

Konzentrationsmessungen in Flüssigkeiten mit faser-basierten Fabry-Pérot Resonatoren

Jasper Schwering

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Institut für Angewandte Physik

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

August 2022

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. Sebastian Hofferberth
- 2. Gutachterin: Prof. Dr. Simon Stellmer

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Herstellung der Faserspiegel	3
2.2	Ferrulen-Designs der Faser-Resonatoren	3
2.3	Thermische Effekte innerhalb des Faser-Resonators	4
3	Herstellung einiger Faser-Resonatoren in triple-slot Design	7
3.1	Herstellung eines 10ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators	7
3.2	Herstellung eines 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators	18
3.3	Probleme und Lösungen im Herstellungsprozess	20
4	Statistische Analyse eines Faser-Resonators in half-slot Design	23
4.1	Statistik und Finesse-Stabilisierung	23
4.2	Erste Flüssigkeitsmessungen	24
5	Analyse verschiedener Farbstoffkonzentrationen	27
5.1	Messungen mit destilliertem Wasser	27
5.2	Charakterisierung des Laserscans	28
5.3	Farbstoffmessungen	28
6	Zusammenfassung und Ausblick	33
	Literatur	35
	Abbildungsverzeichnis	37

Einleitung

Seit ihrer Erfindung von Charles Fabry im 19. Jahrhundert stellen *Fabry-Pérot-Interferometer* ein wichtiges Instrument in der Welt der Physik dar [Fab99]. Dies ist vor allem dessen breitem Anwendungsfeld zu schulden: von Spektroskopie, über optische Filter, bis hin zu Licht-Materie-Interaktion auf Quantenebene. Im einfachsten Fall besteht ein Fabry-Pérot-Interferometer aus zwei sich gegenüber stehenden teildurchlässigen Spiegeln. Ist der Abstand dabei fest, so spricht man von einem *Fabry-Pérot-Etalon*; ist der Abstand hingegen variabel, so lässt es sich als z.B. als Spektrometer nutzen. Im Laufe der Zeit verlegte sich jedoch der Fokus mehr und mehr vom Transmissionssignal, viel mehr auf das innerhalb der Spiegel gespeicherten Lichtfeldes. In diesem Kontext etablierte sich der Begriff *Fabry-Pérot-Resonator* (im folgenden oft verkürzt nur *Resonator* genannt) [Pfe+22]. Während des letzten Jahrzehnts tauchten daher immer öfter *faser-basierte* Fabry-Pérot-Resonatoren im Forschungsfeld der Optik auf [Hun+10]. Bei dieser Art von Resonatoren sind die Spiegel direkt auf den Fasern platziert, wodurch sie einerseits ein kleines Modenvolumen für hohe Feldkonzentrationen bieten, andererseits aber auch direkt fasergekoppelt sind, was den Umgang mit ihnen deutlich erleichtert. So wurden sie schnell zum Standard auf vielen Gebieten und boten auch Anlass zu neuen Entwicklungen, wie z.B. der in [Saa22] beschriebenen Gasspektroskopie. Ziel dieser Arbeit wird es sein, eben jene Gasspektroskopie auf Flüssigkeiten zu übertragen und dafür die Grundlagen zu schaffen. Dazu werden sogenannte *Ferrulen-Faser-Resonatoren* mit hoher passiver mechanischer Stabilität genutzt, die in [Saa+21] bereits vorgestellt wurden. Mit diesen soll dann die Konzentration einer Farbstofflösung mit Absorptionsmaximum im Nah-Infrarot Bereich durch die Veränderung der Finesse des verwendeten Resonators gemessen werden.

Theorie

2.1 Herstellung der Faserspiegel

Die Herstellung der Faserspiegel, die in dieser Arbeit verwendet wurden, ist in [Kub17] detailliert beschrieben. Hier sollen nur die Grundlagen des Herstellungsprozesses kurz beschrieben werden. Zur Erzeugung der sphärischen Form auf den Faserenden wurde ein CO₂-Laser benutzt, der das notwendige Material durch Verdampfung entfernt. Dazu werden gaußförmige Strahlpulse verwendet, die näherungsweise die sphärische Spiegelform darstellen. Für die Spiegelbeschichtung werden die Fasern an eine Firma gesandt, die wechselnde Schichten von Ta₂O₅ und SiO₂ auftragen, um so Bragg-Spiegel zu erzeugen. So werden Reflexionsgrade von bis zu 99,999 % bzw. Transmissionsgrade von bis zu 10ppm (*ppm = parts per million*) für einen Spektralbereich von etwa 770 nm bis 820 nm erreicht.

2.2 Ferrulen-Designs der Faser-Resonatoren

Wie bereits erwähnt werden in dieser Arbeit die in [Saa+21] vorgestellten Ferrulen-Faser-Resonatoren verwendet. Dabei handelt es sich um eine auf ein Piezo-Element geklebte Glasferrule, in die zwei Faserspiegel eingeführt werden. In die Glasferrule können zudem noch verschiedene Schnitte eingefügt werden, um einerseits die Resonatorregion zu erreichen, oder andererseits die Resonatorlänge über das Piezo-Element stärker beeinflussen zu können. In [Saa+21] werden drei mögliche Designs vorgestellt, von denen hier später zwei verwendet werden, siehe dazu Abbildung 2.1. Während die Finesse des Resonators weniger vom verwendeten Design, als viel mehr von den verwendeten Faserspiegeln und der eingestellten Resonatorlänge abhängt, variiert der mögliche Scanbereich der Resonatorlänge stark mit dem gewählten Design. So zeigt z.B. das *triple-slot Design* den größten Scanbereich und einen mehr als 40-mal so großen wie der des *half-slot Designs*.

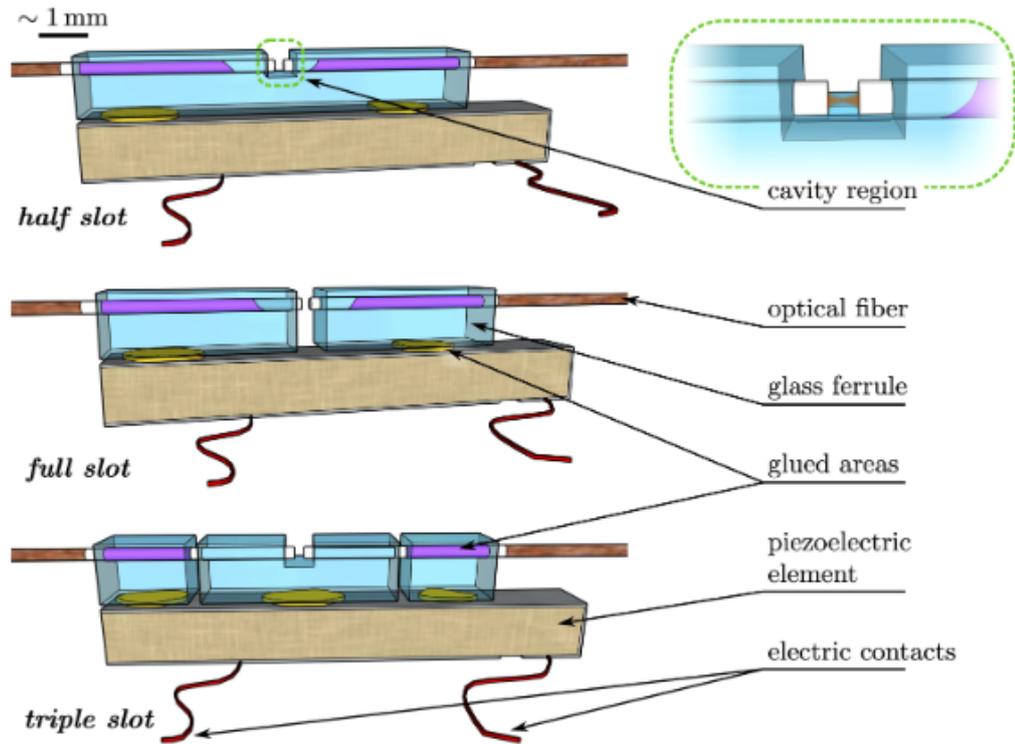


Abbildung 2.1: Unterschiedliche Designs der Faser-Resonatoren (aus [Saa+21]).

2.3 Thermische Effekte innerhalb des Faser-Resonators

Wird die Resonanzbedingung eines Resonators durch Annäherung an eben jene verändert, z.B. durch Aufheizung des Mediums innerhalb des Resonators oder durch Ausdehnung der Spiegelbeschichtungen im Resonanzfall, so wird bei einem Scan die Resonanz ständig weitergeschoben, bis schließlich die maximale Kopplungsrate erreicht ist. Durch diese so genannten *thermischen Effekte* verändert sich die Peak-Form des Reflexionssignal und ist damit nicht mehr lorentzförmig (vgl. die in Abschnitt 5 analysierten Graphen). Die neue Form lässt sich über die Input-Output-Theorie beschreiben, welche auch in [Pfe18] zur Herleitung des lorentzförmigen Transmissionssignals eines Optischen Tapers. Dort wird die Bewegungsgleichung der harmonischen Mode \hat{a} wie folgt beschrieben:

$$\dot{\hat{a}}(t) = -(i\omega_0 + \frac{\kappa}{2}) \cdot \hat{a}(t) - \sqrt{\frac{\kappa_e}{2}} \cdot \hat{a}_{in} - \sqrt{\tilde{\kappa}} \cdot \hat{a}_{in,i} \quad (2.1)$$

wobei \hat{a}_{in} die Mode des treibenden Wellenleiters mit Rate $\kappa_e/2$ ist; $\hat{a}_{in,i}$ die Summe der Verluste an die Umgebung und den zweiten Wellenleiter mit Rate $\tilde{\kappa}$ ist; ω_0 die Modenfrequenz und κ die volle Verlustrate. Nimmt man nun an, man befindet sich in einem Gleichgewichtszustand (was der Fall ist bei den später beobachteten verbreiterten Peaks) und nutzt aus, dass $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = \langle n_{cav} \rangle$ die Photonanzahl innerhalb des Resonators ergibt, so lässt sich folgende Gleichung für die Photonenzahl herleiten (nach

Ersetzung der Modenfrequenz durch $\tilde{\omega} = \omega_0 + \alpha \cdot n_{\text{cav}}$:

$$0 = \alpha^2 n_{\text{cav}}^3 - 2\Delta\alpha n_{\text{cav}}^2 - \left(\Delta^2 - \frac{\kappa^2}{4}\right) \cdot n_{\text{cav}} - \kappa_e n_{\text{in}} \quad (2.2)$$

wobei α der thermische Schubfaktor ist (d.h. die Resonanz wird um $\alpha/(2\pi)$ Hz pro Photon verschoben); Δ die Verstimmung des Resonators und n_{in} die eingehende Photonenzahl ist, die aus der eingehenden Leistung P_{in} berechnet werden kann: $n_{\text{in}} = P_{\text{in}}/(2\pi\hbar \cdot c/\lambda)$, mit der verwendeten Wellenlänge λ . Aus Gleichung 2.2 lässt sich schließlich das sich daraus ergebende Reflexionssignal herleiten:

$$R(\Delta) = 1 - \frac{\kappa \cdot \kappa_e + \kappa_e^2}{\left((\Delta - \alpha n_{\text{cav}})^2 + \kappa^2/4\right)^2} \quad (2.3)$$

In Abschnitt 5.3 wird weiter beschrieben, wie mithilfe eines Matlab-Programms aus diesen Gleichungen eine Funktion an die Messdaten des Reflexionssignals angepasst werden kann.

Herstellung einiger Faser-Resonatoren in triple-slot Design

In diesem Kapitel wird die Herstellung mehrerer Faser-Resonatoren im zuvor beschriebenen triple-slot Design sowie deren Untersuchung nach Fertigstellung beschrieben. Weiter werden einige Probleme während des Herstellungsprozesses dargestellt zusammen mit entsprechenden Lösungsansätzen.

3.1 Herstellung eines 10ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators

Das Grundprinzip bei der Herstellung von Ferrulen-Faser-Resonatoren ist bei allen drei vorgestellten Typen dasselbe: im ersten Schritt werden bei einer Glasferrule die jeweils notwendigen Schnitte an der Unterseite vorgenommen. Diese wird dann mit Silberkleber auf ein Piezoelement geklebt woraufhin die Schnitte auf der Oberseite der Ferrule erfolgen. Weiter werden ebenfalls mit Silberkleber die Kupferkabel am Piezoelement befestigt. Zuletzt werden die Faserspiegel eingeführt und mit UV-Kleber an den entsprechenden Stellen befestigt.

Bei der Herstellung eines 10ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators im triple-slot Design wurden auf der Unterseite der Ferrule die zwei durchgehenden Schnitte aus Abbildung 2.1 zunächst jeweils zur Hälfte vorgenommen, um beim Schneiden von der Oberseite nicht versehentlich in das Piezo-Element zu schneiden. Sämtliche Schnitte wurden mit Diamantdraht vorgenommen. Die Ferrule wurde daraufhin auf dem Piezo-Element mit Silberkleber befestigt (vgl. Abb. 2.1), wobei der Kleber im Backofen ausgehärtet wurde. Als nächstes wurden die Schnitte auf der Oberseite der Ferrule ausgeführt, sodass die vollen Schnitte nun durchgehend waren und der mittlere Schnitt etwa bis zur Hälfte der Ferrule ging. Zuletzt wurden noch die Kupferkabel am Piezo befestigt, ebenfalls mit im Ofen ausgehärtetem Silberkleber.

Bevor allerdings nun Faserspiegel eingeführt werden konnten, mussten zunächst geeignete Spiegel gefunden werden. Dazu wurden die Fasern einzeln im freien Raum gegen einen flachen ein-Zoll-Spiegel mit ebenfalls 10ppm Transmission getestet, mit welchem der Faserspiegel einen Resonator bildet. Die Faser wurde dazu auf einem Translationstisch mit Piezo-Motor befestigt, um die Länge des Resonators verändern zu können, welche zusätzlich mittels einer Mikroskopkamera überwacht wurde. Das Reflexionssignal des Resonators wurde von einer Photodiode aufgenommen und über einen Tiefpass zur Reduzierung des Rauschens am Oszilloskop beobachtet (siehe Abb. 3.1). Nachdem die Resonatorlänge auf etwa unter zwei Drittel des Faserdurchmessers (125 μm) eingestellt wurde, konnte

der Scan über den Piezo-Motor gestartet werden. Dazu wurde ein Dreieckssignal am Funktionsgenerator des Oszilloskops eingestellt, verstärkt und nochmal mit einem Tiefpass gefiltert, da der Verstärker starkes Rauschen auf das Signal bringt. Als Eingangssignal wurde ein Laser mit fester Wellenlänge von 780 nm gewählt.

