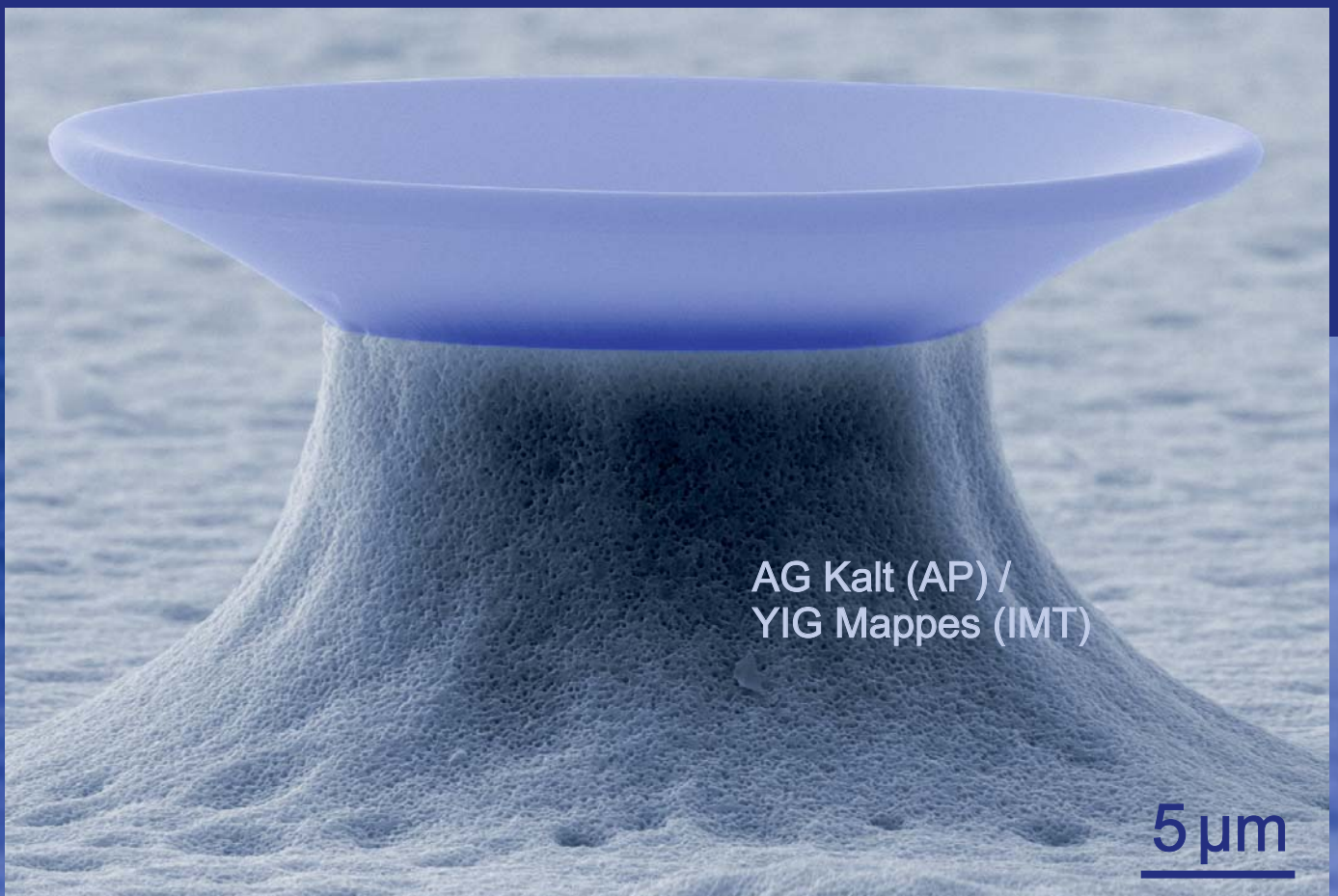


Mario Hauser

# Mikroresonatoren aus Glas und Polymeren als optische Flüsterergalerien





# Mikroresonatoren aus Glas und Polymeren als optische Flüstergalerien

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
von der Fakultät für Physik  
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Mario Hauser  
aus Villingen-Schwenningen

Tag der mündlichen Prüfung : 10.06.2011  
Referent : Prof. Dr. H. Kalt  
Korreferent : Prof. Dr. U. Lemmer

**Prüfungskommission:**

Prof. Dr. Ch. Kottmeier  
Prof. Dr. H. Kalt  
Prof. Dr. U. Lemmer  
Prof. Dr. G. U. Nienhaus  
Prof. Dr. G. Schön  
Prof. Dr. M. Steinhauser

**Titelbild:** Elektronenmikroskopische Aufnahme eines polymeren Kelchresonators auf einem Siliziumsubstrat.



Karlsruher Institut für Technologie (KIT)  
Institut für Angewandte Physik  
Wolfgang-Gaede-Straße 1  
D-76131 Karlsruhe

Mario Hauser

<http://www.aph.kit.edu/kalt>  
[mario.hauser@physik.uni-karlsruhe.de](mailto:mario.hauser@physik.uni-karlsruhe.de)

Diese Arbeit wurde durch das Centrum für Funktionelle Nanostrukturen (CFN) am Karlsruher Institut für Technologie (Projekt A5.4) und durch die Karlsruhe School of Optics and Photonics (KSOP) unterstützt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen optischer Mikroresonatoren</b>	<b>5</b>
2.1	Verschiedene Typen von Mikroresonatoren und deren Anwendungen . . . . .	5
2.2	Flüstergaleriemoden in optischen Mikroresonatoren . . . . .	9
2.3	Charakteristische Kenngrößen optischer Mikroresonatoren . . . . .	15
2.3.1	Qualitäts-Faktor . . . . .	15
2.3.2	Modenvolumen . . . . .	16
2.3.3	Freier Spektralbereich . . . . .	16
2.3.4	Finesse . . . . .	16
2.3.5	Verlustmechanismen - Beschränkungen des Q-Faktors . . . . .	17
2.4	Analytisches Modell zur Resonator-Wellenleiter-Kopplung . . . . .	19
2.5	Modenkopplung in Flüstergalerie-Resonatoren . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Herstellung von Mikroresonatoren hoher Güte</b>	<b>27</b>
3.1	Toroidale Mikroresonatoren aus Siliziumdioxid . . . . .	27
3.1.1	Elektronenstrahlolithografie . . . . .	28
3.1.2	Ätzprozess zur Herstellung von Siliziumdioxidscheiben . . . . .	29
3.1.3	Unterätzen der Siliziumdioxidstrukturen mit Xenondifluorid . . . . .	31
3.1.4	Herstellung von toroidalen Mikroresonatoren . . . . .	35
3.2	Polymere Kelchresonatoren . . . . .	37
3.2.1	Lithografische Herstellung von Polymerscheiben . . . . .	38
3.2.2	Unterätzen der Polymerstrukturen . . . . .	39
3.2.3	Herstellung von Kelchresonatoren . . . . .	40
3.2.4	Strukturelle Untersuchung der PMMA-Resonatoren . . . . .	41
3.3	Zusammenfassung . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Charakterisierung der hergestellten Mikroresonatoren</b>	<b>45</b>
4.1	Messaufbau zur optischen Charakterisierung . . . . .	45
4.1.1	Aufbau zur Ankopplung an Mikroresonatoren . . . . .	46

4.1.2	Herstellung ausgedünnter Glasfasern zur effizienten Ankopp- lung an die Resonatorstrukturen . . . . .	48
4.1.3	Eigenschaften der verwendeten Diodenlasersysteme . . . . .	49
4.2	Nachweis optischer Flüstergaleriemoden . . . . .	52
4.2.1	Toroidale Resonatoren . . . . .	52
4.2.2	Polymere Kelchresonatoren . . . . .	55
4.2.3	Untersuchung des Einflusses der Temperatur auf das Moden- spektrum . . . . .	61
4.2.4	Nachweis von Modenkopplung . . . . .	65
4.3	Fazit . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Anwendungen von WGM-Resonatoren</b>	<b>71</b>
5.1	Mikroresonatoren in gekoppelten Systemen . . . . .	71
5.1.1	Photonische Moleküle . . . . .	72
5.1.2	cQED-Experimente . . . . .	74
5.2	Markerfreie Moleküldetektion . . . . .	78
5.2.1	Funktionsprinzip der Moleküldetektion auf Basis von WGM- Resonatoren . . . . .	79
5.2.2	Erweiterungen des Messplatzes zur Untersuchung von biologi- schen Systemen . . . . .	81
5.2.3	Optimierung der Resonatorgeometrie mit numerischen Metho- den . . . . .	83
5.2.4	Nachweis der Moleküldetektion mit polymeren Mikrokelchen .	84
5.2.5	Ansätze zur parallelen Moleküldetektion . . . . .	87
5.2.6	Auf dem Weg zu einem integrierten Labor . . . . .	91
5.3	Fazit . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>95</b>
<b>A</b>	<b>Numerische Simulation rotationssymmetrischer Mikroresonatoren</b>	<b>101</b>
<b>B</b>	<b>Aufbau eines ECD-Lasersystems</b>	<b>107</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>113</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>119</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>141</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

In den letzten Jahren bewirkten Fortschritte bei der Herstellung optischer Kavitäten die Entwicklung einer Vielzahl von Anwendungen. Optische Resonatoren ermöglichen es, Licht auf kleinem Raum für lange Zeit einzuschließen. Diese Eigenschaft manifestiert sich in einem kleinen Resonatorvolumen, in dem das Licht lokalisiert ist und einer hohen Resonatorgüte. Besondere Bedeutung erlangten optische Kavitäten, die aus einer thermisch induzierten Glättung aufgrund der Oberflächenspannung des Resonatormaterials hervorgehen. Besonders zu erwähnen sind dabei Kugelresonatoren aus Siliziumdioxid [1]. Sie erreichen Güten im Bereich von zehn Milliarden und können Licht über Mikrosekunden hinweg speichern. Bereits Braginsky und Ilchenko erkannten vor mehr als zwanzig Jahren das Potential dieser Resonatoren und deren Bedeutung für zukünftige Forschungsaktivitäten [2].

