu können, sollte die Resonatorlänge des FFPR mindestens über einen freien Spektralbereich durchstimmbare sein. Nur so kann gewährleistet werden, dass der Resonator zu jeder beliebigen Frequenz in Umgebung der Resonanzfrequenz der Sauerstoffmoleküle resonant eingestellt werden kann. Betrachten wir Gleichung 2.2, so entspricht eine Resonatorlängenänderung:

$$\Delta l = \frac{c}{2\nu} = \frac{\lambda}{2} \quad (3.1)$$

einer Phasenverschiebung  $\delta = 2\pi = \delta_{\text{FSR}}$  und somit einem freien Spektralbereich (siehe Abbildung 2.2). Um die Absorptionslinien von Sauerstoff bei  $\lambda \approx 760 \text{ nm}$  untersuchen zu können, ist also eine Resonatorlängenänderung von  $\Delta l \approx 380 \text{ nm}$  erforderlich.

In Abschnitt 2.2.1 wurde erläutert, dass für CRDS-Experimente ein Resonator erforderlich ist, welcher nicht kontinuierlich angeregt wird. Dies kann realisiert werden, indem ein kurzer Laserpuls in den Resonator geschickt wird [1] oder durch plötzliches Ausschalten des Lasers, welcher den Resonator zuvor anregte [3]. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, bei gleichbleibender Frequenz

---

<sup>1</sup>Dies entspricht kleinen Absorptionsverlusten  $A_{\text{gas}}$ , welche in Abschnitt 2.2.1 erläutert werden.



des anregenden Lasers die Länge des Resonators schnell zu verändern, so dass eine Resonanz nur kurz angeregt wird. Das im Folgenden beschriebene Resonator-Design, welches wir *monolithischer FFPR* nennen, verwendet letztere Methode und soll alle vorher genannten Anforderungen an einen CRDS-fähigen FFPR erfüllen. In den folgenden Abschnitten wird der Aufbau und das Herstellungsverfahren dieses neuartigen FFPR beschrieben.

## 3.2 Funktionsprinzip und Design

In Referenz [6] wird ein monolithischer FFPR vorgestellt, dessen Weiterentwicklungen später in diesem Abschnitt beschrieben werden (Abbildungen 3.1 und 3.2). Bei dem FFPR-Design aus Referenz [6] werden die Fasern von zwei Seiten in eine monolithische Quarzglas-Hülse geschoben. Diese weist einen Durchmesser von 131  $\mu\text{m}$  auf, so dass die Fasern mit einem Durchmesser von 125  $\mu\text{m}$  problemlos eingeführt werden können, aber nicht zu viel Spiel besitzen<sup>2</sup>. Die Hülse garantiert, dass die Faserspiegel, wie in Abschnitt 3.1 gefordert, bis auf einige  $\mu\text{m}$  genau zentriert auf der optischen Achse stehen. Die Fasern werden so in der Hülse verklebt, dass der Abstand zwischen den Faserspiegeln etwa 50  $\mu\text{m}$  beträgt [6]. Durch das Einkleben der Fasern handelt es sich um ein monolithisches Resonator-Design, welches eine hohe Stabilität gegenüber Erschütterungen aufweist. In den Glasblock ist an der Stelle der Faserspiegel eine Einkerbung geschnitten, um Zugriff zum Resonator zu ermöglichen. So kann der Resonator mit einem zu analysierenden Gas gefüllt werden.

Die in Referenz [6] verwendeten Faserspiegel werden in Abschnitt 2.1 beschrieben und weisen die Parameter 2.17 auf. Entsprechend der Abschätzung aus 2.2.2 genügen diese Parameter, um Absorptionsverluste durch Gasmoleküle aufzulösen, falls die Ring-Down-Zeiten bis auf etwa 0,3 ns genau gemessen werden können (vergleiche Abbildung A.1). Die Resonatorlänge des in Referenz [6] vorgestellten FFPR-Designs kann thermisch verstimmt werden, wobei sich die Resonanzfrequenz bei einer Temperaturänderung um etwa 15 GHz/K verschiebt. Um, wie in Abschnitt 3.1 gefordert, einen gesamten freien Spektralbereich ( $\sim$  THz) durchstimmen zu können, wäre eine sehr große Temperaturänderung von etwa 100 °C erforderlich. Für einen kompakten Spektroskopie-Aufbau ist es zudem wünschenswert, den Resonator nicht thermisch zu verstimmen.

Um die Länge dieses Resonators mechanisch durchstimmen zu können, wurde das vorgestellte Design von Carlos Saavedra Salazar um ein Piezoelement erweitert. Dieses wird, wie in Abbildung 3.1 illustriert, parallel zur Faserhülse an den Glasblock geklebt. Das Piezoelement wird gestaucht und gedehnt, wenn an ihm eine Spannung angelegt wird. Über die Klebestellen wird diese Verformung auf den Glasblock übertragen und verändert schließlich die Länge des FFPR. An das Piezoelement<sup>3</sup> können nach Herstellerangabe Wechsellspannungen mit einer Amplitude von bis zu 400 V angelegt werden. Messungen an diesem neuen Design wurden mit bis zu 1 000 V Amplitude durchgeführt und zeigten, dass die Resonatorlänge über etwa 8% des freien Spektralbereichs verstimmt werden kann<sup>4</sup>. Daher kann der FFPR nicht zu jeder beliebigen Frequenz resonant eingestellt werden.

Um die Längenänderung des Resonators zu vergrößern, wurden zwei neue Designs entwickelt, welche in Abbildung 3.2 dargestellt sind und weiter unten beschrieben werden. Bei diesen neuen Designs kann

---

<sup>2</sup> Aufgrund der aufgesputterten Spiegelbeschichtung besitzt die Faser an der Stelle des Faserspiegels einen etwas größeren Durchmesser. Daher sollte die Hülse einige  $\mu\text{m}$  größer sein als die Faser.

<sup>3</sup> Artikelnummer 51638 mit Werkstoff PIC 255 von PI Ceramic GmbH [11].

<sup>4</sup> Diese Messungen werden in der Doktorarbeit von Carlos Saavedra Salazar beschrieben sein, welche zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit noch nicht veröffentlicht ist.

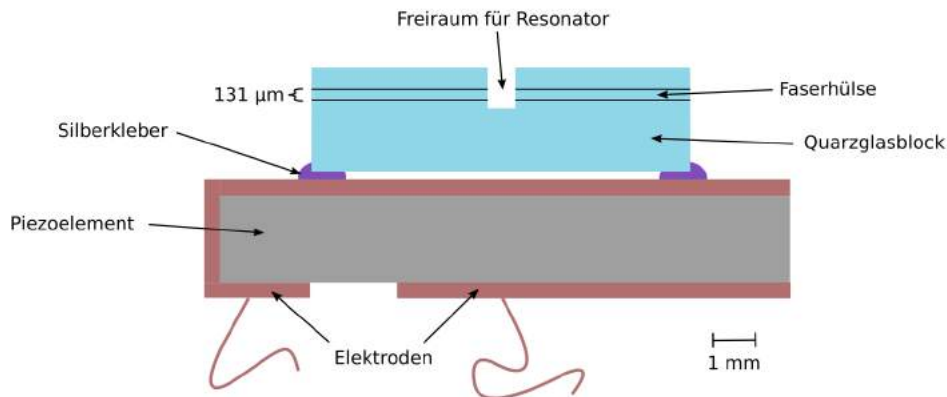


Abbildung 3.1: Monolithischer FFPR: Design 1. Die Resonatorlänge wird durchgestimmt, indem die Verformung des Piezoelements den Glasblock staucht und dehnt. Die Faserhülle wahrt die Ausrichtungsgenauigkeit der Faserspiegel.

sich das Piezoelement frei verformen und arbeitet nicht mehr gegen den Quarzglasblock. Bei gleichem Spannungsintervall am Piezoelement wird daher eine größere Veränderung der Resonatorlänge erhofft. Die relative Längenänderung des Piezoelements  $\Delta L/L$  kann aus der angelegten Spannung  $U$ , der Höhe des Piezoelements  $h$  und dem piezoelektrischen Ladungskoeffizienten  $d$  berechnet werden [10]:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{d}{h} \cdot U. \quad (3.2)$$

Das hier verwendete Piezoelement ist 1 mm hoch [11],  $d = -180 \text{ CN}^{-1}$  [12] und aus der angelegten Wechselspannung der Amplitude von 400 V ergibt sich eine Gesamtspannung von  $U = 800 \text{ V}$ . In den neuen Designs ist die Änderung der Resonatorlänge gleich der Änderung des Abstands zwischen den äußeren Klebepunkten  $L$ . Dieser Abstand beträgt in allen Designs etwa 7 mm. Mit Gleichung 3.2 ergibt sich eine Änderung der Resonatorlänge von:

$$\Delta L \approx 500 \text{ nm}. \quad (3.3)$$

Nach Abschnitt 3.1 entspricht diese Längenänderung etwa dem 1,3-fachen eines Spektralbereichs. Demzufolge kann mit diesen Resonatordesigns ein kontinuierliches Frequenzspektrum gemessen werden.