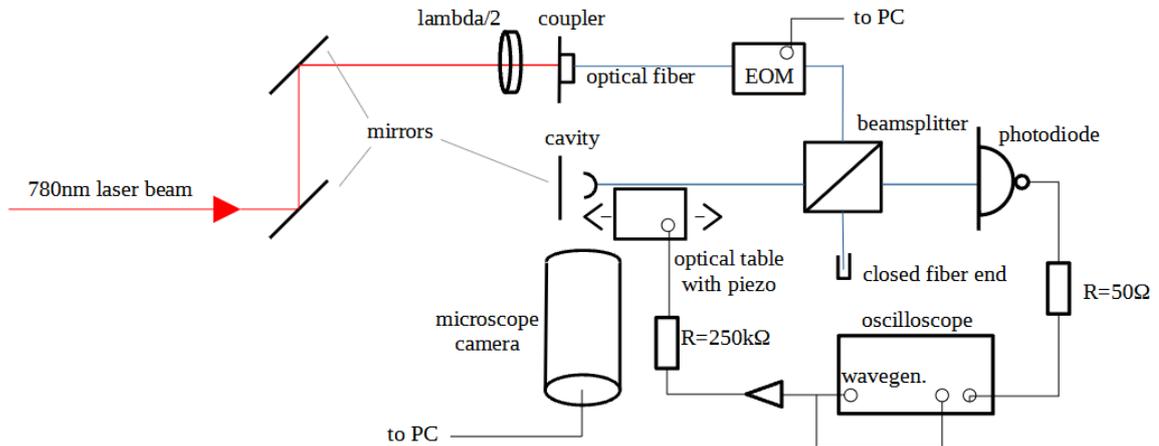


Abbildung 3.1: Aufbau zur Testung von Faserspiegeln im freien Raum

Befindet sich nun eine resonante Länge des Resonators im Scanbereich, so erhält man ein Reflexionssignal ähnlich wie in Abbildung 3.2. Man sieht hier gut den dispersiven Verlauf der Lorentzkurve und sogar die Aufspaltung des Peaks, hervorgerufen durch die leicht elliptische Form der Faserspiegel, die zu unterschiedlichen Resonanzfrequenzen für die beiden Polarisationsrichtungen führt.

Die Amplituden der beiden Peaks können mit einem $\lambda/2$ -Plättchen verändert werden, welches ebenfalls in Abb. 3.1 eingetragen wurde. Dies funktioniert allerdings nur, so lange noch nicht der EOM (*Elektrooptischer Modulator*) angeschlossen wurde, da dieser Polarisationsselektiv ist, d.h. die Verzögerungsplatte kann dann nur noch die vom EOM ausgegebene Leistung erhöhen, nicht aber dessen Polarisationsrichtung. Der EOM ist allerdings zwingend erforderlich um eine Frequenzkalibration vorzunehmen. Diese wird benötigt, um aus dem Reflexionssignal auch tatsächlich die Halbwertsbreite (in Hz) und somit die Finesse des Resonators bestimmen zu können. Dazu erzeugt der EOM auf dem eingehenden Signal zwei Seitenbänder, dessen Frequenzabstand und Amplituden über einen Signalgenerator einstellbar sind. Ist der Scanbereich des Translationstisches groß genug, so sind auch die Seitenbänder im Resonanzfall sichtbar und über deren bekannten Frequenzabstand lassen sich die aufgenommenen Zeitintervalle in Frequenzintervalle umrechnen. Der entsprechende Graph mit eingeschaltetem EOM ist in Abb. 3.3 zu finden.

Die benötigten Daten zur Finesse-Berechnung werden aus einer Funktionsanpassung an die Messdaten mithilfe eines Matlab-Programms errechnet. Als Funktion wird eine Überlagerung aus sechs dispersiven Lorentzkurven (wie in Abschnitt 2.2 erläutert) verwendet:

$$R(t) = \sum_{i=1}^N \left(a_i \cdot \frac{(t_{FWHM,i}/2)^2}{(t - t_{0,i})^2 + (t_{FWHM,i}/2)^2} + b_i \cdot \frac{(t - t_{0,i}) \cdot (t_{FWHM,i}/2)^2}{(t - t_{0,i})^2 + (t_{FWHM,i}/2)^2} \right) \quad (3.1)$$

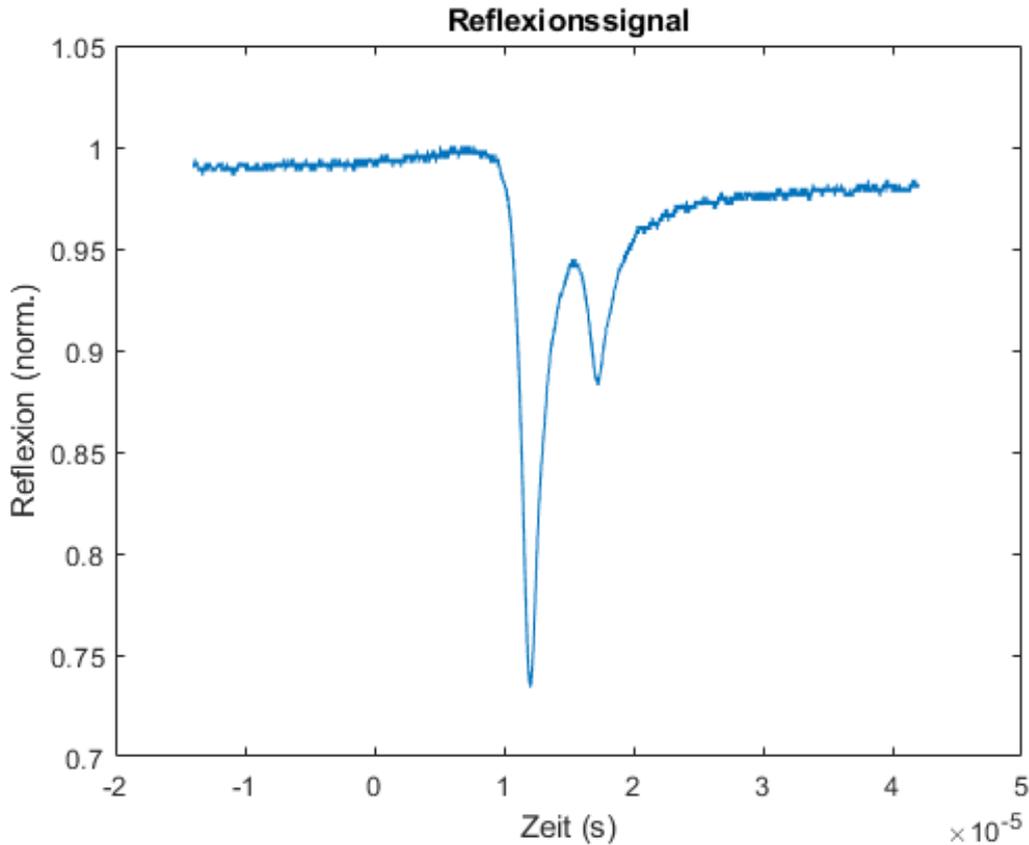


Abbildung 3.2: Beispiel-Reflexionssignal eines im freien Raum getesteten 10ppm-Faserspiegels. Auf der y-Achse ist das normierte Reflexionssignal, auf der x-Achse der vom Oszilloskop aufgenommene zeitliche Bereich bei angelegtem Dreieckssignal auf den Piezo-Motor des Translationstisches.

wobei $R(t)$ das Reflexionssignal, N die Anzahl der Peaks (in diesem Fall sechs), a_i die Amplituden und b_i die dispersiven Amplituden der einzelnen Peaks, $t_{0,i}$ die zeitlichen Positionen der Peaks und $t_{FWHM,i}$ die Halbwertsbreiten der Peaks sind. Die Halbwertsbreite des Hauptpeaks ν_{FWHM} ergibt sich somit aus:

$$\nu_{FWHM} = t_{FWHM,main} \cdot \frac{2\nu_{EOM}}{t_{0,EOM1} - t_{0,EOM2}} \quad (3.2)$$

wobei $t_{FWHM,main}$ die zeitliche Halbwertsbreite des Hauptpeaks, ν_{EOM} der eingestellte Frequenzabstand der EOM-Seitenbänder und $t_{0,EOM}$ die beiden zeitlichen Positionen der Hauptpeaks der Seitenbänder sind. Als Hauptpeak wurde jeweils der größere der beiden aufgespalteten Peaks angenommen. Im letzten Schritt muss für die Finesse-Berechnung noch der freie Spektralbereich ν_{FSB} des Resonators bestimmt werden. Dieser ergibt sich direkt aus $\nu_{FSB} = c/(2l)$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und l die eingestellte Resonatorlänge ist. Die Resonatorlänge wird mithilfe einer Mikroskopkamera bestimmt, siehe Abb. 3.4. Hier wurden mit einem Graphikeditor die doppelte Resonatorlänge (reales Bild zu Spiegelbild), sowie der Faserdurchmesser markiert; die tatsächliche

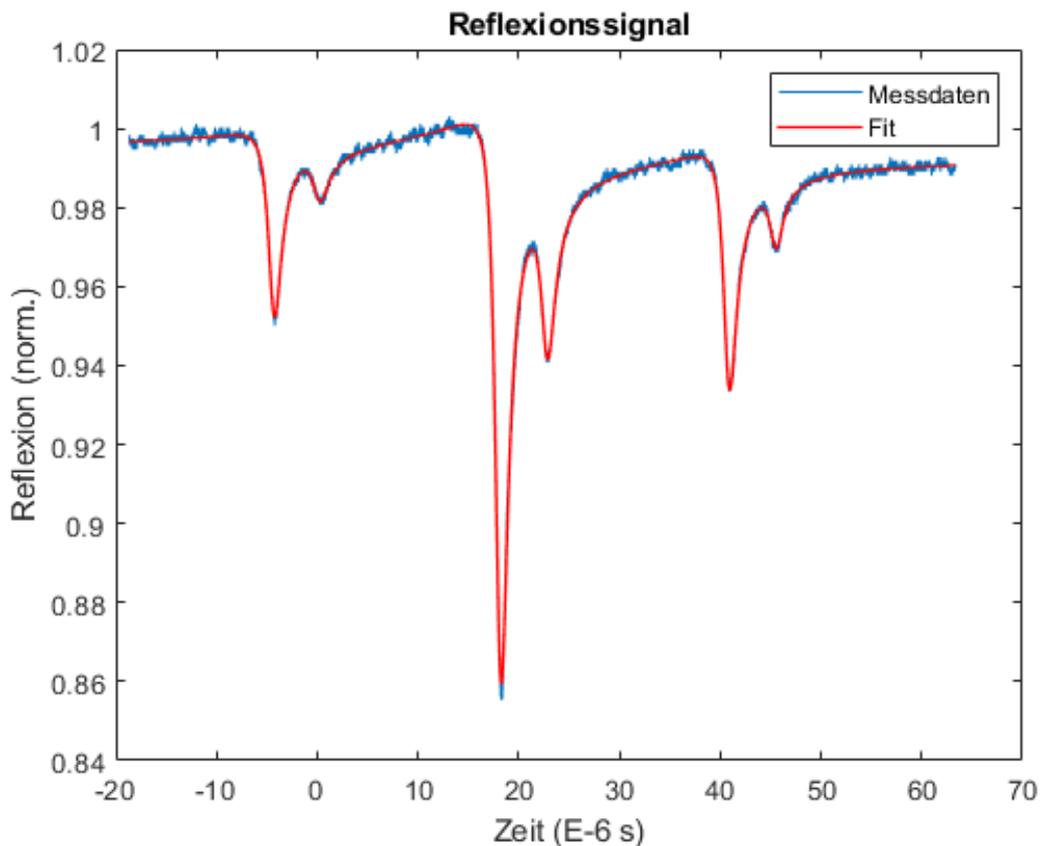


Abbildung 3.3: Beispiel-Reflexionssignal eines im freien Raum getesteten 10ppm-Faserspiegels mit eingeschaltetem EOM.

Resonatorlänge ergibt sich dann aus Normierung des Faserdurchmessers auf $125\ \mu\text{m}$, der für alle verwendeten Faserspiegel gleich ist. Die markierten Längen lassen sich so auf etwa $5\ \mu\text{m}$ (Ablesefehler durch Parallaxe beinhaltet) genau bestimmen und werden damit später den größten relativen Fehler in der Finesse-Messung ausmachen. Wurden all die zuvor beschriebenen Werte bestimmt, so ergibt sich die Finesse schließlich zu $\mathcal{F} = \nu_{FSB}/\nu_{FWHM}$.

Dieses Verfahren wurde für fünf verschiedene Faserspiegel wiederholt und jeweils deren Finesse mit dem selben Ein-Zoll-Spiegel berechnet. Alle fünf Fasern waren Singlemodefasern mit mind. $60\ \mu\text{m}$ des Durchmesser als sphärischer Spiegelteil, zwei davon mit Krümmungsradius 100 bis $150\ \mu\text{m}$, alle anderen mit Krümmungsradius 150 bis $250\ \mu\text{m}$. Die beiden mit kleinerem Krümmungsradius ergaben Finessewerte von $\mathcal{F} = (83 \pm 28)\text{ k}$ und $(85 \pm 13)\text{ k}$. Die Fasern mit größerem Krümmungsradius ergaben Werte von $\mathcal{F} = (129 \pm 19)\text{ k}$ und $(117 \pm 28)\text{ k}$. Die dritte Faser dieser Kategorie zeigte auch nach mehrfachen Versuchen der Verbesserung der korrekten Ausrichtung des Faserspiegels gegenüber dem Ein-Zoll-Spiegel keine größeren Kopplungstiefen (normierte Größe des Hauptpeaks) als 2%, was darauf hindeuten, dass dieser Spiegel möglicherweise beschädigt oder stark verschmutzt war, was zu weiteren Verlusten innerhalb des Resonators führte.

