

# **Glasfaser-basierte Fabry-Pérot-Resonatoren mit integrierten ultradünnen Passagen**

Diplomarbeit von Andreas Jöckel

vorgelegt bei

Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel

Institut für Physik der  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

28. Mai 2009



1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Wendt



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Theorie des Faser-Fabry-Pérot-Resonators</b>	<b>3</b>
1.1 Lichtleitung in Glasfasern . . . . .	3
1.1.1 Moden der stark führenden Faser . . . . .	6
1.1.2 Moden in der Näherung schwach führender Fasern . . . . .	8
1.1.3 Das evaneszente Feld ultradünner Glasfasern . . . . .	9
1.2 Resonatortheorie . . . . .	10
1.2.1 Das Fabry-Pérot-Interferometer . . . . .	11
1.2.2 Parameter des Fabry-Pérot-Interferometers . . . . .	13
1.2.3 Der Faser-Fabry-Pérot-Resonator . . . . .	15
1.2.4 Verluste der Reflexion . . . . .	16
<b>2 Resonator konstruktion</b>	<b>21</b>
2.1 Vergleich verschiedener Techniken zum Resonatorbau . . . . .	21
2.2 Experimenteller Aufbau . . . . .	22
2.2.1 Konzeption der Klebestation . . . . .	22
2.2.2 Aufbau des Lasersystems . . . . .	24
2.2.3 Verwendete Komponenten . . . . .	25
2.3 Ablauf des Klebeprozesses . . . . .	27
2.3.1 Resonatorbau mit FC-Steckern . . . . .	27
2.3.2 Resonatorbau mit freistehenden Fasern . . . . .	28
2.3.3 Optimierung des Klebevorgangs mit freistehenden Fasern . . . . .	29
2.4 Messverfahren . . . . .	33
2.4.1 Einfluss der Linienbreite des Lasers . . . . .	33
2.4.2 Auswertungsroutine . . . . .	35
2.5 Ergebnisse . . . . .	37
2.5.1 Erreichte Finessen und Verluste der Klebestellen . . . . .	37
2.5.2 Direkte Softcoating-Beschichtung als Alternative . . . . .	38
2.5.3 Faser als Referenzresonator . . . . .	38

<b>3</b>	<b>Eigenschaften und Kontrolle der Einmoden-Faserresonatoren</b>	<b>41</b>
3.1	Absoluter Modenabstand der Polarisationsmoden . . . . .	41
3.2	Einfluss von Torsion und Biegespannung . . . . .	43
3.2.1	Versuchsaufbau zur Vermessung der Moden . . . . .	43
3.2.2	Einfluss der Torsion . . . . .	45
3.2.3	Biegespannung der Faser . . . . .	46
3.3	Resonatormodulation mittels Längenänderung . . . . .	47
3.3.1	Durchstimmbereich . . . . .	49
3.3.2	Modulationsbandbreite . . . . .	50
3.3.3	Linearität der Modulation . . . . .	50
3.4	Stabilisierungsverfahren . . . . .	52
3.4.1	Side of Fringe Lock . . . . .	54
3.4.2	Hänsch Couillaud Lock . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Erzeugung und Vermessung ultradünner Fasern</b>	<b>59</b>
4.1	Erzeugung von ultradünnen Fasern . . . . .	59
4.1.1	Theoretische Beschreibung . . . . .	60
4.1.2	Ziehanlage für Glasfasern . . . . .	61
4.2	Resonatoren mit ultradünnen Passagen . . . . .	61
4.2.1	Vermessung von Übergängen . . . . .	62
4.2.2	Finesse und Verstärkungsfaktor der Wechselwirkung . . . . .	64
4.2.3	Haltbarkeit der Resonatoren . . . . .	65
4.2.4	Thermische Effekte der ultradünnen Faser . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Multimoden-Resonatoren zur Erzeugung höherer Moden</b>	<b>73</b>
5.1	Moden des Multimoden-Faserresonators . . . . .	74
5.1.1	Messverfahren zur Analyse höherer Moden . . . . .	74
5.1.2	Struktur der Moden des Resonators . . . . .	75
5.1.3	Verluste der Resonatormoden . . . . .	75
5.2	Erzeugung von Moden der stark führenden Faser . . . . .	78
5.2.1	Modenanalyse . . . . .	79
5.2.2	Erzeugte Moden der starken Führung . . . . .	80
5.3	Multimoden-Resonator mit integrierter ultradünner Passage . . . . .	83
	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>89</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>91</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>93</b>

# Einleitung

Seit der Erfindung des Fabry-Pérot-Interferometers 1897 [1] wird dieses für hochauflösende spektroskopische Untersuchungen genutzt. Es beruht auf der Vielstrahlinterferenz von zwischen planparallelen Platten reflektierten Lichtwellen, die eine scharfe Trennung von Spektrallinien erlaubt. Eine weitere Anwendung fand das Fabry-Pérot-Interferometer in dem von Theodore H. Maiman gebauten ersten Laser [2], in welchem die Eigenschaft der resonanten Feldüberhöhung im Innern des Fabry-Pérot-Interferometers zum Tragen kommt. Diese beiden Eigenschaften machen es auch für einen Einsatz in Verbindung mit ultradünnen Glasfasern interessant.

Als ultradünn werden Glasfasern bezeichnet, wenn ihr Durchmesser in der Größenordnung der Wellenlänge des transmittierten Lichts liegt. Solche ultradünnen Glasfasern besitzen ein starkes evaneszentes Feld, in dem ein signifikanter Teil der Lichtleistung geführt wird. Das starke, von außen zugängliche evaneszente Lichtfeld der Faser ist dadurch ideal für die Kopplung von Licht und Materie. In den letzten Jahren wurden große Fortschritte in der kontrollierten Erzeugung sowie der Transmission von ultradünnen Glasfasern erzielt [3, 4, 5, 6] und zahlreiche Anwendungen entwickelt. Dazu zählt die hochempfindliche Spektroskopie von Molekülen auf der Faseroberfläche, die es erlaubt, mit geringen Bruchteilen einer Monolage von Molekülen zu experimentieren [7]. Weitere Anwendungen liegen in der Spektroskopie und im Fangen von Atomen im evaneszenten Feld [8, 9], der Kopplung an Flüstergalerieresonatoren mit ultrahoher Güte durch das evaneszente Feld der Faser [10] sowie zahlreiche andere Anwendungen wie z.B. Biosensoren [11, 12].

Der Einsatz von Fabry-Pérot-Interferometern innerhalb von Glasfasern erlaubt nun aufbauend auf diesen Eigenschaften neue Entwicklungen mit ultradünnen Glasfasern. So ist mittels eines Faser-Fabry-Pérot-Resonators eine Erhöhung der Licht-Materie-Wechselwirkung im evaneszenten Feld durch mehrfache Passagen des Lichts möglich, so dass sich die Empfindlichkeit der Spektroskopie von Molekülen steigern lässt. Des Weiteren erlaubt die Empfindlichkeit von Resonatoren auf Verluste eine Analyse der Transmission ultradünner Fasern. Die genaue Messung der Transmission bzw. der Verluste von ultradünnen Fasern ist besonders wichtig für Fasern hoher Qualität, da bei direkter Transmissionsmessung der Messfehler im Bereich der Verluste liegt. Der Einsatz von Faser-Resonatoren erlaubt hier eine wesentlich genauere Messung und eröffnet so den Weg zu einer weiteren Reduktion der Transmissionsver-

---

luste. Da die Fasermoden unterschiedliche Propagationskonstanten besitzen, wirkt der Resonator außerdem wie ein Modenfilter und erlaubt es, höhere Moden der Faser gezielt zu erzeugen. Diese können für eine auf höheren Fasermoden basierende, faseroptische Atomfalle [13] verwendet werden.

Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung und Charakterisierung von in Fasern integrierten Fabry-Pérot-Resonatoren, sowie die Integration ultradünner Fasertailen in solche Resonatoren. Des Weiteren wird die gezielte Erzeugung einzelner höherer Fasermoden untersucht. Dazu werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Lichtleitung in Glasfasern und des Fabry-Pérot-Interferometers beschrieben, bevor auf Besonderheiten von Faser-Fabry-Pérot-Resonatoren eingegangen wird (Kapitel 1). Danach folgt eine Beschreibung der experimentellen Realisierung der Resonatoren (Kapitel 2) sowie deren Charakterisierung und die Untersuchung von Stabilisierungsverfahren (Kapitel 3). Im Anschluss wird die Herstellung und Integration ultradünner Fasertailen beschrieben und die Transmissionsmessung von ultradünnen Fasern sowie weitere Anwendungen diskutiert (Kapitel 4). Zuletzt wird die Erzeugung einzelner höherer Fasermoden mittels eines Multimoden-Faserresonators beschrieben (Kapitel 5).

# Kapitel 1

## Theorie des Faser-Fabry-Pérot-Resonators

Ziel dieser Arbeit ist es zunächst, faserbasierte Fabry-Pérot-Resonatoren herzustellen, um dann ultradünne Faserabschnitte in diese Resonatoren zu integrieren und in weiterführenden Experimente einzusetzen. Die Resonatoren sollen dabei aus Standardglasfasern bestehen, deren Enden verspiegelt werden. Die Verspiegelung erfolgt mit dem so genannten Transferverfahren, bei dem auf einen Hilfsträger aufgedampfte Spiegel an die Enden der Faser aufgeklebt werden.

Der erste Schritt besteht in der Konstruktion von Faser-Fabry-Pérot-Resonatoren. Daher werden im Folgenden zunächst die theoretischen Grundlagen des Faser-Fabry-Pérot-Resonators diskutiert. Dazu wird die Leitung von Licht in Glasfasern diskutiert und anschließend das Fabry-Pérot-Interferometer mit seinen Eigenschaften analysiert, bevor auf die spezifischen Eigenschaften der faserbasierten Fabry-Pérot-Resonatoren eingegangen wird.

### 1.1 Lichtleitung in Glasfasern

Glasfasern werden heutzutage in vielen Bereichen der Telekommunikation zur verlustarmen Übertragung von Lichtsignalen eingesetzt. Handelsübliche Stufenindexfasern sind dabei wie in Abbildung 1.1 aufgebaut. Sie bestehen zunächst aus einem Kern und einem Mantel, wobei der Kern einen größeren Brechungsindex besitzt. Die Lichtleitung kann im Strahlenbild als Totalreflexion des geführten Lichtes am Übergang zwischen Kern und Mantel verstanden werden. Als Material wird dabei meist  $\text{SiO}_2$  verwendet, wobei der Kern dotiert wird, um den Unterschied im Brechungsindex zu erzeugen. Zum Schutz ist die Faser noch mit einer Kunststoffschicht umgeben. Die in diesem Abschnitt beschriebene Theorie der Lichtleitung mittels Wellenoptik stellt eine Zusammenfassung dar. Die genaue Rechnung ist in [14, 15, 16] zu finden.

Das Strahlenbild der Totalreflexion von Licht kann zwar erklären, warum Licht in Glasfasern geführt wird, ist aber für eine genauere Analyse der Fasermoden unge-

## 1.1. LICHTLEITUNG IN GLASFASERN

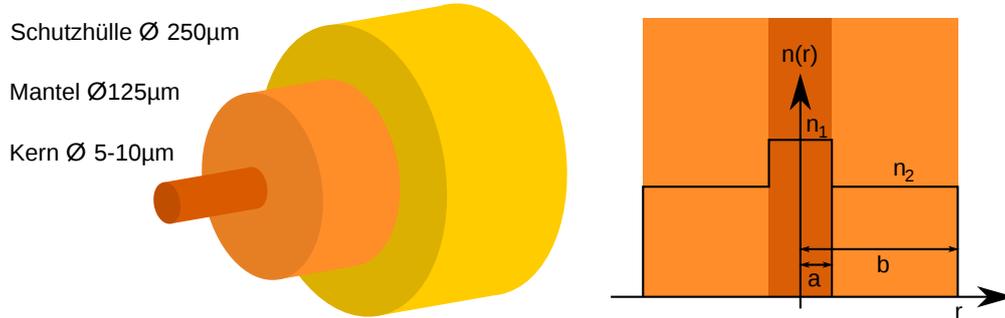


Abbildung 1.1: Links: schematischer Aufbau der Stufenindexfaser. Rechts: Profil des Brechungsindex  $n$  in radialer Abhängigkeit.

eignet. Grundlage der folgenden Beschreibung der Lichtleitung ist die Wellenoptik. Sie baut auf den Maxwell-Gleichungen auf, welche J. Clark Maxwell schon 1865 aufgestellt hat [17]. Diese beschreiben das Verhalten elektrischer und magnetischer Felder und insbesondere auch elektromagnetischer Wellen, zu denen das Licht in klassischer Näherung gehört. Aus den Maxwellgleichungen ohne Quellterme lässt sich die Wellengleichung für  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  herleiten.

$$(\nabla^2 + k^2) \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (1.1)$$

Hierbei ist  $k^2 = \omega^2 n^2 / c^2$ ,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $n$  der Brechungsindex des Materials. In Abbildung 1.1 ist ein Schnitt durch eine Stufenindexglasfaser zu sehen. Diese ist zylindersymmetrisch aufgebaut, so dass es vorteilhaft ist, die Wellengleichung in Zylinderkoordinaten zu lösen. Die Achse der Faser wird hierbei in  $z$ -Richtung gelegt. Für eine sich entlang der Faser ausbreitende Welle kann der Ansatz

$$\begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \vec{E}(r, \phi) \\ \vec{H}(r, \phi) \end{Bmatrix} \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (1.2)$$

verwendet werden, wobei  $\beta$  die Propagationskonstante der Welle in der Faser und  $\omega$  ihre Kreisfrequenz ist. Mit diesem Ansatz der gleichen zeitlichen und räumlichen Entwicklung aller Feldkomponenten ist es möglich, die radialen und azimutalen Feldkomponenten in Abhängigkeit der  $z$ -Komponenten darzustellen. Daher reicht es aus, die Wellengleichung für die  $z$ -Komponente zu lösen:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \left( k^2 - \beta^2 - \frac{1}{r^2} \right) \right] \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0 \quad (1.3)$$

In dieser Gleichung kann der winkel- und radialabhängige Anteil durch einen Sepa-

rationsansatz

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = \Psi(r) \exp(\pm il\phi) \quad (1.4)$$

getrennt werden, wobei  $l \in \mathbb{N}_0$ . Die radiale Abhängigkeit der  $z$ -Komponente ergibt sich dann zu

$$\frac{\partial^2 \Psi(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi(r)}{\partial r} + \left( k^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \Psi(r) = 0 \quad . \quad (1.5)$$

Diese Differentialgleichung ist vom Besselschen Typ. Ihre Lösungen sind abhängig vom Vorzeichen von  $k^2 - \beta^2$  und bestehen aus Besselfunktionen  $J_l, Y_l$  bzw. modifizierten Besselfunktionen  $I_l, K_l$  [18]. Die allgemeine Lösung lautet

$$\Psi(r) = c_1 J_l(hr) + c_2 Y_l(hr) \quad h^2 = k^2 - \beta^2 > 0 \quad (1.6)$$

$$\Psi(r) = c_3 I_l(qr) + c_4 K_l(qr) \quad q^2 = \beta^2 - k^2 > 0 \quad . \quad (1.7)$$

Randbedingungen ergeben sich nun aus der Struktur der betrachteten Glasfaser. Für Stufenindexfasern existiert ein Brechungsindexprofil wie in Abbildung 1.1 dargestellt. Das Licht soll hierbei entlang des Kerns geführt werden, so dass das Feld im Mantel für  $r \gg a$  verschwinden muss. Dies wird lediglich von  $K_l$  erfüllt, so dass in diesem Bereich  $q^2 = \beta^2 - k^2 > 0$  und  $c_3 = 0$  erfüllt sein muss und damit  $\Psi_{\text{Mantel}}(r) = c_4 K_l(qr)$ . Im Kern hingegen muss das Feld für  $r \rightarrow 0$  beschränkt bleiben, was von  $J_l$  und  $I_l$  erfüllt wird. Die Anschlussbedingung bei  $r = a$  kann jedoch nur für  $J_l$  erfüllt werden, so dass für die Kernregion  $h^2 = k^2 - \beta^2 > 0$  und  $c_2 = 0$  gilt und damit  $\Psi_{\text{Kern}}(r) = c_1 J_l(hr)$ . Somit ergibt sich, dass die Propagationskonstante  $\beta$  des Lichtes mit  $n_1 k_0 > \beta > n_2 k_0$  zwischen den Propagationskonstanten des reinen Kern- und Mantelmaterials liegen muss. Der Radius  $b$  der Faser muss dabei groß genug sein, so dass das Feld der Mode bei diesem Abstand vernachlässigbar ist, was in allen handelsüblichen Fasern der Fall ist. Daher wird im Folgenden der Grenzfall  $b \rightarrow \infty$  betrachtet.

Zur Bestimmung der Felder  $H_z$  und  $E_z$  müssen nun die zwei übrigen Konstanten des Ansatzes bestimmt werden. Dies geschieht über die Forderung nach Stetigkeit der Feldkomponenten  $E_z, E_\phi, H_z$  und  $H_\phi$  an der Grenzfläche. Für nicht triviale Lösungen ergibt sich hierbei eine Bestimmungsgleichung der Propagationskonstanten  $\beta$ , welche nur numerisch lösbar ist:

$$\begin{aligned} \left( \frac{J'_l(ha)}{haJ_l(ha)} + \frac{K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} \right) \left( \frac{n_1^2 J'_l(ha)}{haJ_l(ha)} + \frac{n_2^2 K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} \right) = \\ l^2 \left[ \left( \frac{1}{qa} \right)^2 + \left( \frac{1}{ha} \right)^2 \right]^2 \left( \frac{\beta}{k_0} \right)^2 \quad . \end{aligned} \quad (1.8)$$

Hier sind  $J'_l$  und  $K'_l$  die Ableitungen der entsprechenden Besselfunktionen. Mit Kenntnis der Propagationskonstante lassen sich die Felder der zugehörigen Mode errechnen. Es können nun zwei Fälle betrachtet werden. Für den eines großen Unterschieds der Brechungsindizes zwischen Kern und Mantel wird die Faser als stark

## 1.1. LICHTLEITUNG IN GLASFASERN

führend bezeichnet und es ist nötig, die exakte Gleichung zu lösen. Für den Fall eines geringen Unterschiedes, in welchem die Faser als schwach führend bezeichnet wird, lässt sich die Gleichung durch eine Approximation ersetzen. Zunächst wird nun der Fall der starken Führung diskutiert, wie er in ultradünnen Fasern vorliegt. Anschließend wird auf die Approximation der schwachen Führung näher eingegangen, welche für Standardglasfasern gültig ist.

### 1.1.1 Moden der stark führenden Faser

Der Fall der stark führenden Faser ist für ultradünne Fasern gegeben. Von einer ultradünnen Faser spricht man, wenn deren Durchmesser mit der Wellenlänge des Lichts vergleichbar ist und daher das Licht entlang der Grenzfläche Faser-Luft geführt wird. Daher besteht ein großer Brechungsindexunterschied zwischen den Medien. Für die Bestimmungsgleichung von  $\beta$  ergibt sich eine endliche Anzahl von Lösungen, welche als Moden der Faser bezeichnet werden. Der charakteristische Parameter hierfür ist der dimensionslose  $V$ -Parameter

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad . \quad (1.9)$$

Er ist abhängig vom Quotienten aus Kernradius  $a$  und Wellenlänge  $\lambda$  des propagierenden Lichts, sowie von den Brechungsindizes der Materialien. Die Propagationskonstante kann jeweils für einen Wert des  $V$ -Parameters bestimmt werden. In Abbildung 1.2 ist der effektive Brechungsindex der Moden, welcher als  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$  definiert ist, in Abhängigkeit des  $V$ -Parameters dargestellt. Die Grundmode  $\text{HE}_{11}$  existiert, wie zu sehen ist, unabhängig von der Größe des  $V$ -Parameters. Im Bereich

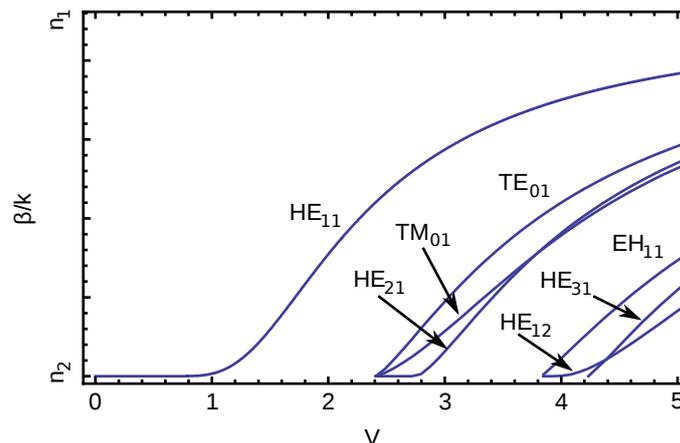


Abbildung 1.2: Propagationskonstanten der stark geführten Moden für den Fall der ultradünnen Glasfaser mit  $\text{SiO}_2$  als Kernmaterial und Luft als Mantel in Abhängigkeit des  $V$ -Parameters.

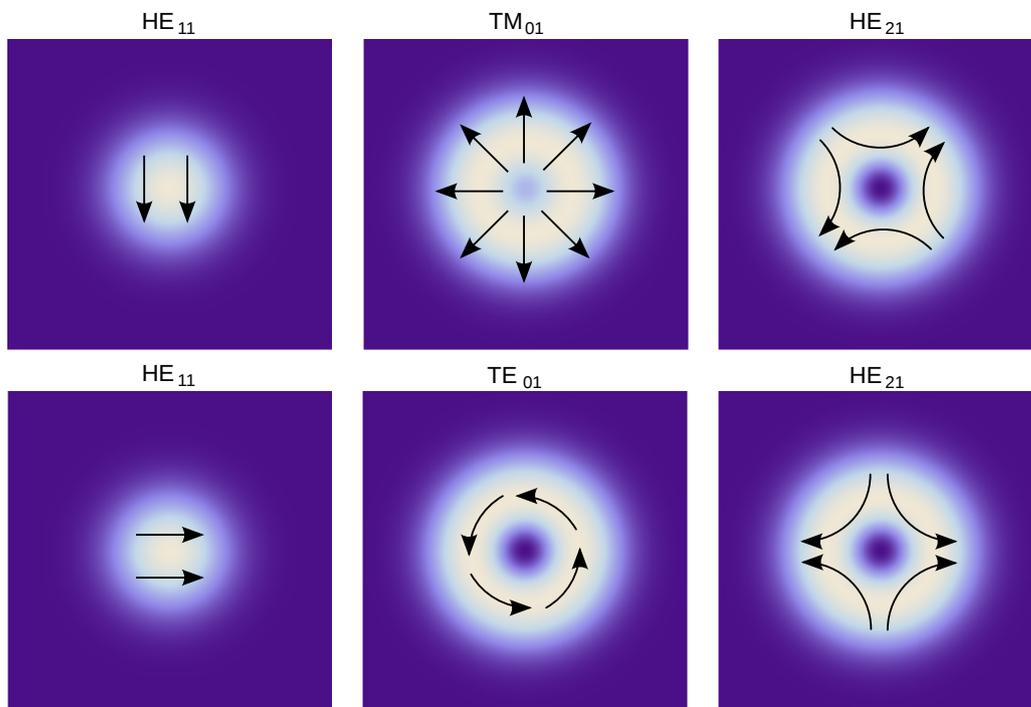


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung und elektrischen Feldlinien aller Fasermoden für  $2,4 < V < 3,8$  inklusive möglicher Polarisationen.

bis  $V \approx 2,4$  ist dies die einzige geführte Mode, weshalb eine Faser mit einem solchen  $V$ -Parameter als Einmoden-Faser bezeichnet wird. Für höhere  $V$ -Parameter können weitere transversale Moden propagieren, weshalb eine solche Faser Multimoden-Faser genannt wird. Der  $V$ -Parameter, unterhalb dessen eine Mode nicht mehr propagieren kann, wird Cut-off genannt. Eine Interpretation des Cut-offs ergibt sich durch die Propagationskonstante, die am Cut-off dem Brechungsindex des Mantels entspricht. Dies bedeutet anschaulich, dass die gesamte Intensität der Mode im Mantel propagiert und daher nicht mehr vom Kern geführt wird. Für eine gegebene Faser wird der Cut-off auch als Cut-off-Wellenlänge angegeben, da der  $V$ -Parameter nur noch über die Wellenlänge beeinflusst werden kann.

Die Moden einer Faser können in zwei Klassen aufgeteilt werden. Ist  $E_z > H_z$ , so werden diese Moden mit  $\text{EH}_{lm}$  bezeichnet, im anderen Fall mit  $\text{HE}_{lm}$ . Hierbei ist  $m$  die  $m$ -te der Lösung der Bestimmungsgleichung für  $\beta$ . Im Spezialfall  $l = 0$  verschwindet die jeweils kleinere Feldkomponente in  $z$ -Richtung, so dass diese Moden mit  $\text{TE}_{0m}$  und  $\text{TM}_{0m}$  (TE: E-Feld ist transversal zur Ausbreitungsrichtung, TM: Magnetfeld ist transversal) bezeichnet werden.

Die Intensitätsverteilung und Polarisation der vier niedrigsten geführten Moden

## 1.1. LICHTLEITUNG IN GLASFASERN

ist in Abbildung 1.3 schematisch dargestellt. Die Grundmode  $HE_{11}$  liegt dabei in zwei Polarisationsrichtungen vor. Die nächst höheren Moden  $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$  und  $HE_{21}$  sind ringförmige Moden unterschiedlicher Polarisation. Eine exakte Betrachtung dieser Moden ist in [19] zu finden.

### 1.1.2 Moden in der Näherung schwach führender Fasern

In Standardglasfasern liegt der Fall schwacher Führung vor, bei dem der Unterschied der Brechungsindizes zwischen Kern und Mantel nur gering ist. Der Unterschied liegt in der Größenordnung einiger Promille. In diesem Fall ergeben sich gleiche Anschlussbedingungen für das H- und E-Feld, wodurch sich die Gleichungen stark vereinfachen und nun in kartesischen Koordinaten betrachtet werden. Es existieren Lösungen, bei denen jeweils eine der Komponenten  $E_x$  und  $E_y$  gleich null ist. Die Komponente  $E_z$  ist ebenfalls klein gegen  $E_x$  bzw.  $E_y$ , so dass man von linear polarisierten Moden sprechen kann. Die Bestimmungsgleichung für  $\beta$  ist hier

$$h \frac{J_{l+1}(ha)}{J_l(ha)} = q \frac{K_{l+1}(qa)}{K_l(qa)} \quad . \quad (1.10)$$

Es ergibt sich nur eine Klasse von Moden  $LP_{lm}$ , wobei  $m$  wieder für die  $m$ -te Lösung der Bestimmungsgleichung für  $\beta$  zu  $l$  steht. Die Anzahl der Lösungen ist wiederum abhängig vom  $V$ -Parameter. Die Propagationskonstanten der LP-Moden sind in Abbildung 1.4 in Abhängigkeit des  $V$ -Parameters dargestellt. Die  $LP_{lm}$ -Moden dieser Näherung sind im Rahmen der zuvor diskutierten exakten Lösung Überlagerungen aus  $HE_{l+1,m}$ - und  $EH_{l-1,m}$ -Moden, wobei die Grundmode  $LP_{01}$  das direkte Äquivalent der  $HE_{11}$  darstellt. Die Gesamtzahl der geführten Moden für einen  $V$ -Parameter unter Berücksichtigung der entarteten Moden mit orthogonaler

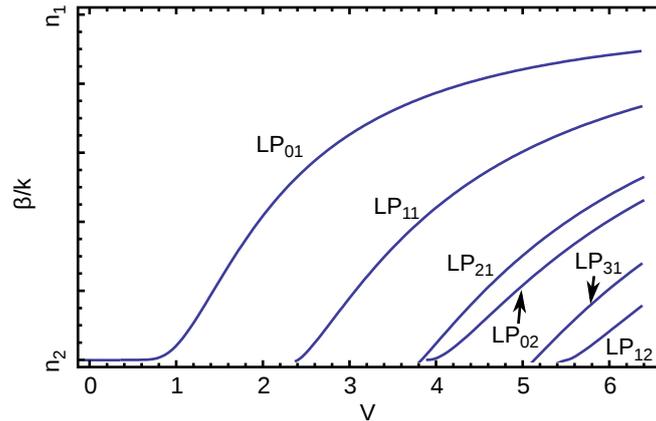


Abbildung 1.4: Propagationskonstanten der LP-Moden in Abhängigkeit des  $V$ -Parameters.

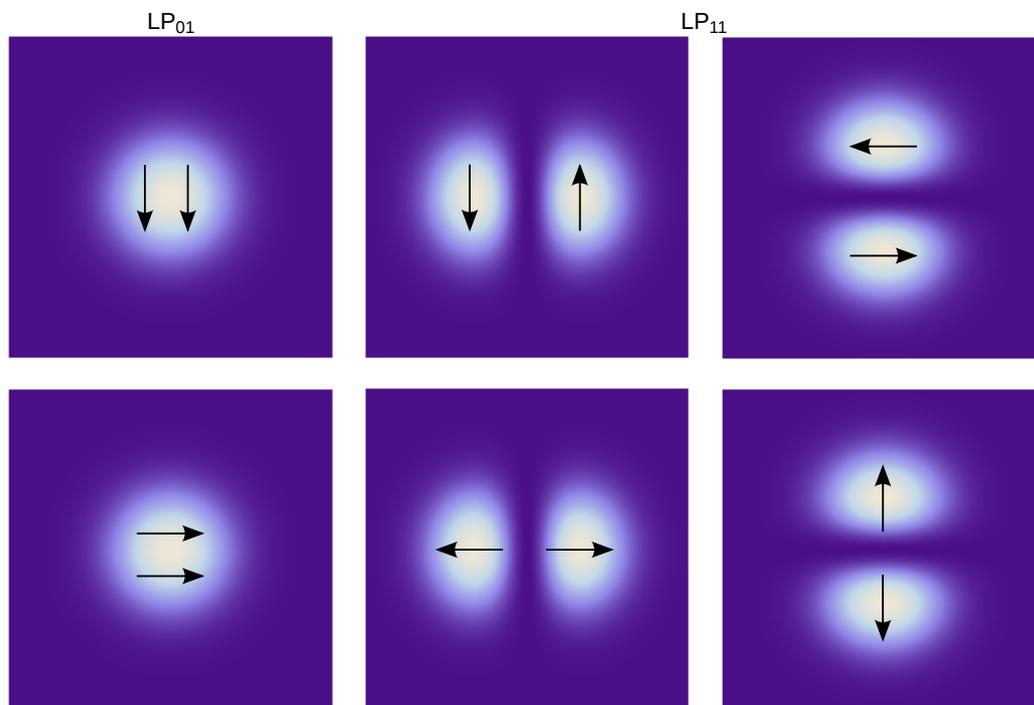


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung und elektrischen Feldlinien der Fasermoden in schwach führenden Fasern für  $2,4 < V < 3,8$  inklusive aller Polarisationen und Ausrichtungen.

Polarisation bzw. räumlicher Struktur ist die gleiche wie im Fall stark führender Fasern.

Die Intensitätsverteilungen und Polarisation der LP<sub>01</sub>- und LP<sub>11</sub>-Moden sind in Abbildung 1.5 dargestellt. LP<sub>11</sub>-Moden werden wegen ihrer Struktur auch als Schmetterlingsmoden bezeichnet.

### 1.1.3 Das evaneszente Feld ultradünner Glasfasern

Ultradünne Fasern besitzen einen Durchmesser, der vergleichbar mit der Wellenlänge des Lichts ist, wodurch das Licht durch den Brechungsindexsprung an der Grenzfläche zwischen Faser und umgebender Luft geführt wird, so dass das evaneszente Feld des Mantels außerhalb der Faser liegt. Dieses fällt exponentiell auf einer Längenskala, die der Wellenlänge des Lichts entspricht, ab. Der Anteil der Gesamtleistung im evaneszenten Feld steigt dabei mit abnehmendem Faserdurchmesser. Abbildung 1.6 zeigt die Intensitätsverteilung der HE<sub>11</sub>-Mode. Die gestrichelte Linie markiert hierbei die Faseroberfläche. An dieser weist die radiale Komponente des E-Feldes eine Unstetigkeit auf, wodurch ein Sprung in der Intensität entsteht. Die Intensität des evaneszenten Feldes an der Faseroberfläche ist dabei maximal für

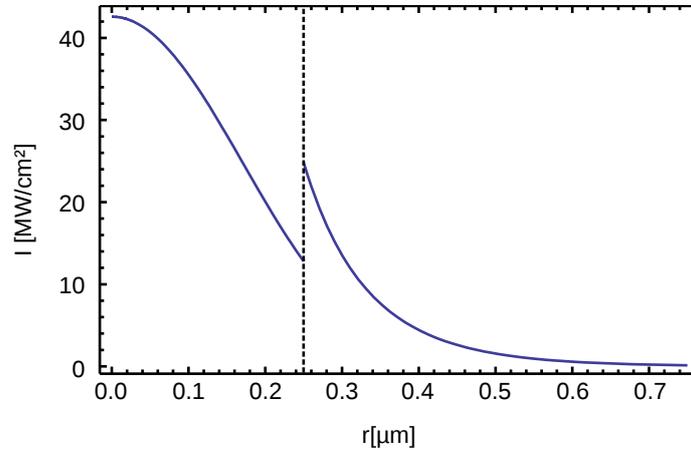


Abbildung 1.6: Radiale Intensitätsverteilung für zirkular polarisiertes Licht mit  $P = 10$  mW Laserleistung bei  $\lambda = 852$  nm und  $n = 1,46$  für eine ultradünne Faser mit Radius  $R = 0,25$   $\mu\text{m}$ . Die gestrichelte Linie markiert die Faseroberfläche.

einen Faserdurchmesser  $D \approx \lambda/2$  [7]. Durch den starken räumlichen Einschluss des Lichtfeldes werden in ultradünnen Fasern große Leistungsdichten erreicht. Diese Eigenschaft ultradünner Fasern wird in einer Reihe von Anwendungen ausgenutzt, die eine effiziente Kopplung von Licht an Materie erfordern.

## 1.2 Resonatortheorie

Ein Resonator ist eine optische Anordnung, bei der ein einfallender Lichtstrahl nach einem Umlauf auf sich selbst abgebildet wird. Es gibt viele mögliche Typen von Resonatoren. Ein Fabry-Pérot-Interferometer besteht aus zwei planparallelen teildurchlässigen Spiegeln, zwischen denen einfallendes Licht reflektiert wird. Der Faser-Fabry-Pérot-Resonator besteht ebenfalls aus zwei planaren Spiegeln, wobei die Propagationsstrecke zwischen ihnen durch eine Faser gegeben ist, wie in Abbildung 1.7 dargestellt.

Die Spiegel werden mittels Klebstoff auf den Enden der Faser befestigt. Im Folgenden wird nun zunächst die allgemeine Vielstrahlinterferenz von Wellen am Beispiel des Fabry-Pérot-Interferometers beschrieben und diese dann auf Faser-Fabry-Pérot-Resonatoren angewendet. Eine Betrachtung der durch die Klebestellen verursachten Verluste wird im Anschluss genutzt, um Anforderungen an den Versuchsaufbau zur Konstruktion von Faserresonatoren zu definieren.

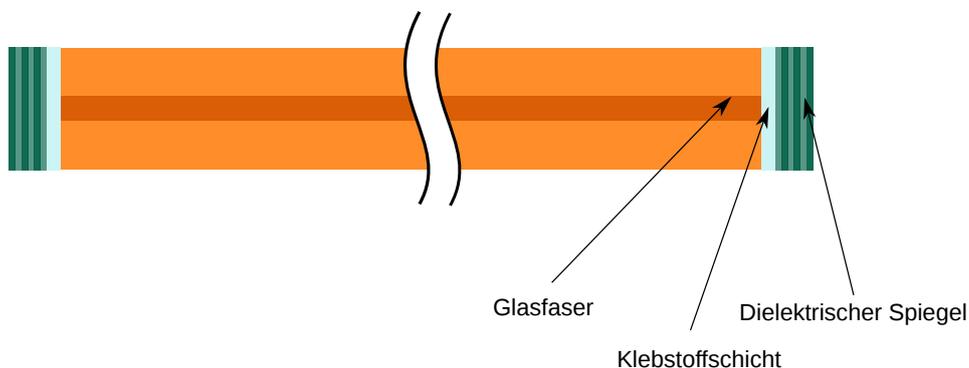


Abbildung 1.7: Aufbau des Faser-Fabry-Pérot-Resonators. Die dielektrischen Spiegel werden mittels UV-härtendem Kleber auf die Enden der Glasfaser aufgetragen.