Bei den neuen Resonatordesigns liegt kein monolithischer Glasblock mehr vor. Dieser ist nun, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, in zwei beziehungsweise drei Stücke zerschnitten. Dies birgt die Gefahr, dass sich die einzelnen Stücke während der Herstellung zueinander verschieben, so dass die Spiegel nicht mehr aufeinander ausgerichtet sind. Die Ausrichtungsgenauigkeit der Hülle kann gewahrt werden, indem der Glasblock erst dann vollständig geschnitten wird, wenn er fest mit dem Piezoelement verbunden ist. Dieses Verfahren wird mit dem Herstellungsprozess der monolithischen FFPR in Abschnitt 3.3 beschrieben. Da die zerschnittenen Stücke des Glasblocks nach der Herstellung fest mit dem Piezo verbunden sind, handelt es sich immer noch um monolithische Designs. Die in Abschnitt 3.1 geforderte Stabilität gegenüber Erschütterungen sollte also gewahrt sein.

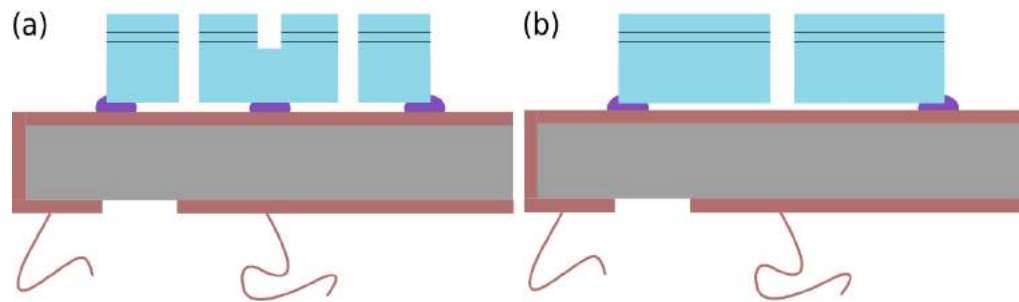


Abbildung 3.2: Zwei neue Designs für monolithische FFPR: (a) Design 2, (b) Design 3. In beiden Designs kann sich das Piezoelement frei verformen, weshalb die Resonatorlänge verglichen mit Design 1 (Abbildung 3.1) über einen größeren Bereich verstimmbar ist. Um die Ausrichtungsgenauigkeit der Faserhülse trotz getrennter Glasblock-Stücke zu wahren, ist ein mehrstufiger Herstellungsprozess nötig (Abschnitt 3.3).

### 3.3 Herstellung

Der Aufbau, welcher zur Herstellung der monolithischen FFPR verwendet wird, ist in Abbildung A.2 in Anhang A dargestellt. Der Herstellungsprozess ist so zu gestalten, dass 1. kein Staub in die Faserhülse gelangt, 2. der Glasblock monolithisch bleibt, bis er fest mit dem Piezoelement verbunden ist und 3. das Piezoelement beim Schneiden des Glasblocks nicht beschädigt wird. Der nach diesen Kriterien entwickelte Herstellungsprozess des FFPR-Designs 2 (siehe Abbildung 3.2 (a)) ist in Abbildung 3.3 illustriert. Zu Beginn werden mit einem Diamantdraht zwei Schlitzte in die Unterseite des Glasblocks geschnitten (a). Hierbei ist darauf zu achten, dass der Draht nicht zu schnell bewegt und nur leichter Druck auf den Glasblock ausgeübt wird, da dieser leicht brechen kann. Anschließend wird die angeschnittene Seite an drei Stellen auf ein Piezoelement geklebt<sup>5</sup> (b) (vergleiche Abbildung 3.2).

Im Folgenden wird unter Verwendung eines Verschiebetisches eine Glasfaser in die Hülse eingeführt, die verhindert, dass Staub in die Hülse gelangt, wenn durch diese hindurch geschnitten wird, und später wieder entfernt wird. Nun werden die begonnenen Schlitzte von der gegenüberliegenden Seite zu Ende geschnitten. Die Tatsache, dass nicht mehr durch den gesamten Glasblock geschnitten werden muss, schützt das Piezoelement, da dieses andernfalls leicht beschädigt wird. Des Weiteren wird in der Mitte ein dritter Schlitz durch die Hülse hindurch geschnitten (c), an dessen Stelle sich später der Faserresonator befindet. Die monolithische Verbindung aus Glasblock und Piezoelement ist in Abbildung 3.3 (d) dargestellt. Anschließend werden zur Kontaktierung zwei Kupferdrähte mit Silberleitkleber<sup>6</sup> an die Elektroden auf der Unterseite des Piezoelements geklebt (Abbildung A.3). Damit sich die Teile des zerschnittenen Glasblocks während des Aushärtens nicht zueinander verschieben, wird erneut eine Glasfaser durch die Hülse geführt.

Die Faserspiegel, welche wir als letzten Herstellungsschritt in der Faserhülse verkleben wollen, müssen zuvor charakterisiert und ausgeheizt werden. Zur Charakterisierung werden die Faserspiegel von zwei Seiten in eine Hülse geführt, bis sie etwa 100  $\mu\text{m}$  voneinander entfernt sind und so einen FFPR bilden. Eine der Fasern ist auf einem externen Piezoelement angebracht, so dass die Länge des FFPR durchgestimmt werden kann. Aus dem Reflexionssignal des Resonators können nun, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, die Finesse und so die Resonatorverluste bestimmt werden (Gleichungen

<sup>5</sup>Wir verwenden den Kleber Epo-Tek H20E, welcher eine Stunde bei 120 °C aushärtet.

<sup>6</sup>Siehe Fußnote 5.