Die Werte liegen innerhalb des erwarteten Bereichs, verglichen mit dem theoretischen Maximum

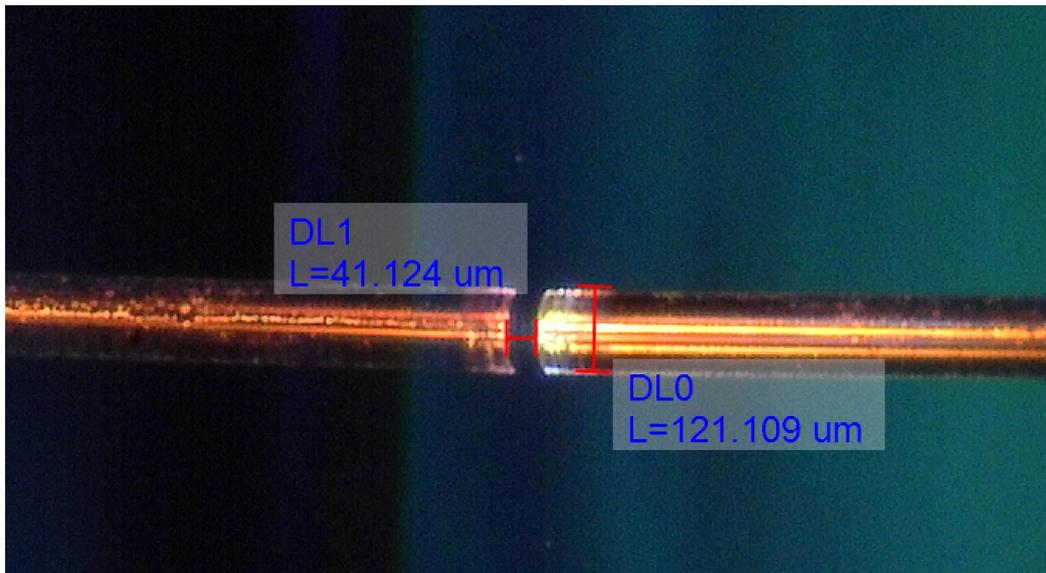


Abbildung 3.4: Bestimmung der Resonatorlänge eines Faserspiegels gegen einen Ein-Zoll-Spiegel. Links das reale Bild der Faser, rechts das Spiegelbild, rot markiert sind Resonatorlänge und Durchmesser der Faser.

von 314 k, berechnet aus der Summe der Verluste innerhalb des Resonators

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{\sum_i (\mathcal{T}_i + \mathcal{A}_i + C_i)} \quad (3.3)$$

wobei \mathcal{T}_i die Transmissions-, \mathcal{A}_i die Absorptions- und C_i die Abschneidungsverluste des i -ten Spiegels sind (hier wurden in erster Näherung nur die Transmissionsverluste der beiden Spiegel berücksichtigt). Die Unsicherheiten der Finessewerte von bis zu 34% sind zwar sehr hoch, stören jedoch nicht großartig, da das Ziel dieser Messung nur eine erste Qualitätsabschätzung der einzelnen Fasern war, um eine Grundlage für den nächsten Schritt bei der Herstellung des Ferrulen-Faserresonators zu haben: das Einführen der Fasern in die Ferrule.

Für diesen Schritt müssen die zwei verwendeten Fasern auf 3D-Translationstischen befestigt werden und von zwei Mikroskopkameras aus verschiedenen Achsen beobachtet werden, um garantieren zu können, dass die Faserspiegel genau die Ferrulenöffnungen treffen und nicht versehentlich zerstört werden. Beim Einführen der Fasern wird Isopropanol zur Verminderung der Reibungskräfte benutzt, um diese vor möglichen Belastungen zu schützen. Sind beide Fasern korrekt eingeführt worden, so kann nach Einstellung einer entsprechenden Resonatorlänge wieder einer der beiden Piezo-Motoren der 3D-Translationstische genutzt werden, um über die Resonatorlänge scannen zu können. Dies bereitete jedoch zunächst einige Probleme, ev. aufgrund eines fehlerhaften Translationstisches der zu einem sehr nicht-linearen Scan der Resonatorlänge führte. Daher wurde für die nun anstehende Finesse Messung eine andere Methode gewählt, nämlich über die Wellenlänge zu scannen mit einem Laser mit verstellbarer Wellenlänge. Dieser Laser bietet die Möglichkeit seine Ausgangswellenlänge je nach angelegtem Signal um bis zu 0,13 nm (peak-to-peak) und bei Frequenzen von bis zu 1,2 kHz zu ändern. Einen großen Nachteil dieser Scanmethode stellt aber die dadurch sehr inkonstant werdende Grundlinie des Reflektionssignal dar, da die ausgegebene Intensität des Lasers um bis zu 11% während des Scans

schwankt (wird in Abschnitt 5 noch genauer behandelt). Für den hier benutzten 10ppm- zu 10ppm-Resonator werden diese Schwankungen aber größtenteils irrelevant, da die Halbwertsbreite dieses Resonators deutlich kleiner als die Periodendauer des Scans ist und somit die Reflexions-Grundlinie weiterhin als konstant angenommen werden kann. Der Aufbau zur Finesse Messung des Resonators mit einem Ein-Zoll-Spiegel aus dem vorherigen Abschnitt kann bis auf diese beschriebenen Änderungen also komplett übernommen werden, siehe Abb. 3.5. Der Piezo-Motor des Translationstisches wird weiterhin verwendet um die grobe Resonatorlänge einzustellen, auf ihn wird also nur eine konstante Spannung gegeben. Die Fasern wurden zusätzlich auf Rotationshaltern befestigt, um die Amplitude und den Abstand der Neben-Peaks von der Aufspaltung durch die Polarisationsrichtungen verändern zu können. Dabei wurde Priorität darauf gelegt den Abstand von den größeren Haupt-Peaks zu maximieren, um eine Verschmelzung der beiden zu verhindern damit die Anpassungsfunktion am genauesten bestimmt werden kann.

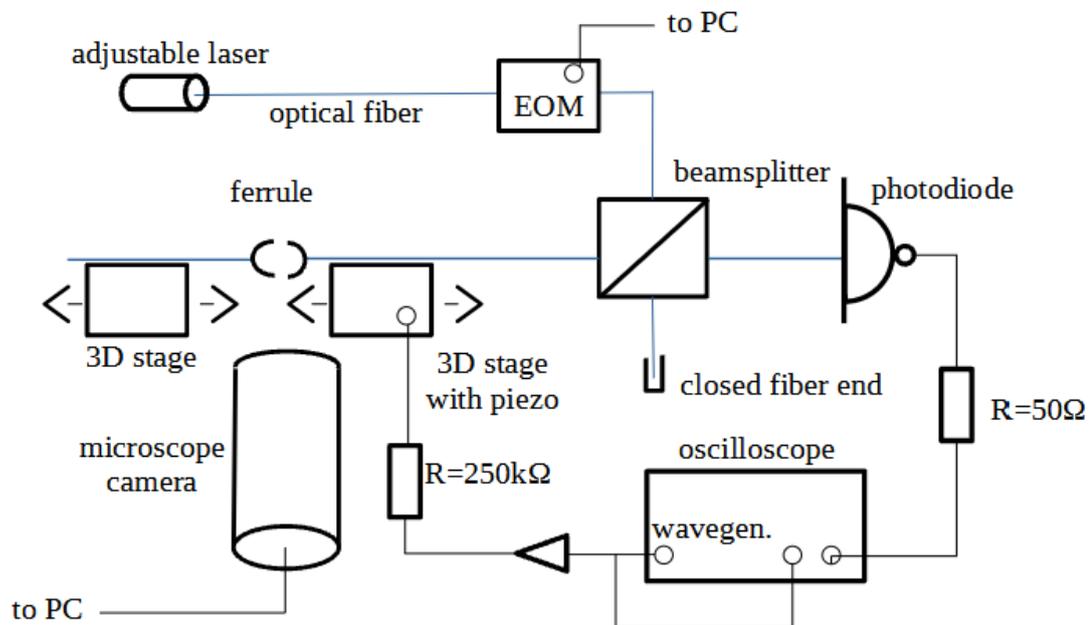


Abbildung 3.5: Aufbau zur Finesse Messung des ungeklebten Ferrulen-Resonators

Auch hier erfolgt die Frequenzkalibration wieder mit dem EOM, sodass die Berechnung der Finesse komplett analog zum Ein-Zoll-Spiegel-Resonator abläuft. In Abbildung 3.6 ist ein Beispiel-Graph für diese Methode über den Laserscan mit anglegtem Dreieckssignal zu finden. Das Rauschen ist hier etwas größer als bei dem Scan über den Translationstisch (vgl. Abb. 3.3), allerdings beeinflusst dies die Messung der Halbwertsbreite des Hauptpeaks nur unwesentlich und selbst die kleineren Neben-Peaks der Polarisations-Aufspaltung sind noch erkennbar.

Es wurden insgesamt zwei verschiedene Kombinationen von Faserspiegeln getestet. Als Erste wurde eine gewählt bestehend aus den zuvor charakterisierten Spiegeln mit Krümmungsradius 150 bis 250 μm , im Hinblick auf die Messungen mit Farbstoffen, da für diese eine möglichst große Resonatorlänge benötigt wird, damit möglichst viel des Farbstoffes in den Resonator gelangen kann. Diese Kombination zeigte Finessewerte von etwa $\mathcal{F} = (81 \pm 25) \text{k}$. Allerdings wurde eine Faser

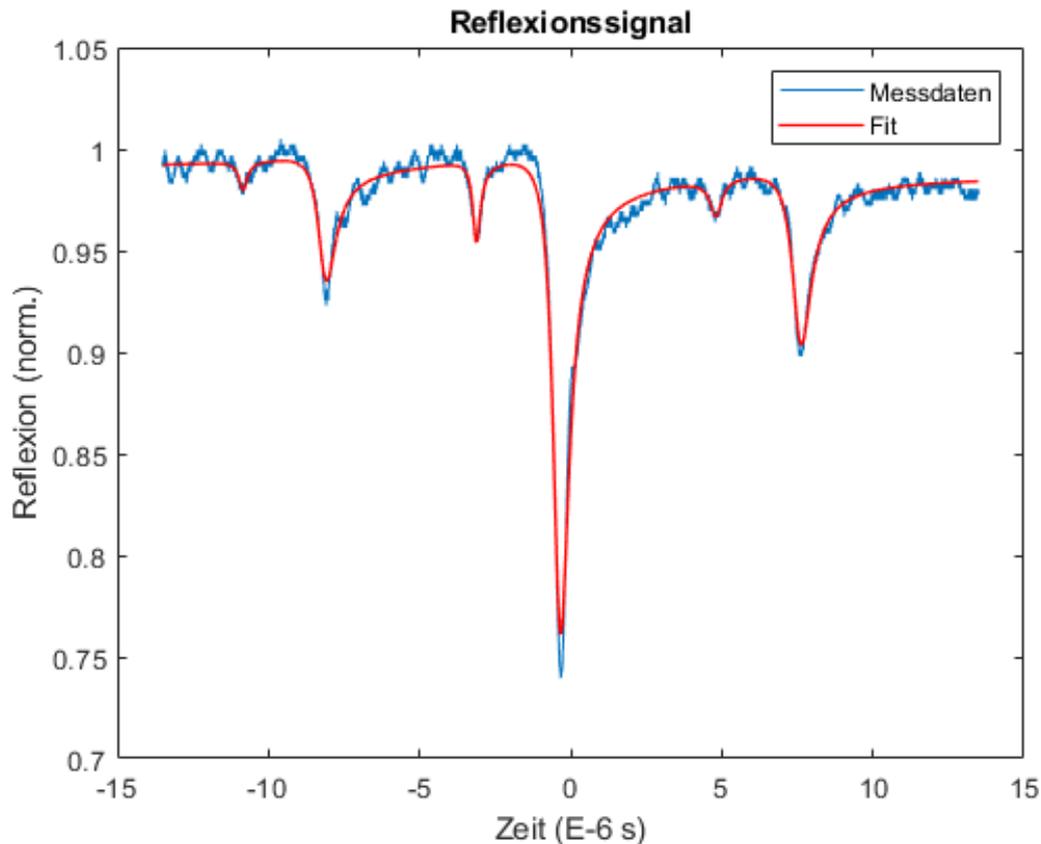


Abbildung 3.6: Beispiel-Messung für den Laserscan, zusammen mit Anpassungsfunktion.

aufgrund zu hoher Reibungskräfte während der Veränderung der Resonatorlänge zerstört, sodass das Spiegelende der Faser abbricht (mehr solcher Probleme sind in Abschnitt 3.3 genauer beschrieben). Daher wurde dieser Faserspiegel durch einen der vorher getesteten mit Krümmungsradius 100 bis 150 μm ersetzt. Das Einführen der Fasern und die finale Resonatorlänge der zweiten Kombination sind in Abbildung 3.7 dargestellt.

Auch diese Kombination zeigt Finessewerte von bis zu 90k. Bevor die Fasern allerdings mit der Ferrule fest verklebt wurden, wurde noch eine Messreihe mit verschiedenen Resonatorlängen durchgeführt, um die optimale Länge für die späteren Messungen mit Farbstoffen zu finden. Dabei wurde die Finesse jeweils nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmt und in Abb. 3.8 aufgetragen. Die Resonatorlänge wurde wie schon zuvor mithilfe der Mikroskopkamera gemessen und besitzt eine dementsprechend große Unsicherheit von bis zu 10 μm . Zur besseren Übersicht wurde hier auf die graphische Darstellung der Fehlerbalken sowohl von Resonatorlänge als auch von Finessewerten (durch Fehlerfortpflanzung ähnlich große Fehler) verzichtet.

Die Werte liegen leider sehr gestreut, was aber bei der sehr ungenauen Messmethode der Resonatorlänge zu erwarten war. Dennoch ist zu erkennen, dass die Finesse bei kleineren Spiegelabständen (bis auf zwei Ausreißer) nur kaum abnimmt, bevor sie ab etwa 65 nm anfängt einzubrechen. Ähnliches Verhalten von Ferrulen-Faser-Resonatoren wurde bereits in [Saa22] beobachtet. Auch die Kopplungs-

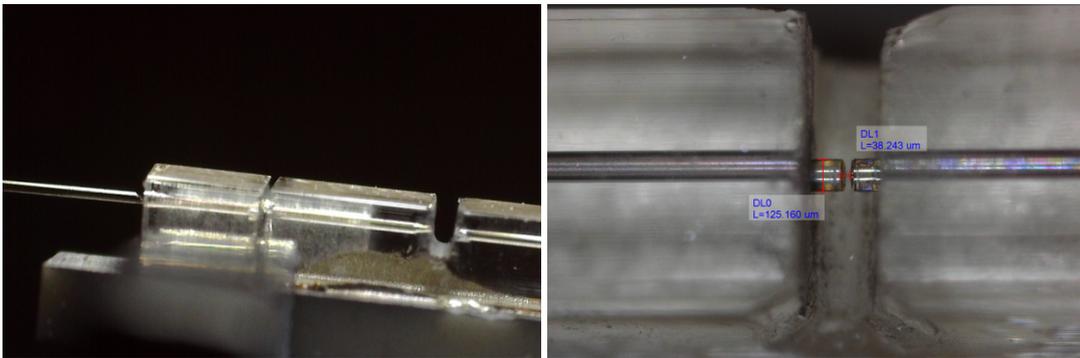


Abbildung 3.7: Linkes Bild: teilweise eingeführter Faserspiegel in linke Seite der Ferrule mit vollem Schnitt (links) und halbem Schnitt (rechts, die Resonatorregion), unterhalb der Ferrule ist das festgeklebte Piezo-Element. Rechtes Bild: die finale Resonatorlänge nach Festkleben der Fasern.