Optische Flüstergalerie-Resonatoren, bei denen der Einschluss des Lichts auf der Totalreflexion an der Grenzfläche vom dielektrischen Resonatormaterial zum umgebenden Medium hin basiert, werden mittlerweile in vielen Bereichen der Grundlagenforschung eingesetzt. Sie können aus verschiedensten anorganischen und organischen Materialien, wie beispielsweise Halbleitern, Gläsern oder Polymeren bestehen und können unterschiedliche geometrische Formen aufweisen, wie zum Beispiel Kugeln, Kelche oder Toroide. Neben der Untersuchung der kohärenten Wechselwirkung von Licht in einer Kavität mit Quantenpunkten werden auch Effekte der nicht-linearen Optik untersucht. Die lange Speicherzeit der Photonen im Resonator ermöglicht eine hohe im Resonator zirkulierende Leistung und senkt somit die Schwelle zum Erreichen eines nicht-linearen Regimes [3, 4]. Auch im Bereich der Optomechanik finden die Resonatoren Anwendung. Hierbei wird die Wechselwirkung zwischen Licht und mechanischen Oszillationen einer Kavität untersucht [5, 6]. Nicht nur das darauf basierende Kühlen eines Resonators bis zum quantenmechanischen Grundzustand rückt damit in greifbare Nähe. Auch Phononlaser [7] auf Basis gekoppelter Resona-

toren konnten realisiert werden [8].

Flüstergalerie-Resonatoren finden auch in der Lasertechnik Anwendung [9]. Es lassen sich kompakte Laser mit einer Größe auf einer Mikrometerskala herstellen, diese weisen neben einer schmalen spektralen Breite der Emission auch niedrige Laserschwellen auf [10, 11]. Im Bereich der Nachrichtentechnik finden die Kavitäten als Filter [12] oder optische Schalter [13] Verwendung.

Neben den genannten Anwendungsgebieten ist die biochemische Detektion ein weiteres Forschungsfeld. In der Molekularbiologie und Biotechnologie werden flexible Detektionsmechanismen zum Nachweis von Proteinen, DNS-Sequenzen und weiteren relevanten Molekülen benötigt. Gegenwärtig werden verschiedene Verfahren auf Basis der Elektrophorese zur Detektion von DNS (Southern Blots) und Proteinen (Western Blots) angewandt. Diese Verfahren basieren auf der Wanderung von Molekülen in einer Gelmatrix bei Anlegen eines elektrischen Feldes. Durch fluoreszierende Markierungen können die Wanderungsfronten der Moleküle sichtbar gemacht werden. Eine weitere oft angewandte Technik ist der enzymgekoppelte Immunsorbenttest (EIA) mit dem beispielsweise Proteine oder niedermolekulare Verbindungen wie Antikörper nachgewiesen werden können [14]. Beide Methoden können nicht in Echtzeit durchgeführt werden und bedürfen einer aufwendigen Vorbereitung und Auswertung. Moleküldetektion auf Basis von Flüstergalerie-Resonatoren bietet hier eine flexible Alternative, da das Detektionsschema ohne Molekülmarkierungen auskommt. Auf dieser Basis können die genannten Moleküle mit einer Sensitivität bis hin zu einer Einzelmolekülempfindlichkeit detektiert werden [15, 16, 17]. Zusätzlich eröffnet die Sensibilisierung einzelner Kavitäten zur Detektion spezifischer Moleküle ein weites Forschungsfeld [18].

Zur Integration von Flüstergalerie-Resonatoren, bestehend aus Siliziumdioxid oder Polymeren auf Siliziumsubstraten, können diese mit Standardverfahren der Halbleiterindustrie prozessiert werden. Durch diese Verfahren lassen sich die Kavitäten im Hinblick auf Anwendungen im Bereich der Sensorik mit Methoden herstellen, die für eine Massenproduktion tauglich sind.

Die Verwendung von Polymeren als Resonatormaterial, insbesondere von Polymethylmethacrylat (PMMA), eröffnet die Möglichkeit erweiterter Funktionalitäten. PMMA besitzt ähnlich wie Siliziumdioxid gute optische Eigenschaften im gesamten sichtbaren und infraroten Spektralbereich. Die Verwendung von Polymeren im Gegensatz zu anorganischen Halbleitern oder Gläsern bietet die Möglichkeit, viele Materialparameter, wie Vernetzungsgrad oder Brechungsindex, einstellen zu können [19]. Es lässt sich auch auf einfache Weise eine Dotierung mit aktiven Medien, wie zum Beispiel Quantenpunkte oder Farbstoffmoleküle, in die Polymermatrix zur Herstellung von kompakten Laserquellen einbringen [20, 21]. Zusätzlich bieten Polymere



---

im Hinblick auf integrierte Sensorikanwendungen die Möglichkeit der einfachen Integration von Wellenleitern, aktiven Lichtquellen oder von Elementen der Mikrofluidik. Die Entwicklung von günstigen Sensoren zur Detektion minimaler Analytmengen bei hoher Sensitivität rückt somit in greifbare Nähe. Aufgrund ihrer geringen Herstellungskosten können diese auch zur einmaligen Verwendung ausgelegt sein.

Die vorliegende Arbeit ist in den Teilbereich A5 „Biophotonik“ des Centrums für Funktionelle Nanostrukturen (CFN) der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) eingebettet.

Die Zielsetzung dieser Arbeit umfasst die Herstellung von Flüstergalerie-Resonatoren mit hoher Güte auf Basis von Siliziumdioxid und Polymethylmethacrylat auf Siliziumsubstraten. Neben dem Aufbau eines Messplatzes zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften der Kavitäten, wird die Anwendbarkeit im Bereich der Quantenelektrodynamik untersucht und Anwendungen im Gebiet der biochemischen Moleküldetektion gezeigt.

## Gliederung der Arbeit

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen zum Verständnis der optischen Flüstergalerie-Resonatoren erläutert. Es werden verschiedene grundlegende Typen von Mikroresonatoren vorgestellt. Am Beispiel von Flüstergalerie-Mikroresonatoren werden die Eigenschaften und Kenngrößen optischer Kavitäten, wie zum Beispiel das Modenvolumen und die Güte, definiert und erläutert. Zudem wird ein Formalismus zur Beschreibung der Ankopplung eines Wellenleiters an einen Resonator zur Anregung und Detektion von optischen Flüstergaleriemoden vorgestellt. Abschließend wird in diesem Kapitel der Aspekt der Modenkopplung in Resonatoren mit sehr hoher Güte erläutert und diskutiert.

Die Herstellung von Flüstergalerie-Resonatoren auf Basis von Siliziumdioxid und Polymethylmethacrylat auf Silizium wird in Kapitel 3 dargestellt. Zunächst wird die Herstellung von toroidalen Resonatorgeometrien auf Basis von Siliziumdioxid erklärt. Der für deren Prozessierung notwendige Ätzschritt mit der Edelgasverbindung Xenondifluorid wird dargestellt. Die für die Handhabung des Gases notwendige Ätzanlage wird beschrieben. Anschließend wird die Herstellung polymerer Scheibenresonatoren gezeigt, sowie deren Prozessierung zu Kelchresonatoren durch einen entwickelten thermischen Schritt erläutert. Am Ende des Kapitels werden strukturelle Untersuchungen und deren Ergebnisse an polymeren Resonatoren vorgestellt.

In Kapitel 4 wird zunächst der zur Charakterisierung der Resonatorstrukturen benötigte und im Rahmen dieser Arbeit entstandene Messaufbau mit den enthaltenen

schmalbandigen Laserquellen erläutert. Nach einer Darstellung des Herstellungsprozesses ausgedünnter Glasfasern zur Ankopplung an die Mikroresonatoren, wird der Nachweis optischer Flüstergaleriemoden vorgestellt. Die Ergebnisse der optischen Charakterisierung von Resonatorstrukturen aus Siliziumdioxid und Polymethylmethacrylat auf Siliziumsubstraten werden erläutert. Neben Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit des Modenspektrums werden im letzten Teil des Kapitels die Ergebnisse der Untersuchung der Modenkopplung in polymeren Kavitäten mit sehr hoher Güte vorgestellt.

Die Möglichkeiten der Anwendungen der Flüstergalerie-Resonatoren werden in Kapitel 5 diskutiert. Zunächst werden erste Ergebnisse der Herstellung von gekoppelten polymeren Resonatorstrukturen zur Ausbildung von sogenannten photonischen Molekülen untersucht. Anschließend werden erste Schritte im Bereich der Quantenelektrodynamik vorgestellt. Im zweiten Teil des Kapitels wird die Anwendbarkeit der polymeren Kelchresonatoren im Bereich der biochemischen Detektion gezeigt und diskutiert. Weiterhin werden Möglichkeiten und erste Ergebnisse der Sensibilisierung von Resonatoren für bestimmte Moleküle gezeigt, sowie Ergebnisse der Herstellung und Möglichkeiten eines integrierten Labors diskutiert.

Im abschließenden Kapitel 6 werden die wichtigen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf weitergehende Forschungsarbeiten gegeben.