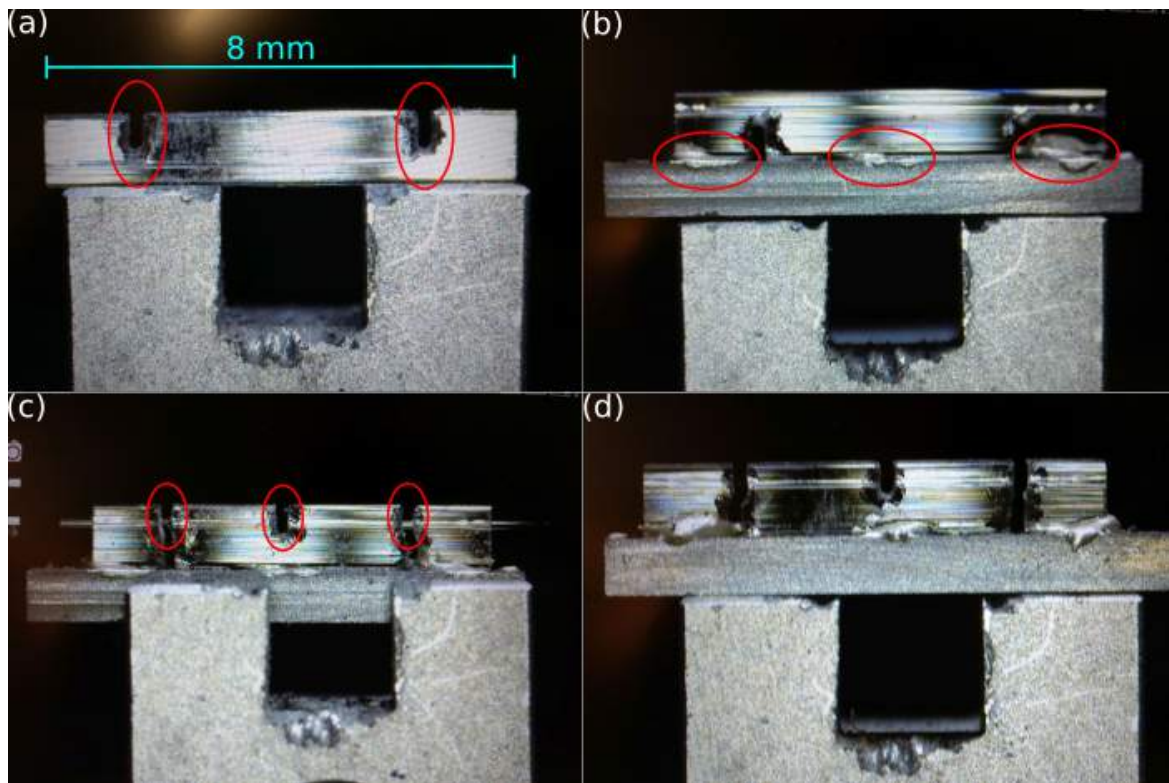


Abbildung 3.3: Schrittweise Herstellung eines monolithischen FFPR des neuen Designs aus Abbildung 3.2 (a) (siehe Text). Veränderungen sind farblich gekennzeichnet (Foto des Verfassers).

2.3 und 2.7). Um die Faserspiegel zu glätten und von Verschmutzungen zu befreien, werden sie nun für drei Stunden auf etwa  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  erhitzt [5]. In einer erneuten Charakterisierung der Spiegel zeigt sich in der Regel eine höhere Finesse, welche auf geringere Absorptions- und Streuverluste der Spiegel zurückzuführen ist. Eine detailreiche Beschreibung der Spiegelcharakterisierung und des Ausheizens (das sogenannte *annealing*) ist in Referenz [5] zu finden.

Die so produzierten monolithischen FFPR sind nun bereit für die Erprobung eines CRDS-Experiments. Der hierfür entwickelte Aufbau wird im folgenden Kapitel betrachtet.

---

## Aufbau für Cavity-Ring-Down-Spektroskopie-Messungen

---

Der Versuchsaufbau für Cavity-Ring-Down-Spektroskopie mit monolithischen Faserresonatoren wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Zuerst wird der verstimmbare Laser erklärt, anschließend wird der Aufbau betrachtet, welcher den Laser in den Resonator einkoppelt und das Reflexionssignal auf eine Photodiode wirft. Zuletzt wird die Anordnung erklärt, welche die für Spektroskopie erforderlichen Gasgemische erzeugt.

### 4.1 Verstimmbarer Gitter-basierter Diodenlaser

Als Lichtquelle für CRDS verwenden wir den verstimmbaren Gitter-basierten Diodenlaser aus Referenz [13]. Wie in Abbildung 4.1(a) dargestellt, bildet die Laserdiode zusammen mit einem Reflexionsgitter in Littrow-Konfiguration einen externen Resonator. In dieser Konfiguration wird die 1. Beugungsordnung des Gitters zurück in die Diode gekoppelt und stimuliert dort Emission [13]. Der Winkel unter welchem die 1. Beugungsordnung aus dem Gitter fällt, hängt von der Wellenlänge des Lichts ab. Somit kann durch Einstellen des Gitterwinkels eine Wellenlänge ausgewählt werden, die zurück auf die Diode reflektiert und somit vom Laser emittiert. Sei  $g$  die Gitterkonstante und  $\alpha$  der Winkel zwischen einfallendem Lichtstrahl und der Gitternormalen, so beträgt diese Wellenlänge [8]:

$$\lambda = 2g \sin(\alpha). \quad (4.1)$$

Damit sich die Position des ausgekoppelten Strahls bei Drehung des Gitters nicht ändert, ist an der selben Halterung wie das Gitter ein Korrekturspiegel angebracht, welcher sich im gleichen Winkel dreht wie das Gitter. Der Aufbau des Lasers ist in Abbildung 4.1(b) zu sehen.

Hinter dem Auskopplungsfenster des Lasers befindet sich ein Faraday-Isolator, welcher verhindert, dass Licht zurück in den Laser reflektiert wird. Der Laserstrahl wird dann über zwei Spiegel, eine  $\lambda/2$ -Platte und einen Faserkoppler in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt. Trotz des Korrekturspiegels kann sich der Winkel des emittierten Strahls beim Verstellen des Gitters leicht verändern, weshalb der Strahlengang zwischen Auskopplungsfenster des Lasers und Faserkoppler möglichst kurz gehalten wurde (Abbildung A.4). In Referenz [13] wurde vor dem Auskopplungsfenster des Lasers die Laserleistung im Wellenlängenbereich um 760 nm gemessen. Am in A.5 dargestellten



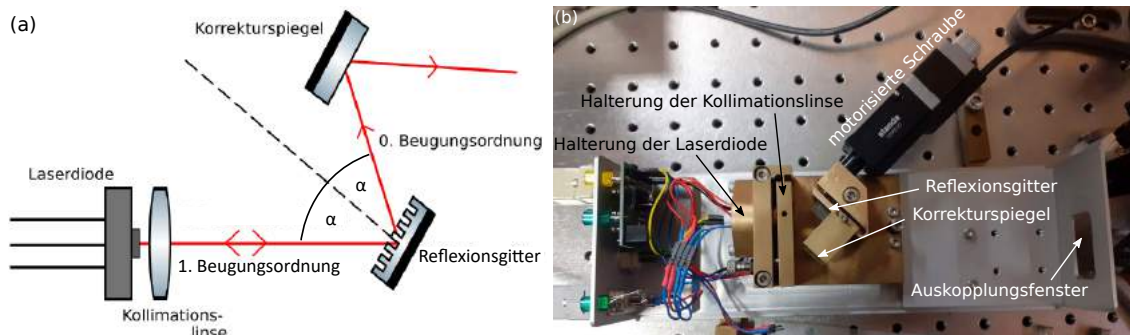


Abbildung 4.1: (a) Externer Laserresonator in Littrow-Konfiguration mit Korrekturspiegel. Angepasst von Referenz [13]. (b) Aufbau des verstimmbaren Gitter-basierten Diodenlasers. Foto von Lukas Möller.

Abbildung 4.2: Aufbau des verstimmbaren Gitter-basierten Diodenlasers. Foto von Lukas Möller

Leistungsspektrum ist zu erkennen, dass der Laser bei 760,8 nm und 763,8 nm Wellenlänge eine Leistung von über 3 mW emittiert. Bei diesen Wellenlängen finden sich Absorptionslinien von Sauerstoff ([4]), welche später untersucht werden sollen.

## 4.2 Einkopplungs- und Analyse-Aufbau

Der im Folgenden erläuterte Aufbau koppelt das Licht des Lasers in den monolithischen FFPR ein. Zur Auswertung des Reflexionssignals erzeugt ein akusto-optischer Modulator ein Seitenband der Laserfrequenz.

Das nicht vollständig linear polarisierte Licht des Lasers wird über eine polarisationserhaltende Faser in den in Abbildung 4.3 dargestellten Aufbau geleitet. Eine  $\lambda/2$ -Platte dreht die Polarisation so, dass der größtmögliche Teil des Lichts vom polarisierenden Strahlteiler (PBS: polarizing beam splitter) transmittiert wird. Der kleine, senkrecht reflektierte Anteil fällt in einen Wellenlängenmesser. Wird die Wellenlänge des Lasers, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, verstimmt, so kann diese Änderung am Wellenlängenmesser abgelesen werden. Der transmittierte Strahl wird über zwei Spiegel auf einen akusto-optischen Modulator<sup>1</sup> (AOM) in Doppelpass-Konfiguration gelenkt. Die 0. Beugungsordnung des AOM fällt ohne Richtungsänderung auf die dahinterliegende Linse, die 1. Beugungsordnung wird unter einem Winkel von etwa  $0,5^\circ$  und mit einer um 80 MHz verschobenen Frequenz transmittiert. Im Abstand der Brennweite von 10 cm hinter dem AOM befindet sich eine Sammellinse, welche die beiden zueinander divergierenden Strahlen parallel richtet. Die Strahlen sind vor der Linse kollimiert und werden nun fokussiert. Im Abstand der Brennweite hinter der Linse befindet sich ein Spiegel, welcher die einfallenden mit den reflektierten Strahlen überlappt.