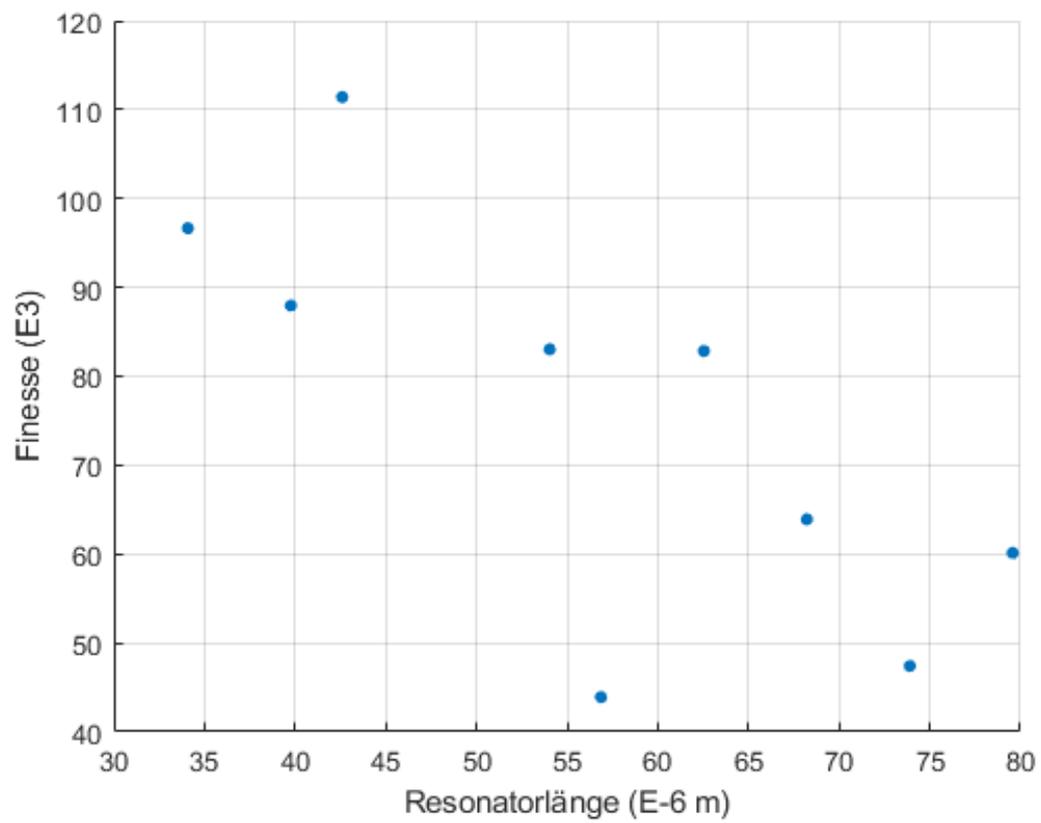


Abbildung 3.8: Finessewerte des ungeklebten Ferrulen-Resonators bei verschiedenen Spiegelabständen

tiefe zeigt ein ähnliches Verhalten, beginnt allerdings schon etwas früher bei etwa 55 μm einzubrechen vgl. Abb. 3.9.

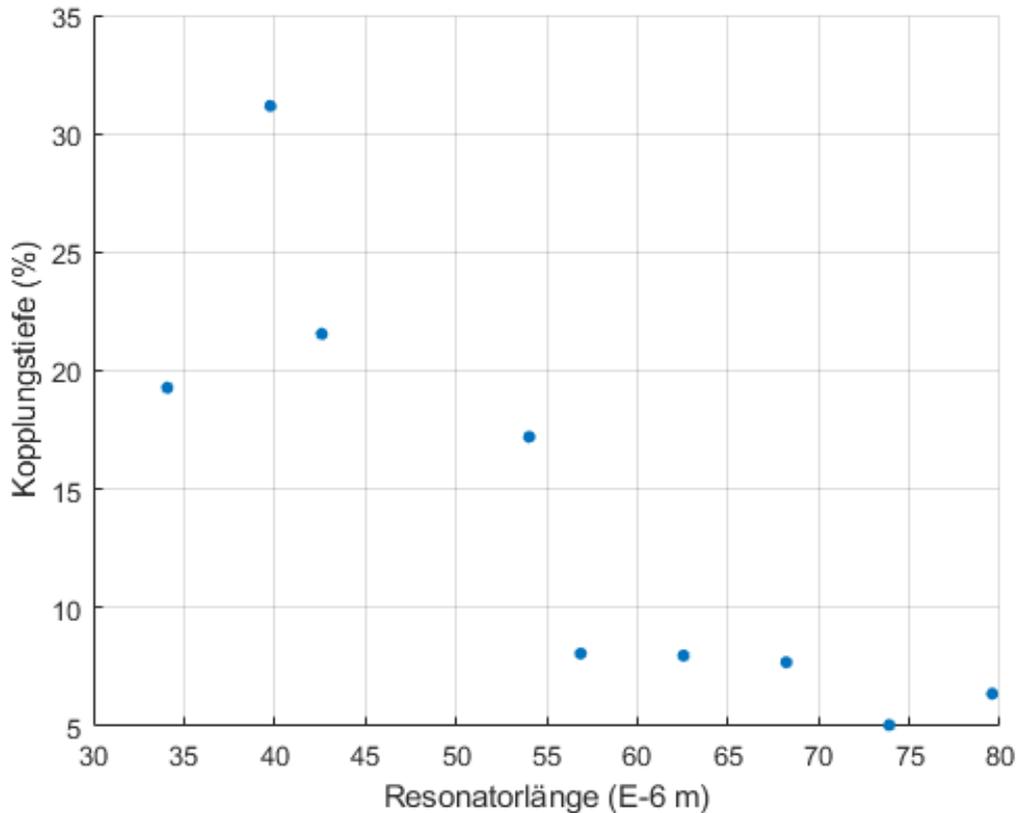


Abbildung 3.9: Kopplungstiefe des ungeklebten Ferrulen-Resonators bei verschiedenen Spiegelabständen

Auch hier wurde auf die graphische Darstellung der Unsicherheiten der Resonatorlänge verzichtet. Die Unsicherheit der Kopplungstiefe lag stets unter 2%. Daher kann ein kurzzeitiger Anstieg der Kopplungstiefe bei Vergrößerung der Resonatorlänge im Bereich zwischen 30 und 50 μm festgestellt werden.

Aufgrund dieser Messergebnisse wurde eine Resonatorlänge von etwa 45 bis 50 nm als optimal erachtet, da in diesem Bereich eine hohe Kopplungstiefe garantiert ist. Diese ist wichtig, da die Kopplungstiefe durch die Verluste des Farbstoffs später noch abnehmen könnte. Gleichzeitig sollte die Resonatorlänge größtmöglich gewählt werden, damit ein größtmögliches Volumen der Farbstoffmischungen in den Resonator gelangen kann um so die Präzision der Messung zu steigern.

Es wurde ein Spiegelabstand von $(45,7 \pm 7,0) \mu\text{m}$ eingestellt bei dem eine Finesse von $\mathcal{F} = (84 \pm 18) \text{k}$ gemessen wurde mit einer Kopplungstiefe von $(20,05 \pm 0,06) \%$. An den beiden Ferruleneingängen wurde UV-Klebstoff auf den Fasern aufgetragen und mit einer UV-Lampe ausgehärtet, vgl. Abb. 3.10 in der gut der violett leuchtende Klebstoff sichtbar ist.

Der nun fertige Ferrulen-Resonator kann jetzt getestet werden. Dazu werden die Translationstische entfernt und der Verstärker wird nun direkt an das Piezo-Element des Resonators angeschlossen.

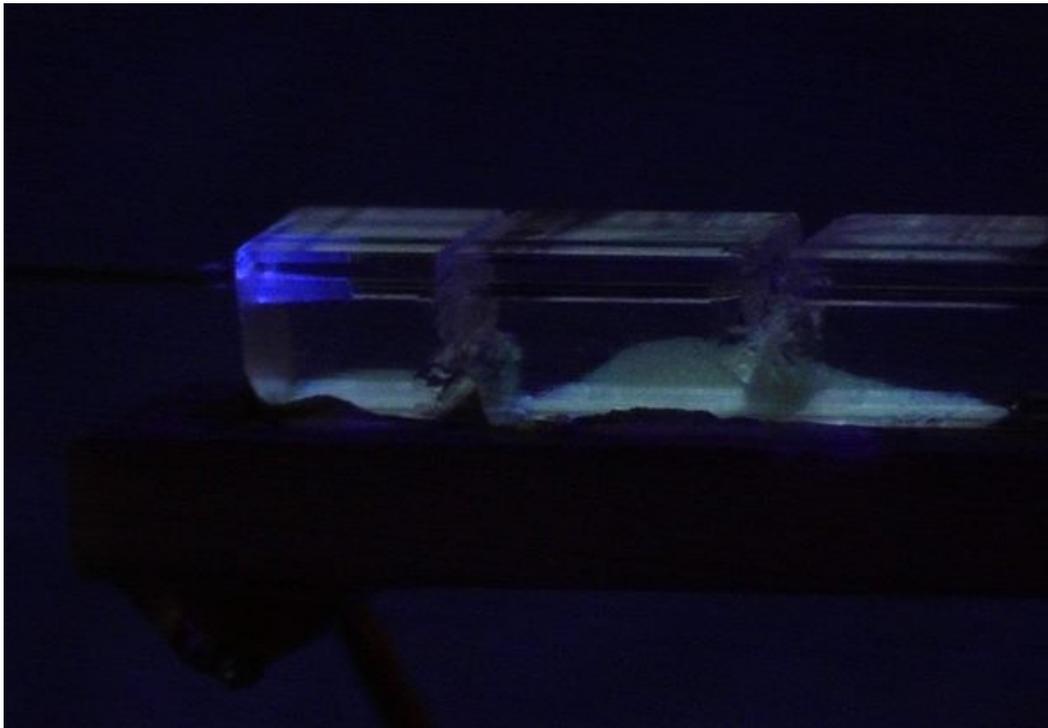


Abbildung 3.10: Ferrulen-Faser-Resonator mit eingefügten 10ppm-Fasern während des Aushärtungsprozesses des UV-Klebers

Zudem wurde ein größerer Widerstand von $1\text{ M}\Omega$ als Tiefpass gewählt, um das nun erforderliche Hochspannungssignal besser zu glätten. Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.11 zu finden.

Über das Piezo-Element wird nun also wieder die Resonatorlänge gescannt. Dazu werden Spannungen von bis zu 700 V_{pp} benutzt. Die Frequenzkalibration über den EOM und somit die Finesse-Berechnung ist aber komplett die selbe wie zuvor. Die Finesse der fertigen Ferrule sollte nun noch einmal überprüft werden, bevor die Messungen mit Flüssigkeiten beginnen sollten. Leider traten dabei einige unerwartete Effekte auf: zum einen drifteten die Resonanz-Peaks nun fortwährend, d.h. sie änderten ohne äußeren Einfluss ihre Position innerhalb des Scanbereichs. Die Anfangsvermutung dazu war, dass der UV-Kleber eventuell nicht komplett ausgehärtet war und sich somit die mittlere Resonatorlänge noch ändern konnte während des Scans; doch diese Theorie wurde durch erneutes Aushärten mit erhöhter Bestrahlungsdauer ausgeschlossen. Eine andere Theorie wären Rückstände von destilliertem Wasser, das oft zum Reinigen des Resonators verwendet wurde, und nur langsam verdunstete. Dafür würde sprechen, dass der Drift immer kurz nach dem Reinigungsvorgang besonders stark war; dagegen allerdings, dass der Drift auch nach mehreren Stunden immer noch vorhanden war, dann aber so gering, dass er bei den Messungen nicht großartig störte. Eine weitere unerwartete Beobachtung war, dass die Ergebnisse der Finessemessungen um bis zu 20% schwankten, selbst wenn von den Einstellungen bis auf die Offset-Position des Piezoscans nichts verändert wurde. So wurden Finessewerte im Bereich zwischen 70 und 120 k gemessen. Auch eine kurzzeitige Änderung der Scanmethode zurück zum Scan über die Wellenlänge des Lasers zeigte keine stabileren Werte. Eine Vermutung diesbezüglich wäre z.B. eine stark festsetzende Verschmutzung eines Spiegels,

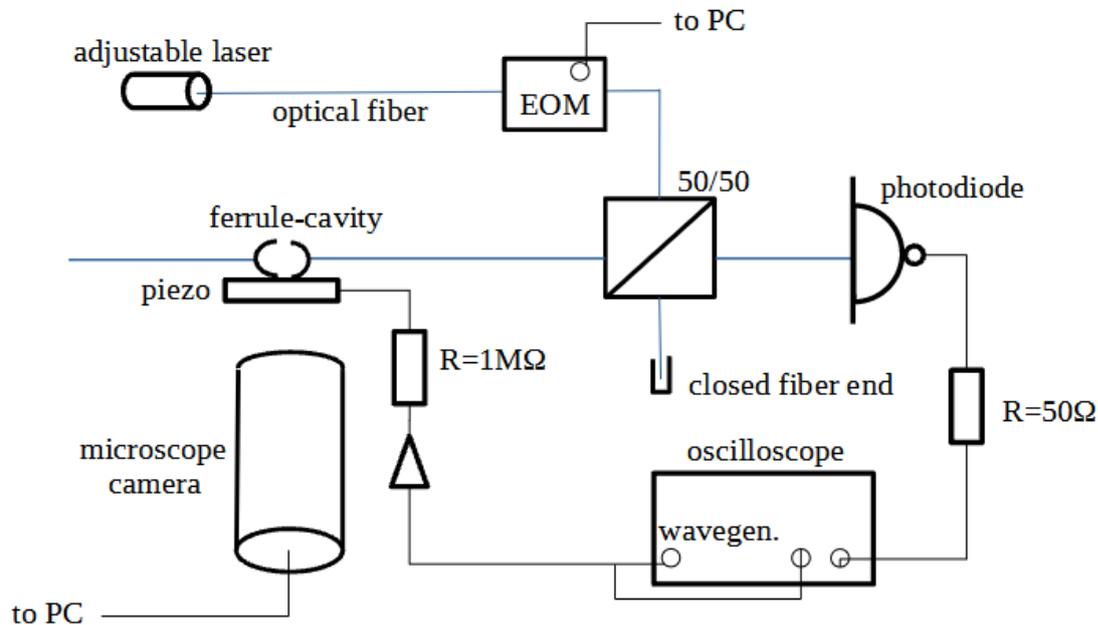


Abbildung 3.11: Aufbau zur Finesse-Messung eines fertigen Ferrulen Resonators

die sich ev. während der Messungen etwas löste und so die Verluste im Resonator und somit die Finesse ändern könnte. Ebenfalls sehr ungewöhnlich war der sehr kleine Scan-Bereich der mit diesem Ferrulen-Resonator erreicht wurde. So konnte auch bei Anlegung von Hochspannungen im $100\text{e}V_{\text{pp}}$ Bereich kein größerer Scan-Bereich als $(10 \pm 1)\text{ GHz pro } 100 V_{\text{pp}}$ erreicht werden, was weit außerhalb des Bereichs von vorherigen Messungen mit selbem Ferrulen-Resonator-Design liegt, wie z.B. in [Saa+21], wo ein Scan-Bereich von $610\text{ GHz pro } 100 V_{\text{pp}}$ beobachtet wurde. Wie sich jedoch später herausstellte lag dies daran, dass beide vollen Schnitte der Ferrule nicht komplett durchgehend waren, wie in Abbildung 3.12 zu sehen ist. Dieses Bild wurde zu einem späteren Zeitpunkt aufgenommen mit einem Mikroskop mit höherer Auflösung als die der Mikroskopkamera, die zur Beobachtung der Schnitte bei der Herstellung der Ferrule verwendet wurde. Daher fiel dieser Fehler leider erst nach der Fertigstellung des Ferrulen-Resonators auf. Das Design dieser Ferrule ähnelt also mehr dem half-slot Design (siehe Abschnitt 2.2) und ihr Scan-Bereich passt damit auch deutlich besser zu Beobachtungen in [Saa+21] mit Ferrulen-Resonatoren im half-slot Design, wo ein Scan-Bereich von $13\text{ GHz pro } 100 V_{\text{pp}}$ erreicht wurde.