# Kapitel 2

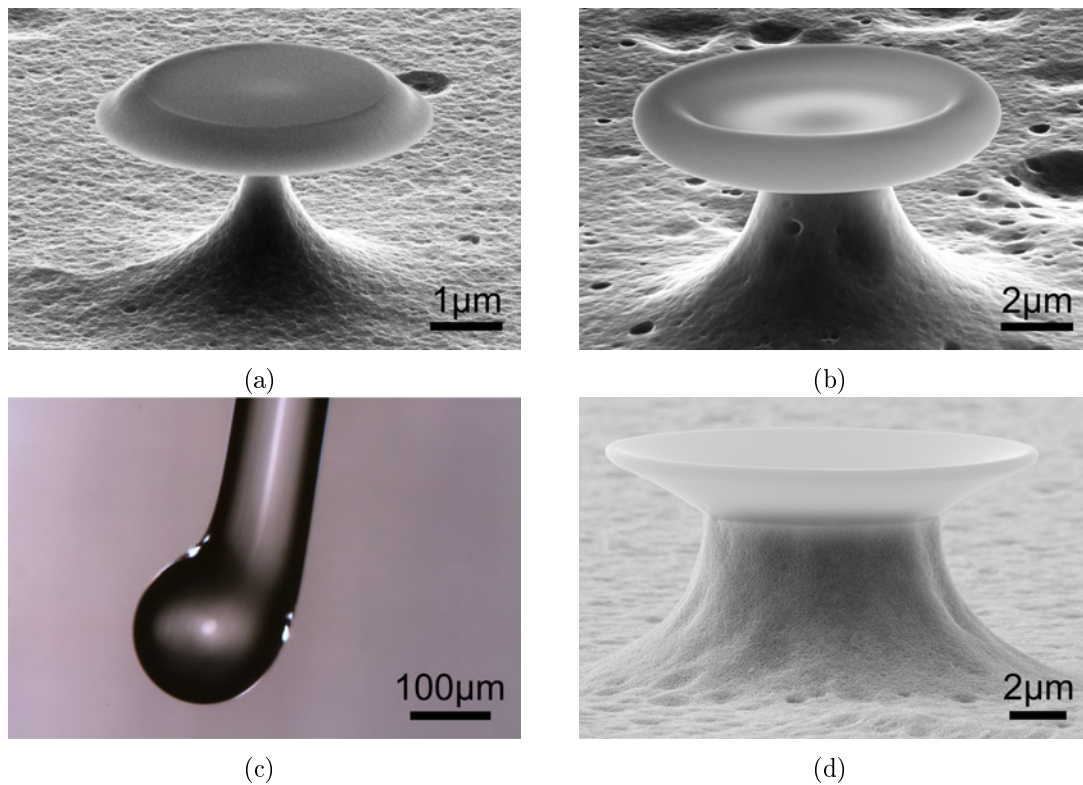
## Grundlagen optischer Mikroresonatoren

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen optischer Mikroresonatoren diskutiert. Zunächst wird ein Überblick über verschiedene Typen optischer Mikroresonatoren und deren Anwendungen gegeben. In Abschnitt 2.2 wird auf die in dieser Arbeit behandelten Flüstergalerie-Resonatoren und deren grundlegende Eigenschaften eingegangen. Danach werden am Beispiel dieser Resonatoren charakteristische Größen definiert und erklärt. Mit Hilfe eines analytischen Modells wird die Kopplung eines Flüstergalerie-Resonators an einen optischen Wellenleiter beschrieben (siehe Abschnitt 2.4). Im letzten Abschnitt des Kapitels wird die Kopplung optischer Moden in Flüstergalerie-Resonatoren hoher Güte dargestellt.

### 2.1 Verschiedene Typen von Mikroresonatoren und deren Anwendungen

Licht kann in einem optischen Mikroresonator bei dessen Resonanzfrequenzen, die durch die Eigenschaften und die Geometrie des dielektrischen Resonators bestimmt werden, eingeschlossen werden. Durch Variation der Geometrie und der Materialien lassen sich die zentralen Parameter des Mikroresonators (siehe Abschnitt 2.3) - Qualitätsfaktor  $Q$  und Modenvolumen  $V_M$  - verändern. Der Lichteinschluss kann generell auf zwei Arten realisiert werden:

- Durch Totalreflexion an Grenzflächen zum optisch dünneren Medium und
- durch Reflexion an periodischen Strukturen, wie zum Beispiel an planparalle-



**Abbildung 2.1:** Flüstergalerie-Resonatoren verschiedener Geometrie und Materialien: (a) Scheibenresonator und (b) toroidaler Resonator aus Siliziumdioxid auf einem Siliziumsubstrat, (c) Kugelresonator aus Siliziumdioxid und (d) Kelchresonator aus Polymethylmethacrylat (abgekürzt: PMMA) auf einem Siliziumsubstrat.

len Spiegeln im Falle eines Fabry-Pérot-Resonators in einer Dimension, oder an den periodischen Strukturen eines photonischen Kristalls in ein, zwei oder drei Dimensionen.

Nachfolgend werden drei bedeutende Resonatortypen, deren Eigenschaften und mögliche Anwendungen skizziert.

## Flüstergalerie-Resonatoren

Der Lichteinschluss bei Flüstergalerie-Resonatoren beruht auf der Totalreflexion des in der meist rotationssymmetrischen Kavität befindlichen Lichts an der Grenzfläche zum optisch dünneren Medium. Auf diesem Resonatortyp liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit. Eine ausführliche theoretische Beschreibung befindet sich in Abschnitt 2.2. Aufgrund der Vollständigkeit werden nachfolgend einige wichtige Anwendungs-

bereiche und bereits vorhandene Forschungsarbeiten kurz vorgestellt.

Passive optische Flüstergalerie-Resonatoren bieten mit typischen Güten im Bereich  $10^6$  bis  $10^8$  (siehe dazu auch Abschnitt 2.3.1) vielfältige Anwendungsbereiche [22, 23, 24]. Bereits im Jahr 2002 wurde von Vollmer et al. gezeigt, dass sich diese Resonatoren zur Detektion von Proteinen [17] bis hin zum von Armani et al. im Jahre 2007 demonstrierten Einzelmolekülnachweis [15] verwenden lassen.

Flüstergalerie-Resonatoren lassen sich je nach verwendetem Resonatormaterial mit verschiedenen aktiven Medien dotieren, wie zum Beispiel Farbstoffen [11] oder Seltenen Erden [25, 26]. Aufgrund der hohen Qualitätsfaktoren der Kavitäten zeichnen sie sich durch sehr niedrige Laserschwellen aus.

Eine weitere Anwendung aus dem Bereich der nicht-linearen Optik ist die Erzeugung von Frequenzkämmen, die unter anderem durch Theodor Hänsch<sup>1</sup> bekannt wurden [28] und zum Beispiel im Bereich der Meteorologie und zu Präzisionsfrequenzmessungen verwendet werden können. Mit monolithischen Flüstergalerie-Resonatoren hoher Güte lassen sich äquidistante Frequenzen über die Wechselwirkung eines kontinuierlichen Pumplasers und der Resonatormoden durch den nicht-linearen Kerreffekt über einen spektralen Bereich von bis zu 500 nm bei einer Zentralwellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$  erzeugen [29, 30].

Durch die Verwendung optischer Flüstergalerie-Resonatoren mit sehr hoher Güte lassen sich die Kopplung von optischen und mechanischen Freiheitsgraden durch den Strahlungsdruck des Lichts untersuchen [6]. Auch Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik sind mit diesen Resonatoren durchführbar (siehe dazu auch Abschnitt 5.1.2) [31, 32].

### Fabry-Pérot-Resonatoren

Das von den Physikern Charles Fabry und Alfred Pérot 1897 entwickelte gleichnamige Fabry-Pérot-Interferometer besteht im einfachsten Fall aus zwei planparallelen, hochreflektierenden Spiegeln. Unter der Bedingung

$$d = m \frac{\lambda}{2}, \quad (2.1)$$

wobei  $m$  eine positive ganze Zahl darstellt, können sich mehrfach reflektierte Strahlen mit der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Spiegellabstand  $d$  konstruktiv überlagern.

---

<sup>1</sup>Theodor Hänsch und John L. Hall erhielten „für ihre Beiträge zur laserbasierten Präzisions-spektroskopie und zur Technik der optischen Frequenzkämme“ den Nobelpreis 2005 [27].

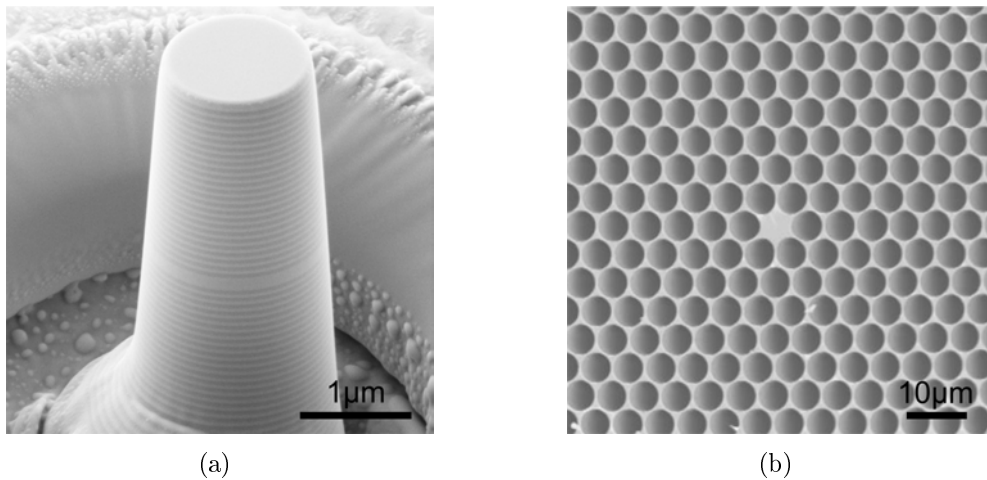
Ein Fabry-Pérot-Resonator funktioniert nach genau diesem Prinzip. Zwei hochreflektierende Spiegel - meist Paare von Braggspiegeln (englisch: *distributed bragg reflector*, abgekürzt: *DBR*) - schließen eine Materialschicht der Dicke  $d$  (gemäß Formel 2.1) ein. Die typische Dicke einer solchen Kavität liegt bei einer Wellenlänge ( $\lambda$ -Kavität). Ein bekannter Vertreter dieser Resonatoren ist der Säulenresonator (siehe Abbildung 2.2(a)) [33]. In axialer Richtung geschieht der Lichteinschluss durch Braggspiegel, in lateraler Richtung hingegen wird das Licht durch Totalreflexion aufgrund des Brechungsindexkontrasts zum umgebenden Medium eingeschlossen. Monolithische Braggspiegel können mittlerweile vom nahen ultravioletten bis zum mittleren infraroten Spektralbereich hergestellt werden (siehe beispielsweise [34, 35]). Wird ein Fabry-Pérot-Resonator auf Basis eines Braggspiegel-Paares aufgebaut, so liegt ein eindimensionaler photonischer Kristall vor, der in Abschnitt 2.1 vorgestellt wird.