### 1.2.1 Das Fabry-Pérot-Interferometer

Das Fabry-Pérot-Interferometer ist schematisch in Abbildung 1.8 dargestellt. Es besteht im allgemeinen Fall aus zwei Spiegeln mit Transmissionen  $T_1$  und  $T_2$  sowie Reflektivitäten  $R_1$  und  $R_2$ . Die Strecke zwischen den Spiegeln hat eine Transmission  $T$  bzw. einen Verlust  $V_i = 1 - T$  sowie eine Länge  $L$ . Die Feldstärke im Innern des Resonators ist  $U$ , die eingestrahelte Feldstärke wird  $U_E$ , die transmittierte und reflektierte Feldstärke mit  $U_T$  und  $U_R$  benannt. Bei einer kontinuierlichen Einstrahlung einer ebenen Welle überlagert sich das einfallende mit dem im Interferometer umlaufenden Licht, so dass Interferenz auftritt. Zur Beschreibung werden die Feldstärken benötigt, da für diese, auf Grund der Linearität der Maxwellgleichungen, das Superpositionsprinzip gilt. Das Feld  $U$  im Inneren des Resonators kann dabei als Summe der Feldstärken des einfallenden Lichts und der im Resonator umlaufenden Anteile beschrieben werden. Dabei schwächt sich das Feld bei jedem Umlauf auf einen

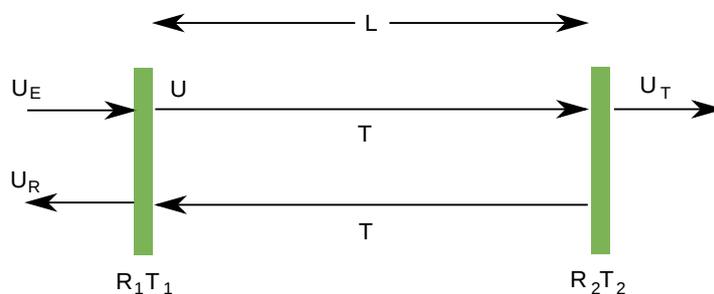


Abbildung 1.8: Das Fabry-Pérot-Interferometer.

Bruchteil  $r$  ab und erfährt eine Phase  $\phi$  relativ zum einfallenden Lichtstrahl.

$$U = U_0 + U_1 + U_2 + \dots \quad (1.11)$$

$$= U_0 \left( 1 + re^{i\phi} + r^2 e^{i2\phi} + \dots \right) \quad (1.12)$$

Als Grenzwert dieser geometrischen Reihe ergibt sich für das resultierende Feld  $U$ :

$$U = \frac{U_0}{1 - re^{i\phi}} \quad (1.13)$$

Die Feldstärke  $U_0$  ist der durch den Spiegel transmittierte Teil des einfallenden Feldes. Während eines Umlaufs im Resonator wird das Licht an beiden Spiegeln reflektiert und die Distanz  $L$  zwischen ihnen zweimal zurückgelegt. Die Parameter ergeben sich daher zu:

$$U_0 = U_E t_1 \quad (1.14)$$

$$r = t_1^2 r_1 r_2 \quad (1.15)$$

$$\phi = 2kL = \frac{4\pi\nu L}{c_0} \quad (1.16)$$

Hierbei bezeichnen Kleinbuchstaben die auf die Feldstärken bezogenen Transmissions- und Reflexionskoeffizienten. Für diese gilt  $x = \sqrt{X}$ . Die durch das Interferometer transmittierte und reflektierte Feldstärke kann direkt aus der Feldstärke im Resonator berechnet werden. Im Falle des reflektierten Lichts überlagert sich das aus dem Resonator tretende Licht mit dem direkt reflektierten. Durch den Phasensprung bei Reflexion am optisch dichteren Medium entsteht dabei eine zusätzliche Phasenverschiebung um  $\pi$  zwischen den beiden Strahlen. Mit den eingesetzten Werten ergibt sich

$$U = \frac{t_1 U_E}{1 - r_1 r_2 t_1^2 e^{i\phi}} \quad (1.17)$$

$$U_T = \frac{t_1 t_2 t U_E}{1 - r_1 r_2 t_1^2 e^{i\phi}} \quad (1.18)$$

$$U_R = U_E \left( r_1 - \frac{t_1^2 t_2 r_2}{1 - r_1 r_2 t_1^2 e^{i\phi}} \right) \quad (1.19)$$

Zur Vereinfachung ist nun ein symmetrischer Resonator ohne Verluste der Spiegel angenommen, also mit  $R_1 = R_2 = R$  und  $T_1 = T_2 = 1 - R$ . Die Intensitäten ergeben sich dann über  $I = U \cdot U^*$  zu

$$I = \frac{1 - R}{(1 - RT)^2} \frac{I_E}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (1.20)$$

$$I_T = \frac{(1 - R)^2 T}{(1 - RT)^2} \frac{I_E}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (1.21)$$

$$I_R = \frac{R}{(1 - RT)^2} \frac{I_E \left( (1 - T)^2 + 4T \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \right)}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (1.22)$$

wobei  $\mathcal{F}$  als Finesse bezeichnet wird und durch

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{RT}}{1-RT} = \frac{\pi\sqrt{1-v_u}}{v_u} \quad (1.23)$$

definiert ist. Hierbei ist  $v_u = 1 - TR$  der relative Verlust an Feldamplitude pro Umlauf im Resonator. Die Finesse stellt ein Maß für die Qualität des Resonators dar und steigt mit geringer werdenden Verlusten.

### 1.2.2 Parameter des Fabry-Pérot-Interferometers

In der nun folgenden Diskussion wird das Verhalten des Fabry-Pérot-Interferometers in Abhängigkeit der verschiedenen Parameter diskutiert. Es wird dabei ein symmetrischer Resonator ohne Verluste der Spiegel untersucht.

Betrachtet man die Transmission und Reflexion des Resonators, so ergibt sich eine periodische Funktion, wobei die Maxima der Transmission Resonanzen genannt werden. Für die zu den Resonanzen gehörenden Frequenzen gilt

$$N2\pi = \phi = \frac{4\pi\nu_{\text{Res}}L}{c} \Leftrightarrow \nu_{\text{Res}} = \frac{Nc}{2L} \quad (1.24)$$

wobei  $\phi = N2\pi$  mit  $N \in \mathbb{N}_0$  die Resonanzbedingung darstellt. Der Frequenzabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Resonanzen

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} = \text{FSR} \quad (1.25)$$

wird freier Spektralbereich (FSR=Free Spectral Range) genannt. Auf Grund der Periodizität ist es ausreichend, das Spektrum über den Bereich eines einzigen FSR zu betrachten. Die Transmission und Reflexion des Resonators hängen auch in dem beschriebenen vereinfachten Fall von mehreren Faktoren ab. Das Grundspektrum des Resonators für verschwindende interne Verluste ( $T=1$ ) ist in Abbildung 1.9 in Abhängigkeit der Phase  $\phi$  dargestellt. Auf Resonanz transmittiert der Resonator die gesamte Leistung, abseits der Resonanz wird ein größer werdender Teil der Leistung reflektiert. Reflexion und Transmission addieren sich hier zu 1 auf. Die Breite der Resonanz hängt hierbei von der Finesse, welche wiederum durch die Spiegelreflektivität bestimmt wird, ab. Mit der Näherung  $\sin^2(\phi/2) \approx (\phi/2)^2$ , welche für, im Vergleich zum FSR, geringe Resonanzbreiten erlaubt ist, gilt

$$\mathcal{F} \approx \frac{\text{FSR}}{\delta\nu} \quad (1.26)$$

wobei  $\delta\nu$  die Halbwertsbreite der Resonanz darstellt. Die Finesse kann so anschaulich als das Verhältnis von Resonanzabstand zu Resonanzbreite betrachtet werden.

Für verschiedene interne Verluste des Resonators  $V_i = 1 - T$  bei konstanter Reflektivität der Spiegel sind die Leistungen in Abbildung 1.10 dargestellt. Wie zu erkennen ist nimmt sowohl die transmittierte Leistung als auch der Einbruch in der Reflexion mit steigenden internen Verlusten, zusammen mit der Finesse, ab.

## 1.2. RESONATORTHEORIE

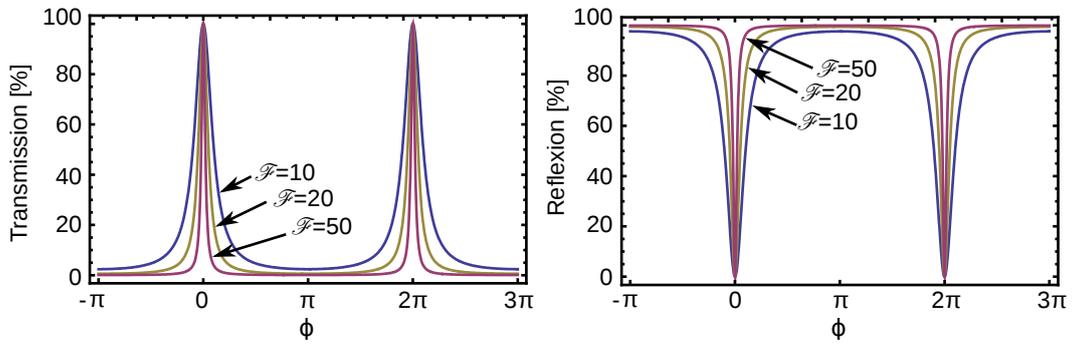


Abbildung 1.9: Spektrum des Fabry-Pérot-Interferometers für verschiedene Finessen  $\mathcal{F}$ .

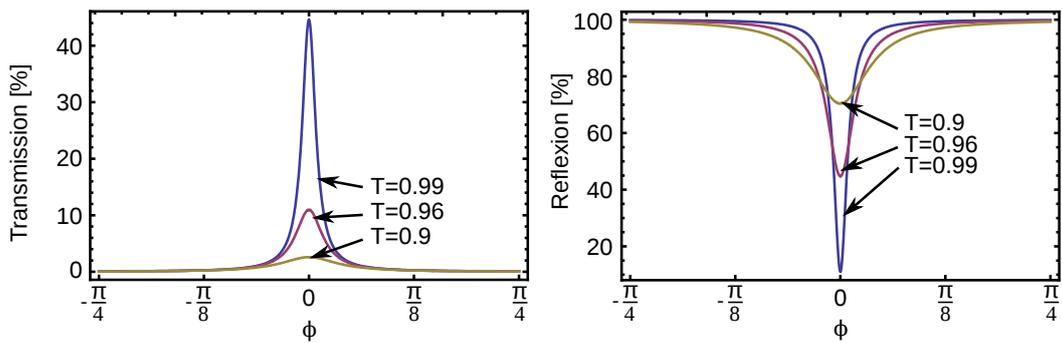


Abbildung 1.10: Spektrum eines Fabry-Pérot-Resonators mit  $R = 98\%$  und verschiedenen Transmissionen  $T$  durch den Resonator.

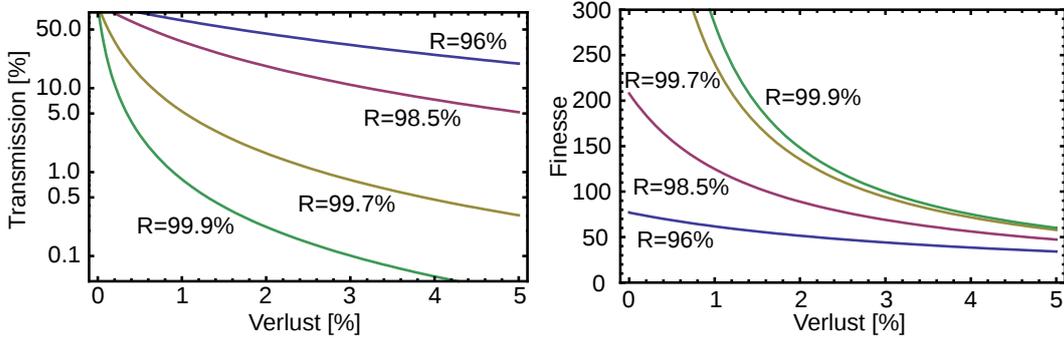


Abbildung 1.11: Transmission auf Resonanz und Finesse des Resonators in Abhängigkeit der internen Verluste  $V_i = 1 - T$ .

Transmission und Reflexion addieren sich hier durch die zusätzlichen Verluste nicht mehr zu 1 auf.

Zu einer genaueren Betrachtung der Transmission auf Resonanz ist diese nun in Abbildung 1.11 in Abhängigkeit der internen Verluste für verschiedene Spiegelreflektivitäten abgebildet. Zu erkennen ist eine starke Abnahme der Transmission mit zunehmenden Verlusten. Bei geringeren Spiegelreflektivitäten nimmt die Transmission dabei deutlich langsamer ab. Wenn man jedoch die Finesse für die gleichen Parameter betrachtet, so erkennt man für sinkende Spiegelreflektivitäten eine starke Abnahme der Finesse des Resonators. Die gleichzeitige Maximierung dieser beiden Werte für gegebene interne Verluste ist daher nicht möglich, so dass ein Kompromiss zwischen Transmission und Finesse eingegangen werden muss.

### 1.2.3 Der Faser-Fabry-Pérot-Resonator

Im Fall des Faser-Fabry-Pérot-Resonators ergeben sich durch die Glasfaser, welche die Propagationsstrecke darstellt, einige Unterschiede zum Freistrahlfabry-Pérot-Interferometer. Innerhalb der Faser kann das Licht, sofern durch den  $V$ -Parameter erlaubt, in verschiedenen Moden mit unterschiedlichen Propagationskonstanten geführt werden. Hierdurch ergeben sich unterschiedliche Resonanzfrequenzen  $\nu_{\text{Mode}}$  für verschiedene Moden. Mit Gleichung (1.24) ergibt sich für diese

$$\nu_{\text{Mode}} = \frac{Nc}{2L n_{\text{eff,Mode}}} \quad (1.27)$$

Des Weiteren besitzt eine reale Glasfaser keine perfekte Rotationssymmetrie, so dass Doppelbrechung in der Faser auftritt. Hierdurch erfahren die verschiedenen Polarisationsrichtungen gleicher räumlicher Moden ebenfalls unterschiedliche Brechungsindizes. Für eine Einmoden-Faser sind daher zwei nicht entartete, orthogonal polarisierte Moden zu erwarten.

Die Finesse eines Resonators hängt, wie schon diskutiert, von den Umlaufverlusten des Lichtes ab. Neben den Spiegelreflektivitäten hängen diese von internen

Verlusten ab. Zu diesen tragen Verluste innerhalb der Glasfaser bei. Für heutige Glasfasern liegen diese im Bereich weniger dB/km, abhängig von der verwendeten Lichtwellenlänge, so dass Sie auf einer Längenskala von einem Meter vernachlässigt werden können. Außerdem entstehen zusätzliche Verluste bei der Reflexion, da hier das Licht möglicherweise nicht optimal zurück in die Faser eingekoppelt wird.

Für die Konstruktion von Faserresonatoren mit dem Transferverfahren ist es entscheidend, diese Verluste zu minimieren. Im Folgenden wird daher eine Analyse dieser Verluste durchgeführt, um sie abzuschätzen und Anforderungen an eine Anlage zum Bau von Resonatoren definieren zu können.

### 1.2.4 Verluste der Reflexion

Verluste bei der Einkopplung des zurückreflektierten Lichts in die Faser entstehen sowohl durch eine Verkipfung der Spiegel, als auch durch den Abstand der aufgeklebten Spiegel zum Faserende. Die folgende Rechnung wird für eine Einmoden-Faser durchgeführt. Zur Berechnung wird die Koppeffizienz des rückreflektierten Lichtes in die Faser nach [20] berechnet. In Abbildung 1.12 sind die Parameter der Verlustrechnung skizziert. Die Reflexion des Strahls am Spiegel und erneute Einkopplung in die Faser ist dabei äquivalent zur Einkopplung des Lichtes in das Spiegelbild der Faser. Berechnet wird die Koppeffizienz  $\eta$  über das Überlappintegral des aus der Faser austretenden freien Strahls an der Position des Spiegelbilds mit der Fasermode.

$$\eta = \frac{|\int_A dA \Psi_1(\vec{r}) \Psi_2^*(\vec{r})|^2}{\int_A dA \Psi_1(\vec{r}) \Psi_1^*(\vec{r}) \int_A dA \Psi_2(\vec{r}) \Psi_2^*(\vec{r})} \quad (1.28)$$

Hierbei sind  $\Psi_{1,2}$  die transversalen Feldverteilungen der Moden. Für den aus der Faser austretenden Strahl wird das in der Grundmode der Faser geführte Strahlprofil als gaussförmig angenommen. Hierdurch kann der austretende Strahl als Gauss-Strahl in paraxialer Näherung betrachtet werden. Für einen in  $z$ -Richtung propagierenden Strahl mit Ursprung bei  $z = 0$  gilt [21]:

$$\Psi(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp\left(-\frac{ik(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right) \exp\left(-\frac{k(x^2 + y^2)}{w(z)^2}\right) \exp(ikz - i\zeta(z)) \quad (1.29)$$

mit Radius  $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2}$ , dem Tailenradius  $w_0$ , welcher dem Fasermodenradius entspricht, der Rayleighlänge  $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ , dem Krümmungsradius der Wellenfronten  $R(z) = z + z_0^2/z$  und der Gouy-Phase  $\zeta(z) = \arctan(z/z_0)$ . Die Koppeffizienz kann nun für eine im Abstand  $z$  mit vertikalem Versatz  $x$  und Winkel  $\theta$  zur Strahlachse liegende Faser gleichen Typs berechnet werden [22]:

$$\eta(z, x, \theta) = \mu(z) \exp\left[-\mu(z) \left(\frac{x^2}{\omega_0^2} + \frac{\pi^2 \omega_0^2 \theta^2}{\lambda^2} + \frac{\theta^2 z^2}{2\omega_0^2} - \frac{x\theta z}{\omega_0^2}\right)\right] \quad (1.30)$$

Hierbei ist  $\mu(z) = 4z_0^2/(4z_0^2 + z^2)$ . Die Gleichung ist gültig für kleine Winkel  $\theta \ll \theta_0$  mit dem Divergenzwinkel  $\theta_0 = \lambda/(\pi w_0)$  und kleine Versätze  $x \ll w_0$ .

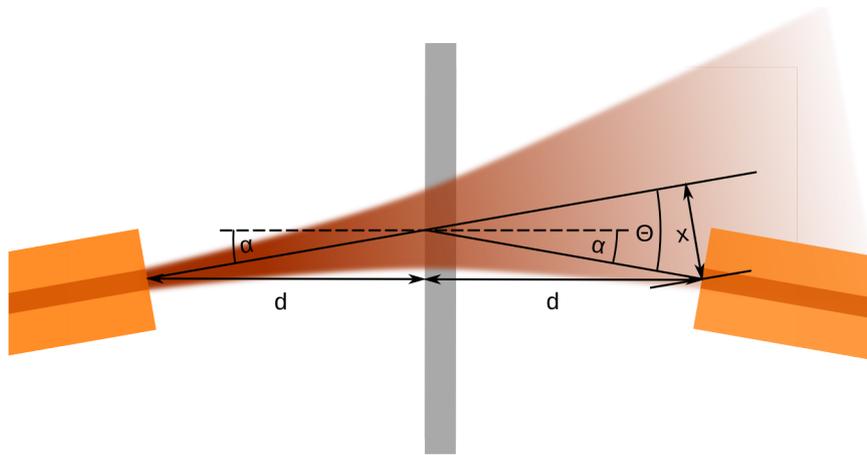


Abbildung 1.12: Illustration zur Verlustrechnung. Die Faser links des Spiegels hat einen Abstand  $d$  zum Spiegel und einen Winkel  $\alpha$  zur Spiegelnormalen. Für das Spiegelbild rechts gelten die gleichen Parameter.  $x$  kennzeichnet den Versatz des Spiegelbildes zur Achse der Faser.

In der vorliegenden Geometrie ergeben sich die Parameter der Formel zu  $z \approx 2d$ ,  $x \approx 2d\alpha$  und  $\theta = 2\alpha$  für eine Faser mit Abstand  $d$  und Winkel  $\alpha$  zur Normalen des Spiegels. Die Formel vereinfacht sich hierdurch zu:

$$\eta(d, \alpha) = \frac{1}{1 + \left(\frac{d\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2} \exp\left(-\frac{4\pi^2 w_0^2 \alpha^2}{\lambda^2}\right) \quad . \quad (1.31)$$

Die Koppeffizienz ist demnach eine Lorentzfunktion des Abstandes, während sich

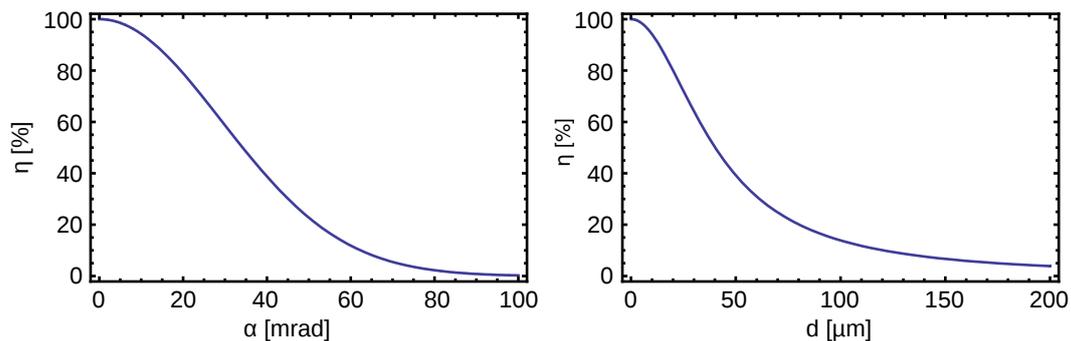


Abbildung 1.13: Koppeffizienz in Abhängigkeit des Winkels  $\alpha$  (links) bzw. Abstands  $d$  (rechts). Der jeweils andere Parameter ist hierbei gleich null gesetzt.

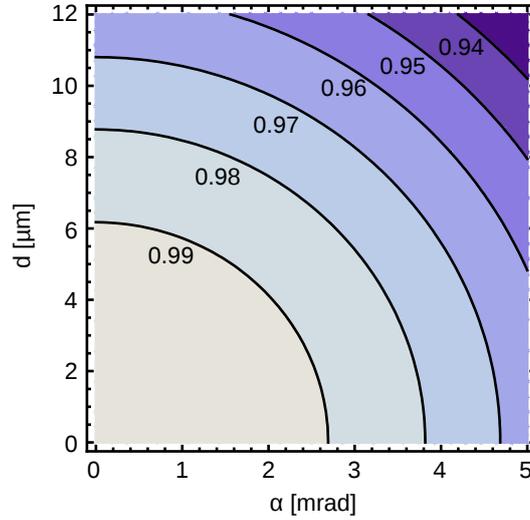


Abbildung 1.14: Koppeleffizienz für kleine Winkel  $\alpha$  und Abstände  $d$  mit  $w_0 = 3,3 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = \lambda_0/n = (852/1,53) \text{ nm}$ .

für die Winkelabhängigkeit ein gaussförmiges Profil ergibt, wie in Abbildung 1.13 dargestellt. Als Parameter werden hier bereits die später im Experiment verwendete Wellenlänge von  $\lambda = 852 \text{ nm}$ , ein Modenfelddurchmesser von  $2w_0 = 6,6 \mu\text{m}$  und der Brechungsindex des Klebstoffs von  $n = 1,53$  benutzt. Eine nähere Betrachtung für hohe Koppeleffizienzen ist  $\eta$  in Abbildung 1.14 als Funktion des Abstands  $d$  und Winkels  $\alpha$  aufgetragen. Für Verluste unter einem Prozent müssen demnach Präzisionen von unter  $3 \text{ mrad}$  und  $6 \mu\text{m}$  erreicht werden. Die erreichbare Finesse der Resonatoren hängt nach Gleichung (1.23) von den internen Verlusten und Reflektivitäten ab. Die beschriebenen Koppelverluste zählen zu den internen Verlusten. Da diese pro Umlauf zweimal auftreten sind, sie äquivalent zu Transmissionsverlusten  $1 - T$  durch die Faser. Für die in Abbildung 1.14 benutzten Parameter ergeben sich für verschiedene Reflektivitäten der Spiegel die in Abbildung 1.15 dargestellten Graphen. Die Spiegelreflektivitäten wurden dabei so gewählt, dass für Verluste der Reflexion von einem Prozent noch ein Anteil in der Größenordnung des einfallenden Lichts auf Resonanz transmittiert wird. Dies ist für Reflektivitäten im Bereich der Verluste der Fall. Zu beachten ist, dass durch Integration eines ultradünnen Teilstücks in den Resonator weitere Verluste im niedrigen Prozentbereich entstehen. Eine zu hohe Reflektivität der Spiegel würde daher die Transmission durch den Resonator verschwindend klein werden lassen. Für den Bau der Resonatoren werden daher Spiegel mit  $R = 98,5\%$  und  $R = 99,7\%$  verwendet. Für die gebauten Resonatoren sind daher bei  $1\%$  Verlust Finessen von  $\mathcal{F} = 130$  für  $R = 98,5\%$  bzw.  $\mathcal{F} = 250$  für  $R = 99,7\%$  zu erwarten. Mit integrierten ultradünnen Teilstücken mit  $2\%$  Transmissionsverlust sollten Finessen von  $\mathcal{F} = 70$  bzw.  $\mathcal{F} = 100$  erreichbar sein.

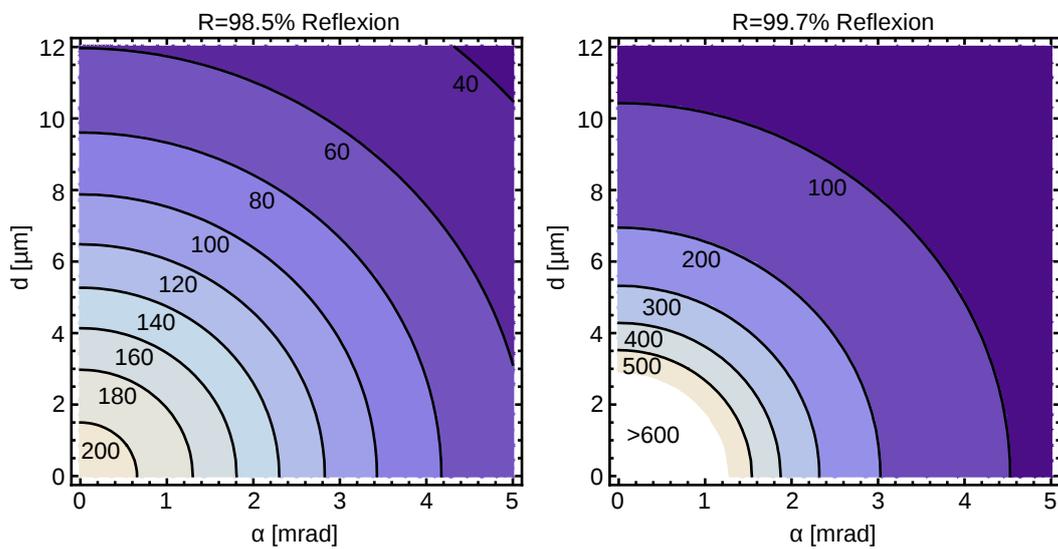


Abbildung 1.15: Erreichbare Finesse  $\mathcal{F}$  in Abhängigkeit von Winkel  $\alpha$  und Abstand  $d$  für  $w_0 = 3,3 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = \lambda_0/n = (852/1,53) \text{ nm}$  und Spiegelreflektivitäten von  $R = 98,5\%$  (links) und  $R = 99,7\%$  (rechts).



## Kapitel 2

# Resonator konstruktion

In diesem Kapitel werden die Vorgehensweise beim Resonatorbau mit Transfercoatings beschrieben und die experimentellen Ergebnisse diskutiert. Zunächst erfolgt ein Vergleich verschiedener Techniken zum Bau von Fabry-Pérot-Resonatoren mit Hilfe von Glasfasern. Danach wird der Aufbau der Apparatur zur präzisen Verklebung von Faser und Spiegel beschrieben und die Optimierung der Technik und des Ablaufs diskutiert. Es werden die Vermessung der Resonatorparameter sowie die Resultate im Anschluss vorgestellt. Zuletzt erfolgt ein Vergleich mit der Resonator konstruktion durch direkte Bedampfung der Faserenden und die Anwendung des Faserresonators als Referenzresonator wird diskutiert.

### 2.1 Vergleich verschiedener Techniken zum Resonatorbau

Zur Erstellung einer reflektierenden Struktur im Faser-Fabry-Pérot-Resonator gibt es eine Reihe verschiedener Möglichkeiten, die sich in zwei Klassen einteilen lassen. Zum einen besteht die Möglichkeit, die reflektierende Struktur auf die Enden der Faser aufzutragen, zum anderen sie in die Struktur der Glasfaser einzuprägen. Bei der reflektierenden Struktur handelt es sich jeweils um dielektrische Spiegel, die aus einer Aneinanderreihung von Schichten der Schichtdicke  $\lambda/4$  mit unterschiedlichem Brechungsindex bestehen, so dass sich die an den Übergängen reflektierten Teilstrahlen konstruktiv überlagern [23]. Zum Integrieren der Strukturen in die Faser werden Störstellen erzeugt, die einen abweichenden Brechungsindex aufweisen. Dies ist zum Beispiel durch die Strukturierung ultradünner Glasfasern mittels fokussiertem Ionenstrahl möglich [3].

Zum Aufbringen von Strukturen auf den Faserenden bietet sich die Bedampfung der Endflächen an. Hierbei wird zwischen Hardcoatings und Softcoatings unterschieden. Softcoatings bestehen aus Stoffen, die auf Fasern bei Zimmertemperatur aufgedampft werden können, wie zum Beispiel ZnS und  $\text{MgF}_2$ . Diese niedrige Bedampfungstemperatur der Faser wird bei direkter Beschichtung benötigt, da bei höheren Temperaturen der aus Polymeren bestehende Schutzmantel der Faser

schmelzen würde. Nachteile der Softcoatings bestehen in ihrer Empfindlichkeit gegenüber Umwelteinflüssen und die dadurch bedingte geringere Haltbarkeit. Zudem muss vor der Bedampfung eine gerade Faserendfläche erzeugt werden, da das Softcoating sonst schief aufgedampft und die Reflexion verringert wird. Hardcoatings hingegen können zum Beispiel aus  $\text{SiO}_2$  und  $\text{TiO}_2$  bestehen, zu deren Aufdampfung Temperaturen von mehreren hundert Grad benötigt werden. Hierdurch können diese Beschichtungen auf Standardglasfasern nicht direkt aufgetragen werden. Eine Lösung ergibt sich durch das sogenannte Transfercoating-Verfahren. Bei diesem wird die Spiegelschicht zunächst auf einen Hilfsträger aufgedampft und anschließend mittels Klebstoff auf die Faserenden aufgeklebt. Die Faserenden können danach mit dem Coating vom Träger abgelöst werden. Ein entscheidender Vorteil dieses Verfahrens liegt in der beständigen Spiegelschicht. Außerdem wird hier keine eigene Bedampfungsanlage benötigt, da diese Spiegel kommerziell auf großflächigen Substraten hergestellt werden. Die Schwierigkeit des Verfahrens liegt darin, dass das Transfercoating auf den Endkappen der Faser ohne Fehlstellung aufgebracht werden muss, um Verluste zu vermeiden (vgl. Abschnitt 1.2.4).

Aufgrund der Vorteile in Handhabung und Aufwand wird in dieser Arbeit die Transfercoating-Technik verwendet, um Resonatoren zu erstellen.

## 2.2 Experimenteller Aufbau

Zur Herstellung von Resonatoren mit dem Transfercoating-Verfahren wird eine Klebestation benötigt, an der die Spiegel auf die Faserenden aufgeklebt werden. Diese muss gleichzeitig eine Kontrolle des Prozesses erlauben. Dafür, und zur Vermessung der Resonatoren, wird außerdem ein Lasersystem benötigt. Die aufgebaute Anlage, sowie die für die Resonatoren benutzten Komponenten, werden im Anschluss beschrieben.

### 2.2.1 Konzeption der Klebestation

Der Aufbau der im Folgenden beschriebenen Klebestation ist in Abbildung 2.1 zu finden. Die Anlage zur Verklebung von Spiegel und Faser benötigt zunächst eine Möglichkeit zur präzisen Ausrichtung der Faser bezüglich des Spiegels. Dafür wird ein Präzisionspositionierer<sup>1</sup> benutzt, der das Faserende sowohl in alle Raumrichtungen verschieben, als auch um beide Ausrichtungsachsen drehen kann. Die Faser ist dabei in einem Halter vertikal so befestigt, dass das Ende im Drehpunkt des Positionierers liegt. Die Transfercoatings werden horizontal in einem Halter oberhalb des Positionierers befestigt. Zur Beobachtung des Vorgangs wird ein Mikroskop benötigt, das angesichts der benötigten Präzision in der Lage sein muss, Strukturen von wenigen  $\mu\text{m}$  aufzulösen. Das verwendete Mikroskop ist ein Stereomikroskop mit einem Arbeitsabstand von mehr als 3 cm bei einer Vergrößerung von 45. Die angeschlossene CCD-Kamera kann typischerweise Strukturen von  $4 \mu\text{m}$  Größe auflösen, was

---

<sup>1</sup>Nanomax 603/M, Thorlabs

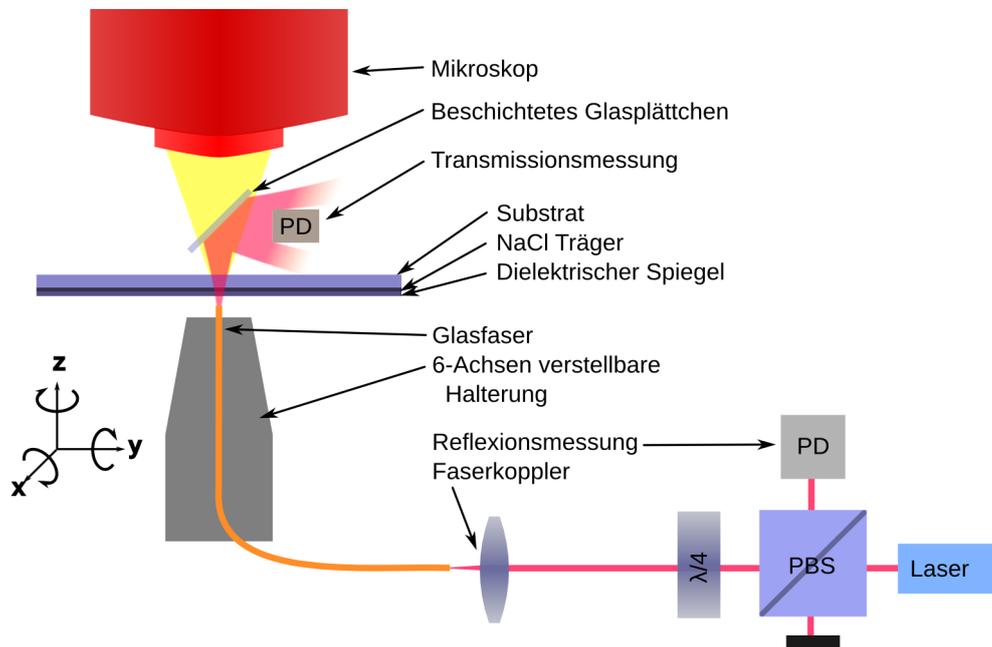


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau der Klebestation

bei maximal  $6 \text{ Pixel}/\mu\text{m}$  eine Limitierung durch die Optik des Mikroskops bedeutet. Diese ist hauptsächlich durch die grobe, manuelle Einstellung des Fokus bedingt.

Weiterhin ist eine Messung der in die Glasfaser rückreflektierten Leistung während der Spiegeljustage zur Optimierung notwendig. Dazu wird ein Aufbau aus  $\lambda/4$ -Platte und polarisierendem Strahlteiler (engl.: Polarizing Beam Splitter, PBS) verwendet. Die p-Komponente der Polarisation des einfallenden Lichts wird dabei transmittiert und die s-Komponente reflektiert. Das so transmittierte Licht wird durch die  $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert. Bei der Reflexion ändert der Polarisationsvektor seine Händigkeit, so dass bei erneutem Durchlaufen der  $\lambda/4$ -Platte s-polarisiertes Licht entsteht, welches am Strahlteiler nun reflektiert und mittels Photodiode detektiert werden kann.