Die reflektierten, in sich divergierenden Strahlen werden von der Linse wieder kollimiert. Außerdem laufen die beiden parallelen Strahlen auf dem Rückweg hinter der Linse wieder aufeinander zu und im AOM zusammen. Dieser überlagert die 0. Ordnung des Hauptstrahls mit der 1. Ordnung des seitlich ausgelenkten, frequenzverschobenen Strahls. Der zurückgeworfene Strahl besteht also aus der Reflexion des einfallenden Strahls der Frequenz  $\nu_0$  und einem Seitenband der Frequenz  $\nu_0 + 2 \cdot 80$  MHz.

<sup>1</sup> Artikelnummer 3110-12 von Crystal Technology.

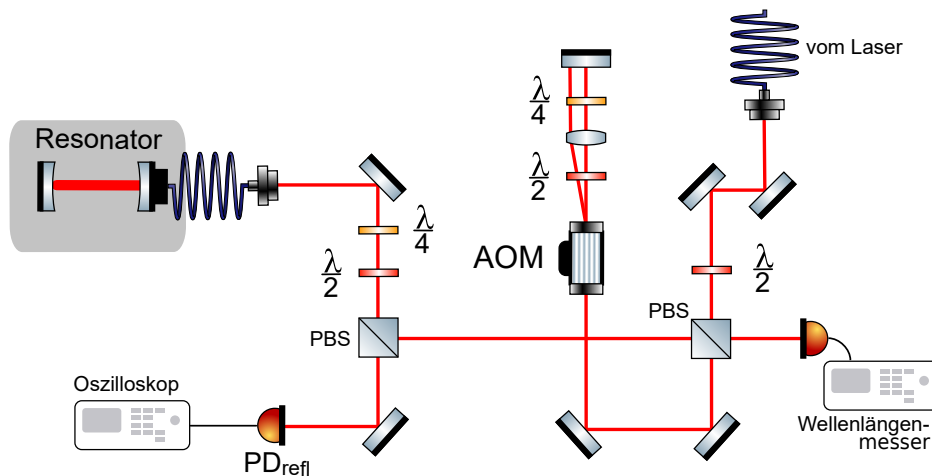


Abbildung 4.3: Aufbau zur Erzeugung eines Seitenbandes im Frequenzspektrum des Lasers, Einkopplung in den Resonator und Analyse des Reflexionssignals. Siehe für eine detaillierte Beschreibung den Text.

Die bekannte Frequenzverschiebung dieses Seitenbandes dient später der Kalibrierung der Linienbreite der beobachteten Resonanz.

Zwischen AOM und Spiegel befinden sich eine  $\lambda/2$ - und eine  $\lambda/4$ -Platte. Um den Einfluss dieser Wellenplatten auf die Polarisation des Lichts zu verstehen, gehen wir zuerst nur von einer  $\lambda/4$ -Platte aus: Hinter dem PBS können wir linear polarisiertes Licht annehmen, dessen Polarisationsachse o.B.d.A. parallel zur Tischebene liegt. Die  $\lambda/4$ -Platte erzeugt daraus rechts-zirkular polarisiertes Licht, wobei der Drehsinn durch die Reflexion am Spiegel umgekehrt wird. Das nun links-zirkular polarisierte Licht durchläuft erneut die  $\lambda/4$ -Platte. Dahinter liegt wieder linear polarisiertes Licht vor, wobei die Polarisationsachse relativ zum einfallenden Strahl um  $90^\circ$  gedreht wurde und nun senkrecht zur Tischebene steht. Aufgrund dieser Drehung der Polarisation reflektiert der PBS den rücklaufenden Strahl und lässt ihn nicht zurück in Richtung Laser laufen. Wir müssen nun beachten, dass Wellenplatten nur für Licht der vorgesehenen Wellenlänge ideales Verhalten aufweisen. Die eingebauten Wellenplatten sind für  $\lambda = 780 \text{ nm}$  vorgesehen, wir verwenden allerdings Wellenlängen um  $760 \text{ nm}$ . Um diese Differenz auszugleichen, ist zusätzlich zur  $\lambda/4$ -Platte eine  $\lambda/2$ -Platte verbaut. Bei richtiger Einstellung der Winkel zeigen die Platten gemeinsam den gleichen Effekt wie eine  $\lambda/4$ -Platte der korrekten Wellenlänge.

Nach Reflexion durch den PBS wird das Licht von einem weiteren PBS reflektiert und in eine Single-Mode-Faser gekoppelt, welche das Licht zum monolithischen FFPR leitet (siehe Kapitel 3). Der Resonator befindet sich in einer Kammer, die für CRDS mit einem Gasgemisch mit einstellbarem Sauerstoffanteil gefüllt werden kann und im folgenden Abschnitt erläutert wird. Wie oben beschrieben, dienen die  $\lambda/4$ - und  $\lambda/2$ -Platte im Strahlengang wieder der Drehung der Polarisationsrichtung des reflektierten Signals. Dieses fällt auf eine Photodiode und kann auf einem Oszilloskop betrachtet werden.

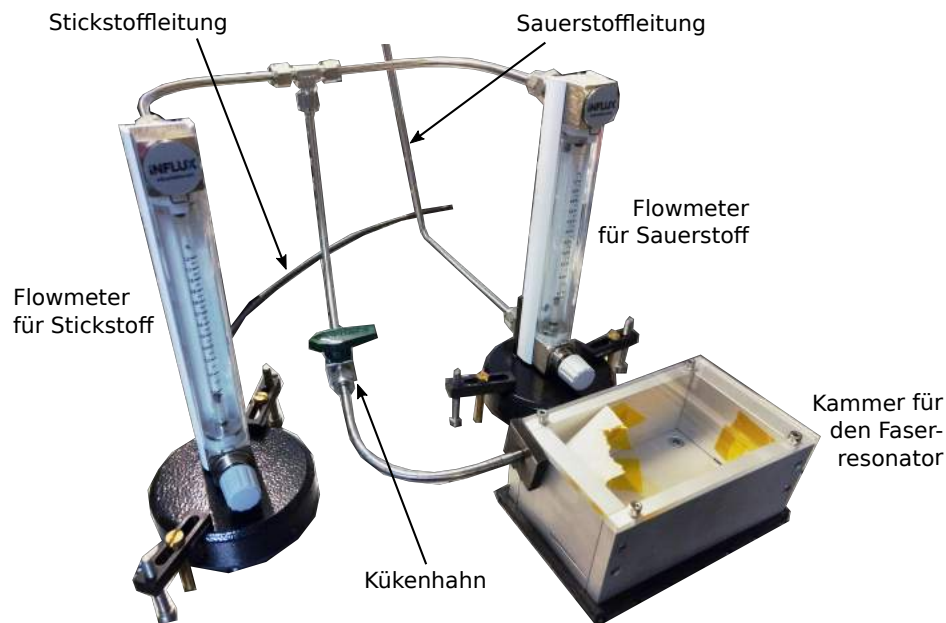


Abbildung 4.4: Aufbau Erzeugung eines Gasgemisches aus Sauerstoff und Stickstoff, deren Anteil mit den Flowmetern eingestellt werden kann. Siehe für eine detaillierte Beschreibung den Text (Foto des Verfassers).