Besondere Bedeutung kommt den Säulenresonatoren als vertikal emittierende Laser zu [34, 36], die sich durch eine sehr niedrige Laserschwelle auszeichnen [37]. Die Abstrahlung aus dem Resonator heraus ist stark gerichtet und kann, je nach Durchmesser, Material und optischer Mode, unter nahezu beliebig kleinen Winkeln zur Symmetrieachse erfolgen. Aufgrund dieser effizienten Lichtauskopplung ist es möglich, die Säulenresonatoren als Einzelphotonenquelle zu verwenden [38].

## Defekte in Photonischen Kristallen

Photonische Kristalle sind periodische, dielektrische Strukturen, die eine photonische Bandlücke ausbilden können [39]. Photonen können in diesem spektralen Bereich - ähnlich wie Elektronen in der Bandlücke einer Halbleiterstruktur - nicht propagieren, da es keine erlaubten optischen Zustände gibt [40]. Werden in diese photonische Bandlücke gezielt Defekte eingebracht (siehe Abbildung 2.2(b)), so können in diesem Energieintervall Zustände entstehen. In diesen optischen Kavitäten kann Licht aufgrund der periodischen Modulation des Brechungsindex effektiv eingeschlossen werden. Der Lichteinschluss kann dabei auf der Längenskala der Lichtwellenlänge  $\lambda$  erfolgen [41].

Aufgrund ihrer Struktur bieten photonische Kristalle eine Vielzahl von möglichen Anwendungen. Durch Anlagerung von Gasen an der Struktur eines photonischen Kristalls im Bereich der Kavität wird der Brechungsindex verändert, so dass sich deren Resonanzfrequenz verschiebt. Mit diesem Gassensor kann eine durch das Gas verursachte Brechungsindexänderung im Bereich  $10^{-4}$  gemessen werden [42]. Die Struktur eines photonischen Kristalls kann nicht nur mit Gasen infiltriert werden, sondern auch mit Flüssigkeiten. Somit eignen sie sich beispielsweise auch zur Detektion von biologischen Substanzen in wässrigen Lösungen. Von Mandal et al. [43] wird ein solcher Ansatz beschrieben, bei dem eine minimale Brechungsindexänderung von



**Abbildung 2.2:** Elektronenmikroskopische Aufnahmen weiterer Mikroresonatoren: (a) Säulenresonator [46] und (b) photonischer Kristall mit einem Defekt als Resonator [47].

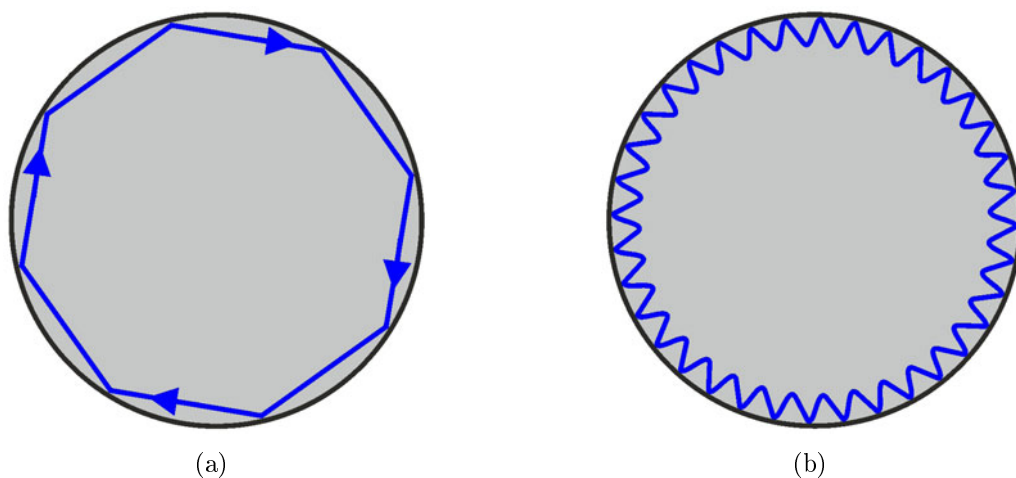
$7 \cdot 10^{-5}$  nachgewiesen werden kann.

Weitere Anwendung finden photonische Kristalle im Bereich der Optik. Die Herstellung eines schwellenlosen Lasers soll mit Hilfe photonischer Kristalle möglich sein [44]. Dabei würden eingebaute Emittoren bereits ihre spontane Emission vollständig in die Mode der Kavität abgeben und somit die Laserschwelle, die bei einem herkömmlichen Laser zu beobachten ist, verschwinden lassen.

Eine weitere derzeit interessante Anwendung ist die Realisierung einer dreidimensionalen Tarnkappe im Bereich der optischen Wellenlängen. Durch gezielte Anwendung von Methoden der sogenannten Transformationsoptik kann die Struktur eines photonischen Kristalls und damit dessen Brechungsindex räumlich derart variiert werden, dass ein Objekt, das sich unter der Tarnkappe (englisch: *carpet cloak*) befindet, nicht mehr wahrgenommen werden kann [45].

## 2.2 Flüstergaleriemoden in optischen Mikroresonatoren

Akustische Flüstergalerien, wie zum Beispiel die Kuppel der St. Paul's Cathedral in London, tauchen in der Literatur bereits 1836 auf [48]. Durch Arbeiten von Lord Rayleigh erlangten sie Bekanntheit [49, 50]. Der dort beschriebene Effekt der Schallausbreitung stellt das akustische Analogon zu den optischen Moden (englisch: *whispering gallery mode*, abgekürzt: *WGM*) in den Mikroresonatoren dar, die in dieser



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung des Lichteinschlusses in Flüstergalerie-Resonatoren im (a) strahlenoptischen und im (b) wellenoptischen Bild. Entstehung einer Flüstergaleriemode aufgrund der Totalreflexion an der Grenzfläche des Resonators und der konstruktiven Interferenz der umlaufenden Lichtwelle.

Arbeit diskutiert werden. Der Lichteinschluss in der Kavität beruht auf der Totalreflexion an der Grenzfläche von meist rotationssymmetrischen dielektrischen Medien zum umgebenden Medium. Die einfachsten Geometrien, in denen Flüstergaleriemoden angeregt werden können, sind Kugeln, Scheiben und Ringe. Auch in nicht-rotationssymmetrischen, beispielsweise in elliptischen Scheibenresonatoren, lassen sich Flüstergaleriemoden anregen [51]. Die Flüstergaleriemoden können, wie in Abbildung 2.3(a) gezeigt, in einem einfachen strahlenoptischen Bild durch Totalreflexion an der Resonatorgrenzfläche erklärt werden.

Im wellenoptischen Bild (siehe Abbildung 2.3(b)) kann die Entstehung der Flüstergaleriemoden, durch konstruktive Interferenz der im Resonator umlaufenden elektromagnetischen Welle, betrachtet werden. Für einen Resonator mit Radius  $R$  und Brechungsindex  $n$  ergibt sich konstruktive Interferenz, falls ein ganzzahliges positives Vielfaches der Wellenlänge des Lichts dem optischen Weg entlang des Resonatorumfangs entspricht:

$$2\pi Rn = m\lambda \quad (2.2)$$

Diese stark vereinfachte Resonanzbedingung wird im folgenden Abschnitt durch Lösung der Maxwellgleichungen für einen idealen Scheibenresonator mit Radius  $R$  und Dicke  $d$  konkretisiert (siehe Abbildung 2.4).



## Analytische Lösung der Helmholtz-Gleichung

Ausgehend von den Maxwellgleichungen [52]

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.6)$$

für lineare, nicht dispersive Medien, ohne freie Ladungsträger und Ströme, kann für das elektrische und magnetische Feld die Helmholtzgleichung formuliert werden:

$$\nabla^2 \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) - k_0^2 n(\mathbf{r})^2 \frac{\partial^2 \mathbf{F}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7)$$

$$\mathbf{F} = \{\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)\}$$

Für die Lichtgeschwindigkeit  $c$  im Vakuum gilt  $c^2 = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1}$ . Die Wellenzahl im Vakuum lässt sich als  $k_0 = \omega/c$  schreiben und  $n(\mathbf{r})$  entspricht dem ortsabhängigen Brechungsindex  $n^2(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})\epsilon_0$ . Aufgrund der genannten Einschränkungen für die Maxwellgleichung ergeben sich oszillierende Lösungen der Form  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega t}$  und Gleichung 2.7 lässt sich für eine rotationssymmetrische Geometrie umschreiben [53]:

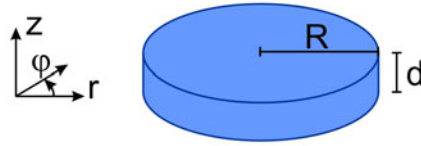
$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(\mathbf{r}) \right] \mathbf{F}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.8)$$