Zur Messung der Transmission des Resonators während der Justage kann durch den großen Arbeitsabstand des Mikroskops zusätzlich noch ein mit den verwendeten Transferspiegeln beschichtetes Plättchen eingebaut werden, welches das durch die Spiegelschicht transmittierte Licht auf eine Photodiode lenkt und gleichzeitig die Abbildung durch das Mikroskop nur geringfügig stört. Trotz der Divergenz des Lichtstrahls gelangt mit diesem Aufbau über 60% des transmittierten Lichts auf die Photodiode.

### 2.2.2 Aufbau des Lasersystems

Zur Vermessung der Resonatoren wird ein Dauerstrich- (engl.: continuous wave, cw) Laser [24] benötigt, welcher im Betrieb Licht in einer einzelnen longitudinalen Mode emittiert. Die Linienbreite sollte deutlich unter 1 MHz liegen, da für die gebauten Resonatoren Resonanzbreiten in diesem Bereich zu erwarten sind. Der Laser würde die Resonanzen ansonsten stark verbreitern, da sich Resonanzbreite und Laserlinienbreite zur Gesamtbreite addieren. Gleichzeitig muss die Wellenlänge im Bereich einiger FSR der Resonatoren verstimmbar sein, was typischerweise einigen hundert MHz entspricht. Für diese Aufgaben eignet sich ein gitterstabilisierter Diodenlaser (engl: External Cavity Diode Laser, ECDL) im Littrow-Aufbau [25], welcher bereits vorhanden war und bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 860 \text{ nm}$  emittiert. Die Leistung des Lasers ist mit wenigen mW vollkommen ausreichend, da die benutzen Photodioden bereits mit Signalstärken von  $\sim 100 \text{ nW}$  sehr gute Ergebnisse liefern und so auch sub-promille Teile der Ausgangsleistung messen können, was für die Ausrichtungsoptimierung der Spiegel benötigt wird.

Mittels Änderung des Diodenstroms lässt sich die Wellenlänge des Lasers moden-

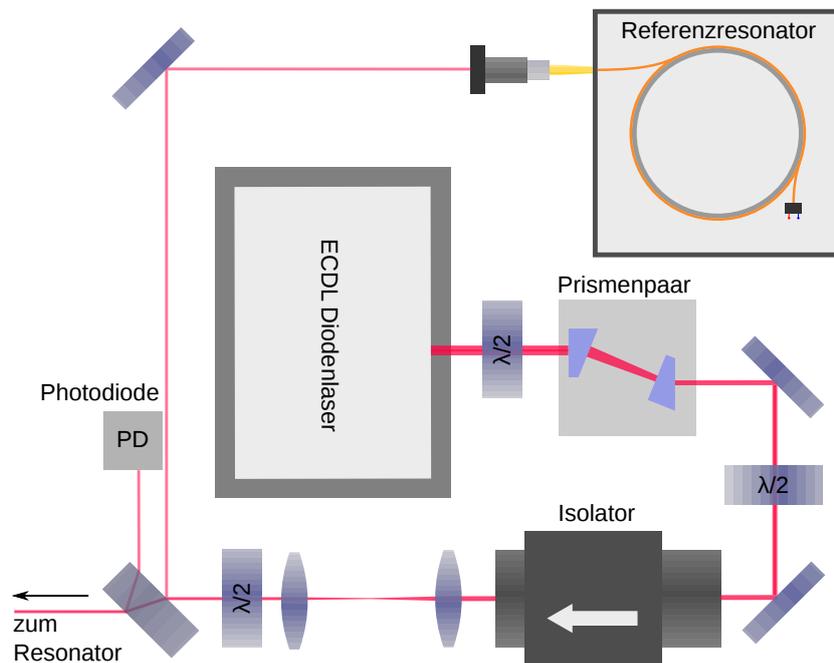


Abbildung 2.2: Aufbau des kompakten Lasersystems. Der Aufbau enthält einen Referenzresonator zur Eichung der Frequenzmodulation des Lasers und Bestimmung der Linienbreite sowie eine Photodiode zur Leistungsmessung. Es steht eine Ausgangsleistung von 5,7 mW bei 35 mA Diodenstrom und einer Wellenlänge von  $\lambda = 860 \text{ nm}$  zur Verfügung.

sprungfrei bis zu 1 GHz durchstimmen, wobei die Qualität der Mode zu niedrigeren Strömen hin abnimmt und zu einer erhöhten Linienbreite führt. Für die Änderung der Wellenlänge ist bei einer Laserdiode der durch freie Ladungsträger induzierte Plasmaeffekt verantwortlich, welcher die Polarisierbarkeit des aktiven Mediums und damit den Brechungsindex proportional zur Anzahl  $N$  der freien Ladungsträger ändert [26].  $N$  steigt allerdings nicht linear mit dem Strom  $I$  an [27], so dass  $\Delta n \sim \sqrt{I}$ . Diesem Effekt muss bei der Auswertung der aufgenommenen Spektren Rechnung getragen werden.

Der Laser ist temperaturstabilisiert, ansonsten jedoch freilaufend. Dies ist vollkommen ausreichend, da er nicht auf einer bestimmten Frequenz gehalten werden muss. Die Linienbreite liegt mit  $\delta\nu \approx 50$  kHz (Siehe Abschnitt 2.4.1) gut innerhalb des Anforderungsbereichs.

Das gesamte Lasersystem ist wie in Abbildung 2.2 aufgebaut. Der Strahl durchläuft zunächst zur Formung ein Prismenpaar und anschließend einen  $-40$  dB Faradayisolator, um Rückreflexionen in den Laser zu vermeiden. Danach wird er mittels eines Teleskopaufbaus verkleinert. Zuletzt werden mittels Glasplättchen wenige  $\mu\text{W}$  zur Leistungsmessung und für einen faserbasierten Referenzresonator abgetrennt. Der Referenzresonator dient dem Nachweis der Modensprungfreiheit des Lasers und als Frequenzmaß bei der Durchstimmung des Lasers, sowie zur Kontrolle der Linienbreite. Sein Aufbau ist in Abschnitt 2.5.3 näher beschrieben. Insgesamt stehen mit diesem sehr kompakten und, da es auf einer Aluminiumplatte aufgebaut ist, portablen System 5,7 mW Laserleistung bei 35 mA Diodenstrom zur Verfügung.

### 2.2.3 Verwendete Komponenten

Die in den Resonatoren enthaltenen Komponenten sind im Folgenden mit ihren grundlegenden Eigenschaften dargestellt.

**Transferspiegel** Die eingesetzten Spiegel sind dielektrische Spiegel, die als sogenannte Hardcoatings auf Trägersubstrate aufgedampft wurden. Sie bestehen aus sich abwechselnden Schichten von  $\text{SiO}_2$  ( $n = 1.45$ ) und  $\text{TiO}_2$  ( $n = 2.3$ ) [23] mit Schicht-

Nominelle Reflektivität	98%	99,7%
Zentral-Wellenlänge	852nm	852nm
Trägerschicht	NaCl	LiCl
gemessene Transmission	1,49(3)%	0,34(2)%
tatsächliche Reflektivität (Annahme: keine Verluste)	98,51(3)%	99,66(2)%

Tabelle 2.1: Kenngrößen der verwendeten Spiegel. Die Transmission wurde durch Vergleich der vor und nach dem Aufkleben eines Spiegels durch die Faser transmittierten Leistung gemessen.

dicken  $\lambda/4$ , so dass die an den Grenzflächen der Schichten reflektierten Teilstrahlen konstruktiv interferieren. Durch den großen Unterschied der Brechungsindizes werden nur wenige Schichten für hohe Reflektivitäten benötigt, die bei mehreren hundert Grad Celsius aufgedampft werden. Um diese Coatings vom Substrat ablösen zu können, wird des Weiteren noch eine Trägerschicht aus NaCl bzw. LiCl zwischen Spiegel und Substrat aufgebracht, welche die Haftung der Spiegel am Substrat reduziert [28]. Die von uns benutzten Spiegel stammen von OIB Jena<sup>2</sup>. Ihre Daten sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

**Eigenschaften der benutzen Glasfasern** Im Rahmen dieser Arbeit wurden hauptsächlich zwei Glasfasertypen benutzt. Die Einmodenfaser F-SF von Newport besteht aus reinem Quarzglas und hat sich als Standardfaser in der Arbeitsgruppe bewährt. Sie wird daher für sämtliche Einmoden-Faser-Resonatoren verwendet. Die Eigenschaften der Faser sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Typischerweise wird für einen Resonator eine Faser der Länge  $L \sim 1$  m verwendet, so dass die Dämpfung der Faser vernachlässigbar ist.

Bezeichnung	Newport F-SF
NA	0,1-0,14
Modenfelddurchmesser (für 852 nm)	6,6 (1) $\mu\text{m}$
$n_1 - n_2$	0,003-0,007
Kerndurchmesser	4-6 $\mu\text{m}$
Dämpfung	5 dB/km
Cut-off Wellenlänge	600-800 nm
V-Parameter (für 852 nm)	1,7-2,3
Geführte Moden (für 852 nm)	LP <sub>01</sub>

Tabelle 2.2: Kennzahlen der verwendeten Einmodenfaser. Der Modenfelddurchmesser wurde experimentell über die Divergenz des austretenden Strahls bestimmt, der Brechungsindexunterschied aus der angegebenen NA mit  $NA \approx 1/n_1 \sqrt{2(n_1 - n_2)}$ [23], der Kerndurchmesser und V-Parameter über die Cut-off Wellenlänge mit  $2,4 = \frac{2\pi a}{\lambda_c} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$  berechnet.

**Auswahl des Klebstoffs** Der Klebstoff stellt die Verbindung zwischen Spiegel und Faserende dar und ist somit Teil des Resonators. Er muss daher transparent sein und einen Brechungsindex nahe dem der Faser besitzen, um zusätzliche Reflexionen zu vermeiden. Außerdem sollte er eine hohe Festigkeit aufweisen und gut zu verarbeiten sein. Auf Grund ihrer praktisch unbegrenzten Verarbeitungszeit bieten sich daher UV-härtende Kunststoffe an. Nach Tests mehrerer Klebstoffe (Norland NA88 und NA71 sowie Optikfix) fiel die Wahl auf den Kleber Optikfix<sup>3</sup>, welcher einen

<sup>2</sup>Optische Interferenz Bauelemente GmbH, Jena, www.oib-jena.de

<sup>3</sup>UV-Kunststoffe & Technik, Espenau, www.optikfix.de

Brechungsindex von  $n = 1,53$  aufweist. Dies entspricht einer Reflexion am Übergang zur Faser von  $R < 0,7\%$ . Die Härtung ist hierbei mit einer UV-Härterpistole direkt durch das Spiegelsubstrat möglich, obwohl dieses einen Teil der UV-Strahlung absorbiert. Bei den anderen getesteten Klebstoffen war dies nicht der Fall. Bezüglich der Transparenz konnte kein Unterschied festgestellt werden.

## 2.3 Ablauf des Klebprozesses

Um einen Resonator zu fertigen, müssen nacheinander zwei Spiegel an die beiden Faserenden aufgeklebt werden. Zur Optimierung der Ausrichtung und damit Minimierung von Verlusten werden dabei unterschiedliche Methoden angewendet.

Für den ersten angeklebten Spiegel stellt die Faser nur einen Wellenleiter dar, an dessen Ende durch den anzubringenden Spiegel Licht zurückreflektiert wird. Daher wird hier zur Optimierung, wie schon in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, die in die Faser rückreflektierte Leistung gemessen.

Im Fall des zweiten angeklebten Spiegels bildet sich während der Justage bereits der resultierende Resonator aus. Da die Resonanzen sich im Reflexionssignal für größere Verluste, wie in Abbildung 1.10 verdeutlicht, kaum vom Untergrund absetzen, bietet eine Messung der Transmission ein wesentlich besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und ist daher genauer und für die Justage besser geeignet. Die Transmission auf Resonanz steigt dabei mit der Finesse des entstehenden Resonators stark an (vgl. Abbildung 1.10), so dass hier die Optimierung wesentlich empfindlicher als im Fall des ersten angebrachten Spiegels ist.

Der Prozess des Ausrichtens der Faser zum Spiegel umfasst zwei Schritte. Zunächst wird der Winkel der Faser zum Spiegel eingestellt und danach der Abstand minimiert. Zur Winkelausrichtung gibt es dabei zwei Möglichkeiten. Zum einen kann wie beschrieben das Reflexionssignal maximiert werden. Zum anderen ist es auch möglich, eine in einen FC-Stecker eingebundene Faser mit den in Kontakt zu einer Oberfläche erzeugten Newtonringen auszurichten [29]. Im Folgenden wird nun zunächst das Klebverfahren mittels Newtonringen beschrieben und im Anschluss das hauptsächlich benutzte Verfahren der Reflexionsmessung.

### 2.3.1 Resonatorbau mit FC-Steckern

Newtonringe entstehen, wenn sich zwei reflektierende Grenzflächen bis auf wenige Vielfache der Wellenlänge annähern [29], so dass einfallendes Licht an jeder der Flächen reflektiert wird und die Teilstrahlen interferieren. Im Fall einer konvex gekrümmten und einer planaren Oberfläche bildet sich die Interferenz in Form von Ringen um den Kontaktpunkt der Flächen ab. Wird polychromatisches Licht verwendet, so ergeben sich für die unterschiedlichen Wellenlängen räumlich getrennte Interferenzmaxima. Im Fall des FC-Steckers erzeugt seine rund geschliffene Endfläche in Verbindung mit der glatten Oberfläche des Substrats die Ringe. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, können diese mit dem Mikroskop leicht beobachtet werden. Durch Zentrierung der Newtonringe um die Faser wird diese zur Oberfläche

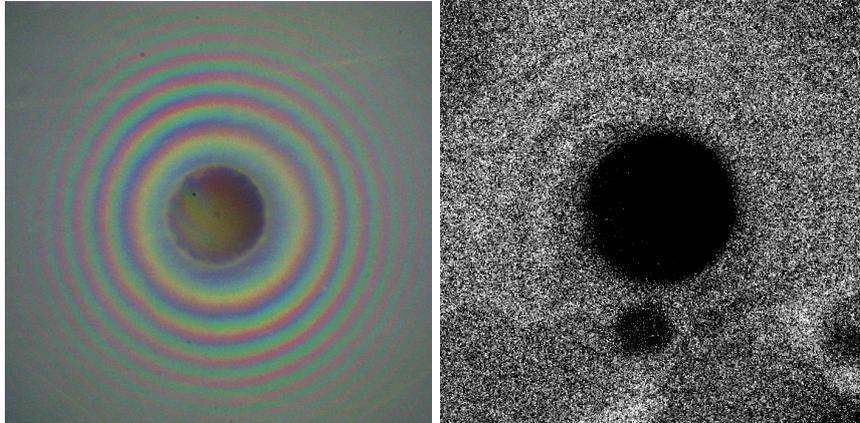


Abbildung 2.3: Newtonringe des FC-Steckers. Links sind die Ringe des am Substrat ausgerichteten Steckers zu sehen. Die Faser befindet sich in der Bildmitte. Rechts stellt den Zustand nach dem Klebevorgang dar. Hier sind, bedingt durch die nicht perfekte Anpassung des Brechungsindex durch den Klebstoff, immer noch Reste des Ringmusters zu erkennen. Die Ausrichtung ist, wie zu erkennen, immer noch sehr gut.

senkrecht ausgerichtet. Im Anschluss kann die Faser nun an eine mit Kleber bedeckte Stelle der Spiegelschicht herangefahren werden. Mehrmaliges „Abtupfen“ des Steckers an verschiedenen Spiegelstellen reduziert dabei die Klebermenge und erlaubt so sehr dünne Klebstoffschichten und damit geringe Verluste. Die Justage muss auf einer von der Spiegelschicht befreiten Stelle des Substrates geschehen, da der Stecker sonst die Spiegelschicht während der Justage zerstören würde.

Obwohl diese Methode eine einfache und genaue Möglichkeit zur Ausrichtung darstellt, ist sie dennoch die insgesamt aufwändigere der beiden Methoden, da die Fasern vor der Prozedur noch in einen FC-Stecker integriert werden müssen. Dazu werden sie zunächst mit Epoxidharz eingeklebt und die Oberfläche im Anschluss glatt poliert. Dies stellt eine zeitaufwändige und schwierige Prozedur dar, da die Enden sehr leicht verkratzen können und dann keine verlustarme Verspiegelung zu erzielen ist.

#### 2.3.2 Resonatorbau mit freistehenden Fasern

Beim Verkleben des Faserendes ohne zusätzliche umgebende Struktur ist die Methode der Ausrichtung durch Newtonringe nicht anwendbar, da die Querschnittsfläche der Faser nicht gebogen und außerdem zu klein ist, um ein deutlich sichtbares Interferenzmuster zu erzeugen. Zudem stellt, durch eine mögliche schiefe Endfläche der Faser, die Ausrichtung zu dieser keine zuverlässige Optimierung dar. Die Optimierung wird daher durch das in die Faser zurückreflektierte Licht realisiert bzw. durch Transmissionsmessung des Resonatorspektrums während des Aufbringens des zweiten Spiegels. Zur Vorbereitung der Faser wird ihr Ende mit einem so genannten

Faser-Cleaver senkrecht zur Faserachse gebrochen. Die Unsicherheit beträgt hierbei  $0,5^\circ$ . Dadurch ergibt sich ein zusätzlicher Abstand des Faserendes an der Position des Kerns zum Spiegel von maximal  $0,5 \mu\text{m}$ , was jedoch nicht entscheidend zu Verlusten beiträgt. Die Brechung des austretenden Strahls durch die geneigte Oberfläche kann ebenfalls vernachlässigt werden, da der Klebstoff einen annähernd gleichen Brechungsindex besitzt.

### 2.3.3 Optimierung des Klebevorgangs mit freistehenden Fasern

Der bereits beschriebene Prozess der Resonatorfertigung besteht aus zwei Klebevorgängen. Für den ersten anzuklebenden Spiegel erfolgt die Messung des reflektierten Signals über den in Abschnitt 2.1 gezeigten Aufbau. Zur Optimierung der Koppeffizienz wird nun zuerst der Winkel der Faser zum Spiegel eingestellt und danach der Abstand minimiert.

**Optimierung der Winkeleinstellung** Da nicht davon ausgegangen werden kann, dass sich das Faserende im Drehpunkt des Positionierers befindet, verursacht eine Winkelveränderung gleichzeitig auch eine Änderung des Abstands zum Resonator, wie in Abbildung 2.4 im linken Bild dargestellt. Daher ist es sinnvoll, die Winkeljustage in einer großen Entfernung zur Spiegeloberfläche durchzuführen, um eine Verfälschung des Signals durch die Änderung des Abstands zu reduzieren. Des Weiteren bildet sich bei der Justage ein kleiner Resonator niedriger Finesse durch

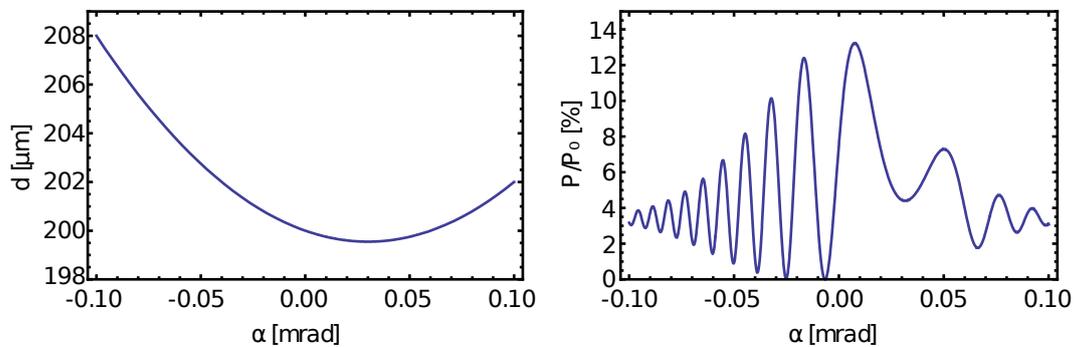


Abbildung 2.4: Links: Entfernung des Faserendes zum Spiegel in Abhängigkeit der Winkeleinstellung bei einer Verschiebung der Faser vom Drehpunkt um  $1 \text{ mm}$  (vertikal) und  $30 \mu\text{m}$  (horizontal) in  $200 \mu\text{m}$  Spiegelabstand. Rechts: Simulation des dazu gehörenden Reflexionssignals für  $R = 98,5\%$  Spiegelreflektivität bei Justage in Luft nach Gleichungen (1.22) und (1.31) mit  $T = \eta$ . Die Signalmodulation entsteht durch Interferenz der am Faserende und Spiegel reflektierten Teilstrahlen. Stimmen dabei die Intensitäten der zurück in die Faser und direkt reflektierten Teilstrahlen überein, so kann die Interferenz eine total Auslöschung des reflektierten Signals bewirken.

### 2.3. ABLAUF DES KLEBEPROZESSES

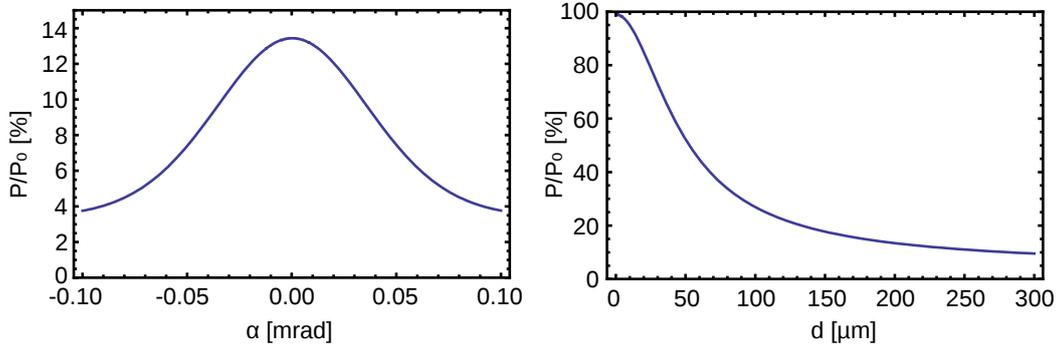


Abbildung 2.5: Erwartete Signalmaxima der Reflexion für die Winkeleinstellung in  $200 \mu\text{m}$  Entfernung (links) und Änderung des Spiegelabstands (rechts) bei  $R = 98,5\%$  Spiegelreflektivität und Justage an Luft nach Gleichungen (1.22) und (1.31) mit  $T = \eta$  und  $\phi = 0$ .

Reflexion an der Spiegeloberfläche und Fresnelreflexion [21] am Faserende aus, welcher für Signalschwankungen während der Ausrichtung sorgt. Das zu erwartende resultierende Signal ist in Abbildung 2.4 rechts dargestellt. Eine Justage ist so nicht direkt möglich.

Als Lösung bietet sich die periodische Modulation des Abstandes zwischen Faserende und Spiegel durch einen Piezo an, da der FSR dieses Resonators typischerweise bis zu einige THz beträgt und der Laser diesen Bereich bei weitem nicht modensprungfrei überbrückt. Mit einem Piezo ist nur eine Längenänderung um  $\lambda/2$  nötig, um den Resonator um einen FSR durchzustimmen. Daher ist es möglich nur die Maxima des Interferenzsignals zu betrachten. Die Auswirkungen der Variation des Abstandes auf die Koppeffizienz ist dabei durch den großen Abstand zur Spiegelfläche vernachlässigbar. Der erwartete Verlauf ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

Das reale Reflexionssignal ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die langwelligen Modulationen sind bedingt durch Längenänderung des beschriebenen Resonators durch den Piezo, die hochfrequenten Modulationen sind Resultat einer Interferenz zwischen dem reflektierten Signal und Reflexionen an der Innenseite des eingebauten Strahlteilers. Deren Modulation ist durch eine Strommodulation des Lasers erreichbar, da hier der Gangunterschied der beiden interferierenden Strahlen mehr als einen Meter beträgt. Die ungleichmäßige Modulation durch den Piezo ist durch dessen Schwingung auf der Eigenfrequenz des Systems bedingt. Die so messbaren Amplitudenmaxima des Reflexionssignals sind als Funktion des eingestellten Winkels der Faser in Abbildung 2.7 dargestellt und mit der theoretischen Kurve verglichen. Die Breite der Kurve entspricht der theoretischen Vorhersage, allerdings gibt es trotz der gerade beschriebenen Maßnahmen immer noch eine Variation der Werte, welche eine Justage mit angestrebter Genauigkeit von 3 mrad für unter 1% Verluste erschweren.

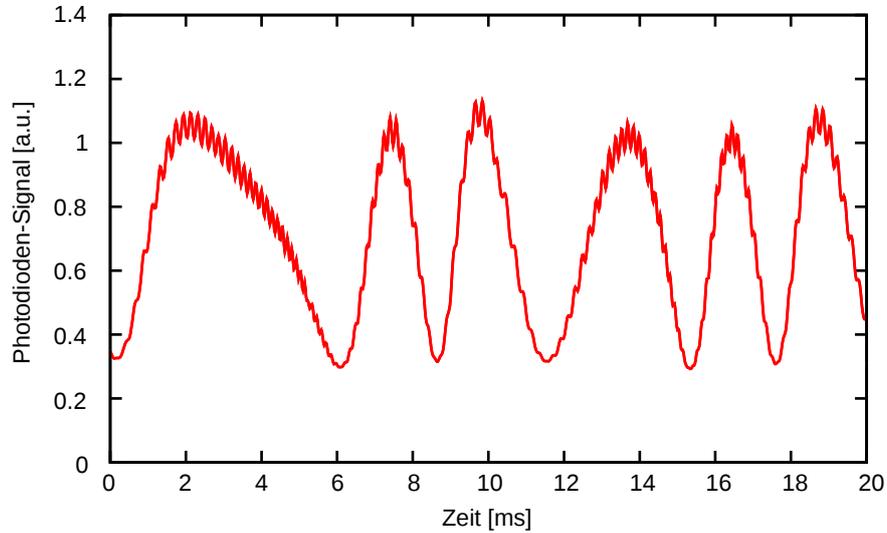


Abbildung 2.6: Reflexionssignal während der Winkeljustage bei gleichzeitiger Modulation des Spiegelabstandes (niedrige Frequenz) und des Lasers (höhere Frequenz). Das Maximum des Signals stellt den für die Justage zu optimierenden Wert dar, welcher nicht von der Interferenz beeinflusst wird.

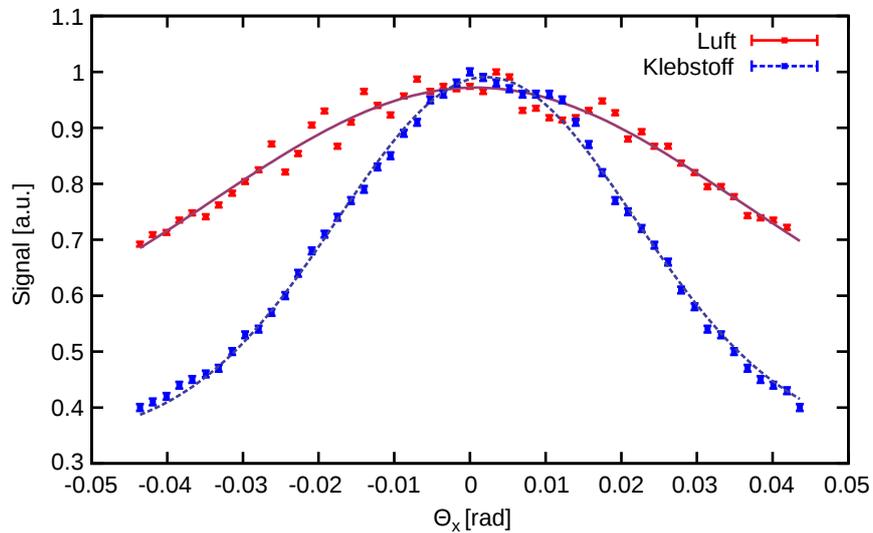


Abbildung 2.7: Gemessene Maxima der Reflexion in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\Theta_x$  in einer Entfernung des Faserendes von  $200 \mu\text{m}$  von der Spiegeloberfläche. Die dazu abgebildeten Theoriekurven für  $\lambda = 852 \text{ nm}$  und einen Modenfelddurchmesser von  $2w_0 = 6,6 \mu\text{m}$  wurden in Amplitude und Offset angepasst.

### 2.3. ABLAUF DES KLEBEPROZESSES

---

Die an beiden Flanken stark abfallenden Werte eignen sich jedoch dazu, durch Mittelung ihrer beiden Positionen den optimalen Winkel einzustellen. Zusätzlich kann, indem die Faser bereits in den Kleber eingetaucht wird, die Empfindlichkeit der Justage gesteigert werden, wie auch theoretisch vorhergesagt.

Für das Aufbringen des zweiten Spiegels wird die gerade beschriebene Technik nicht benötigt. Der sich an der Klebestelle ausbildende Resonator ist hier, gegenüber dem sich in der Faser ausbildenden, vernachlässigbar, da dieser eine wesentlich kleinere Finesse besitzt. In diesem Abschnitt kann direkt die Transmission des Resonators gemessen werden, welche wesentlich empfindlicher auf Verluste reagiert und somit die Justage vereinfacht.

**Optimierung des Abstandes** Nach erfolgter Winkeljustage erscheint die Minimierung des Abstandes zunächst recht einfach, da durch das Mikroskop deutlich zu erkennen ist, wann die in den Kleber eingetauchte Endfläche den Spiegel berührt. Ein Problem ergibt sich jedoch durch die Genauigkeit des  $0^\circ$  Schnitts der Faser. Dieser ist mit  $\Delta\theta < 0,5^\circ$  angegeben, so dass bei optimal ausgerichteter Faser dennoch ein Keil zwischen Faser und Spiegel bestehen bleibt, der bei festem Andrücken der Faser dazu führt, dass diese sich verbiegt und dadurch die Winkeleinstellung verschlechtert wird. Die Klebermenge muss auch bei diesem Verfahren durch mehrmaliges Abtupfen der Faser reduziert werden, um kleinere Abstände zu ermöglichen. In Abbildung 2.8 sind die tatsächlich gemessenen Werte der Rückreflexion zusammen mit dem theoretischen Verlauf dargestellt. Die Theoriekurve beinhaltet hierbei

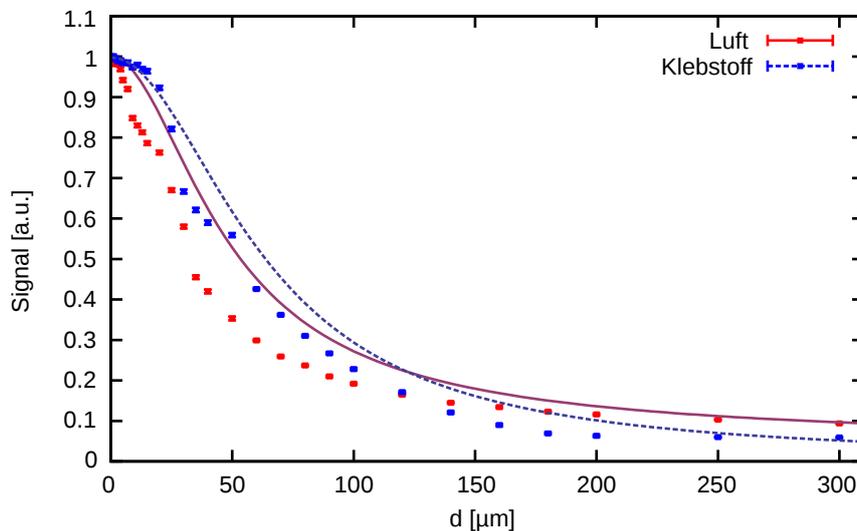


Abbildung 2.8: Gemessene Maxima der Reflexion in Abhängigkeit der Entfernung zur Spiegeloberfläche mit zugehörigen theoretischen Verläufen für  $\lambda = 852 \text{ nm}$  und einen Modenfelddurchmesser von  $2w_0 = 6,6 \mu\text{m}$ .

keine angepassten Parameter. Es zeigt sich eine schlechtere Übereinstimmung als bei der Winkeljustage, die Messwerte fallen deutlich schneller ab als vorhergesagt. Dennoch stimmt der Verlauf qualitativ überein.

Für den zweiten angeklebten Spiegel ergibt sich die gleiche Situation. Anhand des direkt messbaren Spektrums kann allerdings während der Justage die Finesse des gebauten Resonators direkt bestimmt werden.

## 2.4 Messverfahren

In diesem Abschnitt wird das Verfahren zur Vermessung der Resonatoren und die Auswertung der Daten beschrieben.

Zur Vermessung der Kenngrößen der gebauten Resonatoren werden ihre Spektren benötigt. Dazu wird die Laserfrequenz über mehrere FSR des untersuchten Resonators moduliert und seine Transmission gemessen, während gleichzeitig die Leistung des Lasers sowie das Spektrum des Referenzresonators mittels eines Speicheroszilloskops<sup>4</sup> aufgezeichnet und durch einen PC ausgelesen wird. Die aufgenommene Laserleistung dient dabei der Normierung der Spektren, während der Referenzresonator für die Frequenzzeichnung der Modulation des Lasers und Messung seiner Linienbreite benötigt wird.

Die Strommodulation des Lasers wird dabei mittels Funktionsgenerator als symmetrische Rampe mit einer Frequenz von 40 Hz erzeugt, und die Laserfrequenz um typischerweise 300 – 400 MHz moduliert, was Modulationsgeschwindigkeiten von ca. 30 MHz/ms entspricht. Für unverstärkte Photodioden mit  $\sim 10 \mu\text{s}$  Anstiegszeit stellt dies bei etwa 1 MHz breiten Resonanzen das obere Limit dar. Um hier Verfälschungen zu umgehen, wurden zur präzisen Vermessung der Resonatoren schnelle verstärkte Photodioden mit deutlich geringerer Anstiegszeit verwendet.

Da die Resonatoren anfällig für Vibrationen sind und die Resonanzfrequenz durch Vibrationen moduliert wird, muss die Messmethode möglichst unempfindlich gegenüber diesem Effekt sein. Langsame Modulationen verfälschen dabei den FSR des Resonators, schnelle können die Form der Resonanz verändern und so die Resonanzbreite beeinflussen. Für die verwendeten 40 Hz ändert sich der gemessene FSR für einen schnellen Drift von 100 MHz/s nur um  $\sim 3\%$ . Die Aufnahme einer 1 MHz breiten Resonanz dauert nur etwa  $30 \mu\text{s}$ , so dass nur Störungen im Frequenzbereich oberhalb 30 kHz von Bedeutung sind, welche nicht mehr durch mechanische Störungen erzeugt werden. Trotz dieser Maßnahmen schwankt die gemessene Finesse um ca. 10%, so dass eine große Zahl an Aufnahmen benötigt wird, um geringere statistische Fehler zu erzielen.