### 4.3 Spektroskopie-Aufbau

Wie in Abschnitt 2.2.2 ausgeführt, soll mit den Faserresonatoren CRDS an den Absorptionslinien von Sauerstoff bei 760 nm durchgeführt werden. Um die monolithischen FFPR für diese Anwendung zu testen, wird ein Aufbau benötigt, bei welchem der Resonator mit Gasgemischen mit einstellbarem Sauerstoffanteil gefüllt werden kann. Da bereits eine Hausleitung für Stickstoff vorliegt und es sich hier um ein Gas handelt, für welches keine weiteren Sicherheitsvorkehrungen getroffen werden müssen, verwenden wir ein Gasgemisch aus Stickstoff und Sauerstoff. Der Gasdruck der Sauerstoffflasche wird mit einem Druckminderer auf etwas mehr als 1 bar verringert. Aufgrund der hohen Brandgefahr, welche besteht, sobald Sauerstoff in hoher Konzentration vorliegt [14], verwenden wir Edelstahlleitungen, die das Sauerstoffgas vom Druckminderer zum Aufbau leiten, welcher das Gasgemisch erzeugt. Dieser Aufbau ist in Abbildung 4.4 dargestellt und wird im Folgenden erläutert.

Zwei Flowmeter dienen der Regulierung des Gasflusses, welcher auf jeweils maximal 1,2 L/min eingestellt werden kann. Hinter den Flowmetern werden Stickstoff und Sauerstoff in einem T-Stück zusammengeführt. Das Gasgemisch fließt dann durch einen Kükenhahn, an welchem der Gasfluss unterbrochen werden kann. Hinter dem Kükenhahn wird das Gasgemisch in eine Kammer geleitet, in welcher der monolithische FFPR platziert wird. Die Kammer besitzt auf der linken Seite eine Öffnung, durch welche das Gas einströmen kann und welche mit einem Gummistück abgedichtet ist. Damit sich das Gas in der Kammer besser verteilt, ist hinter dem Zufluss ein dünnes Papiertuch in die Kammer geklebt. Auf der rechten Seite befindet sich eine Öffnung, durch welche das Gas ausströmt. Die Kammer kann in Abbildung A.6 im Detail betrachtet werden.

Durch die Einstellung des Gasflusses durch die Flowmeter kann der Sauerstoffanteil des Gases im Resonator reguliert werden. Ist das Sauerstoff-Flowmeter beispielsweise auf maximalen Fluss eingestellt und der Stickstoffzufluss abgedreht, so ist die Kammer und somit der darin befindliche



Resonator nach einigen Minuten mit nahezu 100% Sauerstoff gefüllt. Stellen wir die Flowmeter auf 0,21 L/min für Sauerstoff und 0,79 L/min für Stickstoff, so entspricht das Gasgemisch in der Kammer in etwa der Außenluft [9]. Der Aufbau, mit welchem die monolithischen FFPR aus Abschnitt 3 für CRDS-Messungen erprobt werden können, ist somit vollständig. Aus Zeitgründen konnten im Rahmen dieser Arbeit keine Messungen durchgeführt werden. Im abschließenden Kapitel folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit. Weiterhin wird eine Perspektive zur Verbesserung des hier entwickelten Aufbaus aufgezeigt.

---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Mit dem in Kapitel 3 entwickelten, monolithischen FFPR und dem in Kapitel 4 beschriebenen Versuchsaufbau sind die Vorbereitungen für miniaturisierte CRDS-Experimente abgeschlossen. Die neuen Designs für monolithische FFPR gewährleisten eine Ausrichtungsgenauigkeit der Faserspiegel auf Mikrometer-Skala, welche gegenüber Erschütterungen eine hohe Stabilität aufweisen (Abschnitt 3.2). Einer Abschätzung zufolge garantiert die Verformung eines Piezoelements, dass die Resonatorlänge über mehr als einen freien Spektralbereich durchstimmbare ist und so ein kontinuierliches Frequenzspektrum vermessen werden kann. Dieses kontinuierliche Spektrum wird von einem verstimmbaren, Gitter-basierten Laser erzeugt (Abschnitt 4.1). Um einen monolithischen FFPR an den Absorptionslinien von Sauerstoff um 760 nm für Spektroskopie-Messungen zu erproben, wird der Resonator in einer Kammer platziert, die mit Gasgemischen mit einstellbarem Sauerstoff- und Stickstoffanteil gefüllt werden kann (4.3).

CRDS basiert auf der Messung von Intensitätszerfallszeiten, welche sich aufgrund von Absorption durch Gasmoleküle im Resonator verringern (Abschnitt 2.2). Die Abschätzung in Abschnitt 2.2.2 ergibt, dass diese Ring-Down-Zeiten auf etwa 1% genau bestimmt werden müssen, um reines Sauerstoffgas von (trockener) Luft unterscheiden zu können. Bis zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit war aus Zeitgründen keine Messung von Zerfallszeiten möglich, weshalb eine experimentelle Bestimmung der Messgenauigkeiten aussteht. Aktuell werden allerdings neue Faserspiegel produziert, von welchen eine Erhöhung der Messgenauigkeit eines CRDS-Experiments erhofft wird, wenn diese in monolithischen FFPR verbaut werden. Besonderes Augenmerk wird in diesem Kontext auf eine Vergrößerung des Spiegeldurchmessers  $D$  und des Krümmungsradius'  $R$  gelegt. Die avisierten Werte weichen von den Spiegelparametern 2.17 aus Referenz [6] ab und liegen bei:

$$D \approx 50 \mu\text{m} \quad \text{und} \quad R \approx 300 \mu\text{m}. \quad (5.1)$$

Inwiefern diese neuen Faserspiegel die Messgenauigkeit eines CRDS-Experiments verbessern, ist in Abbildung 5.1 veranschaulicht.

Aus der Stabilitätsbedingung 2.1 folgt, dass größere Krümmungsradien längere Resonatoren ermöglichen. Aus Gleichung 2.21 folgt, dass der Absorptionsverlust durch resonante Gasmoleküle mit der Resonatorlänge ansteigt (Abbildung 2.4), weshalb die relative Verringerung der Zerfallszeit  $\tau_{\text{resonant}}/\tau_{\text{not resonant}}$  zunimmt (Gleichung 2.23). Anhand der violetten Kurve für  $D = 30 \mu\text{m}$ ,  $R = 300 \mu\text{m}$  ist jedoch zu erkennen, dass eine Vergrößerung des Krümmungsradius' allein keinen Vorteil bringt. Grund hierfür sind die Clipping-Verluste (Gleichung 2.16). Wie bereits in Abbildung 2.4

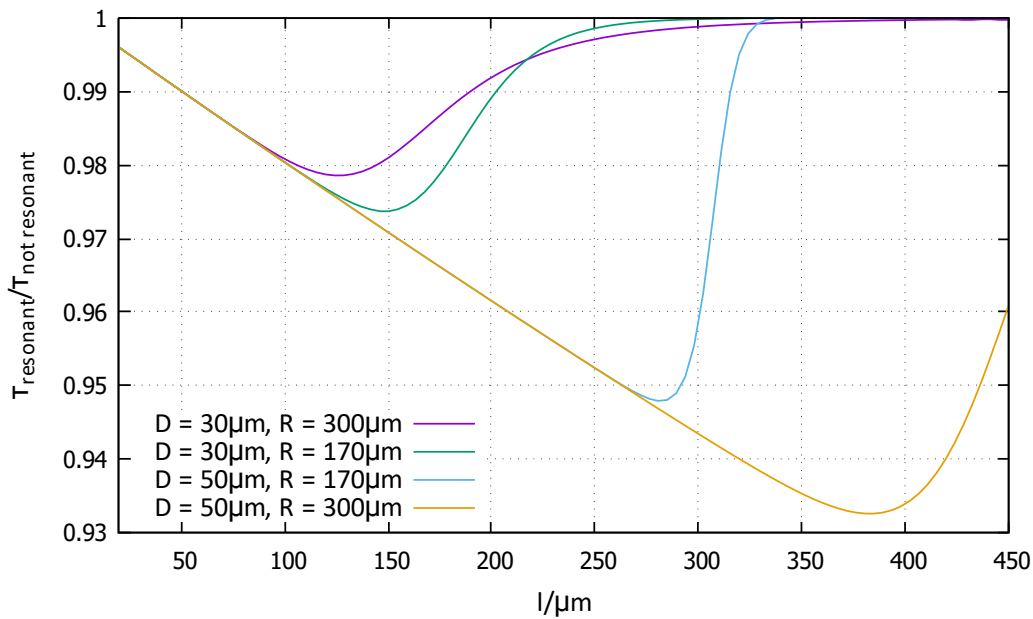


Abbildung 5.1: Verhältnis der Cavity-Ring-Down-Zeiten  $\tau_{\text{resonant}}/\tau_{\text{not resonant}}$  für reines Sauerstoffgas in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Aufgetragen sind die Kurven für verschiedene Kombinationen aus Faserspiegeldurchmessern  $D$  und -Krümmungsradien  $R$ , wobei die jeweils höheren Werte bei Faserspiegeln avisiert werden, welche zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit hergestellt werden. Die grüne Kurve entspricht der Abschätzung aus Abbildung 2.5.