Im Falle einer dünnen Resonatorscheibe ( $d \approx \lambda$ ) besteht aufgrund des Brechungsindexkontrasts zum umgebenden Medium eine starke Einschränkung der Moden in axialer Richtung (z-Richtung). Das Problem reduziert sich näherungsweise auf zwei Dimensionen. Es gibt zwei mögliche Polarisationsrichtungen der Moden: transversal magnetische Moden (TM), deren elektrischer Feldvektor senkrecht zur Resonatorebene steht und transversal elektrische Moden, deren elektrischer Feldvektor parallel zur Resonatorebene liegt (siehe auch Abschnitt 2.2). Für  $r < R$  kann Gleichung 2.8 mit dem Separationsansatz  $F_z = U(r)\Phi(\phi)Z(z)$  ( $F_z$  entspricht  $E_z(H_z)$  im Fall einer TM(TE)-Mode) umgeschrieben werden [54], wobei jeder Mode ein effektiver Brechungsindex  $n_{eff}$  zugeordnet wird, der ein dispersives Verhalten beschreiben kann:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \left( k_0^2 n_{eff}^2(r) - \frac{m^2}{r^2} \right) U = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + m^2 \Phi = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k_0^2 (n^2(z) - n_{eff}^2) Z = 0 \quad (2.11)$$



**Abbildung 2.4:** Geometrie einer idealen Resonatorscheibe mit Radius  $R$  und Dicke  $d$ .

Die  $\phi$ -Abhängigkeit in Gleichung 2.10 lässt sich mit dem Ansatz  $\Phi = e^{im\phi}$  lösen [55]. Die natürliche Zahl  $m$  entspricht der azimuthalen Quantenzahl und beschreibt die Zahl der Maxima des elektrischen Feldes der optischen Moden entlang des Resonatorumfangs. Die Lösung von Gleichung 2.11 entspricht geführten Wellenleitermoden eines Schichtwellenleiters [56]. Für den Radialanteil  $U(r)$  aus Gleichung 2.9 können nur analytische Lösungen angegeben werden. Innerhalb des Resonators ( $r \leq R$ ) sind die Lösungen Besselfunktionen, außerhalb ( $r > R$ ) sind die Lösungen Hankelfunktionen, die näherungsweise durch einen exponentiellen Abfall mit der Konstanten  $\alpha = k_0(n_{eff}^2 - n^2)^{1/2}$  beschrieben werden können [57].

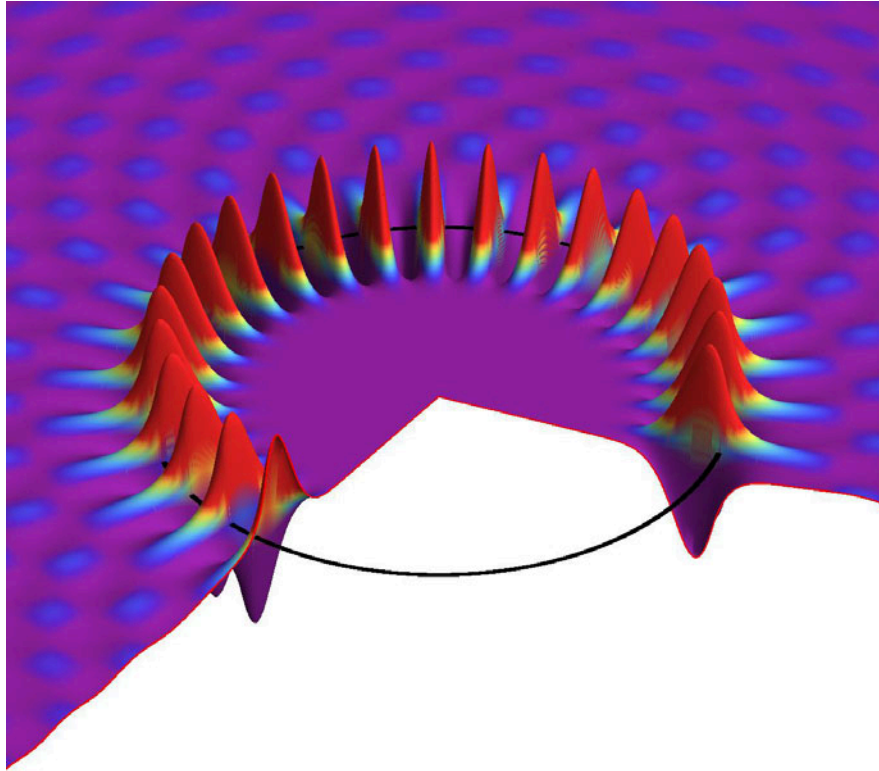
Zur Veranschaulichung der Lösung dieser Betrachtung ist in Abbildung 2.5 ein Ausschnitt der analytischen Berechnung für das elektrische Feld in Abhängigkeit von Radius  $r$  und Winkel  $\phi$  für eine Mode mit der azimuthalen Quantenzahl  $m = 30$  dargestellt. Deutlich zu erkennen, besonders im Bereich des ausgeschnittenen Segments, ist das näherungsweise exponentiell abklingende Feld außerhalb des Resonators.

## Nomenklatur der Moden

Zur Unterscheidung der Vielzahl der Lösungen der vorangegangenen Betrachtung wird folgende Nomenklatur verwendet:  $TE_{n,l}^m$  bzw.  $TM_{n,l}^m$ . TE(TM) steht für transversal elektrische (transversal magnetische) Moden, deren elektrischer Feldvektor parallel (senkrecht) zur Resonatorebene steht. Die azimuthale Quantenzahl  $m$  gibt die Zahl der Intensitätsmaxima entlang des Resonatorumfangs an. Die Quantenzahlen  $n$  und  $l$  geben die Ordnung der Lösung in radialer und axialer Richtung an.

## WGM-Moden für komplexere Resonatorgeometrien

Die Untersuchung der Modenstruktur realer Resonatorgeometrien, die von der idealen rotationssymmetrischen Scheibe abweichen, kann aufgrund ihrer Komplexität nicht mehr analytisch betrachtet werden. Mit Hilfe numerischer Simulationen auf der Basis der Methode der finiten Elemente (englisch: *finite element method*, abgekürzt: *FEM*) lassen sich die Modenstruktur, Resonanzfrequenzen und Qualitätsfak-



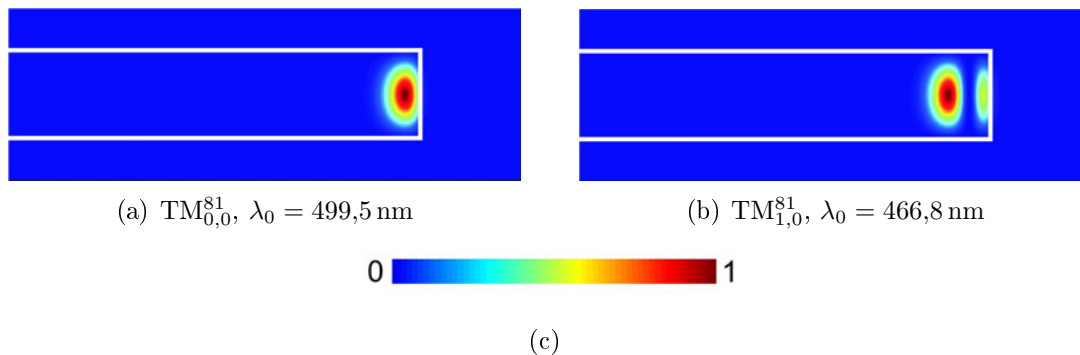
**Abbildung 2.5:** Ausschnitt der analytischen Berechnung des elektrischen Feldes in Abhängigkeit von Radius  $r$  und Winkel  $\phi$  in einem idealen Scheibenresonator mit der azimutalen Quantenzahl  $m = 30$ . Die schwarze Linie entspricht dem Rand des Resonators. Im Bereich des ausgeschnittenen Segments ist das außerhalb des Resonators näherungsweise exponentiell abfallende Feld deutlich zu erkennen.

toren komplexer Resonatorgeometrien berechnen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen wurden mit Hilfe des Softwarepakets `JCMSuite` durchgeführt.

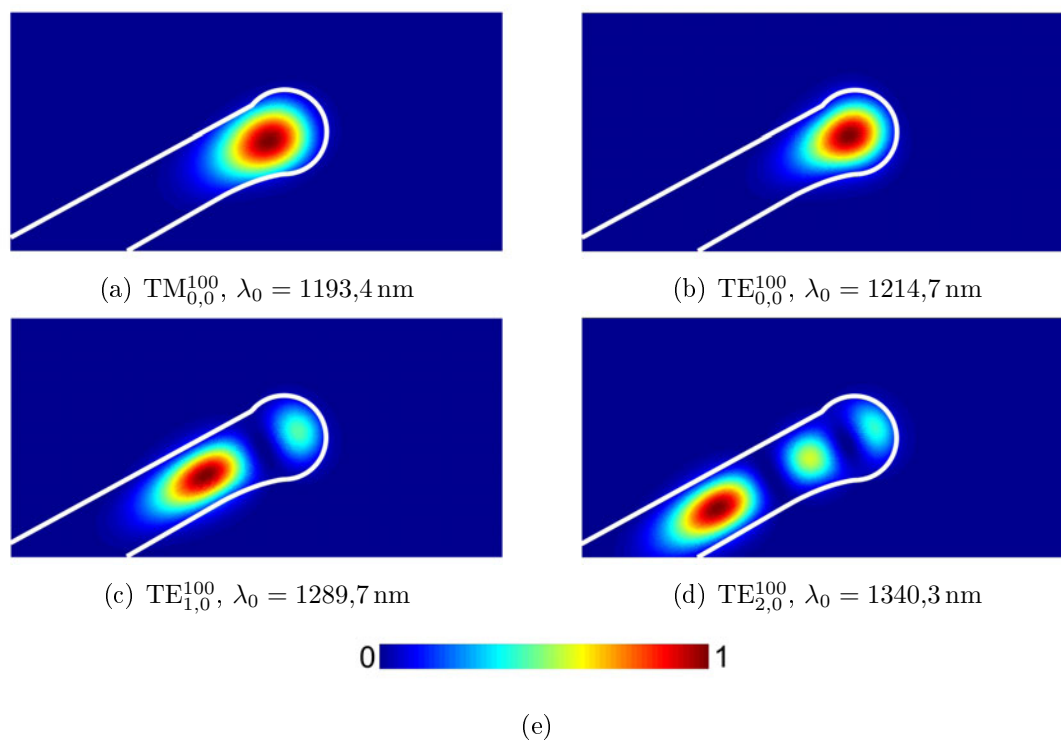
Zur Simulation der Modenstruktur werden die Maxwellgleichungen (siehe Gleichungen 2.3 bis 2.6) mit Hilfe des zeitharmonischen Ansatzes  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$  auf ein Eigenwertproblem mit dem Eigenvektor  $\mathbf{E}$  und dem Eigenwert  $\omega$  reduziert [58]:

$$\epsilon^{-1}\nabla \times \mu^{-1}\nabla \times \mathbf{E} - \omega^2\mathbf{E} = 0 \quad (2.12)$$

Dieses Eigenwertproblem wird numerisch unter Ausnutzung der Rotationssymmetrie des Problems und unter Zuhilfenahme von finiten Elementen gelöst, in die das Rechengebiet eingeteilt ist. Technische Details zur Simulation sowie weitergehende



**Abbildung 2.6:** Simulierte Energiedichte des elektrischen Feldes  $\epsilon|E|^2$  und Resonanzwellenlängen zweier TM-Moden in einem idealen Scheibenresonator mit der azimuthalen Quantenzahl  $m = 81$ .