### 2.4.1 Einfluss der Linienbreite des Lasers

Durch die Linienbreite des Lasers  $\delta\nu_L$  erhöht sich die gemessene Breite  $\delta\nu_G$  der Resonanzen. Das Emissionsspektrum eines Diodenlasers entspricht einem Lorentzprofil

---

<sup>4</sup>Agilent MSO6104A

[30], wobei die Linienbreite als die Breite des Spektrums auf der Hälfte der Maximalleistung definiert ist. Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Linienbreite  $\delta\nu_G$  und der Linienbreite des Resonators  $\delta\nu_R$  ist gegeben durch

$$\delta\nu_R = \delta\nu_G - \delta\nu_L \quad . \quad (2.1)$$

Hierbei wird ausgenutzt, dass die Faltung zweier Lorentzfunktionen eine Lorentzfunktion ergibt, deren Breite der Summe der einzelnen Linienbreiten entspricht [31]. Der Effekt gewinnt an Bedeutung, je mehr sich die gemessene Resonanzbreite der Laserlinienbreite annähert. Ist die Linienbreite des Lasers bekannt, kann die Finesse des Resonators nach Gleichung (1.26) über

$$\frac{1}{\mathcal{F}} = \frac{1}{\mathcal{F}_G} - \frac{\delta\nu_L}{\text{FSR}} \quad (2.2)$$

berechnet werden, wobei  $\mathcal{F}_G$  die gemessene Finesse darstellt. Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Laserlinienbreite liegt in der Vermessung eines Faserresonators mit einem Referenzlaser, dessen Linienbreite bekannt ist. Durch Vergleich der mit dem ECDL-Lasersystem bestimmten Finesse kann dessen Linienbreite berechnet werden. Die Vermessung erfolgt dabei mit einem Titan-Saphir Laser<sup>5</sup>, welcher auf der gleichen Wellenlänge von  $\lambda = 860$  nm betrieben wird und dessen Linienbreite während der Messung  $\delta\nu = 42(5)$  kHz beträgt. Der verwendete Faserresonator wird zur Bestimmung der Finesse mittels eines Piezoaufbaus durchgestimmt (vgl. Abschnitt 3.3). Es ergibt sich eine Finesse von  $\mathcal{F}_G = 153(1)$ , so dass der Resonator eine Finesse von  $\mathcal{F} = 160(2)$  besitzt. Bei gleicher Messung mittels des ECDL-Lasersystems konnte eine Finesse von  $\mathcal{F}_g = 152(2)$  gemessen werden. Dadurch ergibt sich eine Linienbreite des Lasers von  $\nu_L = 48(14)$  kHz über  $100 \mu\text{s}$ . Um Unsicherheiten durch eine sich ändernde Linienbreite zu vermeiden, kann der im ECDL-Lasersystem verbauten Referenzresonator verwendet werden. Bei Messungen mittels Modulation des Diodenstroms wird gleichzeitig auch das Spektrum des Referenzresonators aufgezeichnet. Aus der Finesse  $\mathcal{F}_G$  des Referenzresonators kann daher jeweils die aktuelle Linienbreite des Lasers bestimmt werden. Die Finesse des Referenzresonators wurde durch Vergleich mit dem  $\mathcal{F} = 160(2)$  Resonator bestimmt, so dass sich mit einer gemessenen Finesse von  $\mathcal{F}_G = 124(1)$  eine Finesse des Referenzresonators von  $\mathcal{F} = 138(5)$  ergibt.

Die gemessene Finesse des Referenzresonators stellt leider nur einen typischen Wert bei den verwendeten Parametern zur Geschwindigkeit der Messung dar. Dies liegt an der im Resonator verwendeten unverstärkten Photodiode, deren endliche Anstiegszeit die Messung verfälscht. Hierdurch schwankt je nach Messung die gemessene Finesse um  $\pm 4$ . Dies muss mit in die Unsicherheit der gemessenen Linienbreite eingehen, so dass ein zusätzlicher Fehler von  $\pm 10$  kHz entsteht.

---

<sup>5</sup>Sirah Matisse TX-light

### 2.4.2 Auswertungsroutine

Zur Auswertung der aufgenommenen Spektren wird eine automatisierte Auswertungsroutine benötigt, da für eine genaue Bestimmung der Resonatorfinesse eine ausreichend große Anzahl von Spektren ausgewertet werden müssen. Die Herausforderung besteht also darin, automatisiert die Resonanzen des Resonators zu erkennen und daraus die Kenngrößen Finesse und FSR zu bestimmen.

Aus den aufgenommenen Rohdaten wird zunächst das Spektrum zwischen den Umkehrpunkten der Modulation ausgeschnitten. Um das Rauschen des Signals zu reduzieren wird jeder Wert mit  $\sim 5$  der ihn umgebenden Werte gemittelt. Die hierdurch verringerte Bandbreite der Messung ist nicht entscheidend, da die Resonanzen deutlich größere Breiten besitzen. Zur Korrektur der Nichtlinearität werden nun die Positionen der Resonanzen der Referenz erfasst und an eine Lorentzkurve angefitet, so dass genaue Werte der Position vorliegen. Die Abstände der gefundenen Resonanzen zur gleichen Polarisierung, welche einen bekannten freien Spektralbereich besitzen, werden zur Eichung der Frequenzmodulation genutzt. In Abbildung 2.9 ist diese Frequenzverschiebung in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. An die Datenpunkte wird eine Parabel angepasst und im Anschluss die Zeitachse mit der angepassten Funktion in eine Frequenzachse umgewandelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.10 zu sehen, zusammen mit den an die einzelnen Resonanzen angepassten Lorentzfunktionen. Als Funktion wurde hierbei die exakte Resonanzform nach Gleichung (1.21) benutzt, um auch bei niedrigen Finessen genaue Werte zu erzielen. Abbildung 2.11 zeigt die erste Resonanz des Spektrums. Zur Anpassung der Funktion wurden die im Ausschnitt gezeigten Datenpunkte verwendet. Typischerweise werden 20 Spektren mit 150-200 Resonanzen aufgenommen und ausgewertet.

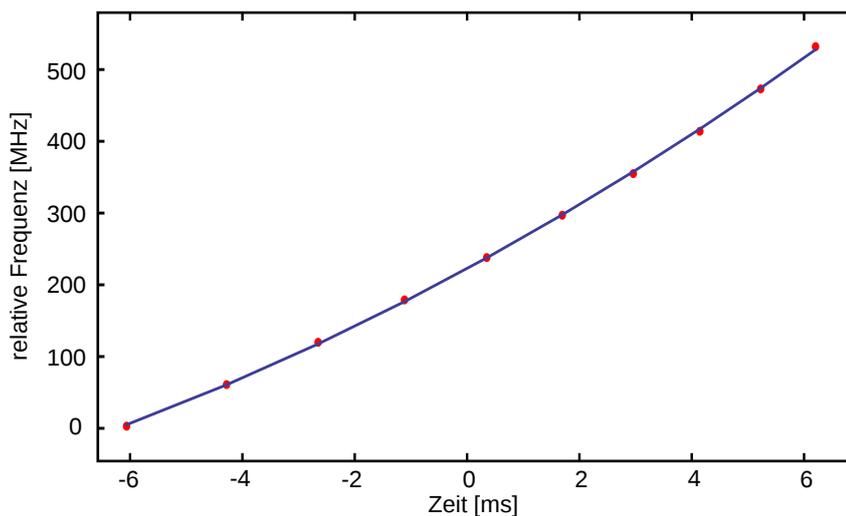


Abbildung 2.9: Frequenzänderung des Lasers in Abhängigkeit des sich zeitlich ändernden Diodenstroms mit eingezeichneter angepasster Parabel

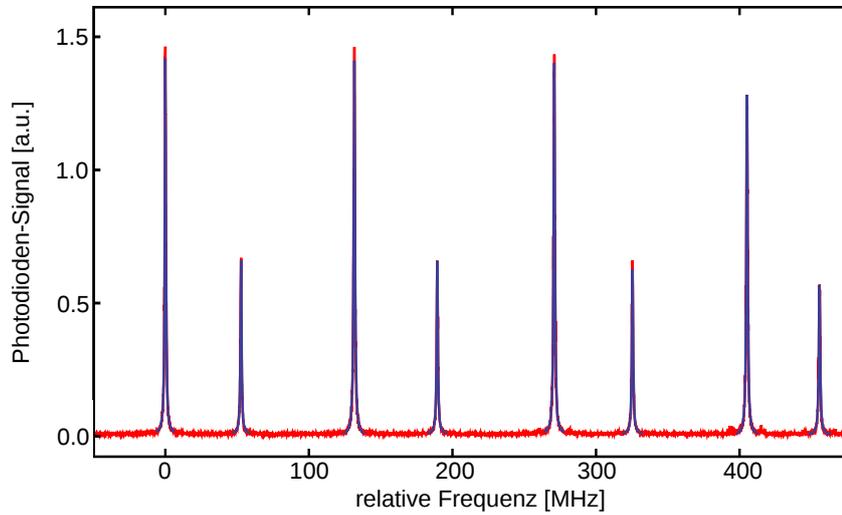


Abbildung 2.10: Linearisiertes Spektrum des Resonators mit an die Resonanzen angepassten Lorentzfunktionen

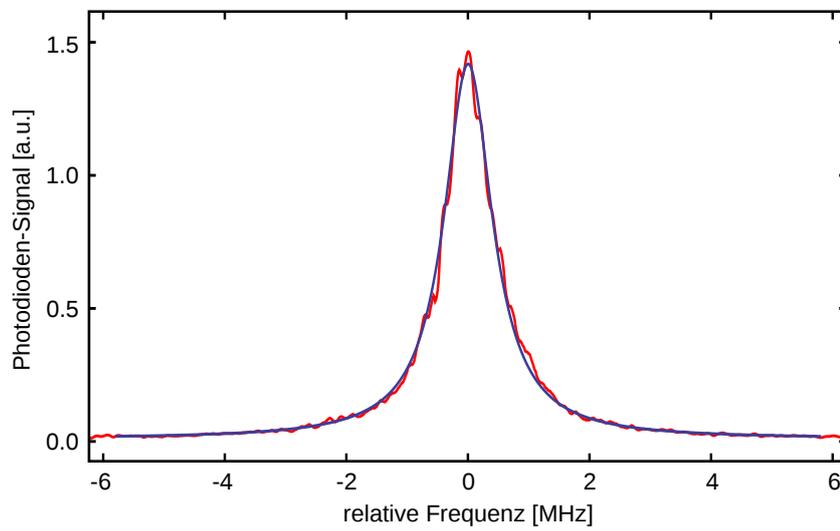


Abbildung 2.11: Ausschnitt der ersten Resonanz aus dem in Abbildung 2.10 gezeigten Spektrum mit angepasster Lorentzfunktion

## 2.5 Ergebnisse

Im Folgenden werden die erzielten Ergebnisse des Resonatorbaus vorgestellt. Diese beinhalten die mit der Transfertechnik erstellten Resonatoren sowie ein Vergleich mit durch Softcoatings hergestellten Resonatoren. Zusätzlich wird der im Experiment verwendete Faser-Referenzresonator diskutiert.

### 2.5.1 Erreichte Finessen und Verluste der Klebestellen

Es wurden für die Resonatoren zunächst nur Spiegel mit  $R = 98,5\%$  Reflexion benutzt, da höher reflektierende Spiegel nur sinnvoll einzusetzen sind, wenn die erreichten Verluste in etwa der Transmission der Spiegel entsprechen. Die höchste so erreichte Finesse eines Resonators ist dabei  $\mathcal{F} = 160(2)$  mit einem freien Spektralbereich von  $134,2(5)$  MHz. Das Spektrum dieses Resonators ist in den Ausführungen zum Auswertungsalgorithmus in Abbildung 2.10 gezeigt. Aus Gleichung (1.23) zur Resonatorfinesse lassen sich mit der aus der Transmission bestimmten Reflektivität der Spiegel deren Kopplungsverluste errechnen. Für den beschriebenen Resonator ergibt sich im Mittel eine Koppleffizienz von  $\eta = 99,54(4)\%$ . Im Vergleich mit der Theorie aus Abbildung 1.15 erkennt man, dass dies einer Fehljustage von  $\alpha < 1,8$  mrad entspricht. Der erreichte Abstand zur Oberfläche sollte hier nicht die Beschränkung darstellen und  $d \leq 1\mu\text{m}$  betragen. Hinzu kommt nur die effektive Eindringtiefe des Lichts in die Spiegelschicht, welche jedoch für die verwendeten Spiegel bei ungefähr  $0,3\mu\text{m}$  liegt [32]. Der gesamte abgeschätzte effektive Abstand von  $1,3\mu\text{m}$  trägt somit nicht entscheidend zu den Verlusten bei.

Mit dieser erreichten Koppleffizienz ist für Resonatoren mit  $R = 99,7\%$  Spiegelreflektivität eine maximale Finesse von  $\mathcal{F} \approx 400$  zu erwarten. Diese höher reflektierenden Spiegel konnten allerdings nicht mehr ausreichend getestet werden, so dass nur Finessen von etwa 100 erreicht wurden.

Durchschnittlich ergaben sich Finessen von 80-100 für die mit  $R = 98,5\%$  Spiegelreflektivität gebauten Resonatoren, was für die in Kapitel 4 beschriebene Vermessung von ultradünnen Fasern vollkommen ausreichend ist.

Auf FC-Steckern basierende Resonatoren wurden ebenfalls wegen des großen Aufwands nur in geringen Mengen hergestellt. Aufgrund der Empfindlichkeit des Polierprozesses ist es nicht immer gelungen glatte Oberflächen herzustellen. Dies führt zu erhöhten Verlusten der Reflexion, so dass die erzeugten Resonatoren mit  $\mathcal{F} < 20$  enttäuschende Finessen aufwiesen. Der erste Resonator mit einem FC-Stecker und hoher Finesse wurde in den Faser-Referenzresonator eingebaut und hat so gezeigt, dass sich mit dieser Technik ebenfalls gute Ergebnisse erzielen lassen. Theoretisch sollte diese Technik auf Grund der besseren Justierbarkeit überlegen sein. Mit den höher reflektierenden Spiegeln wurde ebenfalls ein Resonator mit  $\mathcal{F} = 126$  gebaut, was durchschnittlichen Koppleffizienzen von  $\eta = 97,87(4)\%$  entspricht.

Es hat sich gezeigt, dass sich mit der benutzten Technik Resonatoren hoher Finesse erstellen lassen. Der Herstellungsprozess für Resonatoren mit FC-Steckern ist dabei deutlich zeitaufwändiger und wurde daher trotz leichter konzeptioneller

Vorteile nur selten verwendet. Mit den blanken Fasern lassen sich die Resonatoren deutlich schneller produzieren, was insbesondere bei Anwendung ultradünner Fasern von Vorteil ist.

Mit Hilfe der verwendeten Technik des Anklebens von Spiegeln wurden bereits Finessen von  $\mathcal{F} = 500$  bei Spiegelreflektivitäten von  $R = 99,6\%$  erreicht [33]. Dies entspricht einer Koppeffizienz der Spiegel von  $\eta = 99,78\%$ . Diese ist geringfügig höher als die in der Arbeit erreichten  $\eta = 99,54(4)\%$ , wobei eine Wellenlänge von  $\lambda = 1150\text{ nm}$  und andere Fasern verwendet wurden, was die Empfindlichkeit der Justage verändert. Die erzielten Ergebnisse der Justage sind somit ähnlich genau.

### 2.5.2 Direkte Softcoating-Beschichtung als Alternative

Wie schon in Abschnitt 2.1 beschrieben, gibt es als Alternative zum Transferverfahren die Möglichkeit des direkten Aufdampfens von dielektrischen Schichten auf die Faserenden. Um diese Technik mit der verwendeten zu vergleichen, wurden von der Gruppe um Prof. Sengstock der Universität Hamburg zwei F-SF Fasern mit dielektrischen Softcoatings versehen. Diese bestehen aus fünfzehn  $\lambda/4$  Schichten von ZnS und  $\text{MgF}_2$  und wurden so berechnet das der resultierende Spiegel von 700-870 nm eine Reflektivität von  $R \geq 99,5\%$  erreichen soll, womit sich eine Finesse von maximal  $\mathcal{F} = 630$  erzielen lässt. Die gemessene Finesse der 141 cm bzw. 148 cm langen Resonatoren entsprechen allerdings mit  $\mathcal{F} = 55,2(4)$  bzw.  $\mathcal{F} = 69,1(4)$  nicht den Erwartungen. Dies entspricht Verlusten pro Umlauf von 9-11%. Auszuschließen ist hierbei eine Beschädigung der Faser, so dass die Verluste nur an den Spiegelflächen entstehen können. Eine mechanische Beschädigung der Coatings ist jedoch nicht zu erkennen. Eine mögliche Erklärung ergibt sich durch eine schlechte Koppeffizienz des reflektierten Lichts zurück in die Faser, was auch mit der Beobachtung der aufleuchtenden Faserenden übereinstimmt. Verantwortlich hierfür ist entweder eine schlechte Oberflächenbeschaffenheit der Faserendfläche, oder eine nicht senkrechte Endfläche der Faser. Die beobachteten Verluste von 4-5% pro Reflexion entsprechen dabei einer Fehlstellung der Spiegel von  $0,3^\circ$ . Für eine genauere Analyse sind weitere Messungen nötig. Eine Verbesserung der Ergebnisse ist zu erwarten.

### 2.5.3 Faser als Referenzresonator

Zur Kalibrierung der Frequenzmodulation des Lasers wird ein Referenzresonator mit bekanntem FSR benötigt. Für einen konfokalen Freistrahlresonator gilt  $\text{FSR} = c/2d$  [21], wobei  $d$  die Länge des Resonators darstellt. Für einen FSR = 100 MHz wird demnach schon ein 1,5 m langer Resonator benötigt. Ein faserbasierter Referenzresonator bietet sich daher an, da ein Faserresonator einfach aufgewickelt und so platzsparend gelagert werden kann. Außerdem können so fast beliebig kleine FSR erzeugt werden und durch die Verwendung von Einmoden-Fasern ist eine ideale Form der Resonanzen gegeben. Der Nachteil von Fasern besteht in ihrer Empfindlichkeit gegenüber der Umwelt. Besonders Vibrationen modulieren den Resonator sehr schnell. Um dies zu verhindern, muss die Faser fixiert werden. Eine Möglichkeit

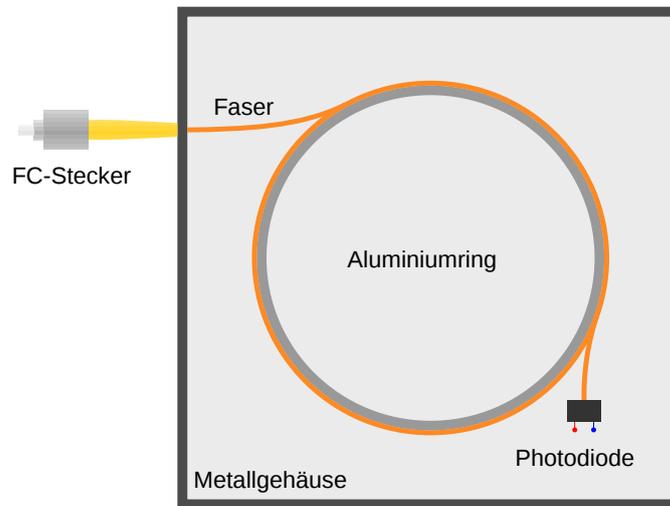


Abbildung 2.12: Konzept für den Einsatz eines Faserresonators als Referenzresonator. Der Laser wird durch den fest mit dem Gehäuse verbundenen FC-Stecker eingekoppelt und das Transmissionssignal über die ebenfalls mit eingegossene Photodiode gemessen.

stellt die Verwendung von Epoxidharz dar, so dass die Faser in einen festen Block eingebettet wird. Das in einem Prototypen verwendete Design ist in Abbildung 2.12 zu sehen. Die Faser ist dabei auf einem Aluminiumring aufgerollt und in einer ca.  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$  großen Metallkiste eingegossen. Die Faser wurde an einer Seite mit einem FC-Stecker versehen, so dass sie fest mit einem Faserkoppler verbunden werden kann und so Stabilität garantiert wird. Die andere Seite ist direkt an eine eingebaute Photodiode angeschlossen, über die die Transmission des Resonators gemessen werden kann.

Der gebaute Referenzresonator wurde nun mit einem  $L = 1\text{ m}$  Freistrahleresonator vermessen um als Referenz im kompakten Lasersystem benutzt werden zu können. Die Werte sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Der Resonator hat eine hohe Finesse, was auch auf die gute Justierbarkeit der FC-Stecker-Klebestelle zurückzuführen ist. Im Einsatz des Resonators als Referenz ergibt sich durch die verwendete unverstärkte Photodiode mit ihrer relativ langsamen Anstiegszeit von ca.  $10\text{ }\mu\text{s}$  ein Problem, da für typische Messungen mit Modulationsgeschwindigkeiten von  $30\text{ MHz/ms}$  die

Länge	FSR	Finesse	Linienbreite	Langzeitdrift
1,756(6) m	58,8(2) MHz	155(10)	380(25) kHz	$\approx 1,4\text{ MHz/s}$

Tabelle 2.3: Kennzahlen des Referenzresonators.

## 2.5. ERGEBNISSE

---

Resonanz zu schnell durchlaufen wird, um sie korrekt zu erfassen. Die Finesse wurde mit einer deutlich langsameren Modulationsgeschwindigkeit bestimmt. Die für jede Messung leicht abweichende Modulationsgeschwindigkeit des Lasers führt daher zu einer Variation der Finessen, was eine zusätzliche Unsicherheit bei der Messung der Linienbreite des Lasers erzeugt.

Der gebaute Referenzresonator hat sich dafür, dass es sich um einen Prototypen handelt, als sehr zuverlässig und stabil erwiesen. Die auf den FC-Stecker aufgeklebten Spiegel sind robust genug um das Verschrauben des Steckers unbeschadet zu überstehen. Eine Verbesserung liegt in der Verwendung einer verstärkten schnellen Photodiode, wodurch sich die Präzision der Linienbreitenmessung des Lasers deutlich erhöhen sollte. Die Langzeitstabilität bietet ebenfalls Platz für Verbesserungen. Eine aktive Stabilisierung sowie Materialien mit geringerem Ausdehnungskoeffizient und eine thermische Isolierung sind hier mögliche Maßnahmen. Der Faser-Referenzresonator stellt zusammenfassend eine Alternative zu Freistrahlaufbauten dar und bietet, mit dem frei skalierbaren FSR sowie hoher mechanischer Stabilität, deutliche Vorteile.

## Kapitel 3

# Eigenschaften und Kontrolle der Einmoden-Faserresonatoren

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der Einmoden-Faser-Fabry-Pérot-Resonatoren diskutiert. Zunächst werden die zwei Polarisationsmoden untersucht, und der Einfluss von Torsion und Biegespannung auf die Faser analysiert. Des Weiteren wird eine Modulation des Resonators mittels Längenänderung diskutiert, welche eine Alternative zur Vermessung der Resonatoren mittels Strommodulation des Lasers darstellt und für eine mögliche Stabilisierung der Faserresonatoren benötigt wird. Die Stabilisierung des Systems Laser-Resonator ist für Anwendungen wie die in Kapitel 5 behandelte Verwendung von Multimoden-Resonatoren als Modenfilter wichtig, so dass verschiedene Stabilisierungsverfahren vorgestellt werden.

### 3.1 Absoluter Modenabstand der Polarisationsmoden

Wie bereits gezeigt und theoretisch behandelt, erzeugt die Anisotropie realer Fasern eine Doppelbrechung und somit eine Aufhebung der Entartung der Polarisationsmoden des Faserresonators. Um die Anisotropie quantitativ zu bestimmen, müssen die Unterschiede im FSR der beiden Moden gemessen werden:

$$\begin{aligned}FSR_x &= \frac{c}{2Ln_x} \\FSR_y &= \frac{c}{2Ln_y} \quad .\end{aligned}$$

Dieser Unterschied ist sehr gering. Anstatt ihn direkt zu messen, kann man den relativen Abstand der beiden Polarisationsmoden zueinander für verschiedene Wellenlängen messen und den Unterschied der Brechungsindizes daraus errechnen, was wesentlich genauer möglich ist. Jede Resonanzfrequenz ist ein ganzzahliges Vielfaches des freien Spektralbereichs

$$\nu_{Mode} = N \cdot FSR = N \frac{c}{2Ln} \quad .$$

### 3.1. ABSOLUTER MODENABSTAND DER POLARISATIONSMODEN

---

Für den Unterschied der Resonanzfrequenzen gilt dann:

$$\begin{aligned}
 \Delta\nu_{Mode} &= N_x \frac{c}{2Ln_x} - N_y \frac{c}{2Ln_y} \\
 &= N_x \frac{c}{2Ln_x} - (N_x + \Delta N) \frac{c}{2L \underbrace{(n_x + \Delta n)}_{\approx \frac{1}{n_x} + \frac{\Delta n}{n_x^2}}} \\
 &\approx \frac{c}{2Ln_x} \left( \frac{\Delta n N_x}{n_x} - \Delta N - \underbrace{\frac{\Delta N \Delta n}{n_x}}_{\approx 0} \right) \\
 &\approx \nu_{FSR} \left( \frac{\Delta n N}{n} - \Delta N \right) \\
 &= \nu_{Laser} \frac{\Delta n}{n} - \nu_{FSR} \Delta N \quad . \tag{3.1}
 \end{aligned}$$

In der Rechnung wurde zunächst der Bruch nach Potenzen von  $\Delta n$  entwickelt und danach der letzte Term vernachlässigt, da  $\Delta N \ll N$  und  $\Delta n/n \ll 1$  gilt. Die sich hierdurch ergebende Funktion ist eine Gerade mit dem relativen Brechungsindexunterschied als Steigung und einem durch  $\Delta N$  erzeugten Offset. Mit Hilfe eines von  $\lambda = 838 \text{ nm}$  bis  $853 \text{ nm}$  durchstimmbaren Lasers<sup>1</sup> lässt sich der relative Polarisationsmodenabstand als Funktion der Laserfrequenz aufnehmen. Der benutzte Resonator hat dabei einen FSR von  $133,6(6) \text{ MHz}$  und wurde ohne große Biegungen zufällig auf dem Tisch platziert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.1 zusehen, zusammen mit angepassten Theoriekurven für verschiedene  $\Delta N$ . Das reduzierte Chi-Quadrat  $\chi_{red}^2$  ist ein Maß für die Abweichung der Messdaten von der angepassten Funktion und beträgt  $\chi_{red}^2(\Delta N = 0) = 3,2$  und  $\chi_{red}^2(\Delta N = 1) = 12,5$ , woraus sich schließen lässt, dass  $\Delta N = 0$  vorliegt. Somit ergibt sich  $\Delta n/n = (9,53 \pm 2)10^{-8}$ . Der Unterschied der Brechungsindizes ist also sehr klein. Daher ist auch verständlich, dass sich durch äußere Einwirkungen auf die Faser, wie Biegung und Spannung, die Doppelbrechung verändern und damit der Unterschied der Brechungsindizes variieren lässt. Der Wert kann folglich auch nur die Größenordnung des Unterschieds für diese Resonatoren angeben. Wichtig zu erwähnen ist hier noch, dass sich über den Messbereich der Brechungsindex der Faser selbst um  $\Delta n \approx 5 \cdot 10^{-5}$  ändert [34], was allerdings nicht entscheidend ist, da das Verhältnis  $\Delta n/n$  berechnet wurde und anzunehmen ist, dass sich die Änderung auf Zähler wie Nenner gleichermaßen auswirkt. Die Veränderung des FSR durch Änderung des Brechungsindex ist mit  $7 \text{ KHz}$  klein im Vergleich zur gemessenen Änderung des Modenabstands von  $1 \text{ MHz}$  über den Messbereich und kann somit auch vernachlässigt werden, so dass die Formel (3.1) ihre Gültigkeit behält.

---

<sup>1</sup>New Focus Velocity6316

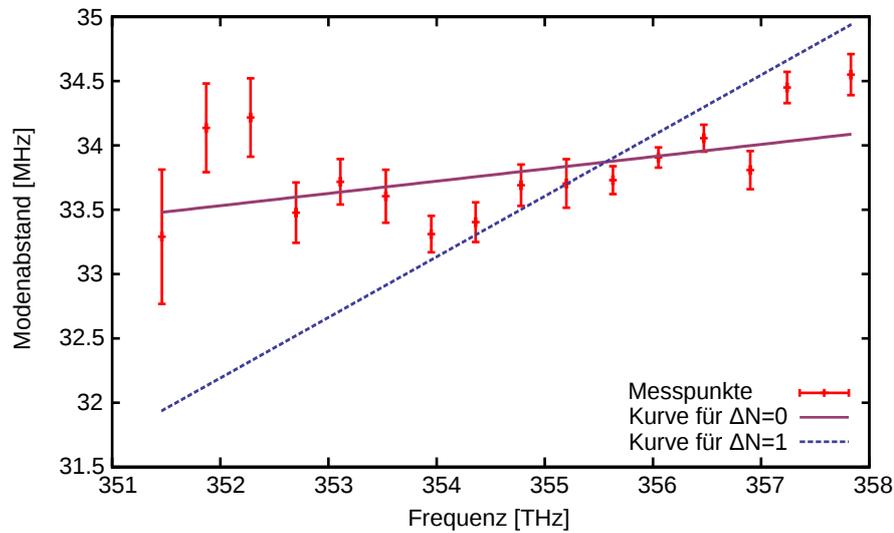


Abbildung 3.1: Relativer Modenabstand in Abhängigkeit der Laserfrequenz. Die Fehler ergeben sich aus der Varianz der für eine Frequenz aufgenommenen Werte.

## 3.2 Einfluss von Torsion und Biegespannung

Für die Überlagerung von Moden müssen diese kontrolliert verändert werden können. Eine Überlagerung von höheren Moden eines Multimoden-Resonators war zunächst angedacht, um ringförmige höhere Moden zu erzeugen. Daher wurden Messungen zum Verhalten der Moden im einfachen Fall des Einmoden-Resonators durchgeführt, die im Folgenden vorgestellt werden. Für die Modenerzeugung mittels Multimoden-Resonatoren in Kapitel 5 wurde letztlich eine andere Technik verwendet, da sich die Erkenntnisse für Einmoden-Resonatoren nicht übertragen ließen.

### 3.2.1 Versuchsaufbau zur Vermessung der Moden

Um den Einfluss äußerer Kräfte auf die Resonatormoden zu untersuchen, muss zunächst die Möglichkeit der kontrollierten Deformation des Resonators gegeben sein. Zudem wird ein Aufbau zur Messung der Polarisation der Moden benötigt. Der hierfür verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.2 skizziert. In diesem Aufbau wird die Faser zwischen zwei Halterungen eingespannt, wobei zur Straffung der Faser die rechte Halterung zusammen mit dem angeschlossenen Aufbau verschoben werden kann. Das Licht wird von links in die Faser eingekoppelt. Auf der rechten Seite des Aufbaus wird das transmittierte Licht an einem 50:50 Strahlteiler zu gleichen Teilen auf eine Photodiode und einer CCD-Kamera<sup>2</sup> aufgeteilt. Mit der Photodiode lässt sich das Spektrum aufzeichnen, während mit dem CCD die Moden dargestellt werden können, was für die in Kapitel 5 behandelten Multimoden-Resonatoren benötigt

<sup>2</sup>DataRay WinCamD

### 3.2. EINFLUSS VON TORSION UND BIEGESPANNUNG

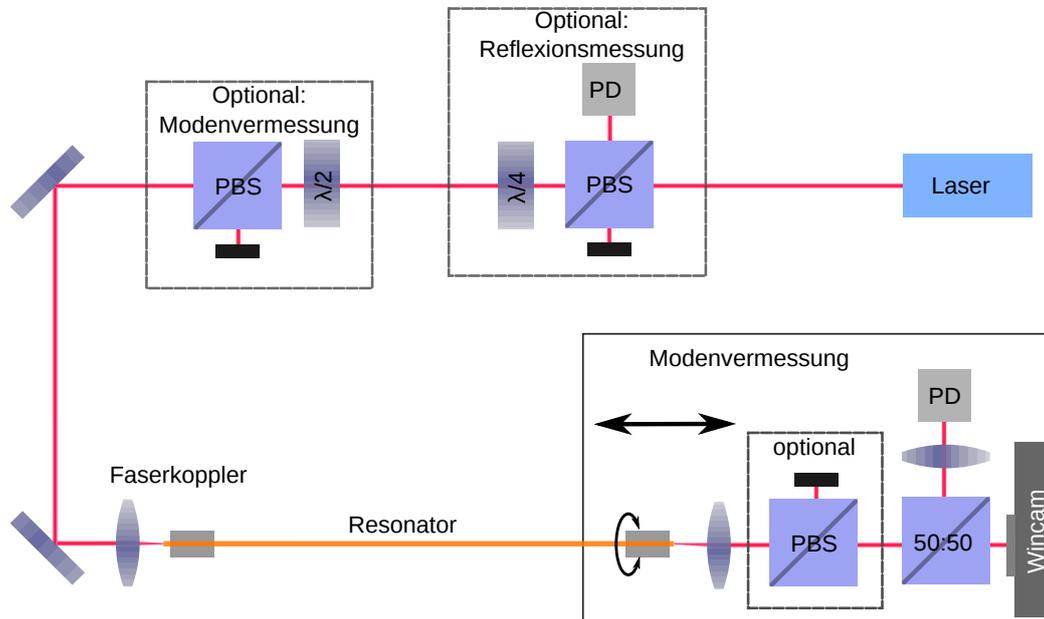


Abbildung 3.2: Skizze des Aufbaus zur Faservermessung. Der zwischen den Halterungen eingespannte Resonator kann hier kontrolliert Torsion und Biegespannung ausgesetzt werden. Der Aufbau unten rechts dient der Aufnahme von Transmissionsspektren und räumlicher Intensitätsverteilung der transmittierten Moden. Mit zusätzlich einbaubaren Modulen lassen sich die Polarisation der Moden und die Reflexion des Resonators untersuchen.

wird. Das vom Resonator reflektierte Licht lässt sich über einen Aufbau aus einer  $\lambda/4$ -Platte und PBS vermessen, was in Abschnitt 3.4.2 genauer beschrieben wird.

Zur Vermessung der Modenpolarisation ist vor der Faser ein  $\lambda/2$ -Plättchen in den Strahlengang integriert, um die Polarisation des einfallenden Lichtes auf die Resonatormoden einzustellen. Der drehbare polarisierende Strahlteiler wird benötigt, da das  $\lambda/2$ -Plättchen kein perfekt linear polarisiertes Licht erzeugt und der Strahlteiler die Polarisation des einfallenden Strahls reinigt. Ist die Eingangspolarisation auf eine Mode eingestellt, dann ist die Amplitude der Mode im Spektrum maximal und die zweite dazu orthogonale Polarisationsmode verschwindet. An der Ausgangsseite des Resonators kann wiederum ein drehbarer PBS eingebaut werden, um eine Polarisationsrichtung am Ausgang zu filtern. Auch hier ist die Amplitude der Mode im Spektrum maximal, wenn der PBS auf die Polarisation der Mode eingestellt ist. Bei der Messung ist es dabei genauer möglich ein Intensitätsminimum zu bestimmen. Daher wird die Mode im Spektrum minimiert, was äquivalent zur Maximierung bei einem Versatz um  $90^\circ$  ist. Dadurch ist der Fehler des Einstellwinkels des PBS mit  $\Delta\phi = 2^\circ$  gering.

### 3.2.2 Einfluss der Torsion

Als erster äußerer Parameter wird im Folgenden der Einfluss von Torsion auf die Resonatormoden untersucht. Dazu wird die Faser möglichst torsionsfrei in den Messaufbau eingelegt und dann straff gezogen, um einen geraden Faserverlauf zu gewährleisten und nur Torsion in der Faser zu erzeugen. Die Torsion wird in der Faser durch Drehung des in Abbildung 3.2 dargestellten rechten Halters der Faser erzeugt. Für jeden Torsionswinkel wurde die Eingangs- und Ausgangspolarisation gemessen sowie der Abstand der Moden zueinander. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.3 zu sehen, wobei nur die Ergebnisse für eine Mode abgebildet sind. Für die zweite Mode ist das Ergebnis gleichwertig mit dem Unterschied, dass die Polarisation um  $90^\circ$  gegenüber der ersten Mode gedreht ist.

Auffällig ist zunächst, dass die Polarisation am Ausgang  $90^\circ$  zur Eingangspolarisation gedreht ist. Dieser Wert variiert allerdings stark je nach Faser. Besteht die Faser aus Teilen mit unterschiedlicher Ausrichtung der Anisotropie, so wird die Mode beim Durchlaufen des Resonators gedreht. Es ist daher nicht verwunderlich, dass die Polarisation der ausbildenden Resonatormoden an Ein- und Ausgang verschiedene Ausrichtungen aufweist.