Ein Versuch die Schnitte mit Diamantdraht nachzusägen gelang auf einer Seite ohne Beschädigung der Faser; auf der anderen Seite wurde die Faser aber leider zerstört bei diesem Vorgang, womit dieser Ferrulen-Resonator unbrauchbar wurde. Daher wurde ein neuer Resonator gebaut, diesmal ein $2000\text{ppm- zu } 10\text{ppm-}$ Faser-Resonator.

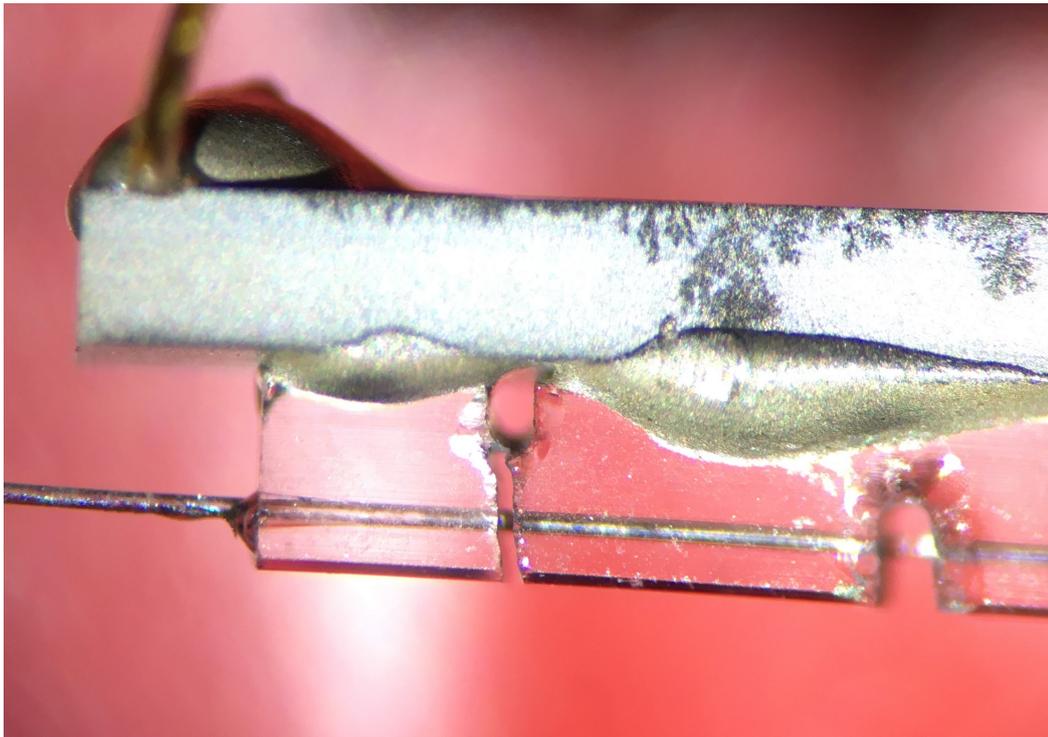


Abbildung 3.12: Fertiger Ferrulen-Resonator im triple-slot Design unter einem Mikroskop mit besserer Auflösung als zuvor. Man erkennt gut, dass der hier linke Schnitt nicht vollständig durchgehend ist.

3.2 Herstellung eines 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators

Ein 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonator wurde analog zur im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode gebaut. Der einzige Unterschied bestand in der Wahl der Fasern und in der Vorbereitung, d.h. es wurde darauf verzichtet für diesen Resonator vorher einzelne Fasern gegen einen Ein-Zoll-Spiegel zu testen, da 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonatoren generell überkoppelt sind und es somit deutlich leichter ist hohe Kopplungstiefen und gute Finessewerte zu erzielen (solange nicht eine der Fasern beschädigt ist). Es wurden also direkt die Fasern in eine bereits bestehende Ferrule eingeführt (nachdem diese vorher gründlich auf korrekte Schnitte überprüft wurde) und mit dem Aufbau aus Abbildung 3.5 die Finesse gemessen. In diesem Fall wurde wieder der Scan über die Resonatorlänge mithilfe des Piezo-Motors des Translationstisches angewandt. Außerdem wurden beide Fasern auf Rotationshaltern befestigt, um so die Ausrichtung der Fasern zueinander auch innerhalb der Ferrule noch beeinflussen zu können. Als 2000ppm-Faser wurde eine mit Krümmungsradius 150 bis 200 μm verwendet und in zwei Kombinationen getestet: einmal zusammen mit einer 10ppm-Faser mit 150 bis 250 μm Krümmungsradius; diese Kombination erreichte nach Optimierung der Positionen der Rotationshalter eine maximale Kopplungstiefe von etwa 50% mit einer Finesse von 191 ± 61 . Im Vergleich mit der theoretischen Obergrenze der Finesse von 3126 (berechnet aus der Summe der Verluste nach Gleichung 3.3) ist dieser Wert noch sehr gering. Daher wurde eine zweite Kombination getestet, diesmal mit einem flachen Faserspiegel mit 10ppm Transmission. Diese Kombination zeigte eine maximale Kopplungstiefe von 81% bei Finessewerten von bis zu 1092 ± 533 . Die großen Unsicherheiten in

der Finesse kommen daher, dass hier die Finesse nicht aus einer Frequenzkalibration mit dem EOM berechnet wurde, sondern direkt aus dem gemessenen freien Spektralbereich bestimmt wurde vgl. Abbildung 3.13.

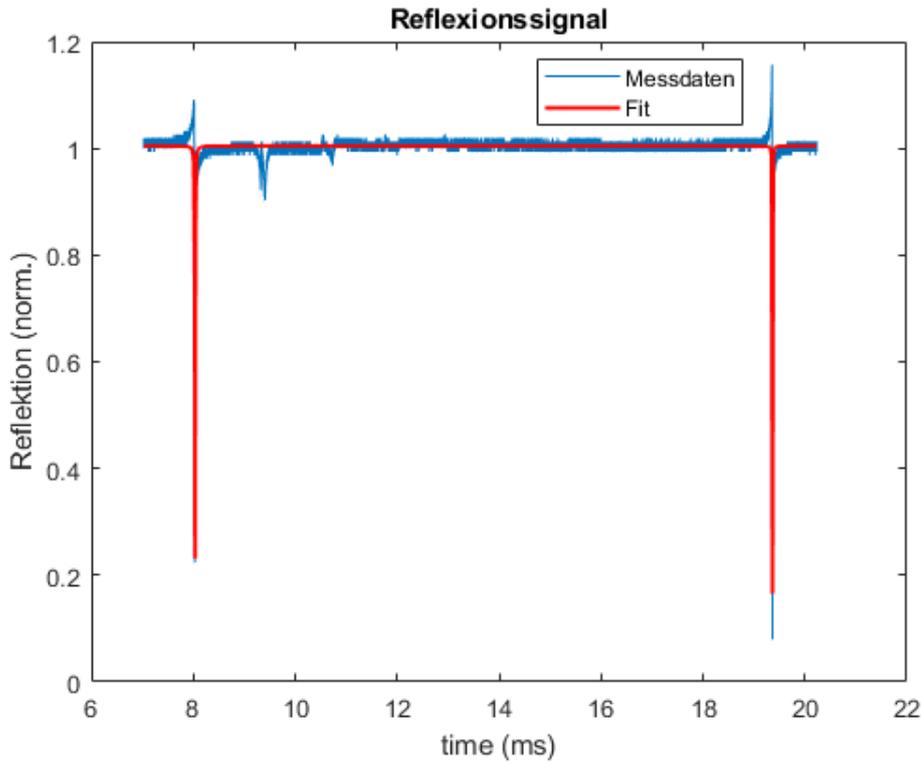


Abbildung 3.13: Beispiel-Graph des Reflexionssignal eines 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators zusammen mit Anpassungsfunktion.

Auch hier wurde wieder eine Anpassungsfunktion bestehend aus zwei dispersiven Lorentzkurven nach Gleichung 3.1 an die Messdaten angepasst. Die Finesse kann dann direkt ohne Frequenzkalibration aus den Parametern der Anpassungsfunktion berechnet werden:

$$\mathcal{F} = \frac{t_{0,2} - t_{0,1}}{(t_{FWHM,1} + t_{FWHM,2})/2} \quad (3.4)$$

wobei $t_{0,i}$ die zeitlichen Positionen der Peaks sind und $t_{FWHM,i}$ deren Halbwertsbreiten. Aufgrund des großen Messbereichs ist daher die Bestimmung der Halbwertsbreiten sehr ungenau und resultiert in den großen Unsicherheiten der Finessewerte. Die deutlich genauere Frequenzkalibration über den EOM war allerdings nicht mehr möglich, da die Halbwertsbreiten der Peaks von 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonatoren größer als der maximal mögliche Abstand der Seitenbänder des EOMs sind. Dennoch genügen die erhaltenen Finessewerte für eine erste Abschätzung, bevor die Fasern festgeklebt werden. Die zweite Kombination war zufriedenstellend; die Resonatorlänge wurde wieder auf ein paar μm kürzer eingestellt bevor die Kopplungstiefe anfängt einzubrechen (ohne explizite Messreihe untersucht). In dieser Position wurden die Fasern festgeklebt und danach zur Kontrolle

erneut die Resonatorlänge und Finesse gemessen: die finale Resonatorlänge ist $(69,5 \pm 8,0) \mu\text{m}$, welche zu einer Finesse von $\mathcal{F} = 1507 \pm 30$ (hier war die Halbwertsbreite wieder klein genug für eine Frequenzkalibration mit dem EOM) führt bei einer Kopplungstiefe von $(87,0 \pm 0,1) \%$. Der Scanbereich dieses Ferrulen-Resonators beträgt etwa $265 \text{ GHz pro } 100 \text{ V}_{\text{pp}}$, was zwar nur ein Drittel des Werts aus [Saa+21] für das triple-slot Design ist, aber zumindest in der selben Größenordnung liegt.

3.3 Probleme und Lösungen im Herstellungsprozess

Während der Herstellung weiterer Ferrulen wurden einige wiederkehrende Probleme beobachtet. So blieben mehrere Fasern wiederholt stecken in den Ferrulen und ließen sich auch nach Anwendung von Isopropanol zur Reibungsverminderung und starkem Druckaufbau mit den Translationstischen nicht mehr bewegen. Leider wurden dabei auch mehrere Faserspiegel zerstört, wobei die häufigste Bruchstelle 100 bis 200 μm hinter dem Spiegelende war, vgl. Abbildung 3.14.

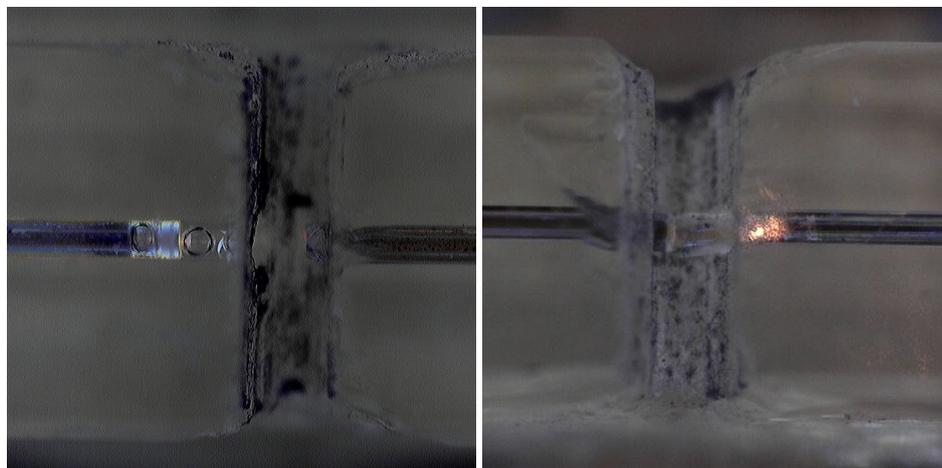


Abbildung 3.14: Bilder von zerstörten Faserspiegeln. Links sieht man gut, wie Faser und Spiegel durch eine Luftblase im Isopropanol getrennt sind. Rechts eine gerissene Faser, bei der das Laserlicht an den Bruchstücken gestreut wird.

Grund für dieses Problem war wahrscheinlich der sehr enge Durchmesser der Ferrulenhöhlen in Zusammenhang mit Verschmutzungen und Produktionsfehlern. Denn der Ferrulendurchmesser ist mit $130 \mu\text{m}$ nur $5 \mu\text{m}$ größer als der Durchmesser der Fasern und kann herstellungsbedingt noch um wenige μm variieren. Zudem können noch Verschmutzungen sowohl der Ferrulenhöhlen als auch der Fasern selbst dazu führen, dass dieser Spielraum von $5 \mu\text{m}$ nicht mehr genügend ist und die Faser stecken bleibt, selbst nach vorheriger gründlicher Reinigung von Faser und Ferrule. Dieses Problem konnte größtenteils durch die Verwendung von Rotationshaltern gelöst werden. So konnten die feststeckenden Fasern jeweils etwas rotiert werden, um so eine optimalere Ausrichtung zur Ferrulenhöhle zu finden, oder ev. festsitzenden Dreck zu lösen.

Ein weiteres Problem stellten in der Ferrule zurückbleibende „Hülsen“ der Fasern dar, siehe Abbildung 3.15. Dieses Phänomen zeigte sich besonders häufig, wenn die Fasern ohne Verwendung von Isopropanol aus der Ferrule entfernt wurden.