**Abbildung 2.7:** Simulierte Energiedichte des elektrischen Feldes  $\epsilon|E|^2$  und Resonanzwellenlängen verschiedener TM- und TE-Moden in einem polymeren Kelchresonator mit der azimuthalen Quantenzahl  $m = 100$ .

Ergebnisse finden sich im Anhang A.

In Abbildung 2.6 ist exemplarisch die räumliche Verteilung der Energiedichte des elektrischen Feldes  $\epsilon|E|^2$  für zwei transversal magnetische Moden in einem radialen Schnitt durch einen idealen Scheibenresonator dargestellt.

Mit Hilfe der numerischen Simulation können auch reale Resonatorgeometrien simuliert werden. In Abbildung 2.7 sind die Verteilungen der Energiedichten des elektrischen Feldes verschiedener Moden eines polymeren Kelchresonators (siehe Abschnitt 3.2) abgebildet. Die Geometrie des Resonators wurde den elektronenmikroskopischen Aufnahmen aus Abschnitt 3.2.4 entnommen. Deutlich zu erkennen ist, dass die Flüstergaleriemoden, genau wie aus den bisherigen Betrachtungen erwartet, am Rand des Resonators lokalisiert sind.

## 2.3 Charakteristische Kenngrößen optischer Mikroresonatoren

### 2.3.1 Qualitäts-Faktor

Eine wichtige Kenngröße für die Güte eines Resonators ist der Qualitätsfaktor (Q-Faktor). Mit diesem Parameter werden nicht nur optische Kavitäten beschrieben, sondern allgemein resonante Systeme. Er kann über das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie  $U$  im Verhältnis zur dissipierten Leistung  $-dU/dt$  und über die Lebensdauer  $\tau$  eines Photons in der Kavität definiert werden [52]:

$$Q \equiv \omega_0 \cdot \frac{\text{gespeicherte Energie}}{\text{Leistungsverlust}} = \omega_0 \frac{U}{-dU/dt} = \omega_0 \tau \quad (2.13)$$

Somit ergibt sich für den zeitlichen Verlauf der im Resonator gespeicherten Energie  $U(t)$  mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  aus Gleichung 2.13:

$$U(t) = U_0 e^{-\omega_0 t/Q} = U_0 e^{-t/\tau} \quad (2.14)$$

Für den zeitlichen Verlauf des Feldes  $E(t)$  gilt allgemein:

$$E(t) = E_0 e^{-\omega_0 t/2Q} e^{-i\omega_0 t} \quad (2.15)$$

Durch eine Fouriertransformation von Gleichung 2.15 erhält man die spektrale Form der Resonanz:

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\omega_0/2Q)^2} \quad (2.16)$$

Dabei handelt es sich um eine Resonanz, welche die Form einer Lorentz-Kurve mit dem Maximum bei  $\omega_0$  und der Halbwertsbreite  $\Delta\omega = \omega_0/Q$  aufweist. Für den Qualitätsfaktor gilt mit  $\Delta\lambda \ll \lambda$  somit:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2.17)$$

### 2.3.2 Modenvolumen

Der Q-Faktor beschreibt den zeitlichen Einschluss des Lichts im Resonator. Das Modenvolumen  $V_M$  spiegelt hingegen die räumliche Ausdehnung der Moden wieder. Das Modenvolumen wird durch das Verhältnis der Gesamtenergie in einer Mode zu deren maximal geführter Intensität definiert [23]:

$$V_M = \frac{\int \epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 dV}{\max [\epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2]} \quad (2.18)$$

Das Modenvolumen wird zur besseren Vergleichbarkeit gewöhnlich in Einheiten von  $(\lambda/n)^3$  angegeben, also in Einheiten der Resonanzwellenlänge  $\lambda$  im Material mit Brechungsindex  $n$ .

### 2.3.3 Freier Spektralbereich

Der freie Spektralbereich eines Resonators (englisch: *free spectral range*, abgekürzt: *FSR*) beschreibt den spektralen Abstand benachbarter Moden [56]. Bei einem WGM-Resonator kann für benachbarte Moden mit der azimutalen Quantenzahlen  $m$  und  $m + 1$  bei fester Polarisationsrichtung, gleicher axialer und radialer Quantenzahl, und dem Brechungsindex  $n$  der Kavität der freie Spektralbereich mit Gleichung 2.2 für  $R \gg \lambda_0$  abgeschätzt werden:

$$\delta\lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n R + \lambda_0} \approx \frac{\lambda_0^2}{2\pi n R}. \quad (2.19)$$

### 2.3.4 Finesse

Die Finesse  $\mathcal{F}$  einer Kavität ist definiert als das Verhältnis aus freiem Spektralbereich und der Halbwertsbreite  $\delta\lambda$  der Resonanz [56]. Mit Gleichung 2.2 und 2.17 gilt:

$$\mathcal{F} = \frac{\delta\lambda_{\text{FSR}}}{\delta\lambda} = \frac{\lambda Q}{2\pi n R} = \frac{Q}{m} \quad (2.20)$$

Rotationssymmetrische Kavitäten mit großer Finesse besitzen neben einer hohen Güte einen kleinen Radius  $R$  und somit ein kleines Modenvolumen  $V_M$ . In diesem Fall ist die geringe räumliche Ausdehnung einer Resonatormode gleichbedeutend mit einer niedrigen azimutalen Quantenzahl  $m$  dieser Mode.

Die höchsten Werte für die Finesse liegen bei Fabry-Pérot-Resonatoren im Bereich  $10^6$  [59]. Makroskopische WGM-Resonatoren aus monokristallinem Calciumfluorid ( $\text{CaF}_2$ ) können nach einer thermischen Behandlung eine Finesse im Bereich  $10^7$  bei einer Wellenlänge von 1550 nm erreichen [60].

### 2.3.5 Verlustmechanismen - Beschränkungen des Q-Faktors

In realen Systemen wird der in Abschnitt 2.3.1 eingeführte Qualitätsfaktor durch verschiedene Einflüsse verringert [57]. Die Beiträge  $Q_i$  zur Güte des Gesamtsystems  $Q_{ges}$  eines Resonators können getrennt voneinander betrachtet werden, wenn die jeweiligen Beiträge klein sind [61]:

$$Q_{ges}^{-1} = Q_{abs}^{-1} + Q_{rad}^{-1} + Q_{ss}^{-1} + Q_{ext}^{-1} \quad (2.21)$$

$$= Q_0^{-1} + Q_{ext}^{-1} \quad (2.22)$$

Der Q-Faktor  $Q_{ges}$  besteht sich aus zwei Beiträgen:

- Die intrinsische Güte  $Q_0$  setzt sich aus den Beiträgen der Absorption durch das Resonatormaterial  $Q_{abs}$ , der Strahlungsverluste  $Q_{rad}$  und der Streuung an der Resonatoroberfläche  $Q_{ss}$  zusammen.
- Der externe Q-Faktor  $Q_{ext}$  beschreibt Verluste, die durch die Kopplung eines Resonators an einen Wellenleiter entstehen.

Die verschiedenen Verlustmechanismen werden im Folgenden vorgestellt und diskutiert.

#### Absorption im Volumenmaterial

Die Verluste durch die Absorption im Volumenmaterial des Resonators können mit der Absorptionskonstante  $\alpha$ , dem Brechungsindex  $n$  und der Wellenlänge  $\lambda$  angegeben werden [62]:

$$Q_{abs} = \frac{2\pi n}{\alpha\lambda} \quad (2.23)$$

Besteht das Resonatormaterial aus Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ), so ist der Beitrag der Absorption zur Absenkung des Q-Faktors gering. Im Spektralbereich von 200 nm bis  $6,7 \mu\text{m}$  ist  $Q_{abs} > 1 \cdot 10^9$  und spielt somit für die in dieser Arbeit betrachteten Toroidresonatoren (siehe Abschnitt 3.1) keine Rolle [63, 64]. Für die Kelchresonatoren (siehe Abschnitt 3.2), die aus dem Polymer Polymethylmethacrylat (PMMA) bestehen, liegt der maximal erreichbare Q-Faktor im sichtbaren Wellenlängenbereich bei  $Q_{abs} = 1 \cdot 10^8$  [65, 66] und im infraroten Spektralbereich bei  $Q_{abs} = 1 \cdot 10^6$  [67, 68].