Außerdem folgen die Moden dem Torsionswinkel in einem grob linearen Verlauf, hier ungefähr 1:1 (eingezeichnete Linien), und zwar sowohl an der Ausgangsseite, an der die Faser gedreht wurde, als auch am Eingang. Eine Interpretation, nach der

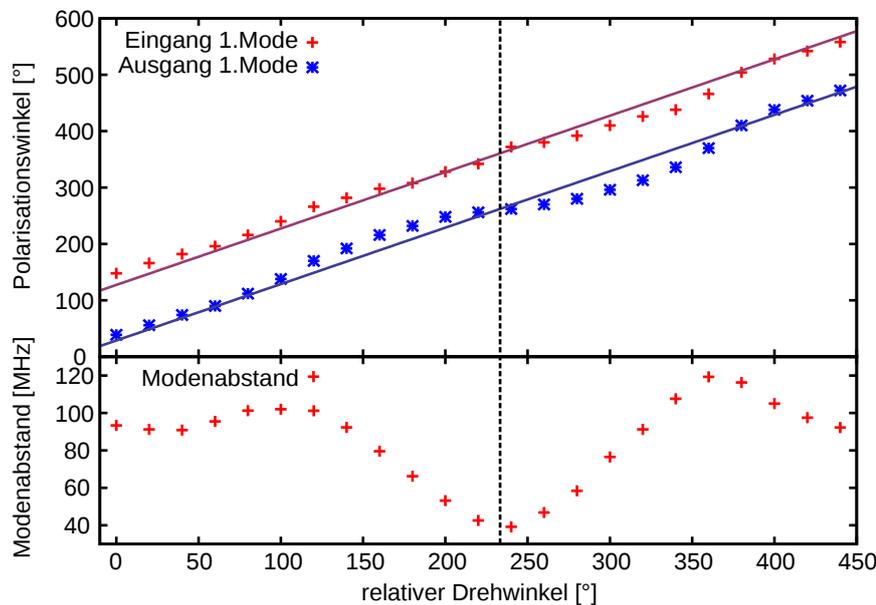


Abbildung 3.3: Modenpolarisation und relativer Modenabstand in Abhängigkeit des Torsionswinkels. Die eingezeichnete gestrichelte Linie repräsentiert den vermuteten torsionsfreien Zustand

die Mode adiabatisch der Drehung der vorgegebenen Faserachsen folgt, wie dies bei polarisationserhaltenden Fasern der Fall ist, scheidet, da in diesem Fall nur die Ausgangspolarisation der Drehung folgen sollte. Für das beobachtete Verhalten könnte der drehbare Halter selbst verantwortlich sein, welcher sehr fest auf die Faser drückt und diese dadurch deformiert, so dass in ihr Spannung entsteht und Doppelbrechung erzeugt wird. Überwiegt die so erzeugte Doppelbrechung gegenüber der intrinsischen der Faser, so folgen die Moden der im Halter vorgegebenen Doppelbrechung.

Trotz der möglicherweise dominierenden Doppelbrechung durch die Halterung sind Effekte der Torsion erkennbar. Betrachtet man den Modenabstand, so liegt bei der eingezeichneten gestrichelten Linie ein deutliches Minimum vor. Desweiteren erkennt man am Faserausgang einen abflachenden Verlauf der Modenpolarisation um diesen Punkt. Dieser ausgezeichnete Punkt könnte daher den Zustand ohne intrinsische Torsion der Faser darstellen. Für eine genauere Untersuchung und zuverlässige Interpretation des Verlaufs müssten hier aufwendigere Simulationen durchgeführt werden. Es zeigt jedoch, dass sich mittels Drehung des Halters die Polarisationen der Fasermode frei einstellen lassen, auch wenn dies möglicherweise nicht auf Torsion zurückzuführen ist.

#### 3.2.3 Biegespannung der Faser

Zur Untersuchung des Einflusses der Biegespannung auf die Faser wurden Pfosten im Lauf der Faser platziert und diese um sie herum gelegt, wie in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Durch den im Ganzen verschiebbaren rechten Messaufbau (vgl. Abbildung 3.2) lässt sich der Biegeradius der Faser um die Pfosten verändern, da die Faser sich im nicht gespannten Zustand weniger stark an die Pfosten anpasst. In Abbildung 3.5 ist der Modenabstand in Abhängigkeit der Position des Faserhalters für drei und fünf Pfosten aufgetragen. Man erkennt eine stetige Änderung des Modenabstandes durch die abnehmenden Krümmungsradien. Der Effekt skaliert sowohl im Startwert als auch in der Stärke mit der Anzahl der Biegungen. Die Änderung des Abstands ist zunächst gering, bis sich gegen Ende die Radien stark mit dem Zug verringern und zusätzlich Spannung erzeugt wird, so dass eine stärkere Änderung

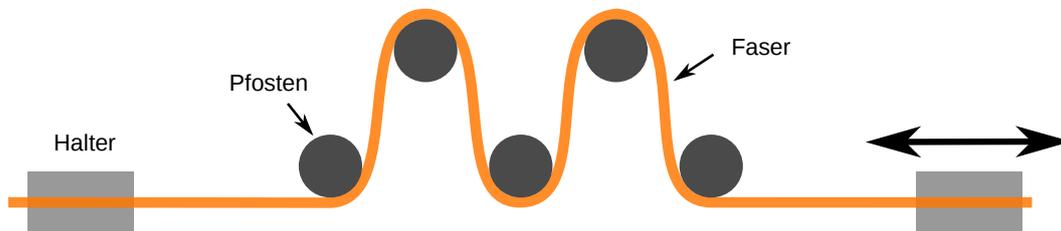


Abbildung 3.4: Skizze des Aufbaus zur Biegespannung der Faser. Die Krümmung wird durch Pfosten erzeugt, um die die Faser herum gelegt wird. Durch Verschieben der rechten Halterung lässt sich der Radius der Faser anpassen sowie Spannung erzeugen.

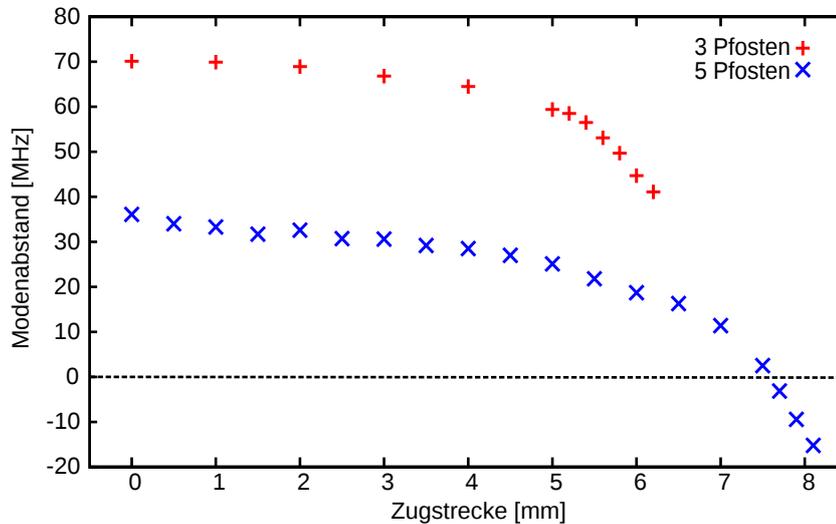


Abbildung 3.5: Modenabstand in Abhängigkeit der durch Streckung hervorgerufenen Biegespannung an der Faser für unterschiedlich viele Windungen um Pfoften. Der Biegeradius nimmt hierbei mit größer werdender Zugstrecke ab.

erfolgt. Während der gesamten Messung hat sich dabei die Polarisation der Moden nicht verändert. Durch die Biegung und Spannung wird also zusätzliche Anisotropie und damit Doppelbrechung entlang einer vorgegebenen Achse erzeugt, so dass der Unterschied der Propagationskonstanten der Moden verändert wird. Anhand des Verlaufs mit fünf eingebauten Pfoften ist außerdem zu sehen, dass sich die Moden überlagern lassen. Somit lassen sich über Drehen und Biegen des Resonators dessen Moden in Abstand und Polarisationsausrichtung beliebig anpassen.

### 3.3 Resonatormodulation mittels Längenänderung

Zur Vermessung der Finesse eines Resonators kann entweder die Frequenz des verwendeten Lasers oder die Resonanzfrequenzen des Resonators geändert werden. Letzteres wird benötigt, wenn der Laser auf einer konstanten Frequenz gehalten werden muss oder nicht passend moduliert werden kann. Zudem ist eine Modulation des Resonators notwendig, wenn dieser stabilisiert werden soll. Für die Resonanzen des Resonators gilt  $\phi = N2\pi = 2kL = 4\pi nL/\lambda_0$ , so dass eine Verschiebung der Resonanz einer longitudinalen Mode  $N$  des Resonators zur nächsten mit  $N' = N + 1$  einer Modulation des Resonators um einen FSR entspricht. Die Verschiebung kann durch eine Längenänderung des Resonators geschehen:

$$\phi - \phi' = 2\pi (N - N') = \frac{4\pi n \Delta L}{\lambda_0} \quad (3.2)$$

$$\Rightarrow \Delta L = \lambda_0 / 2n \quad (3.3)$$

### 3.3. RESONATORMODULATION MITTELS LÄNGENÄNDERUNG

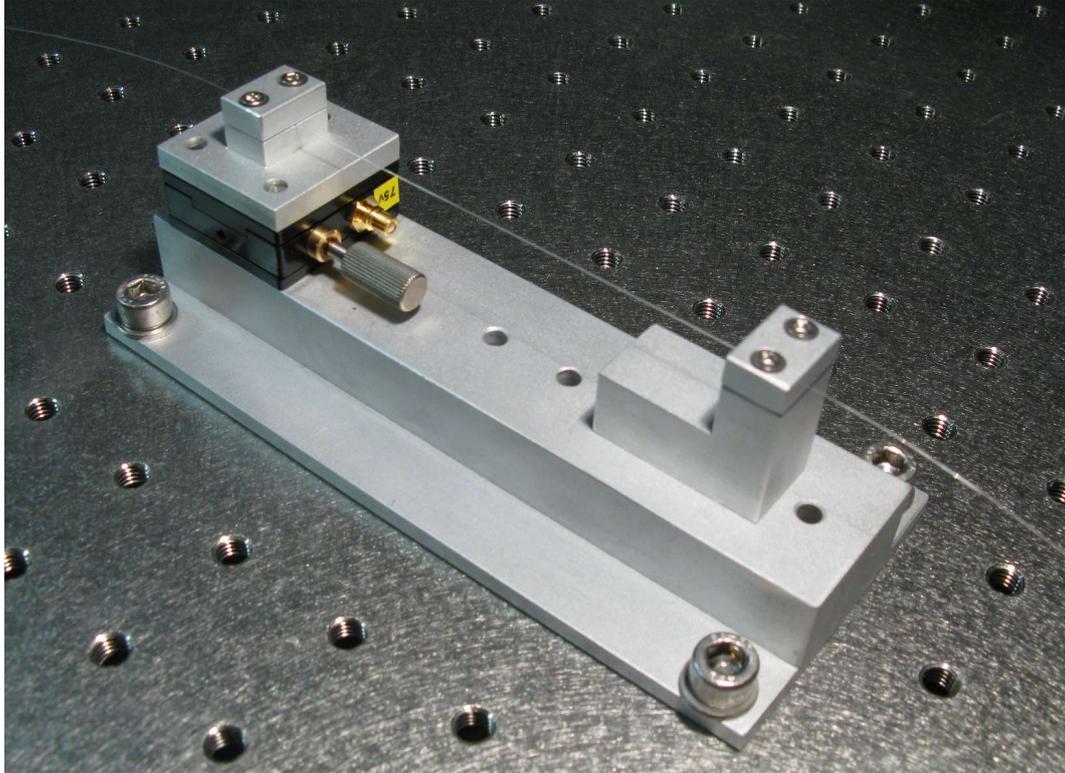


Abbildung 3.6: Streckbank für Fasern. Die Faser wird an zwei Punkten zwischen zwei Aluminiumplatten mit integrierter Führungskerbe gehalten. Mit dem Piezo kann die Faser um bis zu  $25 \mu\text{m}$  gestreckt werden. Die Schraube dient zur Vorspannung der Faser.

Somit ergibt sich für die verwendete Wellenlänge von  $\lambda = 860 \text{ nm}$  eine Längenänderung  $\Delta L = 300 \text{ nm}$ . Um eine Längenänderung der Faser zu erreichen, muss eine Kraft auf die Faser ausgeübt werden, die sich aus deren Elastizitätsmodul  $E$  und Querschnitt  $A$  sowie der gewünschten relativen Längenänderung  $\epsilon$  ergibt [35]:

$$F = A \cdot \sigma = A \cdot E \cdot \epsilon \quad . \quad (3.4)$$

Für ein Elastizitätsmodul von  $E = 94 \text{ kN/mm}^2$  [36] für Quarzglas und einen Faserquerschnitt von  $A = \pi R^2 = 0,012 \text{ mm}^2$  sowie einen Polyamid Mantel mit  $E$ -Modul von  $4 \text{ kN/mm}^2$  [36] und Querschnitt  $A = 0,037 \text{ mm}^2$  ergibt sich für eine Längenänderung von  $10 \mu\text{m}$  auf  $10 \text{ cm}$  Faserlänge eine benötigte Kraft von  $0,17 \text{ N}$ . Zur kontrollierten Modulation des Resonators um mehrere FSR wird daher ein piezoelektrischer Aktuator (im Folgenden „Piezo“) verwendet. Dazu wird ein Teil der Faser an zwei Punkten eingespannt, deren Abstand mit Hilfe des Piezos variiert werden kann. Eine solche „Streckbank“ ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Der Piezo befindet sich hier innerhalb eines Lineartisches, mit dem die Faser vorgespannt

Eingangsspannung	Schubkraft	Verstellweg Piezo	Verstellweg Schraube
0 ... 75 V	20 N	25 $\mu\text{m}$	1 mm

Tabelle 3.1: Kenngrößen des Lineartisches mit eingebautem Piezo

werden kann. Seine Kenngrößen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Zur Charakterisierung der Streckbank werden der Modulationsbereich und die Bandbreite sowie die Linearität der Modulation analysiert.

### 3.3.1 Durchstimmbereich

Der große Stellweg des Piezos erlaubt eine weit reichende Durchstimmung des Resonators, so dass sich theoretisch  $\approx 85$  FSR durchlaufen lassen. In Abbildung 3.7 ist das Transmissionssignal des Resonators für eine Modulation des Piezos mit 50 % der maximalen Amplitude gezeigt. Die Anzahl der überschrittenen FSR beträgt 45, was mit dem erwarteten Wert für den spezifizierten Stellweg gut übereinstimmt. Eine weitere mögliche Auswirkung der Längenänderung ist eine Änderung des Brechungsindexes der Faser durch die erzeugte Spannung im Material. Da der Durchstimmbereich mit dem Stellweg des Piezos übereinstimmt, ist jedoch davon auszugehen, dass die Brechungsindexänderung nur eine untergeordnete Rolle spielt. Für eine korrekte Behandlung wird im Folgenden dennoch die Änderung des optischen Weges  $L_o = nL$  betrachtet, die beide Änderungen mit einschließt.

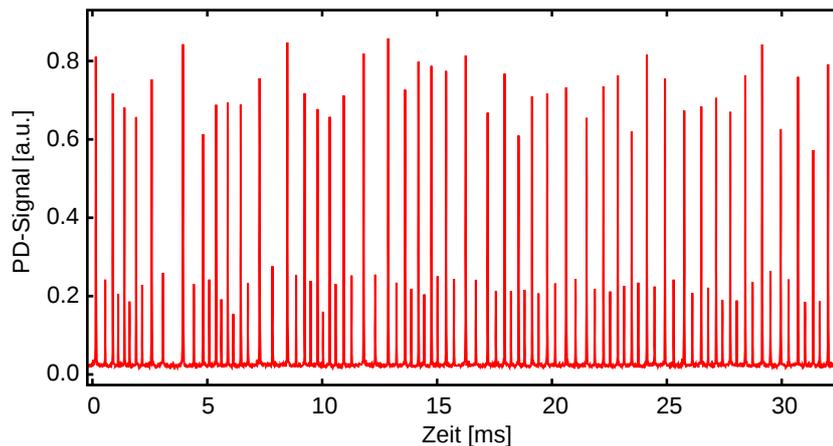


Abbildung 3.7: Transmissionssignal für eine Modulation des Piezos mit 50% der maximalen Amplitude. Die verschiedenen Polarisationsmoden wurden zur Kenntlichmachung auf unterschiedlich hohe Maxima eingestellt. Die Schwankungen der Maxima der Transmission sind darstellungsbedingt.

#### 3.3.2 Modulationsbandbreite

Die Bandbreite der Modulation gibt an, wie schnell eine Modulation des Piezos möglich ist. Eine hohe Bandbreite wird benötigt, um den Resonator schnell durchstimmen zu können und ist entscheidend, wenn der Resonator mittels des Piezos stabilisiert werden soll. Die Bandbreite ist auf der mechanischen Seite begrenzt durch die unterste Eigenfrequenz des Systems. Eine weitere mögliche Limitierung ist durch die elektrische Kapazität des Piezos gegeben, die die Reaktionsgeschwindigkeit auf angelegte Signale begrenzt. Eine Möglichkeit zur Messung der Bandbreite ergibt sich durch die Messung der Reaktion des Systems auf eine Sprungfunktion, was in der Signalverarbeitung der Messung der Impulsantwort des Systems entspricht. In Abbildung 3.8 ist die Transmission des Resonators und das angelegte Rechteckssignal als Funktion der Zeit aufgetragen. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird der Puls an den Piezo gesendet. Anhand der durchlaufenen Resonanzen lässt sich die Modulation des Resonators und somit die Reaktion des Piezos ablesen. Für abwechselnd durchlaufene Resonanzen (erkennbar an den sich abwechselnden Resonanzhöhen) findet eine monotone Änderung des optischen Wegs statt. Werden nacheinander gleiche Resonanzen durchlaufen, so hat das System die Modulationsrichtung gewechselt. Aus den Resonanzen kann so der zeitliche Verlauf der Längenänderung des optischen Wegs abgeleitet werden. Das Resultat ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Die Punkte markieren den Durchlauf durch eine Resonanz und wurden einer Längenänderung zugeordnet. Zunächst findet eine exponentiell abklingende Änderung statt, die dann in eine Schwingung übergeht, was an den periodisch durchlaufenen gleichen Resonanzen zu erkennen ist. An die Messwerte lässt sich eine Exponentialfunktion anpassen, so dass das System im Wesentlichen einem Verzögerungsglied 1. Ordnung ( $PT_1$ ) [37] entspricht. Die Zeitkonstante  $\tau = 2,16(1)$  ms stellt das Inverse der Frequenz dar, für die die Übertragungsfunktion um 3 dB abgefallen ist. Diese Frequenz ist die Bandbreite der Modulation des Piezo und beträgt 460(20) Hz. Die Frequenz der Eigenschwingung des Gesamtsystems lässt sich über den Abstand der periodisch durchlaufenen Resonanzen zu 235(1) Hz bestimmen. Ohne weitere Vorkehrungen stellt diese Eigenfrequenz die Limitierung der Modulationsbandbreite dar, da das System bei einer Modulation mit dieser Frequenz resonant zu schwingen beginnt.

#### 3.3.3 Linearität der Modulation

Die Linearität der Modulation ist eine Voraussetzung für genaue Vermessungen der Resonatoren mittels eines Piezos, da die gemessenen Werte sonst stark schwanken und die Spektren nicht wie im Falle der Strommodulation durch eine einfache Funktion linearisiert werden können. Im vorhergehenden Abschnitt wurde die maximale Modulationsgeschwindigkeit des Piezo bestimmt und die Eigenschwingung beobachtet. Eine lineare Modulation ist daher nur möglich, wenn die Eigenschwingung des Systems während der Modulation nicht angeregt wird. Daher ist eine lineare Modulation der Piezospannung mittels einer symmetrischen Rampe nur mit geringen Frequenzen möglich.

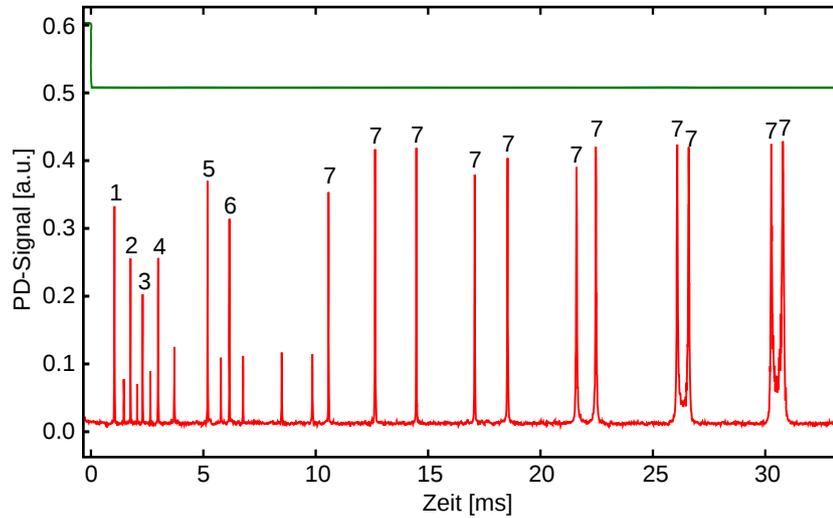


Abbildung 3.8: Reaktion des Resonators auf einen Rechteckpuls (obere Kurve) als Piezoeingangssignal: Anhand der im Transmissionspektrum durchlaufenen Resonanzen lässt sich die Modulation des Resonators nachvollziehen. Die Nummern kennzeichnen dabei die unterschiedlichen durchlaufenen Resonanzen zu einer Polarisationsmode.

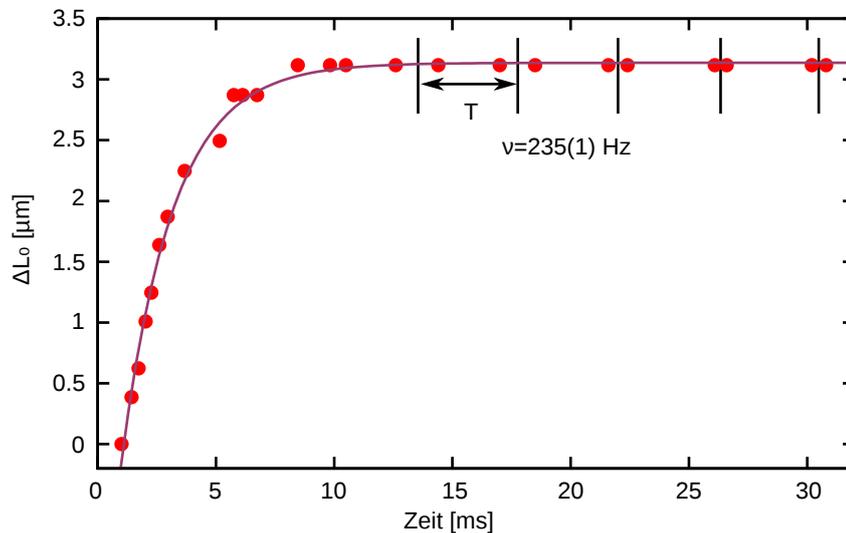


Abbildung 3.9: Aus den Resonanzen rekonstruierte Längenänderung des optischen Wegs  $L_o = Ln$  des Resonators. Anhand der Zeitkonstanten der angepassten Exponentialfunktion lässt sich die Bandbreite des Piezos ermitteln. Der Abstand der eingezeichneten schwarzen Linien kennzeichnet die Schwingungsperiode des Systems.

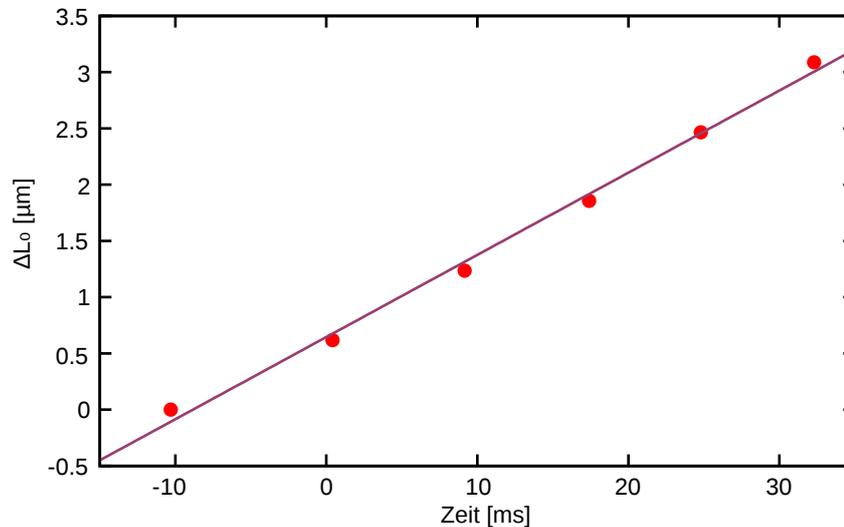


Abbildung 3.10: Aus den Resonanzen des Transmissionsspektrums errechnete Modulation des optischen Weges entlang des Resonators mittels Piezo. Die Modulation erfolgt mit einer symmetrischen Rampenfunktion mit  $\nu = 10$  Hz und 5% der Maximalamplitude des Piezos.

Abbildung 3.10 zeigt die aus den Resonanzen im Spektrum errechnete Modulation des Resonators im zeitlichen Verlauf für eine Modulationsfrequenz von 10 Hz. Die angepasste Gerade zeigt, dass in guter Näherung eine lineare Modulation vorliegt. Die Frequenz der Spannungsrampe ist jedoch verglichen mit den bei der Strommodulation möglichen Scangeschwindigkeiten gering. Ein Erhöhen der Frequenz führt jedoch zur deutlichen Anregung von Schwingungen, so dass 10 Hz das Maximum darstellt. Bei der Vermessung von Resonatoren mit diesen Einstellungen der Piezomodulation ist die Standardabweichung der gemessenen Finesse 20% (für  $\mathcal{F} = 160$ ) und damit doppelt so groß wie bei Messungen mittels Strommodulation des Lasers. Eine entsprechend größere Anzahl von Spektren wird daher für die gleiche Präzision der Messung benötigt.

### 3.4 Stabilisierungsverfahren

Um eine konstante Transmission des Resonators zu erhalten, dürfen Laserfrequenz und Resonatorresonanzen nicht zueinander driften. Da dies jedoch in der Praxis der Fall ist, muss das Driften mittels einer aktiven Stabilisierung kompensiert werden. Für diese Regelung wird ein als Lockbox bezeichneter Proportional-Integral-Differential-Regler (PID-Regler) verwendet, der das Fixieren („Locken“) eines Lasers auf einer Resonanz ermöglicht. Dies geschieht über einen Regelschaltkreis, der aus einem Eingangssignal (Fehlersignal), ein Ausgangssignal (Korrektursignal) erzeugt,

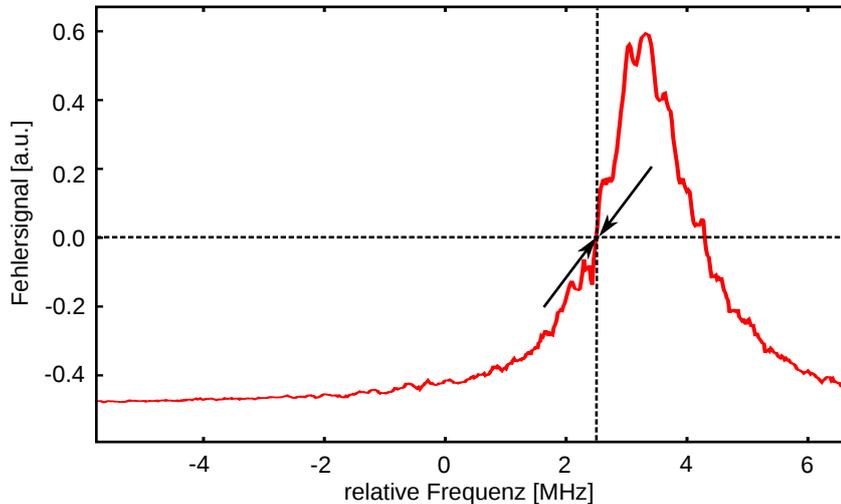


Abbildung 3.11: Arbeitsweise der Regelung am Beispiel der Stabilisierung auf eine Flanke des Resonators. Die Abweichung des Messwertes vom eingestellten Wert wird in eine Änderung der Laserfrequenz umgesetzt, die der Abweichung entgegenwirkt.

das dem Fehlersignal entgegen wirkt. Zur Regelung wird ein Fehlersignal benötigt, das, je nach Richtung der Abweichung vom Sollwert, unterschiedliche Vorzeichen aufweist. Die Rückkopplung erfolgt entweder über die Änderung der Frequenz des Lasers oder die Modulation des Resonators. Ersteres kann verwendet werden, wenn keine konstante Laserfrequenz benötigt wird, während Letzters bei fester Laserfrequenz zur Stabilisierung benötigt wird. Dabei ist die Änderung der Laserfrequenz die einfacheren Methode, da die Strommodulation des Lasers eine hohe Bandbreite im MHz-Bereich besitzt. Dieser Weg der Rückkopplung über die Strommodulation ist der in dieser Arbeit verwendete.

Um stattdessen die Resonanzen des Resonators zu ändern, und somit eine konstante Laserfrequenz verwenden zu können, kann die bereits beschriebene Faser-Streckbank benutzt werden. Auf Grund der niedrigen Bandbreite der Piezomodulation ist eine Stabilisierung auf diese Weise während der Arbeit nicht gelungen. Mit einer Modifikation des Aufbaus durch eine Konstruktion ohne beweglichen mechanischen Teile und einen Piezo mit geringerer Kapazität sollte es jedoch möglich sein, höhere Bandbreiten zu erreichen und somit den Resonator zu stabilisieren.

Im Folgenden werden nun zwei in der Arbeit verwendete Fehlersignaltypen mit ihren Vorteilen und ihrer Anwendbarkeit diskutiert.

#### 3.4.1 Side of Fringe Lock

Als Side of Fringe Lock bezeichnet man die Stabilisierung eines Lasers auf einer Flanke der Resonanz. Hierbei wird das Fehlersignal aus dem Transmissionssignal durch Abziehen eines Offsets erzeugt, wie in Abbildung 3.11 dargestellt ist. Hierdurch ergibt sich eine Sollposition des Lasers um den Nullpunkt des Fehlersignals an der Flanke der Resonanz. Das Fehlersignal hat für Abweichungen zu beiden Seiten unterschiedliche Vorzeichen, so dass die Richtung der Abweichung bekannt ist und die Regelung entgegenwirken kann. Durch den eingestellten Offset wird gleichzeitig die durch den Resonator transmittierte Leistung festgelegt, was neben der Einfachheit des Verfahrens seinen Hauptvorteil darstellt. Der Nachteil liegt darin, dass es nicht möglich ist, auf das Maximum der Resonanz zu stabilisieren, da am Maximum das Signal zu beiden Seiten abfällt. Eine Stabilisierung des Lasers auf den Resonator mit dieser Methode war experimentell erfolgreich und stellt das hauptsächlich verwendete Verfahren dar.

#### 3.4.2 Hänsch Couillaud Lock

Eine weiteres mögliches Fehlersignal ergibt sich durch ein nach T.W. Hänsch und B. Couillaud benanntes Verfahren [38]. Hierbei wird die Dispersion des vom Resonator reflektierten Lichts als Fehlersignal benutzt. Die nicht direkt messbare Phasenänderung wird dabei durch Polarisationsänderung des reflektierten Lichts auf Grund von Doppelbrechung im Resonator in eine messbare Intensitätsänderung umgewandelt. Der genaue Prozess im Falle von Faserresonatoren wird im Folgenden theoretisch betrachtet und mit experimentellen Daten verglichen.

##### Dispersion des reflektierten Lichts

Die Phase des vom Faserresonator reflektierten Lichts lässt sich aus der komplexen Feldstärke  $U_R$  (Gleichung 1.19) berechnen und ist in Abbildung 3.12 für verschiedene Transmissionen  $T$  durch den Resonator dargestellt. Die Phase des reflektierten Lichts steigt zunächst an, um dann, während die Resonanz durchlaufen wird, abzufallen, und anschließend wieder auf Null zu steigen. Mit größer werdender Transmission  $T$  nimmt die Phasenänderung zu und dabei auch die Steilheit des Abfalls.

##### Polarisationsänderung des reflektierten Lichts

Die Phasenänderung des reflektierten Lichtes eines Faserresonators nahe der Resonanz bewirkt eine Änderung der Polarisation des reflektierten Lichtes, da für die zweite Polarisationsrichtung die Resonanzbedingung im Allgemeinen nicht erfüllt ist. Ein optischer Aufbau kann, wie im Folgenden gezeigt wird, genutzt werden, um über diese Polarisationsänderung den Phasenverlauf als Intensitätsänderung messbar zu machen. Benötigt wird hier der in Abbildung 3.2 gezeigte Aufbau zur Messung der Reflexion, bestehend aus PBS und Wellenplatte.

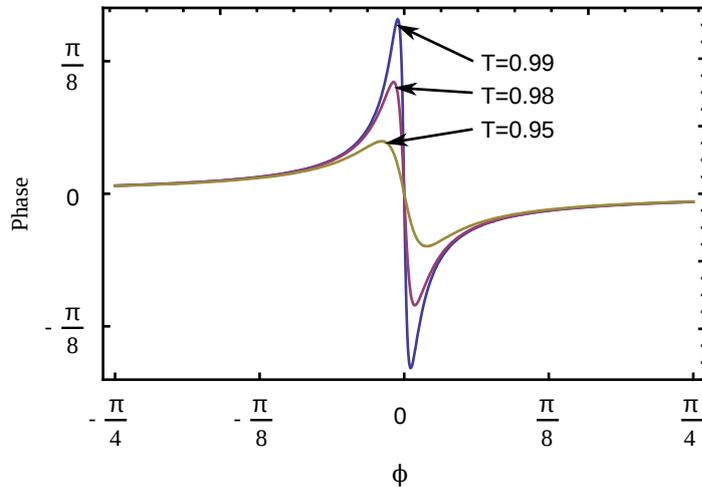


Abbildung 3.12: Entwicklung der Phase des reflektierten Lichtes bei Resonanzdurchlauf für verschiedene Transmissionen  $T$  durch den Resonator und einer Spiegelreflektivität von  $R = 98\%$ .

Zur mathematischen Beschreibung dieses Systems wird eine geeignete Darstellung der Polarisation benötigt, wie sie durch die Jones-Matrizen gegeben ist [21]. Die Polarisation wird dabei über die Amplituden des transversalen elektrischen Feldes als zweikomponentiger Vektor mit komplexen Einträgen beschrieben.