angedeutet, hängen die Clipping-Verluste stark vom Spiegeldurchmesser ab. So bewirkt eine Vergrößerung des Spiegeldurchmessers auf  $50\ \mu\text{m}$  eine große Erhöhung der Messgenauigkeit, wenn eine Resonatorlänge von etwa  $280\ \mu\text{m}$  gewählt wird (blaue Kurve).

Das beste Ergebnis kann mit den Parametern  $D = 50\ \mu\text{m}$ ,  $R = 300\ \mu\text{m}$  bei einer Resonatorlänge von etwa  $380\ \mu\text{m}$  erzielt werden (orangefarbene Kurve). Werden solche Faserspiegel in einem monolithischen FFPR verbaut, so kann reines Sauerstoffgas bereits von einem Gas ohne Sauerstoffanteil unterschieden werden, wenn die Ring-Down-Zeit des Resonators auf 3% genau gemessen werden kann. Liegt die Messgenauigkeit höher, so können entsprechend kleinere Unterschiede im Sauerstoffgehalt festgestellt werden.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die Miniaturisierung von CRDS-Experimenten mithilfe von monolithischen FFPR realisierbar ist, falls Ring-Down-Zeiten mit Unsicherheiten von höchstens 1% behaftet sind. Durch neue Faserspiegel kann die relative Genauigkeit solcher Messungen stark verbessert werden. Eine experimentelle Erprobung des in dieser Arbeit entwickelten Aufbaus und eine Bestimmung der Messunsicherheiten stehen jedoch noch aus.

# Literatur

---

- [1] A. O’Keefe u. a.,  
*Cavity Ringdown Laser Spectroscopy (CRDS): History, Development, and Applications*, ACS Symposium Series **720** (1999) 71 (siehe S. [1](#), [7](#), [8](#), [12](#)).
- [2] P. Atkins und J. de Paula, *Physikalische Chemie*, 5. Aufl., Wiley-VCH, 2013 (siehe S. [1](#), [8](#)).
- [3] E. Crosson, *A cavity ring-down analyzer for measuring atmospheric levels of methane, carbon dioxide, and water vapor*, Applied Physics B **92** (2008) (siehe S. [1](#), [9](#), [10](#), [12](#)).
- [4] G. Greenblatt u. a., *Absorption Measurements of Oxygen Between 330 and 1140 nm*, Journal of Geophysical Research **95** (1990) 18577 (siehe S. [1](#), [8](#), [9](#), [18](#)).
- [5] J. Gallego, *Strong Coupling between Small Atomic Ensembles and an Open Fiber Cavity*, Diss.: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016 (siehe S. [1](#), [3](#), [4](#), [6](#), [7](#), [16](#)).
- [6] J. Gallego u. a.,  
*High-finesse fiber Fabry–Perot cavities: stabilization and mode matching analysis*, Applied Physics B **122** (2016) (siehe S. [2](#), [7](#), [8](#), [10](#), [13](#), [22](#)).
- [7] D. Hunger u. a., *A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse*, New Journal of Physics **12** (2010) (siehe S. [4](#), [6](#), [7](#)).
- [8] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, 3. Aufl., Vieweg+Teubner, 2008 (siehe S. [3–6](#), [17](#)).
- [9] B. Klose, *Meteorologie*, 1. Aufl., Springer-Verlag, 2008 (siehe S. [8](#), [10](#), [21](#)).
- [10] *Dynamisches Verhalten - Schwingungsformen von piezokeramischen Körpern*, www.piceramic.de, PI Ceramic GmbH (siehe S. [14](#)).
- [11] *plate c255 x10 y1 t1 wCuNi*, www.piceramic.de, PI Ceramic GmbH (siehe S. [13](#), [14](#)).
- [12] *Werkstoffdaten - Spezifische Parameter der Standardmaterialien*, www.piceramic.de, PI Ceramic GmbH (siehe S. [14](#)).
- [13] L. Möller,  
„Aufbau einer Lichtquelle und Messvorrichtung für Cavity-Ring-Down Spektroskopie“, Bachelorarbeit, 2019 (siehe S. [17](#), [18](#), [28](#)).
- [14] *Sicherheit von Sauerstoffsystemen*, Swagelok Company,  
URL: <https://www.swagelok.de/downloads/webcatalogs/de/ms-06-13.pdf> (siehe S. [20](#)).

## Ergänzende Abbildungen

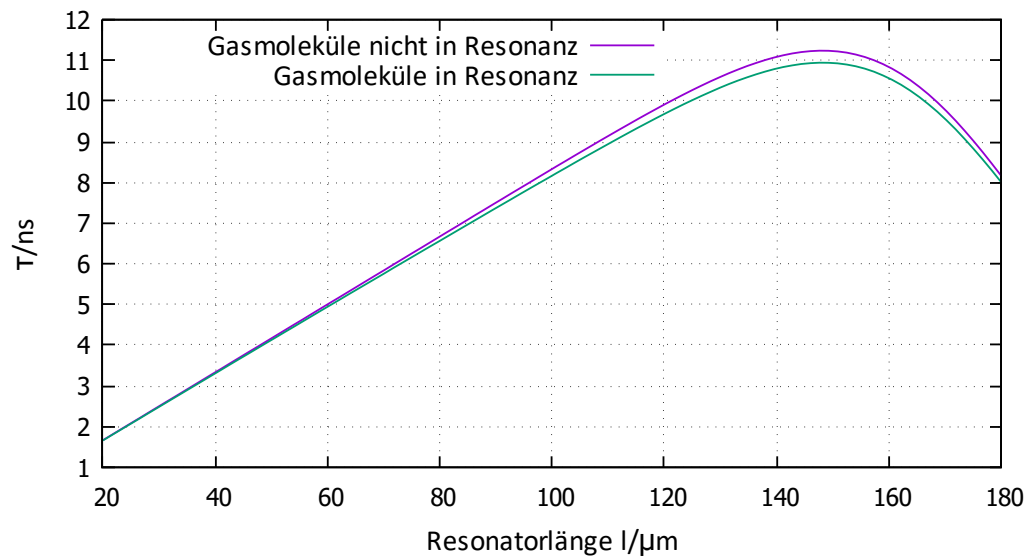


Abbildung A.1: Die Cavity-Ring-Down-Zeiten in Abhängigkeit der Resonatorlänge mit ( $\tau_{\text{resonant}}$ ) und ohne ( $\tau_{\text{not resonant}}$ ) bei  $\lambda = 760,8 \text{ nm}$  resonanten Sauerstoffmolekülen im Resonator.