Gleichung 2.23 ist nur unter der Annahme gültig, dass die Extinktionsverluste in einem WGM-Resonator wie in einem Volumenmaterial berechnet werden können. Diese Annahme ist für die Rayleigh-Streuung in drei Dimensionen nicht immer zutreffend. Durch Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Resonator und Luft, können gestreute Photonen wieder in eine Resonatormode gelangen. Mit Hilfe einer analytischen Näherung<sup>2</sup> kann Gleichung 2.23 mit dem Koeffizient  $K_{TE,TM}$  für TE- und TM-Moden modifiziert werden [69]:

$$Q_{abs} = K_{TE,TM} \cdot \frac{2\pi n}{\alpha \lambda} \text{ mit } K_{TE} = 2,8 \text{ und } K_{TM} = 9,6 \quad (2.24)$$

Im Fall von transversal elektrischen Moden, kann somit eine um fast eine Größenordnung unterdrückte Absorption im Mikroresonator im Vergleich zu einem Volumenmaterial erwartet werden.

### Strahlungsverluste

Für die in der Kavität eingeschlossenen Photonen besteht aufgrund der Krümmung des Resonators eine endliche Wahrscheinlichkeit, das Grenzflächenpotential zu durchtunneln [70]. Die Verluste hängen stark von der azimutalen Quantenzahl  $m$  ab. Mit Hilfe der WKB-Methode lässt sich zeigen, dass der Q-Faktor exponentiell mit  $m$  ansteigt [71]:

$$Q_{rad} \propto e^{2mJ} \quad (2.25)$$

Dabei ist  $J = \tanh\left(\sqrt{1 - 1/n_{eff}^2}\right) - \sqrt{1 - 1/n_{eff}^2}$ , wobei  $n_{eff}$  der effektive Brechungsindex der Mode ist. Der durch die Abstrahlung limitierte Q-Faktor beträgt für Scheibenresonatoren aus Siliziumdioxid mit einem Radius von  $1,5 \mu\text{m}$  mit Luft als umgebendes Medium  $Q_{rad} = 1 \cdot 10^8$  [57]. Die Strahlungsverluste sind somit für die in dieser Arbeit betrachteten Resonatoren weitgehend vernachlässigbar. Die Strahlungsverluste werden erst im Fall der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Moleküldetektion wichtig, da die Messungen in wässriger Umgebung stattfinden und aufgrund des sinkenden Brechungsindexkontrasts die Tunnelwahrscheinlichkeit der Photonen durch das Grenzflächenpotential steigt.

---

<sup>2</sup>Die angegebenen Werte für den Koeffizient  $K_{TE,TM}$  sind für Kugelresonatoren gültig.



### Streuung an Oberflächendefekten

Der im Allgemeinen dominierende Verlustmechanismus in Flüstergalerie-Resonatoren ist die Streuung an Rauigkeiten und Oberflächendefekten [72]. Diese sind durch die lithografischen Herstellungsverfahren bedingt. Die Oberflächenrauigkeit kann mit Hilfe einer modulierten dielektrischen Konstante auf der Oberfläche modelliert werden. Für den durch Oberflächenstreuung limitierten Q-Faktor  $Q_{ss}$  gilt im Fall eines Scheibenresonators [57]:

$$Q_{ss} = \frac{3\lambda^3}{8\pi^{7/2}n_0\delta n^2\xi} \left( \frac{V_r}{V_s^2} \right) \quad \text{mit } \delta n^2 = n_r^2 - n_0^2 \quad (2.26)$$

$V_r$  ist das Resonatorvolumen und  $V_s$  das Volumen eines typischen Streuzentrums.  $\xi$  ist eine Funktion der Brechungsindizes des Resonators  $n_r$  und der Umgebung  $n_0$  und des effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$ :

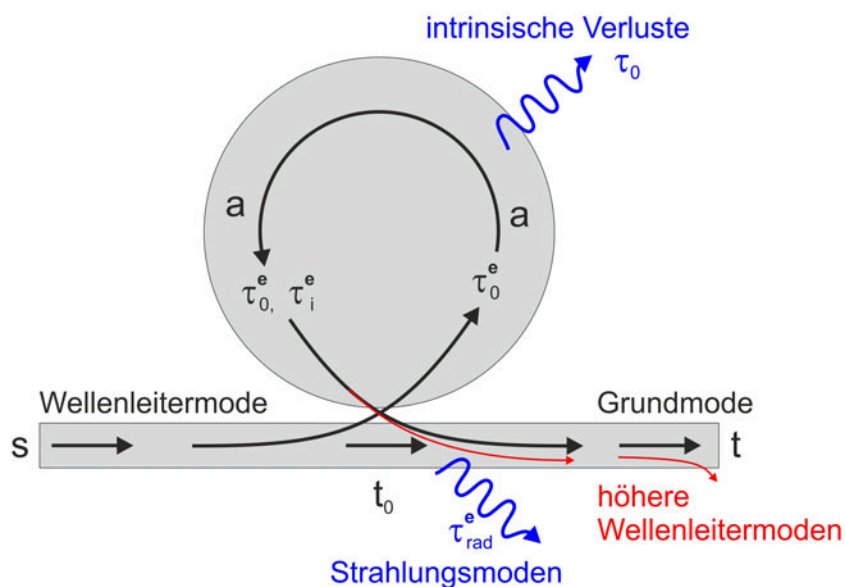
$$\xi = \frac{n_{eff}^2(n_r^2 - n_0^2)}{n_r^2(n_{eff}^2 - n_0^2)} \quad (2.27)$$

Aus Gleichung 2.26 ist ersichtlich, dass  $Q_{ss}$  linear mit zunehmendem Resonatorradius ansteigt.

## 2.4 Analytisches Modell zur Resonator-Wellenleiter-Kopplung

Die Anregung optischer Moden in Flüstergalerie-Resonatoren kann zum Beispiel mit Hilfe eines Kopplers auf Basis eines Prismas [74] oder eines dünnen Wellenleiters geschehen. In beiden Fällen werden die optischen Moden mit dem vorhandenen evaneszenten Feld und unter den nachfolgend beschriebenen Bedingungen angeregt.

In dieser Arbeit wurden zur Anregung optischer Moden in WGM-Resonatoren über einer Flamme ausgedünnte Standard-Glasfasern verwendet. Details zur experimentellen Durchführung der optischen Messungen finden sich in Kapitel 4. Im ausgedünnten Bereich wird eine fundamentale Fasermode durch den Brechungsindexkontrast zwischen Glasfaser und der umgebenden Luft geführt. Das in diesem Bereich außerhalb der Glasfaser vorhandene evaneszente Feld wird zur Ankopplung an die nahe des Resonatorrands verlaufenden Flüstergaleriemoden verwendet (siehe Abschnitt 2.2). Zur Anregung von Resonatormoden müssen im Allgemeinen folgende Bedingungen erfüllt sein [73]:



**Abbildung 2.8:** Schema der Resonator-Wellenleiter-Kopplung. Ein Teil der Leistung der fundamentalen Wellenleitermode  $s$  wird in die Resonatormode  $a$  eingekoppelt. Das transmittierte Signal  $t$  ist eine Überlagerung der transmittierten Wellenleitermode und dem ausgekoppelten Anteil der Resonatormode [73].

1. Es besteht ein räumlicher Überlapp der evaneszenten Felder von Resonator- und Wellenleitermode.
2. Die Frequenzen der Wellenleiter- und Resonatormode stimmen überein.
3. Die Propagationskonstanten des ausgedünnten Wellenleiters und der Resonatormoden sind angepasst (englisch: *phase matching*).

Die Kopplungsstärke hängt vom Überlapp der Resonator- und Wellenleitermoden, der durch den Abstand zwischen Resonator und Wellenleiter eingestellt werden kann, und von der Anpassung der Propagationskonstanten ab. Letztere hängt beim Wellenleiter von der Dicke der Glasfaser im ausgedünnten Bereich ab [75]. Nachfolgend wird ein analytisches Modell (Formalismus gekoppelter Moden (englisch: *coupled mode theory*, abgekürzt: *CMT*)) zur Wellenleiter-Resonator-Kopplung diskutiert.

Dieser Ansatz ist gültig, wenn die Kopplungsstärke zwischen Kavität und Wellenleiter und somit die Störung deren Eigenmoden durch die Kopplung klein sind. Außerdem wird von der sogenannten *slowly varying envelope approximation (SVEA)* ausgegangen [76]. Diese Näherung ist gültig, falls für die Mode  $a(t)$  in einem Resonator hoher Güte und der Umlaufdauer  $T$  eines Photons im Resonator, die Beziehung

$(a(t+T) - a(t))/T \approx d/dt a(t)$  gilt. Für die in dieser Arbeit betrachteten Kavitäten ist diese Annahme gültig.

Im Rahmen des CMT-Formalismus [61] können die einzelnen Verlustkanäle, die zum Abklingen der im Resonator eingeschlossenen Leistung führen, getrennt betrachtet werden. Abbildung 2.8 zeigt schematisch die Ankopplung eines Wellenleiters an einen Resonator. Der ausgedünnte Bereich der Glasfaser ist im allgemeinen Fall ein multimodiger Wellenleiter. Da Resonatormoden somit auch an höhere Wellenleitermoden koppeln können, die jedoch beim adiabatischen Übergang zum nicht ausgedünnten Bereich der monomodigen Glasfaser abgestrahlt werden, muss dieser Verlustkanal im Gesamtsystem berücksichtigt werden. Im Resonanzfall kann der zeitliche Verlauf der Resonatormode  $a$  als [73]

$$\frac{d}{dt}a = i\omega_0 a - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{rad}^e} + \frac{1}{\tau_0^e} + \sum_{i>0} \frac{1}{\tau_i^e} \right) a + is \sqrt{\frac{1}{\tau_0^e}} \quad (2.28)$$

dargestellt werden. Dabei ist  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz,  $\tau_0$  die intrinsische Lebensdauer der Photonen im Resonator,  $s$  die Amplitude der eingekoppelten fundamentalen Wellenleitermode,  $\tau_0^e$  die Lebensdauer der Photonen im gekoppelten System mit monomodigem Wellenleiter,  $1/\tau_{i>0}^e$  der Verlust durch Kopplung an die  $i$ -te Wellenleitermode und  $1/\tau_{rad}^e$  der Verlust durch Strahlungsmoden. Gleichung 2.28 wird durch den Ansatz

$$a(t) \propto e^{i\omega_0 t} \cdot e^{-t/\tau'} \quad (2.29)$$

gelöst, wobei  $1/\tau'$  der Summe der in Gleichung 2.28 dargestellten Verlustkanäle entspricht. Der zeitliche Verlauf der Resonatormode  $a(t)$  ist somit äquivalent zu dem in Abschnitt 2.3.1 diskutierten Feld  $E(t)$  (siehe Gleichung 2.15). Die Energie im Resonator  $|a|^2$  entspricht der in Gleichung 2.14 dargestellten Energie  $U(t)$  eines allgemeinen resonanten Systems, wobei  $\tau' = 2\tau$  gilt.