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} .$$

Die x-Komponente ist im Folgenden parallel zum optischen Tisch ausgerichtet. Ein lineares optisches Element lässt sich als 2x2 Matrix beschreiben:

<b>Optisches Element</b>	<b>Jones-Matrix</b>
Reflexion an polarisierendem Strahlteiler	$PBS = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Wellenplatte mit $\Gamma$ Verzögerung	$\lambda[\Gamma] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\Gamma} \end{bmatrix}$
Rotation in um $\theta$ gedrehtes Bezugssystem	$R[\theta] = \begin{bmatrix} \cos[\theta] & \sin[\theta] \\ -\sin[\theta] & \cos[\theta] \end{bmatrix}$
Reflexion des Resonators mit Phasen $\phi_x$ und $\phi_y$ nach Gleichung 1.19	$U_R[\phi_x, \phi_y] = \begin{bmatrix} -U_R[\phi_x] & 0 \\ 0 & U_R[\phi_y] \end{bmatrix}$

### 3.4. STABILISIERUNGSVERFAHREN

---

Im beschriebenen Aufbau durchläuft der Strahl zunächst den PBS in Transmission, daher ist die Anfangspolarisation

$$E_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} . \quad (3.5)$$

Danach wird die um den Winkel  $\theta$  gedrehte Wellenplatte durchlaufen, gefolgt von einer Rotation in das um den Winkel  $\alpha$  gedrehte System der Polarisationsmoden des Resonators

$$E_1 = R[\alpha] \cdot R[-\theta] \cdot \lambda[\Gamma] \cdot R[\theta] \cdot E_0 . \quad (3.6)$$

Das rückreflektierte Licht wird nun durch

$$E_2 = U_R[\phi, \Delta\phi] \cdot E_1 \quad (3.7)$$

beschrieben, wobei das Minuszeichen in einer Komponente von  $U_R$  für den Erhalt der Polarisation im für den Rückweg gedrehten Koordinatensystem benötigt wird und die Konstante  $U_E$  in Gleichung (1.19) für  $U_R$  auf eins gesetzt wird. Das gesamte optische System wird nach der Reflexion in Rückwärtsrichtung durchlaufen, was bedeutet, dass sämtliche Komponenten mit umgekehrter Reihenfolge und Drehsinn durchlaufen werden. Das am PBS reflektierte Lichtfeld ergibt sich zu

$$E_3 = PBS \cdot R[\theta] \cdot \lambda[\Gamma] \cdot R[-\theta] \cdot R[\alpha] \cdot E_2 . \quad (3.8)$$

Die Intensität ist durch  $I = E_3 \cdot E_3^*$  gegeben. In Abbildungen 3.13 sind die theoretischen und experimentell gemessenen Reflexionssignale für mehrere Stellungen  $\Theta$  eines  $\lambda/4$ -Plättchens abgebildet. Die Polarisationsmoden wurden hierbei mittels Torsion auf einen Winkel von  $\alpha = 45^\circ$  ausgerichtet, so dass beide Moden gleich stark angeregt werden. Zu erkennen ist eine gute qualitative Übereinstimmung von Messdaten und Theorie. Für ein horizontal ausgerichtetes  $\lambda/4$ -Plättchen mit  $\Theta = 0^\circ$ , welches somit die eingehende Polarisation nicht ändert, entsteht nur ein Signal, wenn durch Transmission einer Polarisationsrichtung die Polarisation des reflektierten Lichts geändert wird und so eine nicht horizontale Komponente am PBS reflektiert wird. Umgekehrt gilt für  $\Theta = 45^\circ$ , dass das Licht durch das  $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert wird, und so abseits der Resonanz komplett in vertikal polarisiertes Licht umgewandelt und am PBS reflektiert wird. Im Bereich dazwischen entsteht ein Übergang zwischen Maximum auf Resonanz und Minimum auf Resonanz, so dass sich ein dispersiver Verlauf ergibt. Die Abweichungen von der Theorie bestehen in nicht optimal übereinstimmenden Intensitätsverhältnissen der Spektren zueinander und einem Offset für  $\Theta = 0^\circ$ . Dieser lässt sich durch weitere Reflexionen im Strahlengang und den nicht perfekten PBS erklären, welcher auch Anteile der eigentlich transmittierten Polarisation reflektiert. Die Amplitudenverhältnisse lassen sich zusätzlich über die nicht perfekte Einkopplung in die Faser und das  $\lambda/4$ -Plättchen erklären, welches eine von  $\lambda/4$  abweichende Verzögerung besitzt. Aus dem dispersiven Verlauf ergibt sich nun die steile Flanke als Fehlersignal für die Stabilisierung. Hierdurch ist es möglich auf ein Maximum der Transmission

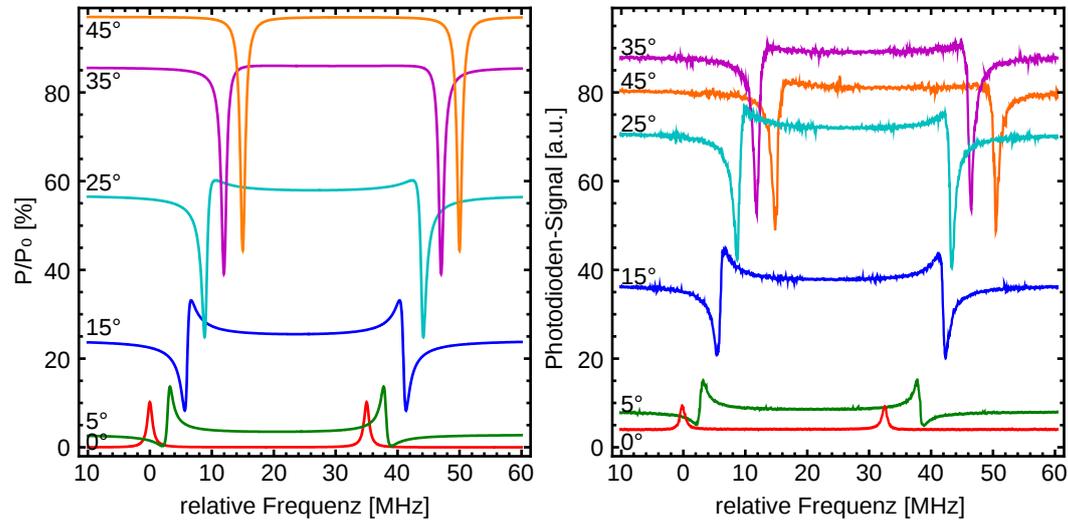


Abbildung 3.13: Theoretischer (rechts) und experimenteller (links) Verlauf des Reflexionssignals für verschiedene Stellungen des  $\lambda/4$ -Plättchens bei einer Ausrichtung der Fasermode von  $45^\circ$  zur Horizontalen. Kenngrößen des Resonators:  $\mathcal{F} = 160(2)$ ,  $\text{FSR} = 134,2(5)$  MHz und  $R = 98,5\%$ . Die Resonanzen wurden zur besseren Unterscheidbarkeit um jeweils 3 MHz zueinander verschoben. Der gezeigte Ausschnitt umfasst die Resonanzen für beide Polarisationsrichtungen.

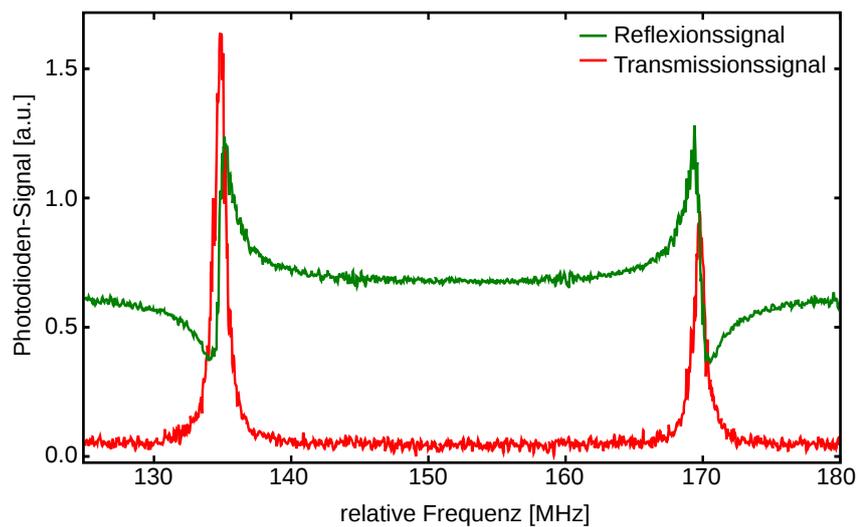


Abbildung 3.14: Reflexions- und Transmissionssignal für den in Abbildung 3.13 betrachteten Resonator und eine  $\lambda/4$  Stellung von  $10^\circ$ .

### 3.4. STABILISIERUNGSVERFAHREN

---

zu stabilisieren, wie in Abbildung 3.14 anhand des Transmissions- und Reflexionssignals gezeigt ist. Die Flanke des gemessenen Reflexionssignals verläuft hier durch das Maximum der Transmission. Im Experiment konnte mit dieser Technik ein Laser mittels Rückkopplung über den Diodenstrom auf Resonanz stabilisiert werden. Da die transmittierte Intensität bei diesem Verfahren nicht stabilisiert wird führt die Modulation des Diodenstroms zu zusätzlichen Änderungen der transmittierten Leistung. Der Nachteil dieses Stabilisierungsverfahrens liegt somit in der stärker schwankenden transmittierten Intensität des Resonators. Die zwei vorgestellten Verfahren ergänzen sich somit und können je nach Situation eingesetzt werden.

## Kapitel 4

# Erzeugung und Vermessung ultradünner Fasern

Ultradünne Glasfasern stellen das zentrale Werkzeug für alle in der Arbeitsgruppe betriebenen Experimente dar. Durch die hohen Oberflächenintensitäten und das starke evaneszente Feld ergibt sich eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten, angefangen bei hochsensitiver Absorbanzmessung von Molekülfilmen auf der Oberfläche [7] über evaneszentes Koppeln von Mikroresonatoren [10] bis hin zum Fangen von Atomen [8]. Die Eigenschaften der ultradünnen Fasern sowie der Übergangsbereiche zu den ultradünnen Fasertailen sind daher von großer Bedeutung. Faserresonatoren können auf Grund ihrer Sensitivität auf Verluste benutzt werden, um die Transmission durch ultradünne Fasern, auch über längere Zeiträume, genau zu messen. Zusätzlich können thermische Effekte in der ultradünnen Faser mit ihnen beobachtet und analysiert werden. In Resonatoren mit ultradünnen Passagen wird außerdem durch die mehrmalige Passage des Lichts die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie (Atome, Moleküle, etc.) im evaneszenten Feld verstärkt. In diesem Kapitel wird zunächst die Herstellung ultradünner Fasern theoretisch und experimentell beschrieben. Im Anschluss daran wird auf die Messung von Transmissionsen genauer eingegangen und die erzielten Ergebnisse für Resonatoren mit ultradünnen Passagen beschrieben.

### 4.1 Erzeugung von ultradünnen Fasern

Ultradünne Fasern können erzeugt werden, indem man Standardfasern erhitzt und gleichzeitig streckt. Die hierfür verwendete Anlage ist in [3] beschrieben, so dass im Folgenden nur eine Übersicht über die Theorie und den Aufbau der verwendeten Faserziehanlage gegeben wird.

### 4.1.1 Theoretische Beschreibung

Die Form einer durch Ziehen erzeugten ultradünnen Faser ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. An den Randbereichen liegt die Faser in unbearbeiteter Form vor, daran schließt sich der verjüngende Teil der Faser an. In der Mitte befindet sich an der Taille das ultradünne Faserstück homogener Dicke, dessen Durchmesser dabei geringer als die Lichtwellenlänge ist. Das Licht wird an den unbearbeiteten Stellen der Faser an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel geführt, während im ultradünnen Teil der Kern vernachlässigbar klein wird und der Mantel nun die Rolle des Kerns übernimmt. Hierdurch wird das Licht an der Grenzschicht zwischen Faser und Luft oder einem anderen umgebenden Medium geführt, so dass sich das evaneszente Feld außerhalb der Faser befindet (Vergleiche Kapitel 1.1.3).

Die Form des Übergangs ist entscheidend für die Transmission des geführten Lichts [39]. Im Übergang wird die Mode vom Kern in den Mantel überführt. Bei sich verkleinerndem Radius nimmt dabei zunächst der Durchmesser der im Kern geführten Mode zu, bis bei einem Mantelradius von  $\approx 20 \mu\text{m}$  die Mode vom Kern in den Mantel übergeht. Der Mantel kann bei diesem Radius auch höhere Moden führen, so dass eine Kopplung der Kernmode an höhere Moden des Mantels und somit ein Energietransfer in diese Moden möglich ist. Die größte Kopplung besteht dabei an die  $\text{HE}_{21}$ -Mode. Findet eine Kopplung statt, so tauschen die Moden periodisch Energie aus, wobei die Längenskala antiproportional zur Differenz der Propagationskonstanten ist. Um diese Kopplung zu unterdrücken, muss die Längenskala der Radiusänderung deutlich größer als die der Oszillationen sein. Ist dies der Fall, so wird der Übergang adiabatisch genannt und die gesamte Leistung wird in die Grundmode des Mantels übertragen. Beim Übergang zu noch geringeren Radien werden nun die höheren Fasermode nicht mehr vom Mantel geführt und aus der Faser heraus gestreut, so dass für ultradünne Fasern mit einem V-Parameter  $V < 2,4$  nur noch die Grundmode propagieren kann.

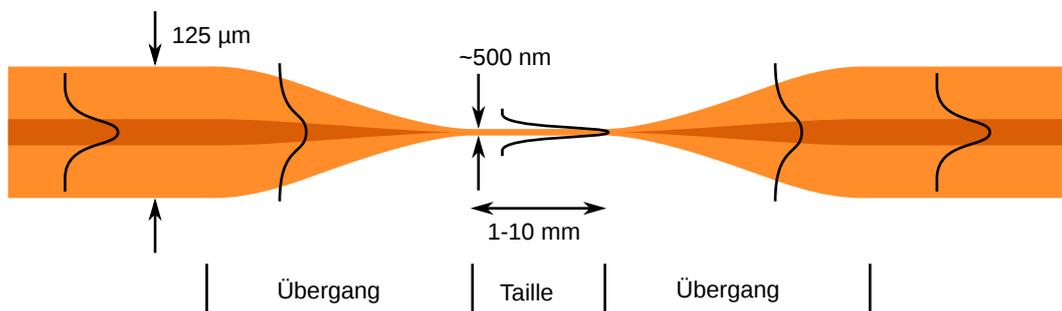


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer verjüngten Faser mit eingezeichneten Intensitätsprofilen der propagierenden Grundmode. Im Übergang wird diese vom Kern in den Mantel übergehen und propagiert in der Taille an der Grenzfläche Faser-Luft.

Der optimale Übergang kann in drei Teilbereiche gegliedert werden. Nach einem zunächst möglichen starken Abfall des Radius muss dieser im Bereich der Modenkopplung langsam abfallen und kann danach wieder schneller reduziert werden.

#### 4.1.2 Ziehanlage für Glasfasern

Um Glasfasern auf Dicken geringer als die Wellenlänge des Lichtes zu verjüngen und dennoch hohe Transmission zu erzielen, wird ein hochpräziser Aufbau benötigt. Dieser ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Er besteht aus zwei Verschiebetischen und einem Brenner.

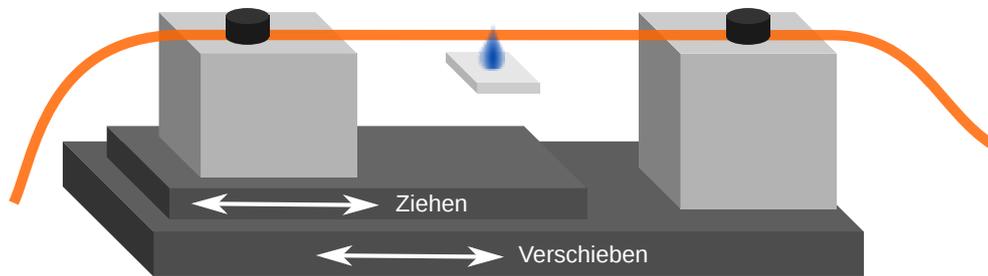


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Ziehanlage. Die Faser wird auf Halterungen festgeklemmt, die relativ zueinander und relativ zu der für die Erhitzung verwendeten Flamme verschoben werden können.

Die computergesteuerten Verschiebetische sind dabei gestapelt angeordnet, so dass der obere die aufgelegte Faser strecken kann und der untere diese gesamte Faser gegen die Brennerflamme verschiebt. Auf diese Weise kann die Faser über ihre Länge erhitzt werden. Der Brenner erzeugt eine  $H_2 - O_2$  Flamme, welche die Faser auf über  $1000^\circ C$  erhitzt und diese so formbar macht. Der Ziehprozess wird dabei aus vielen Einzelschritten zusammengesetzt, um den gewünschten Verlauf des Übergangs zu erzeugen. Die Zieh Schritte können dabei aus den Vorgaben der Taillendicke und -länge sowie dem Verlauf des Übergangs direkt berechnet werden.

Neben der Form der Übergänge sind für hohe Transmissionen möglichst geringe Verunreinigungen der Faser entscheidend, da während des Ziehprozesses in die Faser eingelagerte Fremdpartikel Licht streuen und absorbieren können. Daher wird eine sehr reine Brennerflamme verwendet und die Faser in einer staubfreien Umgebung gezogen. Mit der beschriebenen Anlage ist es möglich, ultradünne Fasern mit über 97% Transmission bei einem Taillendurchmesser von 500 nm herzustellen.

## 4.2 Resonatoren mit ultradünnen Passagen

Der folgende Abschnitt beschäftigt sich mit den experimentell erzielten Ergebnissen. Zunächst wird die genaue Messung der Transmission durch ultradünne Fasern

beschrieben und die Ergebnisse vorgestellt, bevor auf thermische Effekte und die zeitliche Entwicklung der Transmission eingegangen wird. Am Ende erfolgt eine Diskussion der mit den Resonatoren zu erzielenden Verstärkung der Wechselwirkung mittels ultradünner Fasern.

### 4.2.1 Vermessung von Übergängen

Zur Bestimmung der Transmission durch die gezogenen ultradünnen Fasern wurde bisher während des Ziehprozesses direkt die transmittierte Intensität eines in die Faser eingekoppelten Laserstrahls gemessen. Mit dieser einfachen Methode kann die Transmission bis auf  $\approx 1\%$  genau ermittelt werden. Da die Verluste jedoch bis auf wenige Prozent reduziert wurden, können diese nun nicht mehr ausreichend genau bestimmt werden. Eine weitere Reduktion der Verluste ist daher auf Grund des ungenauen Messverfahrens schwierig. Mittels eines Faser-Fabry-Pérot-Resonators lässt sich die Transmission von Übergängen auf Grund der hohen Empfindlichkeit gegenüber Verlusten mit hoher Präzision messen. Das Prinzip wird in Abbildung 4.3 dargestellt. Ein bereits charakterisierter Resonator wird mit einer ultradünnen Passage versehen und anschließend erneut vermessen. Aus der sich hieraus ergebenden Änderung der Finesse kann die Transmission  $T_u$  des Übergangs errechnet werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_v &= \frac{\pi\sqrt{RT}}{1-RT} & \mathcal{F}_n &= \frac{\pi\sqrt{RTT_u}}{1-RTT_u} \\ \Rightarrow T_u &= \frac{\mathcal{F}_v^2 \left( \pi \left( \sqrt{4\mathcal{F}_n^2 + \pi^2} - \pi \right) - 2\mathcal{F}_n^2 \right)}{\mathcal{F}_n^2 \left( \pi \left( \sqrt{4\mathcal{F}_v^2 + \pi^2} - \pi \right) - 2\mathcal{F}_v^2 \right)}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

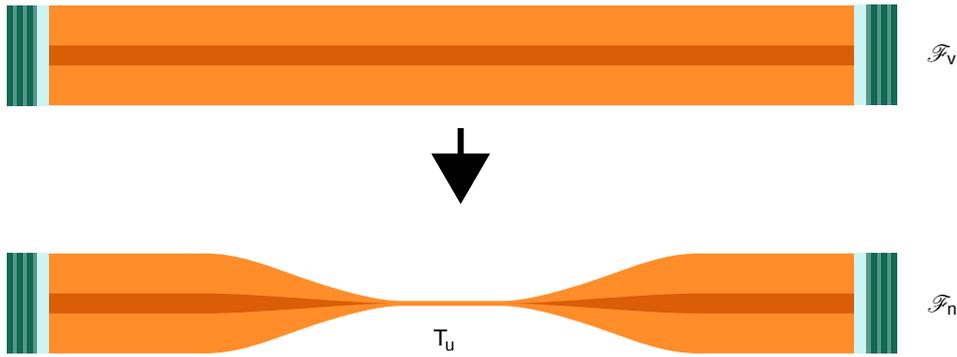


Abbildung 4.3: Konzept der Vermessung des Übergangs. Zunächst wird ein Faserresonator gebaut und dessen Finesse  $\mathcal{F}_v$  gemessen, bevor im Anschluss die ultradünne Passage integriert wird. Aus den Finessen  $\mathcal{F}_v$  vor und  $\mathcal{F}_n$  nach dem Ziehprozess lässt sich die Transmission  $T_u$  durch die ultradünne Faser mittels Gleichung (4.1) bestimmen.

Wie zu erkennen ist, genügt zur Berechnung der Transmission die Kenntnis der Finessen. Mit diesem System eröffnet sich die Möglichkeit einer genauen Messung der Transmission. Diese Methode erlaubt auch lange nach dem Ziehprozess eine genaue Transmissionsbestimmung und kann so auch zur Analyse der zeitlichen Entwicklung der Transmission z.B. aufgrund von Verschmutzung der ultradünnen Faser benutzt werden.

### Gemessene Transmission

Für die Integration von ultradünnen Teilstücken wurden nur Resonatoren verwendet, die eine Finesse  $\mathcal{F}_v > 70$  besitzen, da sonst für niedrigere Finessen die Genauigkeit der Messung abnimmt. Als Form des Übergangs wurde ein Profil mit konstanter Änderung des Radius mit 2 mrad Steigung verwendet. Die Taille hat eine Länge von 5 mm bei einem Durchmesser von 500 nm. Bei dieser Form des Profils konnten bisher schon  $T_u = 97\%$  nachgewiesen werden. Mit der zuvor beschriebenen Technik wurde ein ultradünnes Teilstück in einen Resonator mit  $\mathcal{F}_v = 98(2)$  eingesetzt. Danach konnte eine verbleibende Finesse von  $\mathcal{F}_n = 69(1)$  bestimmt werden, was nach Gleichung (4.1) einer Transmission durch das ultradünne Teilstück von  $T_u = 98,67(12)\%$  entspricht. Die zugehörigen Spektren sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Hier erkennt man auch den sich durch den Ziehprozess verändernden freien Spektralbereich. Der relativ große Fehler resultiert noch aus der bereits in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen

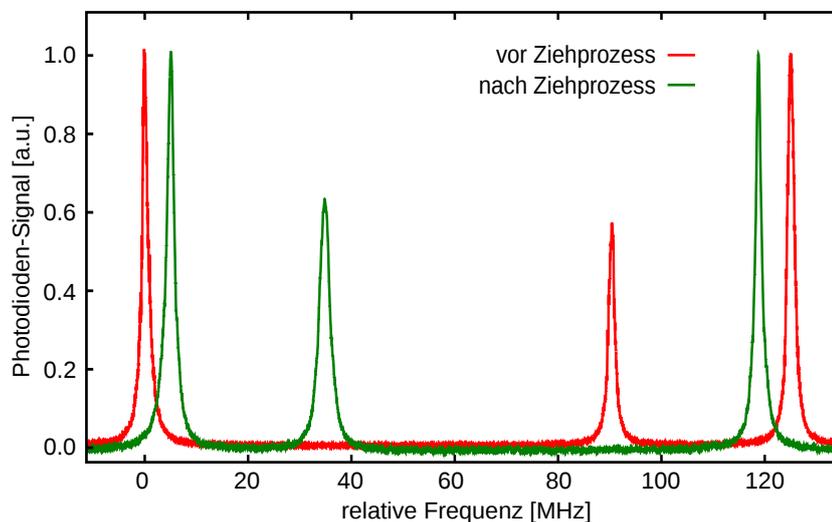


Abbildung 4.4: Spektrum des Resonators vor und nach dem Ziehprozess. Zu erkennen ist, dass der FSR durch den Ziehprozess von  $\text{FSR} = 126,1(5)$  MHz auf  $\text{FSR} = 117,8(7)$  MHz abgenommen hat. Die relativen Positionen der zwei Polarisationsmoden sind, wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt, von vielen Faktoren abhängig und haben für die Betrachtungen hier keine Bedeutung.

Unsicherheit der Linienbreitenmessung mittels des Referenzresonators. Ohne diese Unsicherheiten sollte der Fehler auf die Hälfte reduziert werden können.

Im Folgenden soll dieser Wert mit in anderen Arbeitsgruppen erzielten Ergebnissen verglichen werden. Hierfür werden Transmissionen von Fasern mit gleichem Verhältnis aus Faserdurchmesser und Lichtwellenlänge  $d/\lambda \approx 0,6$  verwendet, sowie die in den Publikationen gewöhnlich angegebenen Werte von dB/mm in Absolutwerte der Transmission für die angegebenen Faserlängen umgerechnet. Tong et al. [4] erreichen so eine Transmission von  $T = 88\%$ , Brambilla et al. [5]  $T = 98,5\%$  (angenommene Faserlänge: 5 mm) und Leon-Saval et al. [6]  $T = 97,1\%$ . Auch wenn diese Vergleichswerte für unterschiedliche Wellenlängen gewonnen wurden und unbekannte Fehler besitzen, so stellt diese mit großer Genauigkeit gemessene Transmission von  $T_u = 98,67(12)\%$  einen Spitzenwert dar.

### 4.2.2 Finesse und Verstärkungsfaktor der Wechselwirkung

Durch den Einsatz eines Resonators verstärkt sich die Wechselwirkung von Licht mit Materie im evaneszenten Feld des ultradünnen Faserabschnitts. Im Teilchenbild des Lichts kann dies so verstanden werden, dass dasselbe Photon durch die Reflexionen immer wieder den Übergang passiert. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Photon sich nach einem Umlauf noch im Resonator befindet, kann über die Finesse  $\mathcal{F}$  berechnet werden, welche direkt mit dem relativen Verlust  $v_u$  an Feldamplitude pro Umlauf verbunden ist

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{1-v_u}}{v_u} \quad (4.2)$$

$$\Rightarrow v_u = \frac{\pi\left(\sqrt{4\mathcal{F}^2 + \pi^2} - \pi\right)}{2\mathcal{F}^2} \quad (4.3)$$

Der so erhaltene Intensitätsanteil pro Umlauf ist daher  $(1 - v_u)^2$ . Dies ist gleichbedeutend mit der Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon einen ganzen Umlauf im Resonator vollzieht. Für die Verstärkung der Wechselwirkung ist die Anzahl der Durchläufe durch die ultradünne Faser entscheidend. Da ein Umlauf aus zwei Durchläufen besteht ist die Wahrscheinlichkeit hierfür  $(1 - v_u)$ . Die Anzahl der Durchläufe ergibt sich somit durch Addition der Wahrscheinlichkeiten dafür, dass das Photon beim n-ten Durchlauf noch vorhanden ist. Der Verstärkungsfaktor  $\gamma$  ergibt sich somit zu

$$\gamma = \sum_{n=0}^{\infty} (1 - v_u)^n \quad (4.4)$$

$$= \frac{2\mathcal{F}^2}{\pi\left(\sqrt{4\mathcal{F}^2 + \pi^2} - \pi\right)} \quad (4.5)$$

$$\approx \frac{\mathcal{F}}{\pi} \quad \text{für } \mathcal{F} \gg 1 \quad (4.6)$$

Der Effekt des Resonators nimmt fast linear mit der Finesse zu. Gültig ist diese Formel im Grenzfall kleiner Wechselwirkungen, so dass die Finesse des Resonators nicht beeinträchtigt wird.

Experimentell konnte ein Resonator mit  $\mathcal{F} = 69(1)$  realisiert werden, was einem Verstärkungsfaktor von  $\gamma = 22,0(3)$  entspricht. Mit den experimentell erreichten Koppeleffizienzen der Transferspiegel von  $\eta = 99,54(4)\%$ , Spiegeln mit  $R = 99,7\%$  sowie der beobachteten Transmission durch die ultradünne Faser  $T_u = 98,67(12)\%$  sollte eine maximale Finesse von  $\mathcal{F} \approx 150$  erreichbar sein und somit eine Verstärkung um Faktor  $\gamma = 50$ . Für Anwendungen wie die empfindliche Molekülspektroskopie mit ultradünnen Fasern stellt dies einen deutlichen Gewinn dar.

### 4.2.3 Haltbarkeit der Resonatoren

Die Verschmutzung der ultradünnen Fasern führt zu einer zeitlichen Limitierung der Verwendbarkeit. Auf der Faser haftende Staubpartikel streuen und absorbieren Licht und reduzieren so die Transmission der Fasern. Um die Haltbarkeit zu erhöhen werden daher sowohl Staubfiltersysteme („Flowbox“) verwendet als auch abgeschlossene Kammern und Behälter. Hierdurch ergibt sich je nach Anwendung eine Verwendbarkeit der Faser von wenigen Stunden bis einigen Wochen. Eine quantitative Analyse der Entwicklung der Transmission war bisher nicht möglich, da sowohl Änderungen der Einkopplung als auch Schwankungen der Laserintensität die Fehler der Messung erhöhen. Die Verwendung eines Faserresonators mit integrierter ultradünner Faser erlaubt nun eine präzise Messung der Transmissionsentwicklung ohne diese Fehlerquellen über einen größeren Zeitraum. Hierdurch ist es nun möglich verschiedene Systeme zum Schutz der Faser zu vergleichen und auch zu verbessern.

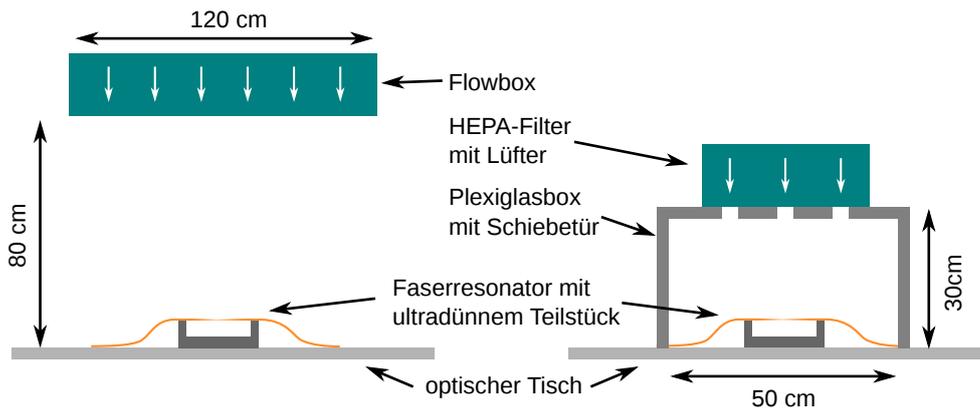


Abbildung 4.5: Verschiedene Aufbewahrungsorte für ultradünne Fasern. Links: Aufbewahrung unterhalb einer Flowbox. Rechts: Aufbewahrung in einer Schutzkiste mit Luftfilter.

#### 4.2. RESONATOREN MIT ULTRADÜNNEN PASSAGEN

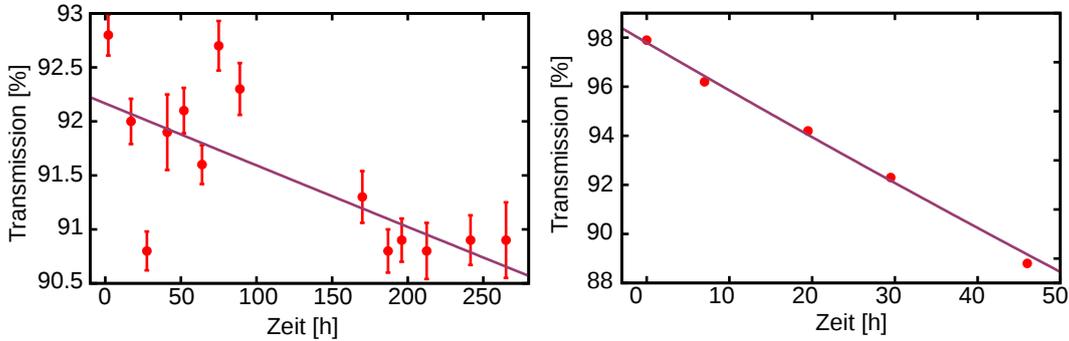


Abbildung 4.6: Zeitliche Verringerung der Transmission einer ultradünnen Faser in selbstgebauter Schutzbox (links), frei stehend unter einer Flowbox (rechts). Für die Fitgeraden wurde ein exponentieller Abfall der Transmission angenommen. Die Halbwertszeiten betragen  $t_{1/2} = 11(4) 10^3$  h (links) bzw.  $t_{1/2} = 350(15)$  h (rechts). Die Fehler im rechten Bild sind sehr gering und daher nicht angezeigt

Es wurden erste Messreihen durchgeführt und die Reduktion der Transmission unterhalb einer Flowbox (wegen Beeinflussung anderer Experimente nicht auf voller Leistung laufend) auf dem optischen Tisch und innerhalb einer abgeschirmten Box mit HEPA-Filter<sup>1</sup> (Lüftung vor Messbeginn ausgeschaltet), wie in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt, gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Zu erkennen ist, dass in der geschlossenen Box die Transmission deutlich langsamer abnimmt. Die stark schwankende Transmission im linken Bild ist auf zu nah bei einander liegende Resonanzen zurück zu führen, die durch den Auswertungsalgorithmus nicht optimal verarbeitet werden konnten, so dass sich systematische Fehler ergaben. Zusätzlich wurde eine zu große Modulationsamplitude verwendet, so dass sich die Laserlinienbreite über den Aufnahmebereich änderte. Für die zweite gezeigte und alle weiteren Messungen wurde der Messvorgang modifiziert, so dass diese Fehler nicht mehr auftraten.

Zur quantitativen Analyse der Daten wurde ein exponentieller Abfall des Transmissionsfaktors  $T_s$  durch den Staub

$$T_s = T_{s_0} e^{-\frac{\ln(2)t}{t_{1/2}}} \quad (4.7)$$

angenommen, so dass die Halbwertszeit  $t_{1/2}$  für den Abfall der Transmission bestimmt werden kann. Die Halbwertszeit in der Schutzbox liegt mit  $t_{1/2} = 11(4) 10^3$  h mehr als eine Größenordnung über der für frei auf dem Labortisch aufbewahrte Fasern von  $t_{1/2} = 350(15)$  h, was sie als deutlich überlegenen Aufbewahrungsort

<sup>1</sup>engl.: High Efficiency Particulate Airfilter (HEPA), Filterklasse H13

auszeichnet. Für eine zukünftige Verbesserung bietet sich ein Vergleich mit angeschalteter Lüftung der Schutzbox an, welcher nicht mehr angefertigt werden konnte, sowie die Verbesserung der Effektivität der Flowbox durch Verringerung von seitlichen Strömungen auf dem optischen Tisch mittels Vorhängen an.

#### 4.2.4 Thermische Effekte der ultradünnen Faser

Bei der Messung der zeitlichen Entwicklung der Transmission der ultradünnen Fasern wurde neben einer Verringerung der Finesse des Resonators auch eine Verformung der Resonanzlinien, wie sie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, beobachtet.

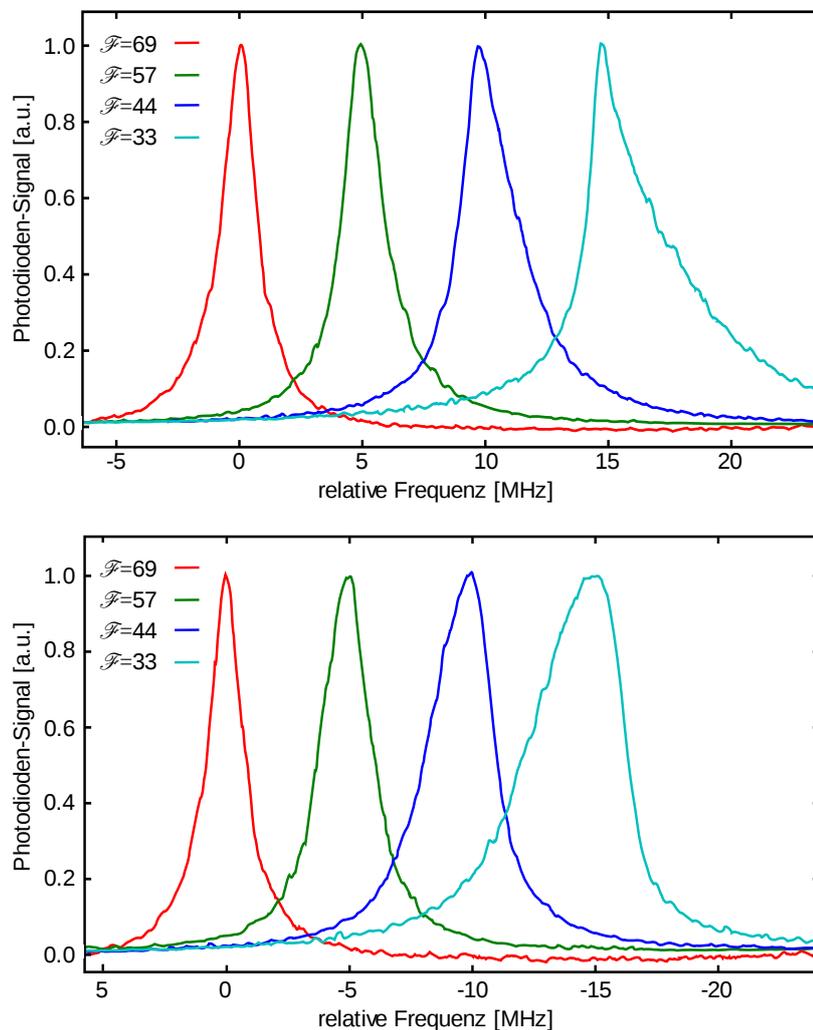


Abbildung 4.7: Entwicklung der Resonanzlinienform mit sinkender Finesse. Oben: Resonanzverformung für ansteigende Laserfrequenz. Unten: Verformung für abfallende Laserfrequenz. Die Aufnahmen wurden unter vergleichbaren Bedingungen erstellt.