Als Ursache dieser Hülsen wird der Herstellungsschritt der Fasern vermutet, bei dem die Spiegelbe-

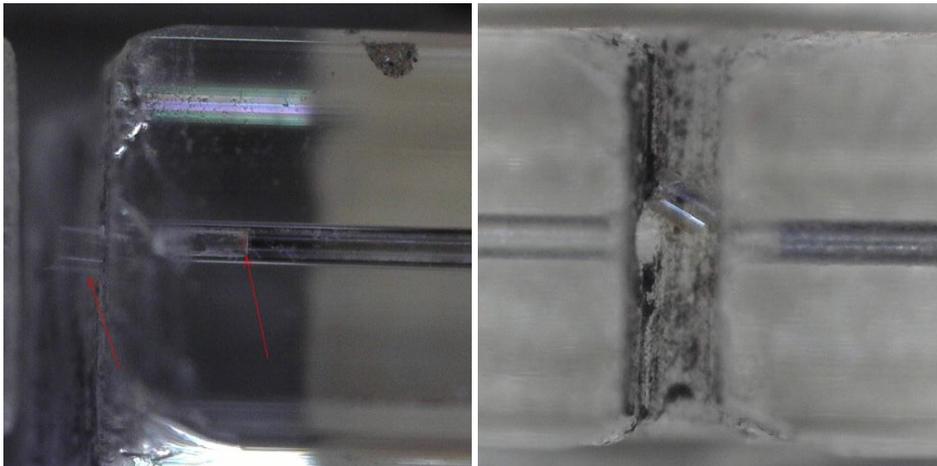


Abbildung 3.15: Bilder von Faserhülsen in Ferrulen. Im linken Bild sieht man die nach rechts rausgezogene Faser und zwei Bruchstücke von Faserhülsen. Im rechten Bild ebenfalls die nach rechts herausgezogene Faser und ein schräg im Halbschnitt der Ferrule liegendes Hülsenstück

schichtung aufgedampft wird (siehe auch 2.1). Wird z.B. die Beschichtung nicht genau vertikal auf die Faserenden aufgedampft, so könnte sich ev. etwas an den Seiten der Faser absetzen, was mit genügend Reibung wieder in einem Stück entfernt werden könnte und so als Hülse in der Ferrule zurückbleibt. Dieses Phänomen stellte allerdings eines der kleineren Probleme dar, da es lediglich erforderte die Ferrule in einem solchen Fall neu zu reinigen, bevor eine neue Faser eingeführt werden konnte.

Das dritte Problem, das hier beschrieben werden soll, betrifft nur eine bestimmte Art von Fasern nämlich sogenannte *GRIN-Fasern*. Bei solchen *Graded-Index-Fasern* wurde vor dem Faserspiegel ein Zwischenstück eingefügt, das es ermöglicht die Mode innerhalb der Faser an die Ausgangsmode der Faser für den Faser-Resonator anzupassen. Dieses Stück besteht aus mehreren Verkettungen von GRIN-Fasern mit abgestuften Brechungsindex und kernlosen Multimode-Fasern, wie sie z.B. in [Gul+17] vorgestellt werden. Leider stellte sich jedoch heraus, dass genau dieses Stück bei den hier benutzten Fasern einen leicht größeren Durchmesser besitzen und diese Fasern sich somit nur ein kurzes Stück in die Ferrulen einführen lassen. Auch die Faser zu etwas zu rotieren wie zuvor beschrieben half in diesem Fall nichts. Daher wurde versucht den Durchmesser der Ferrulenhöhle zu erhöhen, indem dieser mit Diamantdraht größer gesägt wurde. Das Resultat sowie die unbearbeitete Ferrule zum Vergleich sind in Abbildung 3.16 zu finden. Man sieht, dass die Ferruleneingänge bereits im ungesägten Zustand konusförmig sind, um das Einführen der Fasern zu erleichtern. Durch das Sägen wurde der Ferruleneingang stark vergrößert, der Durchmesser in der Mitte der Ferrule allerdings nur kaum, daher war es nötig einige Male nachzusägen, bis die GRIN-Fasern schließlich vollständig in die Ferrule passten. Diese Lösungsmethode eignet sich ev. auch für die anderen oben beschriebenen Problemen, um Fasern leichter ein- und ausführen zu können. Die Stabilität des Faser-Resonators wäre mit diesem Design nicht vermindert, da der Ferrulendurchmesser in der Mitte der Ferrule kaum verändert wurde. Lediglich die benötigte Menge an UV-Kleber am Ferruleneingang wäre mit diesem Design geringfügig größer.

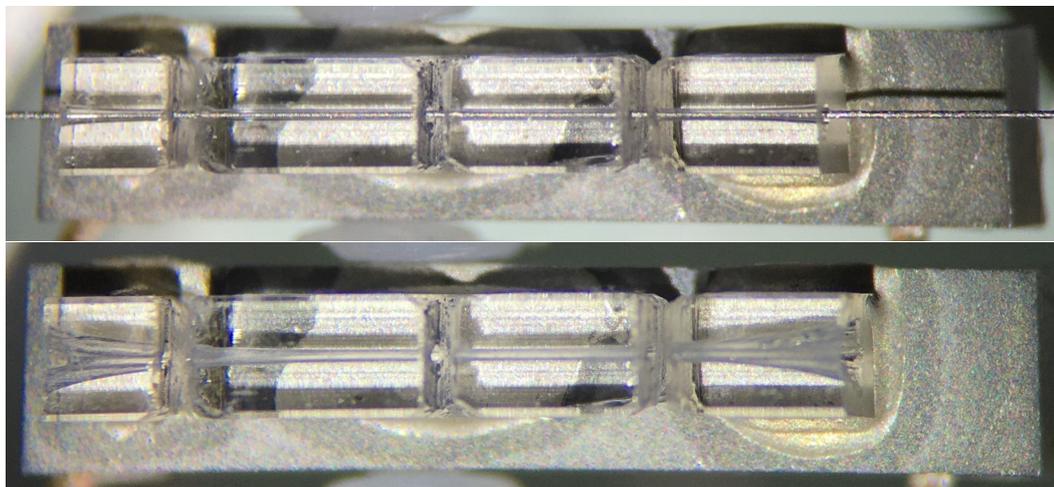


Abbildung 3.16: Oberes Bild: Ferrule vor dem Sägen mit bereits eingeführtem Diamantdraht. Unteres Bild: Ferrule nach dem Sägen mit deutlich erhöhtem Durchmesser der Ferrulenröhre

Statistische Analyse eines Faser-Resonators in half-slot Design

Dieses Kapitel beschreibt die Charakterisierung eines Faser-Resonator in half slot-Design im Hinblick auf die Genauigkeit und Stabilität der Finessemessung. Dazu werden die Messungen statistisch ausgeführt und betrachtet. Weiter werden Methoden entwickelt um die Messung zu verbessern und zu stabilisieren. Zuletzt werden noch erste Messungen mit destilliertem Wasser als Resonator-Medium vorgestellt.

4.1 Statistik und Finesse-Stabilisierung

Um die Genauigkeit der bisher verwendeten Messmethode zur Finessebestimmung untersuchen zu können, wurde ein bereits bestehender Faser-Resonator im half-slot Design mit zwei 10ppm-Fasern analysiert. Dazu wurde ein Messaufbau wie in Abb. 3.11 aufgebaut. Wie im vorherigen Kapitel beschrieben wurde über die Resonatorlänge gescannt und über die Seitenbänder eines EOMs eine Frequenzkalibration ausgeführt. So wurde die Finesse zunächst auf $(27,0 \pm 1,6)$ k bestimmt bei einer Kopplungstiefe von $(9,76 \pm 0,02)$ %. Bei diesem Resonator wurde keine Aufspaltung des Hauptpeaks beobachtet. Dies lag wahrscheinlich an der hohen Halbwertsbreite (verglichen mit dem triple-slot Resonator aus dem vorigen Kapitel), sodass die beiden Peaks der verschiedenen Polarisationsrichtungen in einem Peak verschmilzen. Der Scanbereich dieses Ferrulen-Resonators liegt bei etwa 25 GHz pro $100 V_{pp}$ und damit etwa im erwarteten Bereich im Vergleich zu den Ergebnissen aus [Saa+21]. Jedoch wurde bei einigen Wiederholungen der selben Messung festgestellt, dass die Finessewerte um bis zu 20% variieren ohne das Einstellungen verändert wurden. Daher wurde ein Matlab-Skript geschrieben, das die Messung und Berechnung der Finesse automatisiert und so innerhalb von wenigen Minuten hunderte Finessemessungen nehmen kann. So wurden mehrere solcher statistischer Finessemessungen bei verschiedenen Einstellungen vorgenommen und verglichen. Es stellte sich heraus, dass die Trigger-Einstellung am Oszilloskop einen erheblichen Einfluss auf die Stabilität der Messung hat. So erhält man beim Triggern auf das Scan-Signal eine nahezu gaußförmige Verteilung, während beim Triggern auf das Reflexionssignal (Abb. 4.1 oben links) die Finessewerte deutlich breiter gestreut sind und keiner erkennbaren Verteilung ähneln. Außerdem spielt die Scan-Amplitude noch eine große Rolle. In Abbildung 4.1 wurden mehrere Amplituden miteinander verglichen. Bei allen Messreihen wurden 600 Finessewerte gemessen und eine Gaußverteilung an die Daten angepasst. Die Messungen ohne

Verstärker (bei $5,4 V_{pp}$ Scan-Amplitude) unterscheidet sich kaum von der Messung mit Verstärker bei kleiner Scan-Amplitude ($21,3 V_{pp}$). Der Erwartungswert der ersteren beträgt $\mathcal{F}_{mittel} = 28302$, der der zweiten $\mathcal{F}_{mittel} = 27865$ und die Standardabweichung der ersten Messung beträgt 943, die der zweiten 910. Der Verstärker scheint also keine Probleme bei den Messungen zu bereiten; jedoch sehr wohl bei hohen Ausgangs-Amplituden wie z.B. bei $200 V_{pp}$ (siehe Abb. 4.1 rechts unten), wo die zugehörige Verteilung plötzlich zwei Häufungspunkte zu zeigen scheint. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten wäre eine regelmäßige Schwankung der Linearität des Scans der Resonatorlänge bei großen Amplituden. So könnte die tatsächliche Halbwertsbreite verzerrt werden und es so zu größeren Abweichungen bei den Finessewerten kommen. Ursache dafür könnte sein, dass das Piezo-Element bei großen Scan-Geschwindigkeiten dem Eingangssignal nicht mehr exakt folgen kann und es so zu unerwarteten Schwankungen kommt.

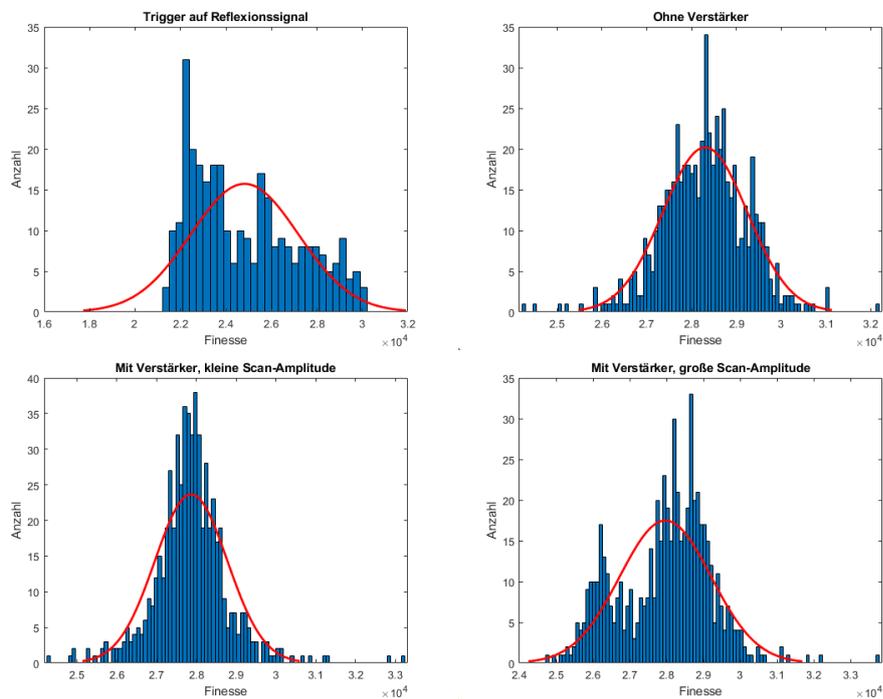


Abbildung 4.1: Darstellung mehrerer statistischer Finessemessungen bei verschiedenen Einstellungen. Oben links wurde am Oszilloskop auf das Reflexionssignal getriggert, bei allen anderen auf das Scan-Signal. Jeweils in rot wurde eine Gaußverteilung angepasst.

Die Messungen bei kleineren Scan-Amplituden zeigen aber zufriedenstellende Streuungen der Finessewerte. So beträgt z.B. bei der Messreihe ohne Verstärker die relative Abweichung mit der 3σ -Regel nur 10%. Im folgenden wird die Finesse daher ausschließlich bei kleinen Scan-Amplituden gemessen, sowie am Oszilloskop auf das Scansignal getriggert.

4.2 Erste Flüssigkeitsmessungen

Der oben charakterisierte Ferrulen-Resonator wurde weiter verwendet für erste Untersuchungen mit Flüssigkeiten. Dazu wurde der Resonator in einer Petrischale platziert und mit destilliertem Wasser

bedeckt. Die Form der Resonanzpeaks änderte sich daraufhin drastisch (vgl. Abb. 4.2) und die Peaks begannen stark zu driften. Dies liegt an den in Abschnitt 2.3 bereits beschriebenen thermischen Effekten innerhalb des Resonators. Im folgenden Kapitel wird noch genauer auf diese Thematik eingegangen. Aufgrund des Drifts musste die Wellenlänge des Lasers oft nachgestellt werden, da die Peaks schnell außerhalb des Scan-Bereichs drifteten. Die Ausprägung der thermischen Effekte konnte aber stark verringert werden indem die Scanfrequenz erhöht wurde. So glichen sich die Halbwertsbreiten der Peaks der auf- und der absteigenden Flanke bei Erhöhung der Frequenz immer weiter an und schon ab 3,6 kHz waren sie nahezu gleich groß. Der Grund dafür war, dass bei höheren Scan-Geschwindigkeiten die Resonanzregion schneller erreicht und wieder verlassen wird, als dass sie sich durch die thermischen Effekte verschieben kann. Allerdings kann man die Scan-Frequenz nicht beliebig erhöhen, da ab etwa 5,5 kHz sich die Form der Peaks begann sehr unregelmäßig zu verändern (vgl. Abb. 4.2). Dies liegt wahrscheinlich an dem Piezo-Element, das bei so hohen Scan-Geschwindigkeiten dem Eingangssignal nicht mehr folgen kann und sich die Resonatorlänge daher sehr unkontrolliert ändert. Einzige Ausnahme bildet der Frequenzbereich von etwa 52 bis 56 kHz, in denen sehr schmale und konstante Peaks auftraten, siehe Abb. 4.2. Diese Beobachtung deckt sich mit den Untersuchungen in [Saa+21], wo ebenfalls eine Eigenfrequenz des Faser Resonators im half-slot Design bei 56 kHz festgestellt wurde. In dieser Region folgt das Piezo-Element also wieder dem Eingangssignal und wird sogar noch durch den Resonanzfall verstärkt, sodass noch größere Scan-Geschwindigkeiten entstehen, die sich in einer (zeitlich) sehr schmalen Linienbreite der Peaks im Reflexionssignal äußern.