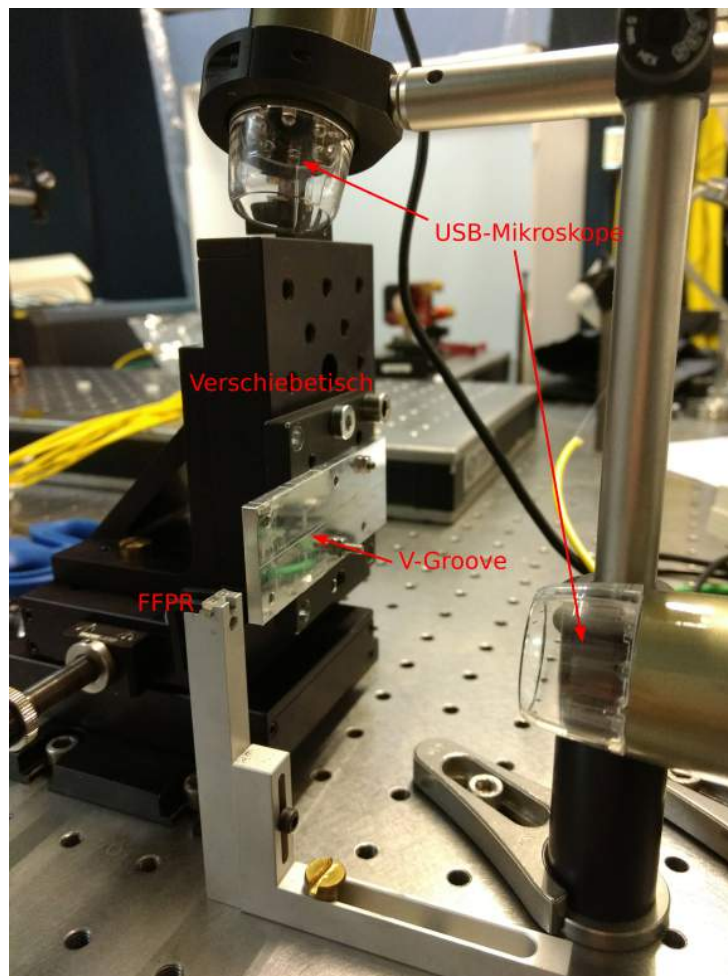


Abbildung A.2: Aufbau zur Herstellung der monolithischen FFPR. Eine Glasfaser wird mit Klebeband in einem V-Groove befestigt, welcher an einem 3d-Verschiebetisch angebracht ist. Unter Beobachtung durch zwei USB-Mikroskope kann die Faser durch Bewegung des Verschiebetisches in die Hülse des Glasblocks eingeführt werden, welcher von einer Klammer gehalten wird.

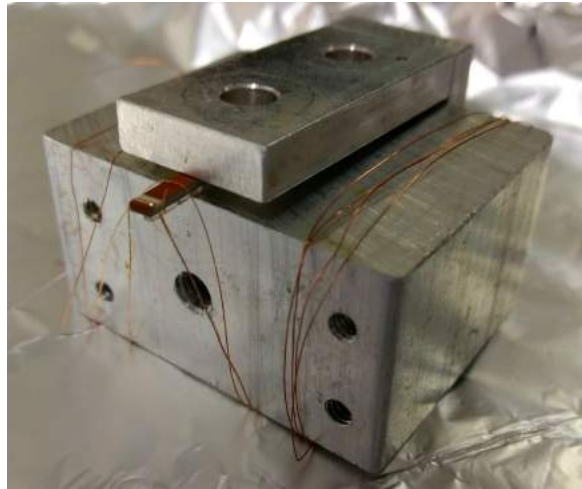


Abbildung A.3: Metallklammer zum Ankleben der Kupferkabel an das Piezoelement. Die Beschichtung des Kupferdrahtes wird auf einigen Centimetern mit Schmirgelpapier entfernt. Der Draht wird anschließend um den Metallklotz gewickelt und um das eingeklemmte Piezoelement herum gebogen. Der Kleber härtet eine Stunde bei 120 °C aus.

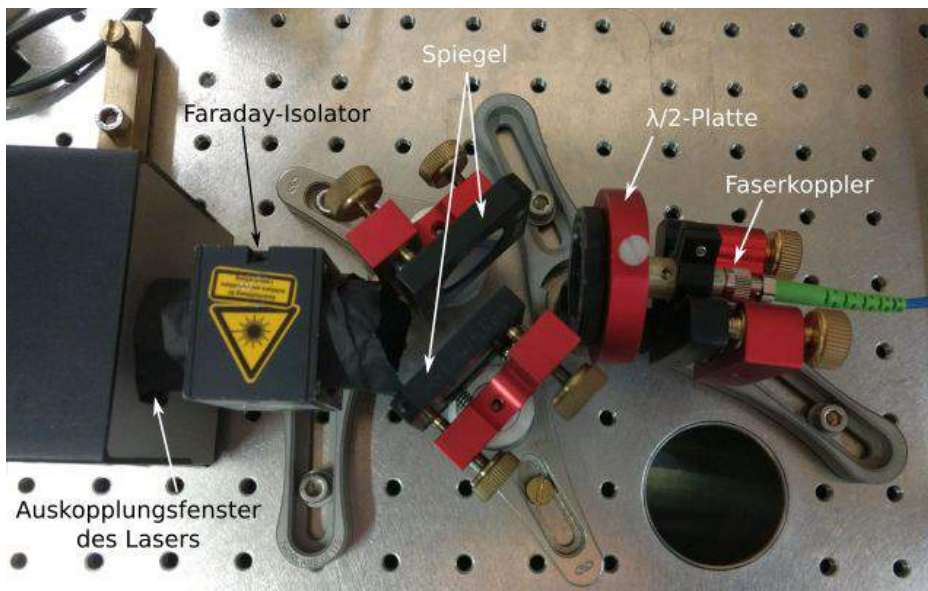


Abbildung A.4: Strahlengang vom Laser in die polarisationserhaltende Faser.



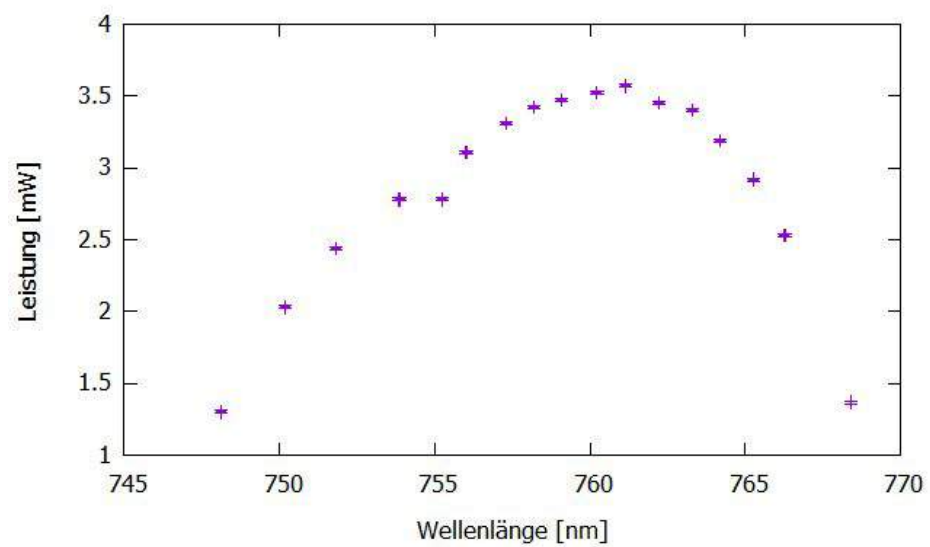


Abbildung A.5: Leistungsspektrum des verwendeten Lasers aufgenommen bei einem Betriebsstrom von 50 mA und einer Temperatur von 24,7°C. Abbildung aus [13].