Zu erkennen ist, dass sich eine Asymmetrie in den Resonanzen ausbildet, welche abhängig vom Vorzeichen der Modulation der Laserfrequenz ist. Dieses Verhalten kann durch das Aufheizen des Resonators durch an Staubpartikeln auf der ultradünnen Faser absorbiertes Laserleistung erklärt werden: Nähert sich während der Modulation die Laserfrequenz einer Resonanzfrequenz des Resonators an, so steigt die im Resonator gespeicherte Energie proportional zur transmittierten Leistung an. Durch die Absorption des im Resonator umlaufenden Lichts an Staubteilchen auf der ultradünnen Faser erwärmt sich diese, dehnt sich aus, und ändert somit die Resonanzfrequenz des Resonators. Stimmen Vorzeichen der Änderung von Laser- und Resonanzfrequenz überein, so entsteht ein geringer Anstieg der transmittierten Leistung und ein im Anschluss schnellerer Abfall, da durch die sinkende Intensität nun Vorzeichen der Laser- und Resonanzfrequenzänderung verschieden sind. Für eine Modulation der Laserfrequenz mit umgekehrtem Vorzeichen treten die Effekte in umgekehrter Reihenfolge auf.

Die Tatsache, dass die thermischen Effekte erst mit der Verschmutzung der Faser auftreten, zeigt, dass die Verluste der ultradünnen Faser vorrangig nicht durch Absorption entstehen, sondern durch Streuung von Licht aus der Faser und Kopplung an höhere Moden im Übergang.

Um eine quantitative Analyse des Verhaltens zu untersuchen, wird nun zunächst die durch den Staub dissipierte Leistung theoretisch behandelt.

### Durch Staubpartikel dissipierte Leistung

Für eine quantitative Beschreibung der thermischen Effekte wird die durch die Staubpartikel gestreute und absorbierte Leistung benötigt. Diese Verluste lassen sich über die Finesse und transmittierte Leistung des Resonators bestimmen. Ausgangspunkt ist die Berechnung der durch interne Verluste verlorenen Leistung  $I_L$ . Diese ergibt sich aus der Energieerhaltung im Resonator:

$$I_L = I_E - I_T - I_R \quad , \quad (4.8)$$

wobei  $I_E$  die einfallende,  $I_R$  die reflektierte und  $I_T$  die transmittierte Leistung darstellt. Der Parameter  $\zeta$  gibt nun das Verhältnis von intern dissipierter zu transmittierter Leistung an. Er lässt sich aus den Gleichungen (1.21) und (1.22) zu

$$\zeta = \frac{I_L}{I_T} = \frac{(T - 1)(1 + RT)}{(R - 1)T} \quad (4.9)$$

bestimmen. Der Parameter  $\zeta$  ist nur von der Spiegelreflektivität  $R$  und der Transmission  $T$  durch den Resonator abhängig. Die Transmission  $T$  setzt sich dabei aus mehreren Komponenten zusammen:

$$T = T_0 T_u T_s \quad . \quad (4.10)$$

$T_0$  stellt die Transmission durch den ursprünglich konstruierten Resonator dar, beinhaltet also die Koppelverluste der Spiegel,  $T_u$  beinhaltet Verluste durch Streuung

und Kopplung an höhere Moden im Übergang zur Fasertaille und  $T_s$  stellt den zusätzlichen Transmissionsfaktor durch den Staub dar. Die einzelnen Werte lassen sich über die Finesse vor dem Ziehprozess, nach dem Ziehprozess und nach dem Verschmutzen sukzessive aus Gleichung 4.1 bestimmen. Mit den dadurch gewonnen Verlustanteilen  $V = 1 - T$  lässt sich die durch Staub dissipierte Leistung  $I_s$  als Anteil am Gesamtverlust schreiben:

$$I_s = \frac{1 - T_s}{3 - T_0 - T_u - T_s} \zeta I_T \quad . \quad (4.11)$$

Die dissipierte Leistung beinhaltet dabei sowohl gestreute als auch absorbierte Leistung.

### Leistungsabhängigkeit der Verformung

Eine Untersuchung der Fasertemperatur in Abhängigkeit der durch die Faser absorbierten Leistung ist von großem Interesse, da dies sowohl Aufschluss über die maximal durch die Faser fñhnbaren Laserleistung gibt, als auch über die Fasertemperatur als solche, die im Falle der Spektroskopie von auf der Faser befindlichen Molekülen eine Rolle spielt. Abbildung 4.8 zeigt eine erste Messung zur Verformung der Resonanzen in Abhängigkeit der auf Resonanz maximal durch Staub dissipierten Leistung. Der Resonator hatte vor dem Ziehvorgang eine Finesse von  $\mathcal{F} = 98(2)$ , was  $T_0 = 98,30(8)\%$  entspricht. Nach dem Ziehen ergab sich  $\mathcal{F} = 98(2)$  und somit  $T_u = 98,67(12)\%$ . Zum Zeitpunkt der Messung war  $\mathcal{F} = 20,6(1)$ , so dass

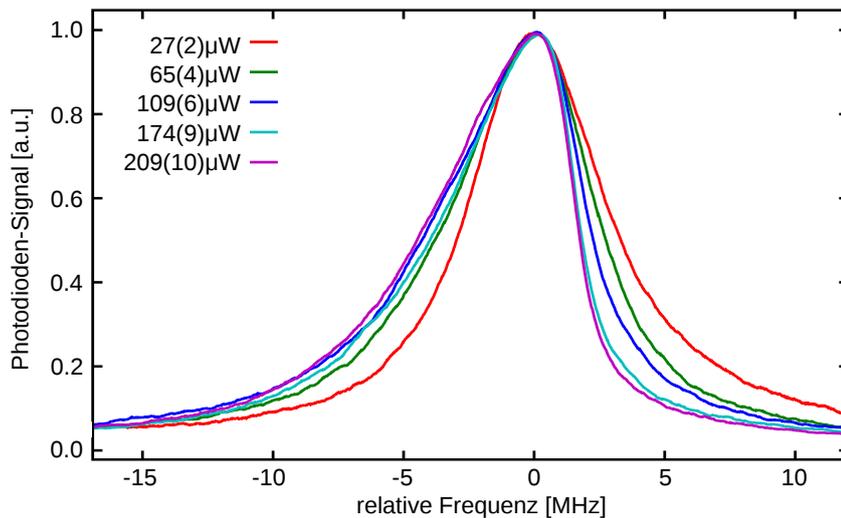


Abbildung 4.8: Verformung der Resonanzen im Transmissionsspektrum für verschiedene, durch Staub dissipierte, maximale Leistungen  $I_s$

## 4.2. RESONATOREN MIT ULTRADÜNNEN PASSAGEN

---

$T_s = 89,9(4)\%$ . Damit ergibt sich ein Anteil des Staubs von  $77(3)\%$  an den internen Verlusten und  $\zeta = 15,7(5)$ . Die Modulationsgeschwindigkeit des Lasers betrug  $29\text{ MHz/ms}$ . Zu erkennen ist eine verstärkte Deformierung der Resonanz für größer werdende dissipierte Leistungen. Für eine quantitative Analyse der thermischen Ausdehnung muss aus der Deformation die Längenänderung  $\Delta L(I)$  berechnet werden, so dass daraus die Temperatur der ultradünnen Faser in Abhängigkeit der dissipierten Leistung abgeleitet werden kann. Hierfür ist auf Grund der Fluktuationen der Form der Resonanzen eine größere Messreihe sowie eine genaue theoretische Betrachtung der Resonanzverformung notwendig, was im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich war.

### Thermalisierungsverhalten

Informationen über den Wärmetransport der auf der Faser deponierter Leistung lassen sich durch die Betrachtung der Resonanzformen für unterschiedlich schnelle Modulationsgeschwindigkeiten des Lasers gewinnen. Geschieht die Thermalisierung der Faser schneller als die Änderung der Intensität durch die Modulation des Lasers, so befindet sich das System während des gesamten Resonanzdurchlaufs im Gleichgewicht, so dass genau so viel Leistung abgeführt wie absorbiert wird. Die Form der Resonanz hängt dann nur von der maximalen, durch Staub absorbierten Leistung ab und nicht von der Modulationsgeschwindigkeit des Lasers. In Abbildung 4.9 ist eine erste Messung der Resonanzformen für gleiche Leistungen und unterschiedliche Modulationsgeschwindigkeiten abgebildet. Zu erkennen ist eine starke Abhängigkeit der Form der Resonanz von der Modulationsgeschwindigkeit, wobei

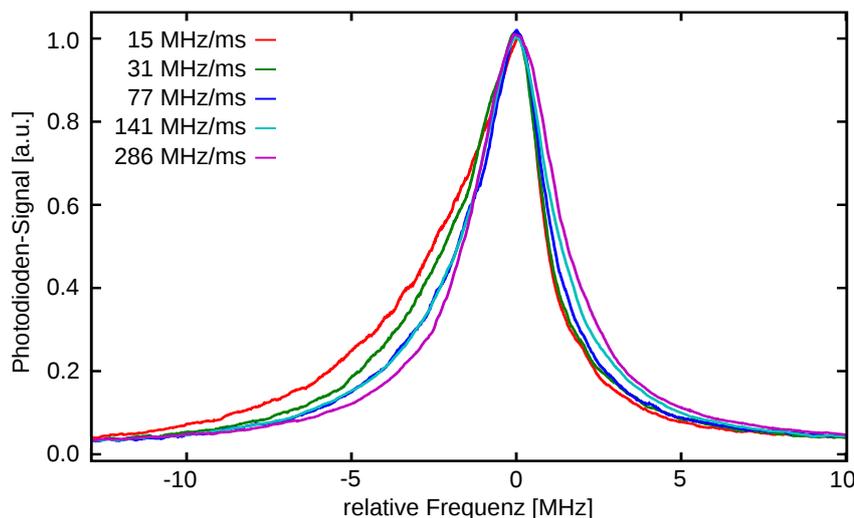


Abbildung 4.9: Verformung der Resonanzen im Transmissionsspektrum für unterschiedliche Modulationsgeschwindigkeiten des Lasers.

für schnellere Modulationen die Verformung der Resonanz abnimmt. Dies zeigt, dass sich auf den betrachteten Zeitskalen das System nicht im Gleichgewicht befindet, so dass für schnellere Modulationen die insgesamt deponierte Energie auf der Faser entscheidender wird und der Abtransport von Wärme auf diesen Zeitskalen eine untergeordnete Rolle spielt. In einem nächsten Schritt müsste dies nun quantitativ erfasst werden, so dass der Transportprozess der entstehenden Wärme von der Faser berechnet werden kann. Dies wird auch benötigt, um aus der Leistungsabhängigkeit der Temperaturänderung im vorhergehenden Abschnitt zuverlässige Werte für die Fasertemperatur in Abhängigkeit der Laserleistung zu gewinnen, da hierfür ein Gleichgewichtszustand des Systems benötigt wird.

#### *4.2. RESONATOREN MIT ULTRADÜNNEN PASSAGEN*

---

## Kapitel 5

# Multimoden-Resonatoren zur Erzeugung höherer Moden

Die Erzeugung höherer Moden ist für Anwendungen mit ultradünnen Fasern von Interesse. So wurde zum Beispiel eine Falle für Atome vorgeschlagen, welche auf Modeninterferenz zweier Fasermoden in einer ultradünnen Faser basiert [13]. Eine solche Falle arbeitet dabei mit, bezüglich dem atomaren Übergang, blau verstimmttem Licht, so dass die Atome in den Feldminima des evaneszenten Feldes der ultradünnen Faser gefangen werden. Diese Falle kann mit einer Überlagerung der  $HE_{11} + HE_{21}$ - oder  $HE_{11} + TE_{01}$ -Moden arbeiten. Hierfür muss also folglich eine  $HE_{21}$ - oder  $TE_{01}$ -Mode gezielt erzeugt werden.

Höhere transversale Moden können in Glasfasern propagieren, deren  $V$ -Parameter größer als 2,4 ist. Das gezielte Anregen einer einzelnen solchen Mode stellt eine experimentelle Schwierigkeit dar, da es sich bei der Einkopplung von Licht in eine Faser kaum vermeiden lässt, auch die Grundmode der Faser und andere höhere Moden anzuregen. Der Anteil des in jede Mode eingekoppelten Lichts ist durch das Überlappintegral der Fasermode mit der Mode des einfallenden Lichtstrahl gegeben (vgl. die in Abschnitt 1.2.4 diskutierte Rückreflexion in die Faser). Eine reine Mode kann in der Faser daher nur erzeugt werden, wenn das eingekoppelte Licht der Fasermode selbst entspricht.

Mit Hilfe eines Faserresonators können diese höheren Moden einer Faser einzeln und rein angeregt werden. Dies ist möglich, da unterschiedliche transversale Moden, wie in Abschnitt 1.1 gezeigt, unterschiedliche Propagationskonstanten besitzen. Für unterschiedliche Polarisationsrichtungen und räumliche Orientierungen zur gleichen Mode wird die Entartung außerdem durch die Doppelbrechung in der Faser aufgehoben. Hierdurch unterscheiden sich die Resonanzfrequenzen sämtlicher Moden des Faserresonators. Erfüllt ein Laser die Resonanzbedingung einer Mode und hat der eingekoppelte Strahl einen nicht verschwindenden Überlapp mit dieser, so wird sie im Resonator angeregt und damit transmittiert. Die so durch den Faserresonator transmittierte Mode kann nun wiederum in die Faser der Falle eingekoppelt werden. Wird ein aus zwei Linsen bestehendes 4f-System [21] für den Transfer des Lichts von

Bezeichnung	Thorlabs 1310BHP
NA	0,13
$n_1 - n_2$	0,006
Kerndurchmesser	7, 2-7, 6 $\mu\text{m}$
Dämpfung	0, 5 dB/km (für 1310nm)
Cut-off Wellenlänge	1230 – 1290 nm
V-Parameter (für 852 nm)	3,4-3,6
Geführte Moden (für 852 nm)	LP <sub>01</sub> , LP <sub>11</sub>

Tabelle 5.1: Kennzahlen der verwendeten Multimoden-Faser.

Faserresonator zur Fallenfaser verwendet, so ist es möglich die reine Mode in der Fallenfaser anzuregen.

Andere Verfahren der Erzeugung höherer Moden, welche holographische Platten in Verbindung mit Interferometrie [40, 41] oder konische Prismen [42, 43] verwenden, erzeugen Freistrahlmodes. Dies stellt für die Anwendung in der Faser einen Nachteil dar, da diese Moden nicht exakt den gewünschten Eigenmoden der Faser entsprechen. Damit besitzt ein Verfahren zur Erzeugung der Moden innerhalb der Faser einen konzeptionellen Vorteil.

Im Folgenden werden die Moden des Multimoden-Faserresonators untersucht und die Erzeugung der benötigten höheren HE<sub>21</sub>- und TE<sub>01</sub>-Moden beschrieben. Eine weitere Anwendung ergibt sich durch die Integration ultradünner Teilstücke in einen Multimoden-Faserresonator. Hierdurch wird eine Untersuchung der Transmission höherer Moden durch ultradünne Faserstücke möglich. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird ein solcher Resonator vorgestellt.

## 5.1 Moden des Multimoden-Faserresonators

Im Folgenden werden die grundlegenden Eigenschaften der erzeugten Multimoden-Resonatoren diskutiert. Für die Resonatoren wurden Spiegel mit  $R = 98,5\%$  sowie eine Glasfaser vom Typ 1310BHP von Thorlabs verwendet, deren Daten in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind. Durch ihren V-Parameter ist sie in der Lage, die ersten höheren transversalen Fasermodes zu führen. Die Anregung der höheren Moden geschieht durch Einkoppeln von Licht in den Resonator abseits der Faserachse. Zur Analyse der Moden wird zunächst das Verfahren beschrieben und im Anschluss die Parameter der beobachteten Moden diskutiert.

### 5.1.1 Messverfahren zur Analyse höherer Moden

Für die Untersuchung der Fasermodes wird der Aufbau zur Vermessung der Resonatormoden, der in Abschnitt 3.2.1 beschrieben wurde, verwendet. Das durch den Resonator transmittierte Licht wird zwischen einer Photodiode und einer CCD-Kamera

aufgeteilt. Mit der Photodiode kann das Spektrum des Resonators gemessen werden, während die Kamera die räumliche Struktur der einzelnen Moden abbilden kann.

Ein zusätzlich eingebauter, drehbarer polarisierender Strahlteiler (PBS) kann benutzt werden, um die Polarisation der Moden zu analysieren. Die Intensität der Mode im Spektrum ändert sich dabei je nach Stellung des PBS. Im Allgemeinen kann eine Mode Anteile beider orthogonaler Polarisationen besitzen. Stimmen Hauptpolarisationsrichtung der Mode und transmittierte Polarisationsrichtung des PBS überein, so liegt ein Maximum im Spektrum vor, in dazu orthogonaler Stellung des PBS ein Minimum. Für linear polarisierte Moden verschwindet die transmittierte Leistung im Minimum, bei zirkular polarisierten Moden oder räumlich verteilten gleichgroßen Polarisationsanteilen ändert sich die transmittierte Leistung dagegen nicht mit der Stellung des PBS.

Um die räumliche Struktur der einzelnen Moden zu analysieren, wird der Laser mittels des in Abschnitt 3.4.1 vorgestellten Lockverfahrens auf eine Flanke der betrachteten Resonanz stabilisiert. Die ausgewählte Mode wird so mit konstanter Leistung durch den Resonator transmittiert und kann analysiert werden.

### 5.1.2 Struktur der Moden des Resonators

In Abbildung 5.1 ist das typische Spektrum eines Multimoden-Faserresonators, zusammen mit den Intensitätsverteilungen der Moden, gezeigt. Die Pfeile zeigen die Hauptpolarisationsrichtung der Moden, die aus der Analyse mittels PBS gewonnen wurde. Im gezeigten Spektrum werden alle im Resonator vorhandenen Moden angeregt. Wie zu erkennen ist, existieren sechs Moden in der Faser, was mit der theoretischen Anzahl für  $2,4 < V < 3,8$  (vgl. Abschnitt 1.1) übereinstimmt. Die Form der Moden entspricht dabei, zumindest näherungsweise, denen der Näherung für schwach führende Fasern. Es existieren hier die gaussförmige Grundmode  $LP_{01}$  (äquivalent zu  $HE_{11}$ ) in zwei orthogonalen linearen Polarisationen sowie vier schmetterlingförmige  $LP_{11}$ -Moden in jeweils näherungsweise orthogonaler Orientierung und linearer Polarisation. Die Polarisation dieser  $LP_{11}$ -Moden ist dabei nicht perfekt linear, was sich in der durch einen PBS nicht vollständig unterdrückbaren Intensität im Spektrum zeigt. Der nicht unterdrückbare Anteil ist dabei abhängig von der jeweiligen Mode. Qualitativ lässt sich sagen, dass dieser Anteil umso größer wird, je mehr die Modenform von der idealen  $LP_{11}$ -Mode abweicht. Eine Erklärung dafür, dass hier die  $LP_{11}$ -Moden anstatt der Eigenmoden der starken Führung beobachtet werden, ergibt sich dadurch, dass die Doppelbrechung in der Faser stärker ist als die Unterschiede der Propagationskonstanten für die  $TM_{01}$ -,  $TE_{01}$ - und  $HE_{21}$ -Moden. Daraus folgt, dass sich als selbstkonsistente Lösungen im Resonator die an die Anisotropie angepassten  $LP_{11}$ -Moden ausbilden.

### 5.1.3 Verluste der Resonatormoden

Wie im Spektrum zu erkennen ist, besitzen die einzelnen Moden der Faser unterschiedliche Finessen. Die Grundmoden besitzen eine Finesse von  $\mathcal{F} \approx 100$ , welche

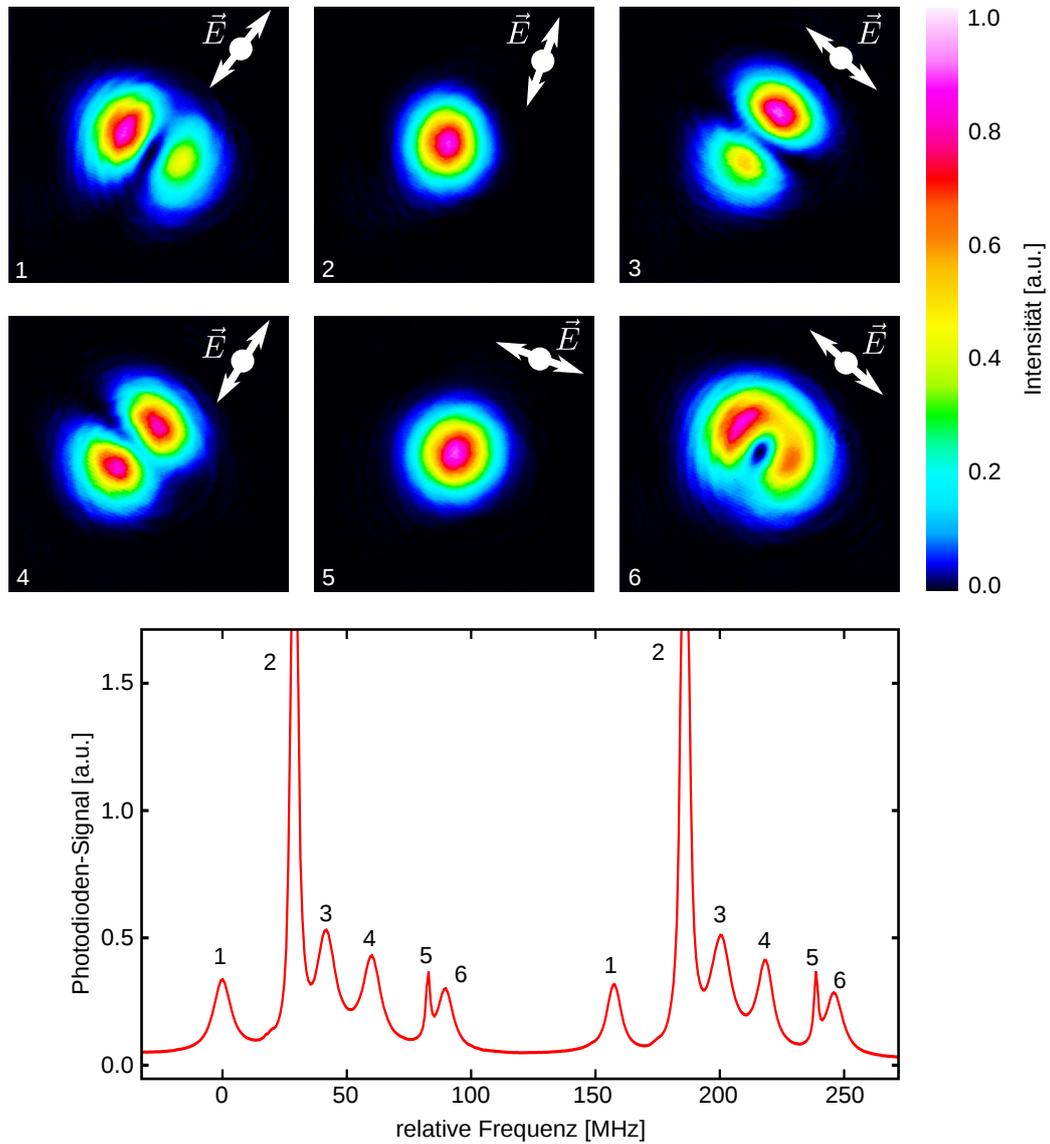


Abbildung 5.1: Moden eines typischen Multimoden-Resonators (oben), zusammen mit dem Spektrum des Resonators (unten). Die Polarisationspfeile geben die Hauptrichtung der Polarisation an. Mode Nummer 2 wurde nach oben abgeschnitten, damit die restlichen Moden besser zu erkennen sind.

internen Insensitivitätsverlusten pro halben Umlauf von  $V_i \approx 6\%$  entsprechen, während sich für die höheren Moden  $\mathcal{F} \approx 20$  ergibt, was Verlusten von  $V_i \approx 13\%$  entspricht. Um diesen Unterschied zu erklären kann man zunächst die Reflexionsverluste an den Spiegeln des Resonators betrachten. Da die höheren transversalen Moden eine  $\sim 1,5$ fache größere Divergenz in einer Raumrichtung aufweisen als die Grundmode, führt dies zu erhöhten Verlusten bei der Einkopplung zurück in die Faser. Führt man die Berechnung der Koppeffizienz nach Gleichung (1.31) mit einer Gaussmode durch, welche eine 1.5fache größere Divergenz besitzt, so ergeben sich zusätzliche Verluste von 0 – 4% pro Reflexion je nach Art der Fehlstellung der Spiegel. Diese Rechnung stellt eine obere Grenze für die zusätzlichen Verluste dar, da nur in eine Richtung eine größere Divergenz vorliegt, weshalb die größeren Verluste nicht allein dadurch erklärt werden können. Eine weitere mögliche Verlustquelle könnte sich durch die weiter vom Zentrum entfernt liegende Leistung höherer Moden ergeben. Diese könnte zu größerer Empfindlichkeit dieser Moden gegenüber Rauheiten der Schnittstelle zwischen Kern und Mantel führen und daher höhere Transmissionsverluste durch Streuung aus der Faser verursachen. Die Verluste müssten dabei jedoch um mehr als einen Faktor 100 über den spezifizierten Verlusten der Faser liegen, was unwahrscheinlich ist. In Multimoden-Fasern kann es zusätzlich zu einem Energietransfer zwischen den Moden durch Störungen der idealen zylindersymmetrischen Struktur kommen [44, 45]. Die sich ausbildende Mode könnte daher durch Kopplung an andere Moden zusätzliche Verluste erfahren. Diese sind zwar nicht

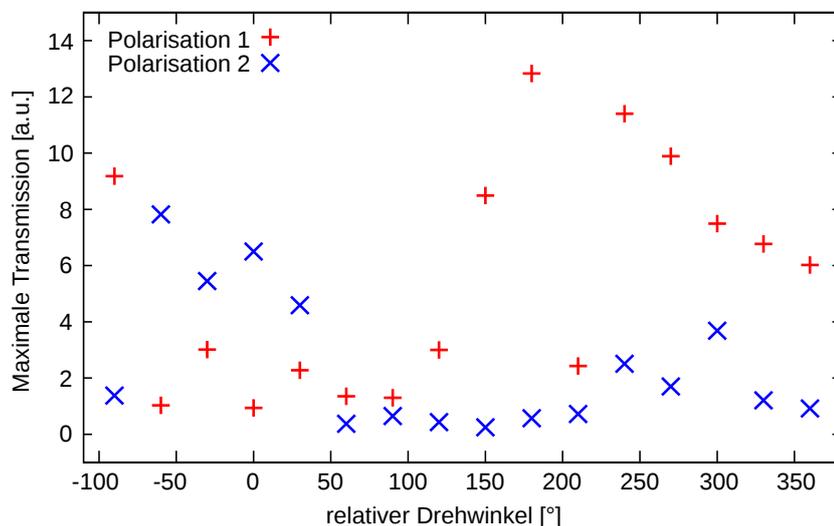


Abbildung 5.2: Auswirkung von Torsion auf die Transmission eines Multimoden-Resonators. Aufgetragen sind die maximalen Transmissionen der Grundmoden des Resonators in Abhängigkeit der induzierten Torsion. Der Resonator wurde gespannt, um die Variationen zu vergrößern.

## 5.2. ERZEUGUNG VON MODEN DER STARK FÜHRENDEN FASER

---

gleichzeitig resonant, da sie jedoch ebenfalls starke Verluste aufweisen gibt es einen nicht verschwindenden Überlapp im Spektrum, so dass Energie transferiert werden kann. Das Phänomen der Kopplung an andere Moden kann auch in den Grundmoden auftreten. Als exemplarische Messung wird die Faser unter Spannung gesetzt und, mittels Drehung einer der Halterungen, Torsion induziert.

In Abbildung 5.2 ist die auf Resonanz transmittierte Leistung der beiden Polarisationsrichtungen der Grundmoden des Resonators in Abhängigkeit des Torsionswinkels aufgetragen. Die Einkopplung wurde dazu auf die Grundmoden optimiert und die Eingangspolarisation zur Messung auf die jeweilige Mode angepasst. Wie zu erkennen ist, schwankt die maximal transmittierte Leistung sehr stark und ohne erkennbaren Zusammenhang mit der induzierten Torsion. Die Transmission des Resonators auf Resonanz sinkt dabei nach Gleichung (1.21) mit steigenden internen Verlusten  $V_i$ . Dies bedeutet, dass im Falle niedriger Transmission ein großer Teil der Intensität in andere Moden überführt wird und zeigt somit, dass die Kopplung an andere Moden die Finesse reduzieren kann.

### 5.2 Erzeugung von Moden der stark führenden Faser

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass sich in den untersuchten Multimoden-Resonatoren  $LP_{11}$ -Moden ausbilden. Diese können als Überlagerung von  $HE_{21}$ -,  $TE_{01}$ - und  $TM_{01}$ -Moden beschrieben werden. Um eine reine  $TE_{01}$ - oder  $HE_{21}$ -Mode zu erzeugen, muss daher eine Mode des Resonators so verändert werden, dass die darin enthaltenen Anteile unerwünschter Moden stark unterdrückt werden. Eine Möglichkeit zur Manipulation der Fasermode ergibt sich durch Biegung und Torsion, wie in Abschnitt 3.2 gezeigt wurde. Eine kontrollierte Manipulation der Moden ist auf Grund der Komplexität des Systems jedoch sehr schwierig, was anhand der Messung zur Auswirkung von Torsion im vorhergehenden Abschnitt deutlich wird.

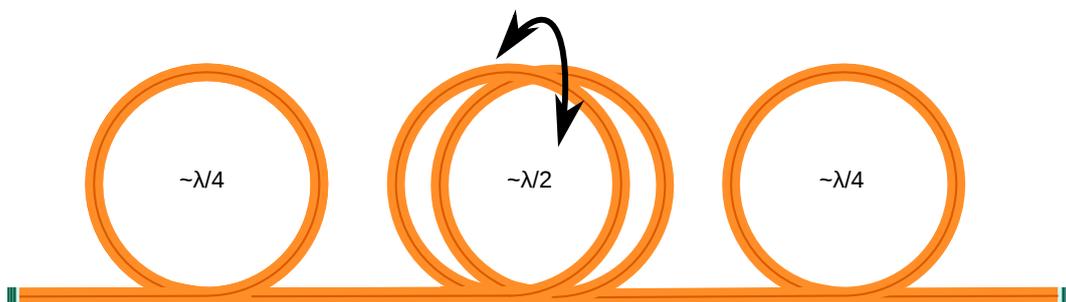


Abbildung 5.3: In-Faser-Polarisationsmanipulator zur Modenänderung. Mit den drehbaren Schleifen lässt sich die Orientierung der durch sie verursachten Doppelbrechung verändern.

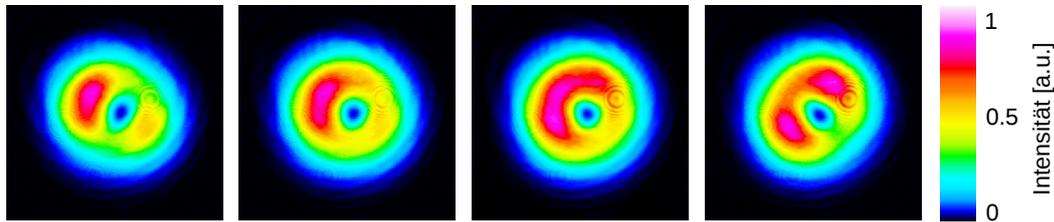


Abbildung 5.4: Entwicklung der Mode (von links nach rechts) am Beispiel der Drehung der  $\lambda/2$ -Schleife.

Eine Manipulation der Fasermode ist auch mit Hilfe eines In-Faser-Polarisations-Manipulators<sup>1</sup> (auch bat-ear compensator genannt) möglich, der in der Praxis durch eine bessere Handhabung Vorteile besitzt. In diesem wird die Faser in mehreren Schleifen geführt, wie in Abbildung 5.3 gezeigt, wodurch Doppelbrechung in der Faser erzeugt wird. Die Verzögerung der langsameren Achse entspricht dabei ungefähr  $\lambda/4$  pro Schleife. Die Orientierung der Doppelbrechung kann durch Drehen der Schleifenebene verändert werden, so dass sich die Moden an diese Änderung anpassen.

Als Ausgangspunkt zur Erzeugung einer ringförmigen Eigenmode der stark führenden Faser wird eine bereits von der  $LP_{11}$ -Form abweichende Mode des Resonators verwendet, wie sie in Abbildung 5.1 bei Mode Nummer 6 vorliegt. Diese kann mit dem Polarisationsmanipulator weiter verändert werden. Dazu wird der Laser auf die Mode stabilisiert und ihre Veränderung unter Drehung der Schleifen beobachtet. Als Beispiel ist in Abbildung 5.4 die Entwicklung einer Mode unter Drehung der  $\lambda/2$ -Schleife abgebildet. Die Mode verändert sich dabei von einer Form ähnlich einer  $LP_{11}$ -Mode zu einer Ringform.

### 5.2.1 Modenanalyse

Bei den erzeugten ringförmigen Moden kann es sich um  $HE_{21}$ -,  $TM_{01}$ - oder  $TE_{01}$ -Moden handeln. Um diese in der Intensitätsverteilung fast identisch aussehenden Moden unterscheiden zu können, muss ihre Polarisation analysiert werden. Hierfür wird mittels eines PBS der zu einer Polarisationsrichtung gehörende Teil der Mode herausgefiltert. Anhand des Verhaltens der transmittierten Intensitätsverteilung unter Drehung des PBS kann diese identifiziert werden. Abbildung 5.5 zeigt das charakteristische Verhalten der vier möglichen Moden. Die  $TE_{01}$ - und  $TM_{01}$ -Moden sind dadurch gekennzeichnet, dass sich ihre durch den Polarisator transmittierten Intensitätsverteilungen in Drehrichtung des PBS drehen. Im Falle der  $TE_{01}$ -Mode ist die Intensitätsverteilung dabei senkrecht zur Polarisierung, für die  $TM_{01}$ -Mode parallel dazu ausgerichtet. Die  $HE_{21}$ -Mode kann in zwei Polarisationsmoden vorliegen, welche  $45^\circ$  zueinander gedreht sind. Ihre transmittierten Intensitätsverteilungen

<sup>1</sup>Fiber Polarization Controller FPC030 von Thorlabs

## 5.2. ERZEUGUNG VON MODEN DER STARK FÜHRENDEN FASER

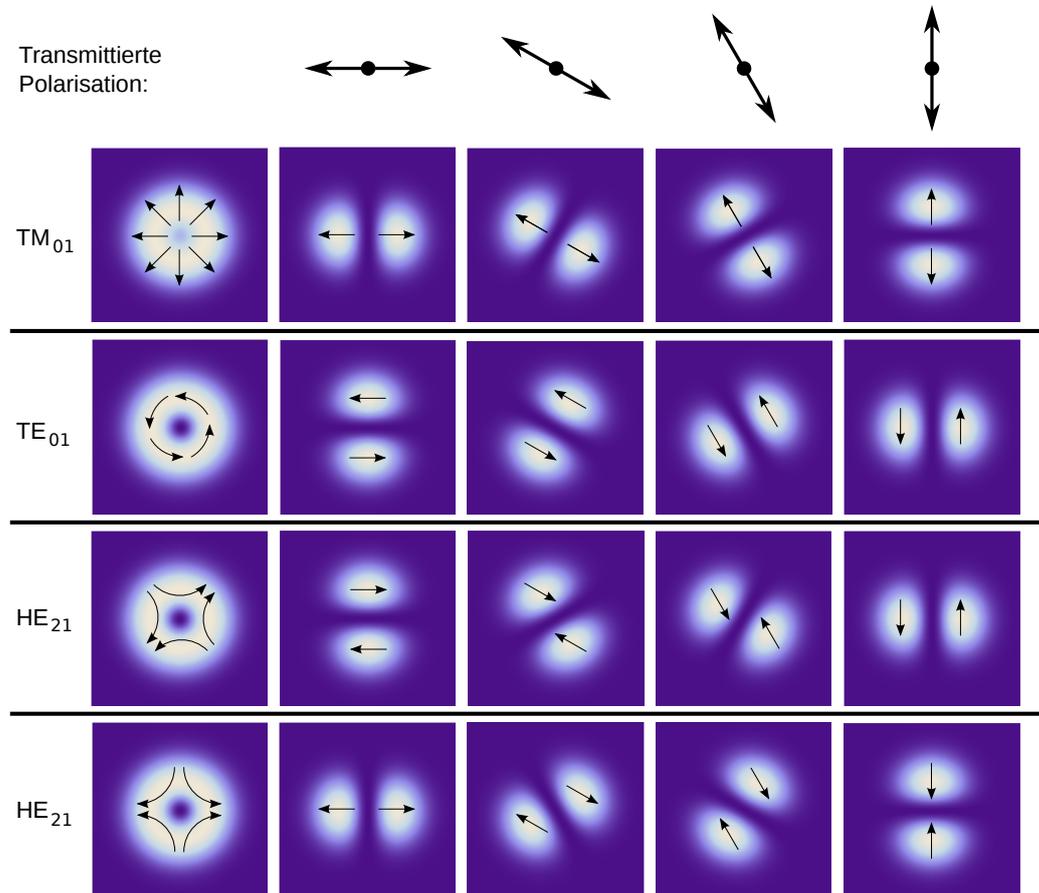


Abbildung 5.5: Intensitätsverteilung der ringförmigen Moden bei verschiedenen Einstellungen des Polarisators. Die Intensitätsverteilung der TE<sub>01</sub>- und TM<sub>01</sub>-Moden dreht sich dabei im gleichen Drehsinn wie der Polarisator, die der HE<sub>21</sub>-Moden im Gegensinn.

drehen sich gegen die Drehrichtung des PBS. Aus der Ausrichtung des Polarisators bei dazu parallel oder orthogonal liegender Intensitätsverteilung kann die Ausrichtung der Mode bestimmt werden. Mit diesem Verfahren ist daher eine eindeutige Bestimmung der erzeugten ringförmigen Moden möglich.