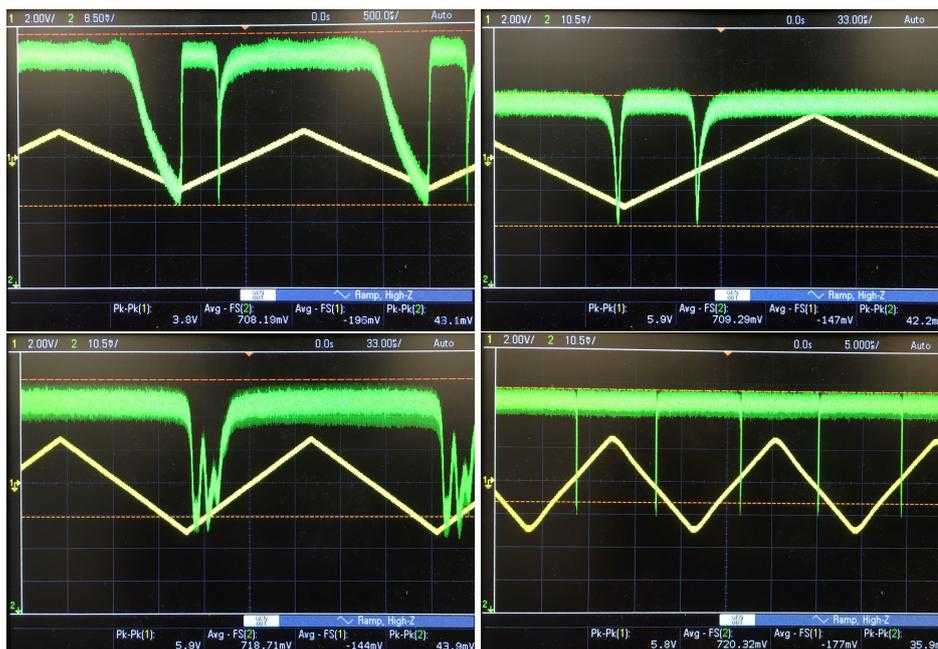


Abbildung 4.2: Reflexionssignal zusammen mit Scan-Signal eines half-slot Ferrulen-Resonators in destilliertem Wasser bei verschiedenen Scan-Frequenzen: oben links 370 Hz ; oben rechts 3,6 kHz ; unten links 5,5 kHz ; unten rechts 56 kHz

Leider wurde bei diesen ersten Untersuchungen bereits die Ferrule irreparabel beschädigt, sodass für die weiteren Untersuchungen der in Abschnitt 3.2 beschriebene Resonator benutzt wird.

Analyse verschiedener Farbstoffkonzentrationen

In diesem Kapitel werden die Finessemessungen eines 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators in verschiedenen Farbstoffkonzentrationen vorgestellt. Dazu werden zunächst noch ein mal die Messungen im destilliertem Wasser vorgestellt und genauer erklärt. Des weiteren wird der Wechsel zum Laserscan motiviert und dieser detailliert beleuchtet, bevor schließlich die Messungen der Farbstoffkonzentrationen dargestellt und analysiert werden.

5.1 Messungen mit destilliertem Wasser

Der in Abschnitt 3.2 vorgestellte 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonator wird nun in destilliertem Wasser getestet. Dazu wird auch dieser in eine Petrischale gelegt, mit Wasser bedeckt und mit einem Aufbau wie in Abbildung 3.11 untersucht. So werden ähnliche Resultate erzielt, wie bereits im vorigen Kapitel beschrieben wurde: bei niedrigen Scanfrequenzen (unter 500 Hz) dominieren die thermischen Effekte und so unterscheidet sich die Form und Breite der Peaks der auf- und der absteigenden Flanke sehr stark. Erhöht man die Frequenz, so gleichen sich die Breiten der beiden Peaks immer weiter an, bis sie ab etwa 3 500 Hz in ihrer Breite nicht mehr unterscheidbar sind. Erhöht man die Frequenz noch weiter, so kann der Piezo allerdings nicht mehr dem Eingangssignal folgen und die Peakform ändert sich unregelmäßig (vgl. Abb. 4.2). Eine Eigenresonanz wie beim half-slot Ferrulen-Resonator konnte bei dem hier verwendeten triple-slot Resonator jedoch nicht gefunden werden. Für eine erste Finessemessung wurde also der Scan auf eine günstige Frequenz eingestellt, bei der sich die beiden Peaks sehr ähnlich sahen, und mit der in Abschnitt 4.1 vorgestellten Methode 300 Finessemessungen vorgenommen und eine Gaußverteilung angepasst. Der Erwartungswert für den Peak der aufsteigenden Flanke ist $\mathcal{F}_{mittel} = 692$ bei einer Standardabweichung von 33, der der absteigenden Flanke ist $\mathcal{F}_{mittel} = 637$ bei einer Standardabweichung von 29. Die Breiten der Peaks unterscheiden sich also bei dieser Frequenz um nur etwa 8 %.

Die Ursache für die thermischen Effekte liegt in der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von destilliertem Wasser. Bei Leistungen von bis zu 500 μ W innerhalb des Resonators heizt sich das Wasser auf und ändert so seinen Brechungsindex. Dadurch ändert sich auch der freie Spektralbereich $\nu_{FSB} = c/(2n_{medium}l)$ mit dem Brechungsindex n_{medium} des verwendeten Mediums. Dieser wurde bisher vernachlässigt, da alle bisherigen Messungen in Luft stattfanden. Somit wird während des Scans sobald die Resonanzregion erreicht wird das Wasser aufgeheizt und somit die Resonanzposition

verschoben. Dadurch kommt es zu den thermischen Effekten, die in Abschnitt 2.3 bereits genauer erläutert wurden. Durch das ständige aufheizen des Wassers im Resonatorbereich ändert sich zudem die mittlere Temperatur des Wassers in der Petrischale, was den großen Drift der Peaks während der Messungen erklärt.

Leider stellte sich während der Messungen heraus, dass der Scanbereich kontinuierlich kleiner wurde, bis selbst bei Hochspannungen von $700 V_{pp}$ die Peaks bereits innerhalb einer Minute aus dem Scanbereich drifteten, sodass genaue Messungen äußerst schwierig wurden. Daher wurde wieder zum Scan über die Wellenlänge mittels des verstellbaren Lasers gewechselt.

5.2 Charakterisierung des Laserscans

Wie zuvor schon kurz erwähnt, erzeugte der Laserscan jedoch eine schwankende Grundlinie. Bei ersterer Verwendung in Abschnitt 3.1 stellte dies jedoch keine größeren Probleme dar, da die Breite der Peaks deutlich kleiner war als die Periode des Scans. Dies ist nun bei einer deutlich geringeren Finesse des 2000ppm- zu 10ppm-Ferrulen-Resonators nicht mehr der Fall. Daher wurde das Eingangssignal des Laserscan von Dreiecks- auf Sinussignal umgestellt, da bei dieser Methode die Grundlinie etwas stabiler war. Dies erforderte wiederum eine andere Methode für die Frequenzkalibration, da der Scan nun stark nichtlinear war. Dazu wurde an das nichtgenutzte Ende des Strahlteilers ein Wellenlängenmessgerät angeschlossen, um die Scanamplitude des Lasers exakt bestimmen zu können. Da als Signalgenerator für den Laserscan das Oszilloskop selbst genutzt wurde, konnte direkt auf dieses getriggert werden und die aufgenommenen Zeiten am Oszilloskop direkt in Frequenzen umgerechnet werden.

5.3 Farbstoffmessungen

Ein weiteres Problem des Laserscans besteht allerdings darin, dass die Scanfrequenz auf maximal 1 200 Hz beschränkt ist. So war es nicht mehr möglich den einfluss der thermischen Effekte wesentlich zu reduzieren, sodass die Halbwertsbreiten der Peaks der auf- und absteigenden Flanke durchgehend stark unterschiedlich blieben. Daher wurde ein Matlab-Programm geschrieben, das an den breiteren Peak von beiden dennoch eine Funktion anpassen kann und daraus die ursprüngliche Linienbreite des Peaks (ohne thermische Effekte) bestimmen kann. Dieses Programm bestimmt zunächst für gegebene Schätzwerte α , κ , κ_e , n_{in} innerhalb der betrachteten Verstimmung Δ alle möglichen Lösungen für n_{cav} aus der in Theorie beschriebenen Gleichung 2.2. Alle nicht-physikalischen Lösungen werden verworfen (keine imaginären / negativen Werte für n_{cav}) und über Gleichung 2.3 das entsprechende Reflexionssignal berechnet. Aus den verbleibenden Daten wird zuletzt der breitere Peak von beiden ausgewählt. Die ersten Schätzwerte werden teilweise aus bekannten Daten berechnet (κ aus der Halbwertsbreite der Messungen in Wasser mit dem Resonatorlängen-Scan, n_{in} aus der Leistung innerhalb des Resonators d.h. aus der Grundlinie), und teilweise so angepasst, dass das berechnete Reflexionssignal möglichst gut zu den aufgenommenen Daten passt. Das Programm bestimmt dann auf Basis dieser Startwerte mithilfe des Nelder-Mead-Verfahrens die optimierten Parameter, indem es die Differenz des berechneten Reflexionssignals zu den Messdaten minimiert.

Nach diesem Verfahren wurden zwei verschiedene Farbstoffkonzentrationen vermessen. Der verwendete Farbstoff ist ein Nah-Infrarot-Farbstoff der Marke Sigma-Aldrich mit einem Absorptionsmaximum bei 783 nm und einem Abschwächungsbereich von 768 bis 784 nm. Aus dem angegebenen molaren

Extinktionskoeffizient von $\epsilon = 157\,000\text{ M}^{-1}\text{ cm}^{-1}$ sowie der Halbwertsbreite der Peaks ohne Wasser $\nu_{\text{FWHM,Ohne}}$ lässt sich die notwendige Konzentration für z.B. eine Verdopplung der Halbwertsbreite über die Finesseberechnung aus der Summe der Verluste errechnen:

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{2\mathcal{M} + \sum_i (\mathcal{T}_i + \mathcal{A}_i + C_i)} = \frac{\nu_{\text{FSB}}}{\nu_{\text{FWHM}}}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\nu_{\text{FWHM,Medium}}}{\nu_{\text{FWHM,Ohne}}} = 1 + \frac{c \cdot \epsilon \cdot c_{\text{conc.}}}{2\pi \cdot \nu_{\text{FWHM,Ohne}}}$$

wobei $\mathcal{M} = \epsilon c_{\text{conc.}} \cdot l$ die Verluste durch das Medium innerhalb des Resonators sind, mit der Farbstoffkonzentration $c_{\text{conc.}}$ und der Resonatorlänge l ; sowie der Halbwertsbreite des Resonators innerhalb des Mediums $\nu_{\text{FWHM,Medium}}$. Alle anderen Größen sind wie in Gleichung 3.3 bereits beschrieben. So wurde zunächst eine Konzentration von $(7,5 \pm 0,3)\text{ mg/L}$ mithilfe einer Feinwaage mit destilliertem Wasser gemischt, was nach obiger Formel die Halbwertsbreite ohne Wasser um etwa 620% steigern sollte (der Farbstoff hat eine molare Masse von $749,35\text{ g/mol}$). Die Messdaten mit dieser Konzentration sind zusammen mit dem oben beschriebenen angepassten Reflexionssignal in Abbildung 5.1 zu finden. Das Ergebnis für den Parameter der Linienbreite lautet dabei $\kappa = 3,23\text{ GHz}$.

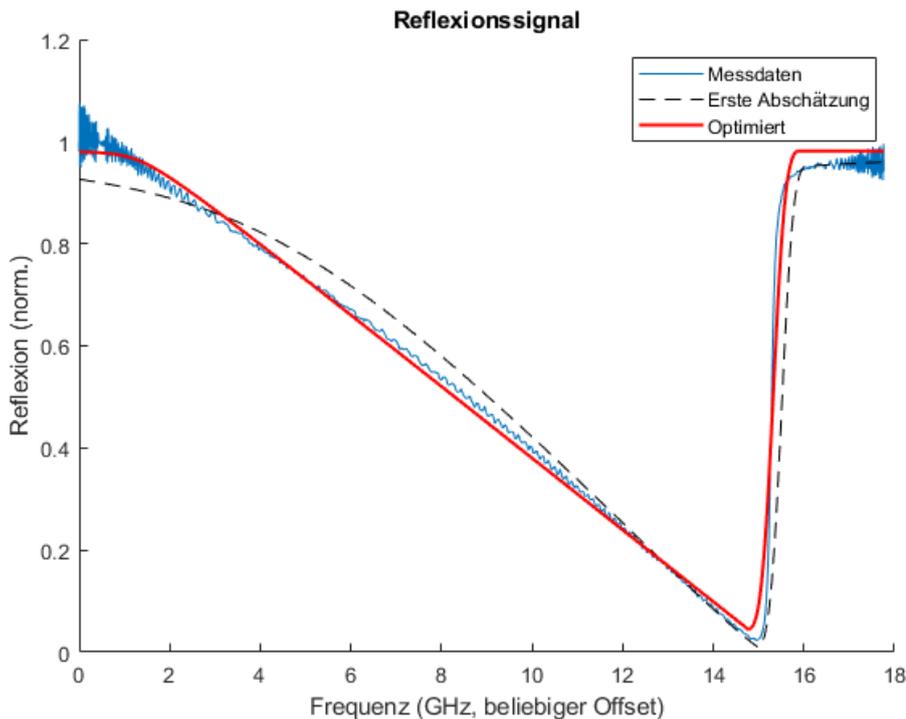


Abbildung 5.1: Reflexionssignal des 2000ppm- zu 10ppm-Ferrulen-Resonators innerhalb der ersten Farbstoffkonzentration, zusammen mit angepasster Funktion

Vergleicht man dies jedoch mit einer Messung mit destilliertem Wasser ohne Farbstoff, siehe Abbildung 5.2, mit einem Ergebnis von $3,27\text{ GHz}$ für die Linienbreite, so scheint sich durch die erste

Farbstoffkonzentration entgegen den Erwartungen nicht viel geändert zu haben.