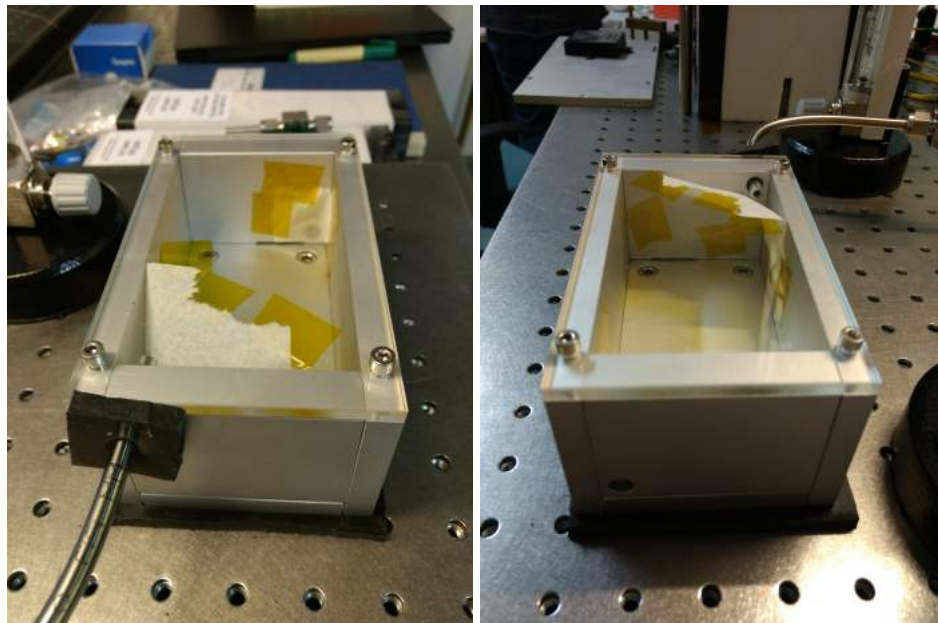


Abbildung A.6: Seitenansichten der Kammer, in welcher der FFPR mit einem Gasgemisch aus Sauerstoff und Stickstoff gefüllt wird. Damit das Gas gleichmäßig einströmt, befindet sich hinter dem Zufluss ein Papiertuch. Vor dem Abfluss ist ebenfalls ein Papiertuch, damit dort weniger Außenluft in die Kammer strömt. Durch schmale Aussparungen im unteren Bereich der Seitenwände können die Fasern des FFPR in die Kammer geführt werden.



# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	(a) Faserspiegel aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop. Der Durchmesser der Faser beträgt 125 $\mu\text{m}$ . (b) Profil eines Faserspiegels. $D$ ist der Durchmesser des sphärischen Bereichs, also der Spiegeldurchmesser, $R$ ist der Krümmungsradius des Spiegels und $z_t$ ist die Tiefe der abgetragenen Struktur. Beide Abbildungen aus [7].	4
2.2	Lichtintensität im Fabry-Perot-Resonator in Abhängigkeit der Phasenverschiebung des Lichts nach einem Resonatorumlauf. Die Phasen-Linienbreite $\delta_{1/2}$ nimmt mit steigender Finesse $\mathcal{F}$ ab. Ein Faserresonator besitzt typischerweise eine Finesse der Größenordnung $10^4$ , aus Darstellungsgründen werden hier kleinere Werte verwendet.	5
2.3	(a) Gaußsche Grundmode in der Umgebung der Strahltaile [8]. (b) Gaußsche Grundmode im FFPR, angepasst aus [5]. Hier ist $2w_0$ die Strahltaile, $z_0$ der Rayleigh-Parameter und $w_{m,1}$ der Strahlradius am Ort des ersten Spiegels. . . . .	6
2.4	(a) Clipping-Verluste an einem Faserspiegel mit den Spiegelparametern 2.17 in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Der Vergleich mit einem 1 $\mu\text{m}$ größeren Spiegel verdeutlicht die starke Abhängigkeit der Clipping-Verluste vom Spiegeldurchmesser. (b) Absorptionsverlust durch Sauerstoff $A_{\text{gas}}$ in Abhängigkeit der Resonatorlänge $l$ . Aufgetragen ist der Verlust für reines Sauerstoffgas sowie für trockene Luft (Sauerstoffgehalt 21% [9]). . . . .	8
2.5	Verhältnis der Cavity-Ring-Down-Zeiten $\tau_{\text{resonant}}/\tau_{\text{not resonant}}$ für reines Sauerstoffgas und für trockene Luft (Sauerstoffgehalt 21% [9]) in Abhängigkeit der Resonatorlänge.	10
3.1	Monolithischer FFPR: Design 1. Die Resonatorlänge wird durchgestimmt, indem die Verformung des Piezoelements den Glasblock staucht und dehnt. Die Faserhülle wahrt die Ausrichtungsgenauigkeit der Faserspiegel. . . . .	14
3.2	Zwei neue Designs für monolithische FFPR: (a) Design 2, (b) Design 3. In beiden Designs kann sich das Piezoelement frei verformen, weshalb die Resonatorlänge verglichen mit Design 1 (Abbildung 3.1) über einen größeren Bereich verstimmbar ist. Um die Ausrichtungsgenauigkeit der Faserhülle trotz getrennter Glasblock-Stücke zu wahren, ist ein mehrstufiger Herstellungsprozess nötig (Abschnitt 3.3). . . . .	15
3.3	Schrittweise Herstellung eines monolithischen FFPR des neuen Designs aus Abbildung 3.2 (a) (siehe Text). Veränderungen sind farblich gekennzeichnet (Foto des Verfassers).	16
4.1	(a) Externer Laserresonator in Littrow-Konfiguration mit Korrekturspiegel. Angepasst von Referenz [13]. (b) Aufbau des verstimmbaren Gitter-basierten Diodenlasers. Foto von Lukas Möller. . . . .	18
4.2	Aufbau des verstimmbaren Gitter-basierten Diodenlasers. Foto von Lukas Möller . . .	18

4.3	Aufbau zur Erzeugung eines Seitenbandes im Frequenzspektrum des Lasers, Einkopplung in den Resonator und Analyse des Reflexionssignals. Siehe für eine detaillierte Beschreibung den Text. . . . .	19
4.4	Aufbau Erzeugung eines Gasgemisches aus Sauerstoff und Stickstoff, deren Anteil mit den Flowmetern eingestellt werden kann. Siehe für eine detaillierte Beschreibung den Text (Foto des Verfassers). . . . .	20
5.1	Verhältnis der Cavity-Ring-Down-Zeiten $\tau_{\text{resonant}}/\tau_{\text{not resonant}}$ für reines Sauerstoffgas in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Aufgetragen sind die Kurven für verschiedene Kombinationen aus Faserspiegeldurchmessern $D$ und -Krümmungsradien $R$ , wobei die jeweils höheren Werte bei Faserspiegeln avisiert werden, welche zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit hergestellt werden. Die grüne Kurve entspricht der Abschätzung aus Abbildung 2.5. . . . .	23
A.1	Die Cavity-Ring-Down-Zeiten in Abhängigkeit der Resonatorlänge mit ( $\tau_{\text{resonant}}$ ) und ohne ( $\tau_{\text{not resonant}}$ ) bei $\lambda = 760,8$ nm resonanten Sauerstoffmolekülen im Resonator. . . . .	25
A.2	Aufbau zur Herstellung der monolithischen FFPR. Eine Glasfaser wird mit Klebeband in einem V-Groove befestigt, welcher an einem 3d-Verschiebetisch angebracht ist. Unter Beobachtung durch zwei USB-Mikroskope kann die Faser durch Bewegung des Verschiebetisches in die Hülse des Glasblocks eingeführt werden, welcher von einer Klammer gehalten wird. . . . .	26
A.3	Metallklammer zum Ankleben der Kupferkabel an das Piezoelement. Die Beschichtung des Kupferdrahtes wird auf einigen Centimetern mit Schmirgelpapier entfernt. Der Draht wird anschließend um den Metallklotz gewickelt und um das eingeklemmte Piezoelement herum gebogen. Der Kleber härtet eine Stunde bei $120^\circ\text{C}$ aus. . . . .	27
A.4	Strahlengang vom Laser in die polarisationserhaltende Faser. . . . .	27
A.5	Leistungsspektrum des verwendeten Lasers aufgenommen bei einem Betriebsstrom von 50 mA und einer Temperatur von $24,7^\circ\text{C}$ . Abbildung aus [13]. . . . .	28
A.6	Seitenansichten der Kammer, in welcher der FFPR mit einem Gasgemisch aus Sauerstoff und Stickstoff gefüllt wird. Damit das Gas gleichmäßig einströmt, befindet sich hinter dem Zufluss ein Papiertuch. Vor dem Abfluss ist ebenfalls ein Papiertuch, damit dort weniger Außenluft in die Kammer strömt. Durch schmale Aussparungen im unteren Bereich der Seitenwände können die Fasern des FFPR in die Kammer geführt werden. . . . .	28