### 5.2.2 Erzeugte Moden der starken Führung

Das Spektrum eines Resonators, in dem mittels des beschriebenen Verfahrens eine Ringmode erzeugt wurde, ist in Abbildung 5.6 zusammen mit den Intensitätsverteilungen der höheren Moden zu sehen. Optimiert wurde dabei die in Mode 3 vorliegende Ringform. Die anderen höheren Moden 4-6 weichen ebenfalls von der LP<sub>11</sub>-

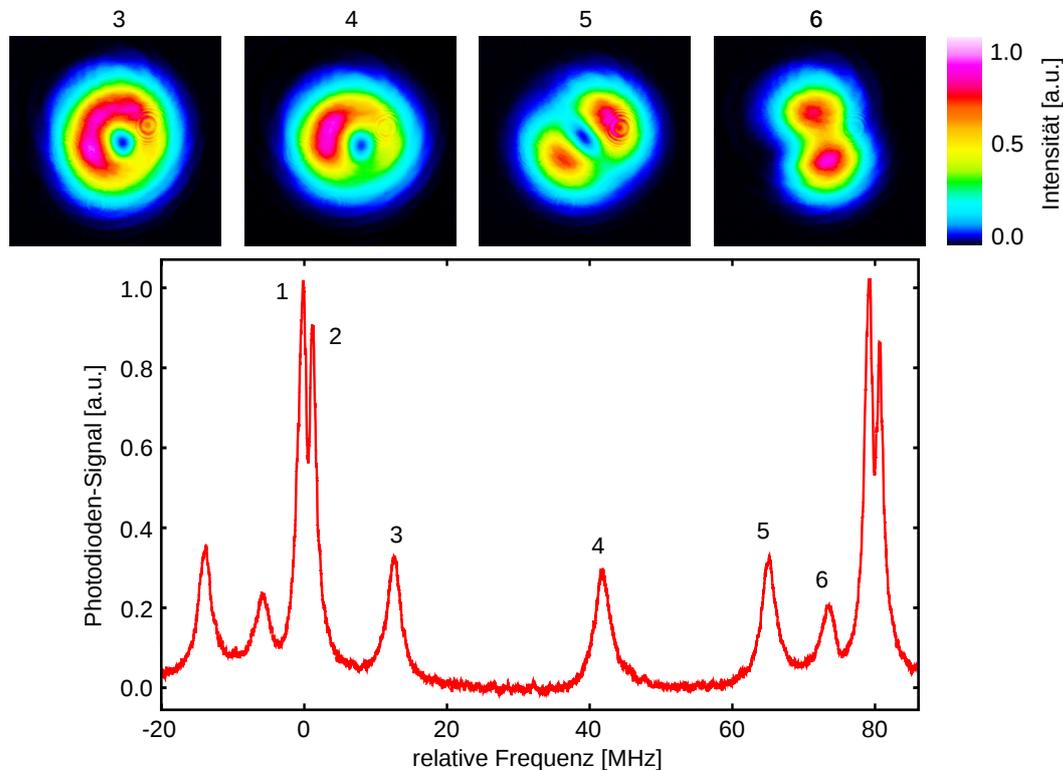


Abbildung 5.6: Spektrum des Resonators mit den zugehörigen Intensitätsprofilen der höheren Moden. Die Grundmoden 1 und 2 sind nicht aufgeführt.

Form ab. So ist in Mode 4 die Ringform deutlich erkennbar und in Mode 5 bildet sich ebenfalls schon ein Übergang zwischen den beiden Seiten aus (vgl. Abbildung 5.4). Dies kann so interpretiert werden, dass durch die Verbiegung des Resonators die Anisotropie der Faser insgesamt verringert wurde, so dass sich die Moden in Richtung einer rotationsinvarianten Form und damit den Eigenmoden der starken Führung entwickeln. Betrachtet man die Intensitätsverteilung von Mode 3, so fällt der Einbruch der Intensität auf ca. 50% des Maximums am unteren rechten Rand auf. Diese Form konnte nicht weiter optimiert werden, so dass hier die Grenzen dieses Verfahrens sichtbar werden.

Die Polarisation der Mode konnte nach dem beschriebenen Verfahren vermessen werden. Abbildung 5.7 zeigt die Entwicklung der durch den Polarisator transmittierten Leistung in Abhängigkeit der Polarisatorachse (Pfeile). Zu erkennen ist die Rotation der Intensitätsverteilung gegen die Drehrichtung des Polarisators. Damit handelt es sich um eine  $HE_{21}$ -Mode. Die Ausrichtung der Polarisation lässt sich aus den Aufnahmen direkt bestimmen (vgl. Abbildung 5.5).

Die transmittierte Leistung der Mode auf Resonanz beträgt  $3,5(5) \mu\text{W}$  bei  $\sim 4 \text{ mW}$  in den Resonator eingekoppelter Laserleistung, was einer Erzeugungseffizienz

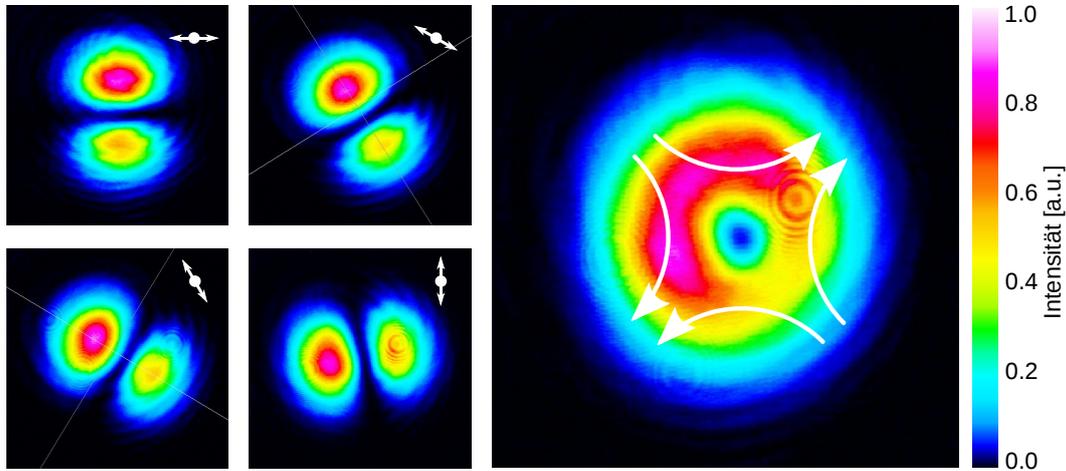


Abbildung 5.7: links: Veränderung der Mode unter Drehung des Polarisators, dessen Ausrichtung durch die Pfeile beschrieben wird. Die Intensitätsverteilung dreht sich entgegen dem Drehsinn des PBS. rechts: Intensitätsverteilung der identifizierten  $HE_{21}$ -Mode mit eingezeichneten Polarisationspfeilen.

von etwa 1‰ entspricht. Für eine Verwendung dieser Mode in der anfangs erwähnten Atomfalle müsste sie nun wiederum in die für die Falle verwendete Faser eingekoppelt werden, um so die  $HE_{21}$ -Mode in der ultradünnen Faser anzuregen. Die für die Falle benötigte Leistung beträgt 4 mW [13], so dass die erzeugte Leistung um drei Größenordnungen erhöht werden muss. Dies könnte über eine Reduktion der Spiegelreflektivität (vgl. Abbildung 1.11), eine Erhöhung der Leistung des eingestrahnten Lasers und eine bessere Modenanpassung des eingestrahnten Laserprofils erreicht werden. Für interne Verluste von etwa  $V_i = 15\%$ , wie sie für diese Mode vorliegen, ließe sich bei einer Spiegelreflektivität von 87% die transmittierte Leistung um einen Faktor 30 erhöhen. Die Finesse wäre mit  $\mathcal{F} \approx 10$  immer noch ausreichend um einen Überlapp der Moden zu vermeiden. Bei einer zusätzlichen Erhöhung der eingehenden Laserleistung um einen Faktor 30 auf 120 mW wäre somit eine Leistung der erzeugten  $HE_{21}$ -Mode in der erforderlichen Größenordnung erreichbar. Zusätzlich könnte auch das Profil des eingestrahnten Lasers dahingehend geändert werden, dass die gewünschte Mode im Resonator stärker angeregt wird.

Neben der beschriebenen  $HE_{21}$ -Mode konnte eine  $TM_{01}$ -Mode nachgewiesen werden. Ihre optimierte Intensitätsverteilung ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Eine  $TE_{01}$ -Mode konnte im Rahmen der Arbeit nicht nachgewiesen werden. Es sollte jedoch prinzipiell möglich sein, diese Mode auf die beschriebene Weise zu erzeugen.

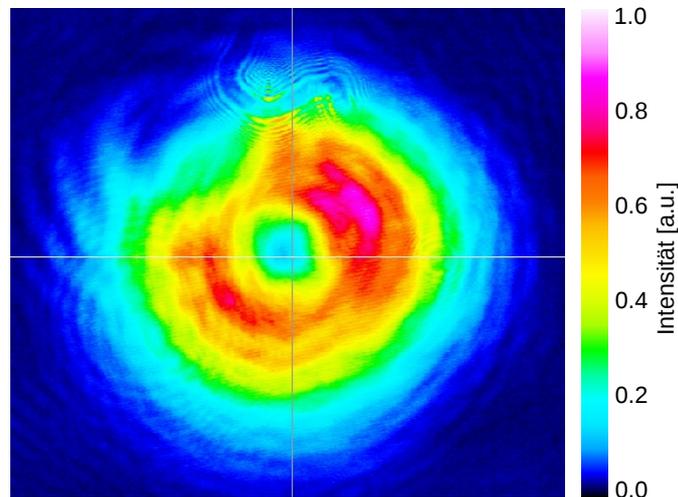


Abbildung 5.8: Intensitätsverteilung der beobachteten  $TM_{01}$ -Mode. Die Identifikation erfolgte mit dem beschriebenen Verfahren und wird daher nicht erneut aufgeführt.

### 5.3 Multimoden-Resonator mit integrierter ultradünner Passage

Mit Hilfe der Multimoden-Resonatoren kann die Transmission von höheren Moden durch ultradünne Fasern, analog zum Verfahren der Vermessung von Einmoden-Fasertailen, untersucht werden. Hierbei ist sowohl die Transmission selbst als auch der Cut-off für höhere Moden interessant, der bei gegebener Wellenlänge vom Radius der ultradünnen Faser abhängt.

In einem solchen Resonator ergeben sich für die Propagation der Moden zwei Zonen: Im ultradünnen Teilstück stellen die Moden der stark führenden Faser die Eigenmoden dar, während im unbearbeiteten Teil die Moden der schwach führenden Faser den Eigenmoden entsprechen. Eine aus der dünnen Faser austretende Mode geht daher über in eine Überlagerung aus  $LP_{11}$ -Moden, welche auf Grund der Doppelbrechung unterschiedliche Propagationskonstanten besitzen und daher dephasieren. Trifft die reflektierte Überlagerung dieser Moden nun wieder auf den Übergang, so wird die ursprüngliche Mode der ultradünnen Faser nur dann wieder effizient angeregt, wenn die  $LP_{11}$ -Moden zwischenzeitlich nicht dephasiert sind. Um dies zu erreichen wird daher der bereits beschriebene Polarisations-Manipulator benutzt, um die Doppelbrechung in der Faser anzupassen. Der Aufbau ist in Abbildung 5.9 skizziert.

In einem ersten Versuch wurde in einen Multimoden-Resonator, mit einer Finesse  $\mathcal{F} \approx 100$  bezüglich der Grundmode, ein ultradünnes Teilstück mit einem Durchmesser von  $1,8 \mu\text{m}$  und einer Länge von  $5 \text{ mm}$  erzeugt. Dieser Radius wurde

### 5.3. MULTIMODEN-RESONATOR MIT INTEGRIERTER ULTRADÜNNER PASSAGE

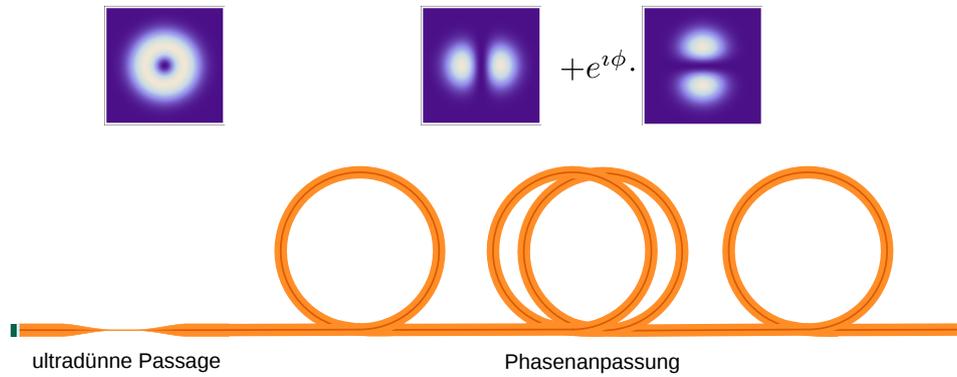


Abbildung 5.9: Skizze der Phasenanpassung der aus der ultradünnen Faser austretenden Modenbestandteile. Mit dem Polarisationsmanipulator lässt sich das Dephasieren der Modenbestandteile außerhalb der ultradünnen Faser verhindern.

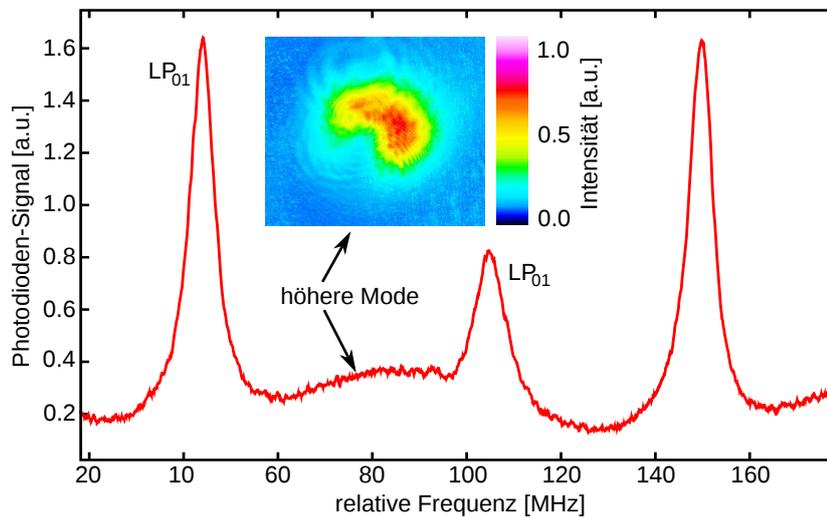


Abbildung 5.10: Spektrum und Intensitätsverteilung der höheren Mode des Multimoden-Resonators mit ultradünner Passage.

gewählt, da in einem anderen Experiment [19] festgestellt wurde, dass für Radien unter  $1,8 \mu\text{m}$  bei  $\lambda = 860 \text{ nm}$  höhere Moden nicht mehr durch den Übergang zu ultradünnen Fasern transmittiert werden. Das resultierende Spektrum des Resonators ist in Abbildung 5.10 gezeigt.

Nach der Phasenanpassung mittels des Polarisations-Manipulators ist neben den beiden Grundmoden eine höhere Mode erkennbar. Die Finesse der Grundmoden ist mit  $\mathcal{F} \approx 17$  gering im Vergleich zu den mit Einmoden-Resonatoren erreichten Werten. Sie entspricht internen Verlusten von  $V_i \approx 16\%$  pro halben Umlauf. Bei der höheren Mode ist die geschätzte Finesse mit etwa  $\mathcal{F} \approx 3$  sehr gering. Dieser Finesse entsprechen Verluste von  $V_i \approx 60\%$ . Dennoch zeigt dies, dass es möglich ist, einen Faserresonator mit ultradünnen Teilstücken zu bauen, in dem höhere Moden existieren.

Die geringe Finesse der höheren Resonatormode ist wahrscheinlich durch die Form des Übergangs bedingt, welche entscheidend für die Kopplung an andere Moden im Übergang ist [39], und daher zu Verlusten führt. Die adiabatische Konversion der Mode vom Kern in den Mantel könnte daher für das gewählte Profil mit einem Anstiegswinkel von  $2 \text{ mrad}$  nicht gewährleistet sein. Des Weiteren trennt sich die höhere Mode bereits im Anfangsbereich des Übergangs vom Kern, so dass die Änderung des Modendurchmessers beim Übergang in den Mantel möglicherweise sehr schnell erfolgt und somit nicht adiabatisch ist. Die schlechte Finesse der Grundmode ist wahrscheinlich auf Modenkopplung zurück zu führen, da die Finesse bei gleichem Profilverlauf für Einmodenresonatoren deutlich größer war. In einem zweiten Versuch mit den gleichen Parametern des Übergangs und ähnlicher Ausgangsfinesse konnte das Ergebnis reproduziert werden, so dass es wahrscheinlich ist, dass es sich um einen systematischen Effekt handelt.

Die Form der höheren Mode ist gebogen, aber nicht ringförmig und entspricht daher keiner reinen Mode der starken Führung. Das Bild der Mode entspricht allerdings auch nur deren Form am Ende der Faser. Eine Aussage über die Form der Mode in der ultradünnen Faser lässt sich daraus nicht ableiten.

Dieser erste Versuch eines Multimoden-Faserresonators mit integrierter ultradünner Passage hat gezeigt, dass sich höhere Moden beobachten lassen. Die Multimoden-Resonatoren eignen sich also als Werkzeug zur Optimierung der Faserprofile am Übergang zur Fasertaille. Eine Untersuchung der Parameter des Übergangs für höhere Moden ist daher möglich und sollte eine Verbesserung der Transmission sowie das Verständnis des beobachteten Cut-offs ermöglichen, der beim Doppelten des erwarteten Faserradius liegt.

*5.3. MULTIMODEN-RESONATOR MIT INTEGRIERTER ULTRADÜNNER  
PASSAGE*

---

# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit ist es gelungen, faserbasierte Fabry-Pérot-Resonatoren mit geringen Verlusten zu bauen, in diese ultradünne Fasertailen zu integrieren sowie sie für weitere Anwendungen zu nutzen.

Die faserbasierten Fabry-Pérot-Resonatoren wurden durch Aufkleben von Spiegeln auf die Enden der Faser mittels eines Transfervorgangs realisiert. Dabei konnten Verluste der Rückreflexion in die Faser von weniger als 0.5% erreicht und so Resonatoren mit einer Finesse von bis zu  $\mathcal{F} = 160$  gebaut werden.

Es wurde eine Technik vorgestellt, mit deren Hilfe sich die Transmission von ultradünnen Fasern mittels Resonatoren auf 0,1% genau messen lässt. Dabei konnte eine Transmission von  $T = 98,67(12)\%$  für eine 500 nm dünne Faser nachgewiesen werden, was einen Spitzenwert darstellt [4, 5, 6]. Mittels Faserresonatoren mit integrierten ultradünnen Passagen konnten dabei Heizeffekte der ultradünnen Faser durch Deformation der Resonanzlinien beobachtet werden. Diese Effekte erlauben eine Analyse der thermischen Prozesse in einer ultradünnen Faser. Die für einen solchen Resonator erreichte Finesse von  $\mathcal{F} = 69(1)$  entspricht einem Verstärkungsfaktor für die Wechselwirkung von Molekülen, Atomen etc. mit dem evaneszenten Feld der ultradünnen Faser von 22, was eine deutliche Steigerung darstellt.

Mit Multimoden-Faserresonatoren ist es gelungen, eine ringförmige  $HE_{21}$ -Mode der stark führenden Faser stabil zu erzeugen. Diese kann für eine auf Modeninterferenz basierende, faseroptische Atomfalle genutzt werden [13]. Zudem konnte bei einem Multimoden-Resonator mit integrierter ultradünner Passage eine höhere Mode angeregt werden.

Die Ergebnisse dieser Diplomarbeit bilden die Grundlage für eine Vielzahl von weiterführenden Anwendungen der Resonatoren und zeigen zusätzlich mögliche Verbesserungen bestehender Techniken auf.

Durch die nun mögliche genauere Transmissionsbestimmung der ultradünnen Fasern ergibt sich die Möglichkeit der weiteren Optimierung der Transmission [3]. Die Präzision der Transmissionsmessung kann dabei durch die beschriebene Verbesserung der Laserlinienbreitenmessung nochmals erhöht werden. Eine möglichst große Transmission wird unter anderem benötigt, um verlustarm über das evaneszente Feld an Flüstergallerieresonatoren zu koppeln [10]. Dies stellt eine Notwendigkeit für Quanteninformationsverarbeitung mit diesen Resonatoren dar [46, 47, 48]. Des Weiteren ermöglichen geringere Verluste der ultradünnen Faser eine höhere

---

Finesse der Faser-Fabry-Pérot-Resonatoren, so dass eine weitere Steigerung des Verstärkungsfaktors der Wechselwirkung erreicht werden kann.

Die mit ultradünnen Fasern betriebene Molekülspektroskopie auf Oberflächen würde vom Einsatz von Resonatoren profitieren, da so eine Erhöhung der Absorbanz bei fester Oberflächenbedeckung erreicht werden kann. Bei zusätzlichem Einsatz von Kryotechnik [49] rückt sogar die Detektion einzelner Moleküle auf der Faser in den Bereich des Möglichen.

Mit den durch Multimoden-Resonatoren erzeugten  $HE_{21}$ -Moden ist es möglich, die Arbeiten an der modeninterferenzbasierten faseroptischen Atomfalle [19] weiter zu treiben. Die nächsten Schritte wären hier die Untersuchung der Wiedereinkopplung der erzeugten Moden in eine Faser, die Analyse der Transmission durch den Übergang zu ultradünnen Fasertailen sowie eine Vermessung des evaneszenten Feldes dieser Moden. Die für das Fangen von Atomen benötigte Leistung kann durch die beschriebenen Maßnahmen der Senkung der Spiegelreflektivität sowie Erhöhung der Laserleistung und besser an die Mode angepasster Einkopplung des Lasers erreicht werden.

Eine weitere Einsatzmöglichkeit der Multimoden-Faserresonatoren mit ultradünner Multimodentaille liegt im Bau eines interferometrischen Fasersensors. Ein solcher Sensor beruht auf der unterschiedlichen Abhängigkeit der in der ultradünnen Faser geführten Grund- und höheren Moden vom Brechungsindex der Faserumgebung. Sich in der Nähe der ultradünnen Faser aufhaltende Moleküle etc. können den Brechungsindex ändern und so die Resonatormoden gegeneinander verschieben, was einen Nachweis ermöglicht.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Aufbau der Stufenindexfaser . . . . .	4
1.2	Propagationskonstanten der stark geführten Moden . . . . .	6
1.3	Darstellung der Intensitätsverteilung für stark geführte Moden . . . . .	7
1.4	Propagationskonstanten der Moden im Fall schwacher Führung . . . . .	8
1.5	Darstellung der Intensitätsverteilung der Moden schwacher Führung . . . . .	9
1.6	Radiale Intensitätsverteilung in einer ultradünnen Faser . . . . .	10
1.7	Aufbau des Faser-Fabry-Pérot-Resonators . . . . .	11
1.8	Das Fabry-Pérot-Interferometer. . . . .	11
1.9	Spektrum eines Fabry-Pérot-Interferometers . . . . .	14
1.10	Spektrum des FP für verschiedene Transmissionen . . . . .	14
1.11	Transmission und Finesse des Resonators . . . . .	15
1.12	Illustration zur Verlustrechnung . . . . .	17
1.13	Koppeffizienz in Abhängigkeit von Winkel und Abstand . . . . .	17
1.14	Koppeffizienz $\eta$ für kleine Winkel und Abstände . . . . .	18
1.15	Erreichbare Finesse in Abhängigkeit von Winkel und Abstand . . . . .	19
2.1	Schematischer Aufbau der Klebestation . . . . .	23
2.2	Aufbau des kompakten Lasersystems . . . . .	24
2.3	Newtonringe des FC-Steckers . . . . .	28
2.4	Erwartetes Reflexionssignal ohne Modulation . . . . .	29
2.5	Erwartete Signalmaxima der Reflexion . . . . .	30
2.6	Resultierendes Reflexionssignal während der Winkeljustage . . . . .	31
2.7	Gemessene Maxima der Reflexion in Abhängigkeit des Drehwinkels . . . . .	31
2.8	Gemessene Maxima der Reflexion in Abhängigkeit des Abstands . . . . .	32
2.9	Frequenzänderung des Lasers in Abhängigkeit des Diodenstroms . . . . .	35
2.10	Linearisiertes Spektrum des Resonators . . . . .	36
2.11	Ausschnitt der ersten Resonanz aus dem Spektrum . . . . .	36
2.12	Konzept für den Einsatz eines Faserresonators als Referenzresonator . . . . .	39
3.1	Relativer Modenabstand in Abhängigkeit der Laserfrequenz . . . . .	43
3.2	Skizze des Aufbaus zur Faservermessung . . . . .	44
3.3	Modenpolarisation und -abstand in Abhängigkeit des Drehwinkels . . . . .	45
3.4	Skizze des Aufbaus zur Faserbiegung . . . . .	46

3.5	Modenabstand in Abhängigkeit der Biegespannung . . . . .	47
3.6	Streckbank für Fasern . . . . .	48
3.7	Amplitude der Resonatormodulation mittels Piezo . . . . .	49
3.8	Reaktion des Resonators auf einen Rechteckpuls auf den Piezo . . . . .	51
3.9	Rekonstruierte Längenänderung des Resonators . . . . .	51
3.10	Lineare Modulation des Resonators mittels Piezo . . . . .	52
3.11	Arbeitsweise der Stabilisierung auf eine Flanke des Resonators . . . . .	53
3.12	Entwicklung der Phase des reflektierten Lichtes auf Resonanz . . . . .	55
3.13	Verlauf des Reflexionssignals . . . . .	57
3.14	Reflexions- und Transmissionssignal des Resonators . . . . .	57
4.1	Schematische Darstellung einer verjüngten Faser . . . . .	60
4.2	Schematische Darstellung der Ziehanlage . . . . .	61
4.3	Konzept der Vermessung des Übergangs . . . . .	62
4.4	Spektrum des Resonators vor und nach dem Ziehprozess . . . . .	63
4.5	Verschiedene Aufbewahrungsorte für ultradünne Fasern . . . . .	65
4.6	Zeitliche Verringerung der Transmission der ultradünnen Faser . . . . .	66
4.7	Entwicklung der Resonanzlinienform mit sinkender Finesse. . . . .	67
4.8	Verformung der Resonanzen für verschiedene Leistungen . . . . .	69
4.9	Verformung für verschiedene Modulationsgeschwindigkeiten . . . . .	70
5.1	Moden des Multimoden-Resonators . . . . .	76
5.2	Auswirkung von Torsion im Multimoden-Resonator . . . . .	77
5.3	In-Faser-Polarisationsmanipulator zur Modenänderung . . . . .	78
5.4	Entwicklung der Mode (von links nach rechts) am Beispiel der Drehung der $\lambda/2$ -Schleife. . . . .	79
5.5	Konzept zur Modenidentifikation . . . . .	80
5.6	Spektrum des Resonators mit den zugehörigen Modenformen . . . . .	81
5.7	Veränderung der $HE_{21}$ -Mode unter Drehung des Polarisators . . . . .	82
5.8	Intensitätsverteilung der beobachteten $TM_{01}$ -Mode . . . . .	83
5.9	Skizze zur Phasen Anpassung der Modenbestandteile . . . . .	84
5.10	Spektrum des gezogenen Multimoden-Resonators . . . . .	84

# Tabellenverzeichnis

2.1	Kenngößen der verwendeten Spiegel . . . . .	25
2.2	Kennzahlen der verwendeten Einmodenfaser . . . . .	26
2.3	Kennzahlen des Referenzresonators. . . . .	39
3.1	Kenngößen des Lineartisches mit eingebautem Piezo . . . . .	49
5.1	Kennzahlen der verwendeten Multimoden-Faser . . . . .	74

*TABELLENVERZEICHNIS*

---

# Literaturverzeichnis

- [1] Fabry, C. & Pérot, A. Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air. *Ann. Chim. Phys.* **12**, 459–501 (1897).
- [2] Maiman, T. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature* **187**, 493–494 (1960).
- [3] Warken, F. *Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn, Deutschland (2007).
- [4] Tong, L. *et al.* Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding. *Nature* **426**, 816 (2003).
- [5] Brambilla, G., Finazzi, V. & Richardson, D. Ultra-low-loss optical fiber nanotapers. *Optics Express* **12**, 2258 (2004).
- [6] Leon-Saval, S., Birks, T., Wadsworth, W. & Russell, P. Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides. *Optics Express* **12**, 2864 (2004).
- [7] Warken, F., Vetsch, E., Meschede, D., Sokolowski, M. & Rauschenbeutel, A. Ultra-sensitive surface absorption spectroscopy using sub-wavelength diameter optical fibers. *Optics Express* **15**, 11952–11958 (2007).
- [8] Sagué, G. *Cold atom physics using ultra-thin optical fibres*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn, Deutschland (2008).
- [9] Sagué, G., Vetsch, E., Alt, W., Meschede, D. & Rauschenbeutel, A. Cold-atom physics using ultrathin optical fibers: Light-induced dipole forces and surface interactions. *Physical Review Letters* **99**, 163602 (2007).
- [10] Pöllinger, M., O'Shea, D., Warken, F. & Rauschenbeutel, A. Ultra-high-Q tunable whispering-gallery-mode microresonator. *arXiv: 0901.4921v1* (2009).
- [11] Marazuela, M. & Moreno-Bondi, M. Fiber-optic biosensors-an overview. *Analytical and Bioanalytical Chemistry* **372**, 664–682 (2002).
- [12] Lin, C. *et al.* Quantitative measurement of binding kinetics in sandwich assay using a fluorescence detection fiber-optic biosensor. *Analytical Biochemistry* **385**, 224 (2009).

- [13] Sagué, G., Baade, A. & Rauschenbeutel, A. Blue-detuned evanescent field surface traps for neutral atoms based on mode interference in ultrathin optical fibres. *New Journal of Physics* **10**, 113008 (2008).
- [14] Snyder, A. W. & Love, J. D. *Optical Waveguide Theory* (Chapman & Hall, New York, 1983).
- [15] Yariv, A. *Optical Electronics* (Saunders College Publishing, Philadelphia, 1991).
- [16] Buck, J. R. *Fundamentals of optical fibers* (Wiley, Hoboken, New Jersey, 2004).
- [17] Maxwell, J. C. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **155**, 459–512 (1865).
- [18] Bronstein, I., Semendjajew, K., Musiol, G. & Mühlig, H. *Taschenbuch der Mathematik* (Harri Deutsch, Frankfurt a.M., 2001).
- [19] Baade, A. *Light induced trapping potential for neutral atoms by mode interference of a blue detuned light field in ultra thin fibres*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Deutschland (2009).
- [20] Saruwatari, M. & Nawata, K. Semiconductor laser to single-mode fiber coupler. *Applied Optics* **18**, 1847–1856 (1979).
- [21] Saleh, B. & Teich, M. *Fundamentals of photonics* (Wiley, Hoboken, New Jersey, 1991).
- [22] Wicker, K. *Micro Cavities for Cavity QED*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Deutschland (2006).
- [23] Meschede, D. *Optik, Licht und Laser* (Teubner, Wiesbaden, 2005), 2. Auflage
- [24] Demtröder, W. *Laserspektroskopie* (Springer, Heidelberg, 2007), 5. Auflage
- [25] Ricci, L. *et al.* A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications* **117**, 541–549 (1995).
- [26] Soref, R. A. & Lorenzo, J. P. All-silicon active and passive guided-wave components for  $\lambda = 1.3$  and  $1.6$  microns. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22**, 873–879 (1986).
- [27] Amann, M.-C. & Buus, J. *Tunable Laser Diodes* (Artech House, London, 1998).
- [28] Schmidt, E. Dünne optische Schichten für die Miniaturoptik. *Laser und Optoelektronik* **28(2)**, 50 (1996).
- [29] Meschede, D. *Gerthsen Physik* (Springer, Heidelberg, 2003), 22. Auflage
- [30] Kazarinov, R. & Henry, C. The relation of line narrowing and chirp reduction resulting from the coupling of a semiconductor laser to passive resonator. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 1401–1409 (1987).

- [31] Kawanishi, S., Takada, A. & Saruwatari, M. Wide-band frequency-response measurement of optical receivers using optical heterodyne detection. *Journal of Lightwave Technology* **7**, 92–98 (1989).
- [32] Marcuse, D. & Stone, J. Coupling efficiency of front surface and multilayer mirrors as fiber-end reflectors. *Journal of Lightwave Technology* **4**, 377–381 (1986).
- [33] Stone, J. & Marcuse, D. Ultrahigh finesse fiber Fabry-Perot interferometers. *Lightwave Technology, Journal of* **4**, 382–385 (1986).
- [34] Malitson, L. H. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* **55**, 1205–1209 (1965).
- [35] Demtröder, W. *Experimentalphysik 1* (Springer, Heidelberg, 2008), 5. Auflage
- [36] Jones, D. & Ashby, M. *Engineering Materials 1* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1996), 2. Auflage
- [37] Unbehauen, H. *Regelungstechnik I* (Vieweg, Wiesbaden, 1984), 2. Auflage
- [38] Hänsch, T. W. & Couillaud, B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Optics Communications* **35**, 441–444 (1980).
- [39] Love, J. D. & Henry, W. M. Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers. *Electronics Letters* **22**, 912–914 (1986).
- [40] Maurer, C., Jesacher, A., Fürhapter, S., Bernet, S. & Ritsch-Marte, M. Tailoring of arbitrary optical vector beams. *New Journal of Physics* **9**, 1–20 (2007).
- [41] Flores-Perez, A., Hernandez-Hernandez, J., Jauregui, R. & Volke-Sepulveda, K. Experimental generation and analysis of first-order TE and TM Bessel modes in free space. *Optics Letters* **31**, 1732–1734 (2006).
- [42] Kozawa, Y. & Sato, S. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism. *Optics Letters* **30**, 3063–3065 (2005).
- [43] Mushiake, Y., Matsumura, K. & Nakajima, N. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation. *Proceedings of the IEEE* **60**, 1107–1109 (1972).
- [44] Miyagi, M. & Yip, G. Mode conversion and radiation losses in a step-index optical fibre due to bending. *Optical and Quantum Electronics* **9**, 51–60 (1977).
- [45] Jeunhomme, L. & Pocholle, J. Mode coupling in a multimode optical fiber with microbends. *Applied Optics* **14**, 2400–2405 (1975).

- [46] Kimble, H. J. The quantum internet. *Nature* **453**, 1023–1030 (2008).
- [47] Aoki, T. *et al.* Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator. *Nature* **443**, 671–674 (2006).
- [48] Dayan, B. *et al.* A photon turnstile dynamically regulated by one atom. *Science* **319**, 1062 (2008).
- [49] Wrigge, G., Gerhardt, I., Hwang, J., Zumofen, G. & Sandoghdar, V. Efficient coupling of photons to a single molecule and the observation of its resonance fluorescence. *Nature Physics* **4**, 60–66 (2008).