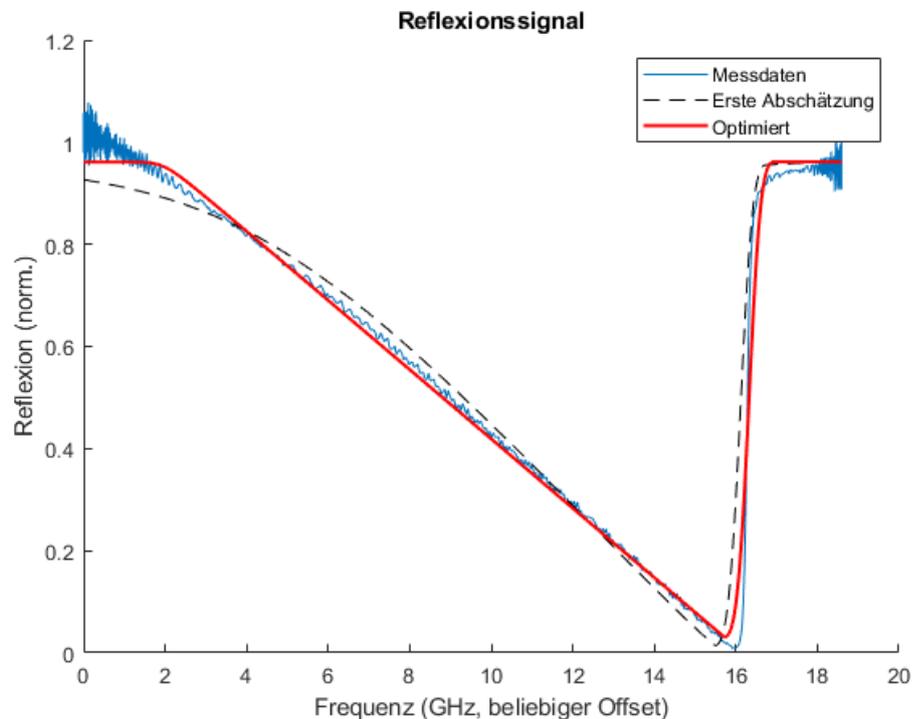


Abbildung 5.2: Reflexionssignal des 2000ppm- zu 10ppm-Ferrulen-Resonators innerhalb destilliertem Wasser, zusammen mit angepasster Funktion

Zur Kontrolle wurde daher eine weitere Farbstoffkonzentration gemischt mit $c_{\text{conc.}} = (37,4 \pm 1,5) \text{ mg/L}$. Das Reflexionssignal in dieser Lösung ist in Abbildung 5.3 zu finden. Doch auch dessen Ergebnis liefert als optimierten Parameter für die Linienbreite nur 3,35 GHz.

Man sieht allerdings deutlich, dass auch die optimierten Reflexionssignale, die an die Messdaten angepasst wurden, in manchen Bereichen immer noch erheblich von den Messdaten abweichen. Dies lag vor allem an der schwankenden Grundlinie, die die Messdaten verzerrte und schwer zu kompensieren war. In erster Näherung wurde dies mit einem Cosinus, der im Matlab-Programm für die Anpassung auf die Grundlinie gelegt wurde. Eventuell war dies noch nicht präzise genug und führte zu ungenauen Optimierungen bzw. unerwünschten Minima, die vom besagten Nelder-Mead-Verfahren gefunden werden. Eine andere mögliche Fehlerquelle könnte allerdings auch das Photobleichen des Farbstoffes sein. Diese Zerstörung des Farbstoffes durch Bestrahlung mit dessen spezifischem Anregungslicht ist z.B. in [Dem20] gut beschrieben, und konnte bei den hier verwendeten Farbstofflösungen bereits bei gewöhnlichem Innenraumlicht beobachtet werden. Siehe dazu Abbildung 5.4, in der sich die Farbe der linken Lösung deutlich von der in der Mitte unterscheidet, obwohl beide ursprünglich dieselbe Konzentration besaßen. Der einzige Unterschied bestand darin, dass die nun hellere Lösung für die Messungen in der Petrischale verwendet wurde. Dadurch bot diese Lösung eine größere Oberfläche für das einfallende Innenraumlicht, was zu einem stärkeren Ausbleichen des Farbstoffes führte.

Dieser Unterschied wurde innerhalb nur eines Tages beobachtet. Daher wäre eine weitere Theorie zur Erklärung der aufgenommenen Reflexionssignale in den verschiedenen Farbstoffen, dass durch

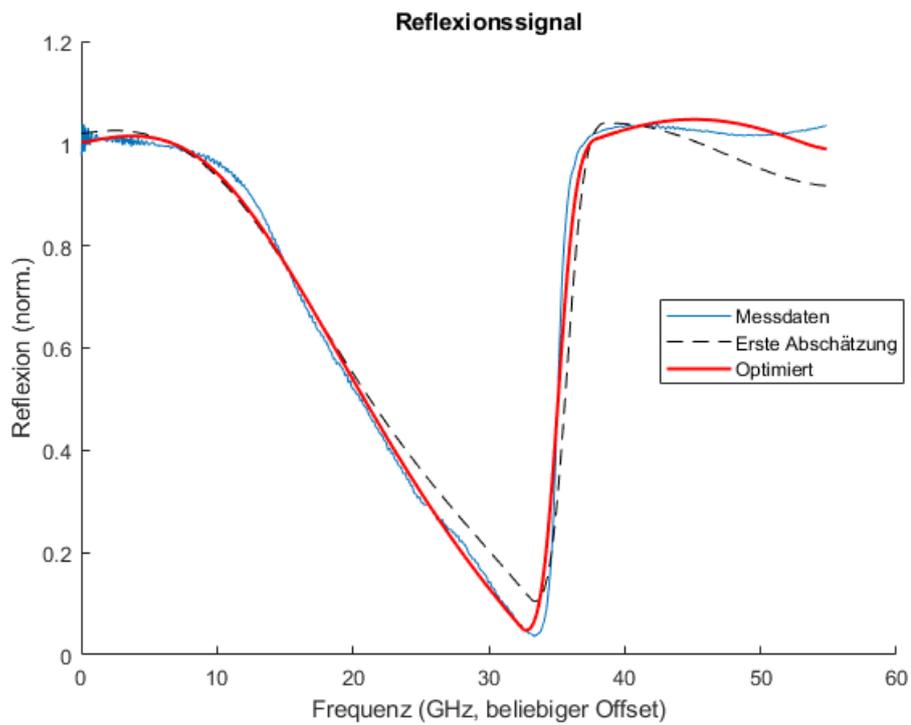


Abbildung 5.3: Reflexionssignal des 2000ppm- zu 10ppm-Ferrulen-Resonators innerhalb der zweiten, höheren Farbstoffkonzentration; zusammen mit angepasster Funktion

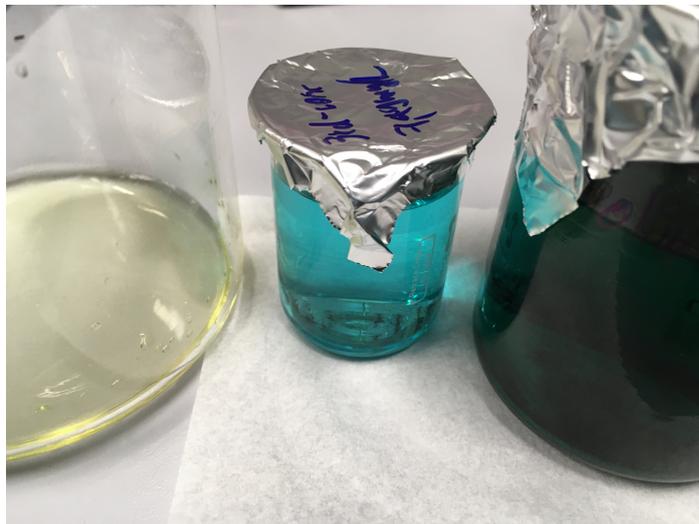


Abbildung 5.4: Verschiedene Farbstofflösungen. Rechts eine höhere Konzentration zum Verdünnen, mittig die hier als erste Konzentration beschriebene mit 7,5 mg/L, links dieselbe Konzentration, die allerdings in der Petrischale aufbewahrt wurde.

die hohe Intensität innerhalb des Resonators der darin vorhandene Farbstoff sofort zerstört wird, bevor dieser überhaupt einen Einfluss auf die Resonanzen haben könnte. Dies würde erklären, wieso sich die Linienbreite (berechnet aus den angepassten Funktionen) bei den verschiedenen Farbstoffkonzentrationen nur kaum geändert hat.

Zusammenfassung und Ausblick

Die Herstellung der Ferrulen-Faser-Resonatoren stellte sich leider problematischer als erwartet dar. So konnte kein funktionierender 10ppm- zu 10ppm-Faser-Resonator fertiggestellt werden und stattdessen musste aus Zeitgründen ein 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonator mit schlechterer Finesse für die Flüssigkeitsmessungen verwendet werden. Auch für die zahlreichen in Abschnitt 3.3 geschilderten Probleme bei der Herstellung konnten nur teilweise Lösungen gefunden werden. Insbesondere für die GRIN-Fasern konnte noch keine optimale Lösung gefunden werden. Die Charakterisierung des Ferrulen-Resonators im half-slot Design konnte hingegen gut optimiert werden, sodass Finesse-Messung mit einer Unsicherheit von unter 10 % möglich wurden. Leider wurde jedoch auch diese Ferrule versehentlich zerstört, bevor Messungen mit Farbstofflösungen möglich waren. Diese wurden stattdessen mit dem 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonator durchgeführt und verliefen ebenfalls komplizierter als erwartet. So konnte der Scan über das Piezo-Element des Ferrulen-Resonators schon nach wenigen Messungen nicht mehr verwendet werden. Der dadurch erforderliche Scan mittels des verstellbaren Lasers störte die durch die thermischen Effekte ohnehin schon schwierigen Messungen noch weiter, wodurch keine klare Aussage über den Einfluss der Farbstoffkonzentrationen im destilliertem Wasser gemacht werden konnte.

Um die Messungen der Farbstofflösungen weiter verbessern zu können, wäre der Bau eines 10ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators mit Sicherheit von Vorteil. Zum einen bietet dieser durch die deutlich höhere Finesse die Möglichkeit Unterschiede in der Linienbreite durch die verschiedenen Farbstoffkonzentrationen deutlich genauer aufzulösen. Zum anderen würde der Scan über die Resonatorlänge es ermöglichen die thermischen Effekte deutlich zu verringern indem die Scanfrequenz entsprechend erhöht wird, und so gesicherte Aussagen über die Linienbreite der Resonanzen machen zu können. In Bezug auf die Photobleichung des Farbstoffes wäre eine Möglichkeit die Eingangs-Intensität des Resonators zu verringern. Dazu müsste aber ev. noch die Messgenauigkeit vorher weiter verbessert werden, da man bei der Verringerung der Leistung auch den Anteil des Rauschens relativ zur Signalhöhe vergrößert.

Literatur

- [Fab99] C. Fabry, *Theorie et applications d'une nouvelle methode de spectroscopie intereferentielle*, Ann. Chim. Ser. 7 **16** (1899) 115 (siehe S. 1).
- [Pfe+22] H. Pfeifer u. a., *Achievements and perspectives of optical fiber Fabry–Perot cavities*, Applied Physics B **128** (2022) 1 (siehe S. 1).
- [Hun+10] D. Hunger u. a., *A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse*, New Journal of Physics **12** (2010) 065038 (siehe S. 1).
- [Saa22] C. Saavedra, *Development of Tunable Fiber Fabry-Pérot Micro-resonators with High Passive Stability: A Demonstration for Molecular Oxygen Gas Spectroscopy*, Diss., 2022 (siehe S. 1, 13).
- [Saa+21] C. Saavedra, D. Pandey, W. Alt, H. Pfeifer und D. Meschede, *Tunable fiber Fabry-Perot cavities with high passive stability*, Optics Express **29** (2021) 974, URL: <https://doi.org/10.1364/OE.412273> (siehe S. 1, 3, 4, 17, 20, 23, 25).
- [Kub17] M. Kubista, *A New Fiber Mirror Production Setup*, 2017 (siehe S. 3).
- [Pfe18] H. Pfeifer, *Silicon optomechanical crystals for arrays: tunability, disorder and 2D designs for low temperature experiments*, Diss., 2018 (siehe S. 4).
- [Gul+17] G. K. Gulati, H. Takahashi, N. Podoliak, P. Horak und M. Keller, *Fiber cavities with integrated mode matching optics*, Scientific Reports **7** (2017) 1 (siehe S. 21).
- [Dem20] A. P. Demchenko, *Photobleaching of organic fluorophores: quantitative characterization, mechanisms, protection*, Methods and Applications in Fluorescence **8** (2020) 022001, URL: <https://doi.org/10.1088/2050-6120/ab7365> (siehe S. 30).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Unterschiedliche Designs der Faser-Resonatoren	4
3.1	Aufbau zur Testung von Faserspiegeln im freien Raum	8
3.2	Reflexionssignal eines 10ppm-Faserspiegels im freien Raum	9
3.3	Reflexionssignal eines 10ppm-Faserspiegels im freien Raum mit eingeschaltetem EOM	10
3.4	Resonatorlänge Faserspiegel gegen Ein-Zoll-Spiegel	11
3.5	Aufbau zur Finesse Messung des ungeklebten Ferrulen-Resonators	12
3.6	Beispiel-Messung für den Laserscan, zusammen mit Anpassungsfunktion	13
3.7	Teilweise eingeführte Faser und finale Resonatorlänge	14
3.8	Messreihe Finesse gegen Resonatorlänge	14
3.9	Messreihe Kopplungstiefe gegen Resonatorlänge	15
3.10	Ferrule mit UV-Kleber	16
3.11	Aufbau zur Finesse-Messung eines fertigen Ferrulen Resonators	17
3.12	Triple-Slot Ferrule mit nicht durchgehendem Schnitt	18
3.13	Reflexionssignal eines 2000ppm- zu 10ppm-Faser-Resonators zusammen mit Anpassungsfunktion	19
3.14	Bilder von zerstörten Faserspiegeln	20
3.15	Bilder von Faserhülsen in Ferrulen	21
3.16	Vergrößerung des Ferrulen-Durchmessers	22
4.1	Statistische Finessemessungen	24
4.2	Reflexionssignal eines half-slot Resonators in destilliertem Wasser	25
5.1	Reflexionssignal bei erster Farbstoffkonzentration	29
5.2	Reflexionssignal bei destilliertem Wasser mit thermischen Effekten	30
5.3	Reflexionssignal bei zweiter, höherer Farbstoffkonzentration	31
5.4	Verschiedene Farbstoffkonzentrationen	31