Das transmittierte Feld  $t$  im Wellenleiter ist eine Superposition aus dem Eingangsfeld  $s$  und der an die fundamentale Wellenleitermode gekoppelten Resonatormoden. Für die Transmission  $T = |t|^2$  durch den Wellenleiter gilt [73]:

$$T = \left| t_0 + i \frac{a}{s} \sqrt{\frac{1}{\tau_0^e}} \right|^2. \quad (2.30)$$

Mit Hilfe des dimensionslosen Kopplungsparameters  $K$

$$K \equiv \frac{\left( \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{rad}^e} + \sum_{i>0} \frac{1}{\tau_i^e} \right)^{-1}}{\tau_0^e} \quad (2.31)$$

ergibt sich aus Gleichung 2.28 die Transmission für den stationären Fall

$$T = \left( \frac{1 - K}{1 + K} \right)^2. \quad (2.32)$$

Zur Quantifizierung der Kopplung einer Resonatormode an die Wellenleitergrundmode im Verhältnis zur Kopplung an eine höhere Wellenleitermode wird die Idealität  $I$  der Kopplung eingeführt:

$$I \equiv \frac{1}{1 + K_P^{-1}} \quad (2.33)$$

Dabei wird der Kopplungsparameter  $K$  in einen intrinsischen  $K_I$  und einen parasitären Anteil  $K_P$  zerlegt:

$$K^{-1} = K_I^{-1} + K_P^{-1} \quad (2.34)$$

$$\text{mit } K_I = \frac{\tau_0}{\tau_0^e} \text{ und } K_P = \frac{\left( \frac{1}{\tau_{rad}^e} + \sum_{i>0} \frac{1}{\tau_i^e} \right)^{-1}}{\tau_0^e} \quad (2.35)$$

Für eine ideale Wellenleiter-Resonator-Kopplung, ohne Strahlungsverluste und ohne die Kopplung an höhere Wellenleitermoden, hat die Idealität somit den Wert  $I = 1$ . Unter Vernachlässigung der Verluste des Gesamtsystems durch Wellenleitermoden höherer Ordnung vereinfacht sich Gleichung 2.28 dann zu

$$\frac{d}{dt}a = i\omega_0 a - \left( \frac{1}{2\tau_0} + \frac{1}{2\tau_0^e} \right) a + is \sqrt{\frac{1}{\tau_0^e}}. \quad (2.36)$$

Der Ansatz  $s \propto e^{i\omega t}$  für das Eingangsfeld führt unter Berücksichtigung der Energieerhaltung auf die Transmission  $T$ :

$$T = \left| \frac{\tau_0^{e-1} - \tau_0^{-1} - 2i(\omega - \omega_0)}{\tau_0^{e-1} + \tau_0^{-1} + 2i(\omega - \omega_0)} \right|^2 \quad (2.37)$$

Mit Hilfe des intrinsischen und externen Q-Faktors ( $Q_0 = \omega_0 \tau_0$  und  $Q_{ext} = \omega_0 \tau_0^e$ ) ergibt sich somit:

$$T = \left| \frac{Q_{ext}^{-1} - Q_0^{-1} - 2i\left(\frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda}\right)}{Q_{ext}^{-1} + Q_0^{-1} + 2i\left(\frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda}\right)} \right|^2 \quad (2.38)$$

Diese Beziehung wird an gemessene Transmissionsspektren angepasst und daraus der intrinsische und externe Qualitäts-Faktor bestimmt (siehe Kapitel 4).

## Kopplungsregime

Die Wellenleiter-Resonator-Kopplung kann gemäß Gleichung 2.36 bzw. 2.32 in drei verschiedene Kopplungsregime eingeteilt werden, da die Kopplungslebensdauern  $\tau_i^e$  (siehe Gleichung 2.31) exponentiell vom Kopplungsabstand zwischen Resonator und Wellenleiter abhängen [77].

### Unterkopplung ( $K < 1$ )

Das unterkoppelte Regime liegt vor, wenn  $Q_0^{-1} > Q_{ext}^{-1}$  gilt. Die Ankopplung an den Wellenleiter ist schwach und die intrinsischen Verluste des Resonators dominieren. Die Amplitude der ausgekoppelten Resonatormode ist klein im Vergleich zur transmittierten Wellenleitermode  $t$ .

### Kritische Kopplung ( $K = 1$ )

Kritische Kopplung liegt vor, wenn die intrinsische Verlustrate der externen Verlustrate entspricht. Es gilt  $Q_0^{-1} = Q_{ext}^{-1}$ . In diesem Fall verschwindet die Transmission gemäß Gleichung 2.36. Die gesamte vom Wellenleiter geführte Leistung wird in den Resonator eingekoppelt. Die Leistung im Resonator ist maximal.

### Überkopplung ( $K > 1$ )

Dominiert die Wellenleiter-Resonator-Kopplung im Vergleich zu den intrinsischen Verlusten  $Q_0^{-1} < Q_{ext}^{-1}$ , so liegt das überkoppelte Regime vor. Die Amplitude der ausgekoppelten Resonatormode ist größer als der Anteil der transmittierten Resonatormode.

## 2.5 Modenkopplung in Flüstergalerie-Resonatoren

Flüstergaleriemoden besitzen eine natürliche zweifache Entartung aufgrund der möglichen Umlaufrichtungen im Uhrzeigersinn (englisch: *clockwise*, abgekürzt: *cw*) und gegen den Uhrzeigersinn (englisch: *counterclockwise*, abgekürzt: *ccw*) [78]. Bereits im Jahre 1995 haben Weiss et al. bei Untersuchungen an Flüstergalerie-Resonatoren (Glaskugeln) eine Aufhebung dieser Entartung bei Moden mit sehr hohen Güten gefunden [79]. In diesem Fall wird Licht, zum Beispiel durch Streuung an Oberflä-

chendefekten oder Inhomogenitäten im Resonatormaterial, in die gegen den Uhrzeigersinn laufende Mode gekoppelt [69].

Die elastische Rayleighstreuung an diesen Defekten erfolgt bevorzugt in die Kavitätsmoden [80, 81]. Diese Tatsache kann der hohen Zustandsdichte in den Resonatoren und somit dem Purcell-Effekt, der bisher traditionell nur mit atomaren Emitttern verbunden war (siehe auch Abschnitt 5.1.2), zugeschrieben werden [82]. Die Streuer erzeugen in den Kavitäten nicht nur Verlustkanäle, sondern vermitteln auch eine kohärente Kopplung zwischen den gegenläufigen Moden [80], die folglich zu einer Aufhebung deren Entartung führt [78]. Die Konzepte der schwachen und starken Kopplung spielen in diesem klassischen System eine wichtige Rolle [80]. Die Herleitung der theoretischen Beschreibung der Modenkopplung ist über einen semi-klassischen, quantenelektrodynamischen Ansatz möglich [83, 84].

Die Beschreibung des zeitlichen Verlaufs der Amplituden  $a_{CW/CCW}$  der gegenläufigen Moden ( $cw$  und  $ccw$ ), die aneinander und an einen Wellenleiter koppeln, kann ähnlich wie in Abschnitt 2.4 auch mit Hilfe des CMT-Formalismus erfolgen [85]:

$$\frac{d}{dt}a_{cw} = i \cdot \Delta\Omega \cdot a_{cw} - \frac{1}{2\tau}a_{cw} + \frac{i}{2\gamma}a_{ccw} + \kappa \cdot s \quad (2.39)$$

$$\frac{d}{dt}a_{ccw} = i \cdot \Delta\Omega \cdot a_{ccw} - \frac{1}{2\tau}a_{ccw} + \frac{i}{2\gamma}a_{cw} \quad (2.40)$$

Dabei entspricht  $s$  der Amplitude der fundamentalen Wellenleitermode, die an die im Uhrzeigersinn laufende Mode koppelt.  $\Delta\Omega$  bezeichnet die im Vergleich zu  $\omega_0$  geänderte Resonanzfrequenz der ursprünglich entarteten Moden. Die Lebensdauer  $\tau$  beinhaltet die intrinsischen Verluste des Resonators und die Verluste bei der Kopplung an den Wellenleiter. Sie ergibt sich aus der Güte des Resonators  $Q = \omega_0 \cdot \tau$ . Der Koeffizient  $\kappa$  beschreibt die Kopplung der fundamentalen Wellenleitermode an die im Uhrzeigersinn laufende Mode. Die Gleichung  $\kappa = \sqrt{1/\tau_0^e}$  verknüpft den Kopplungskoeffizienten mit einer entsprechenden Lebensdauer, so dass mit der intrinsischen Lebensdauer  $\tau_0$  der Photonen im Resonator gilt [61]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0^e} + \frac{1}{\tau_0} \quad (2.41)$$

Die Streuung in Moden, die nicht dem ursprünglich entarteten Modenpaar entsprechen, und die übrigen Verlustkanäle werden durch die intrinsische Lebensdauer  $\tau_0$  beschrieben. Die Kopplung der gegenläufigen Moden wird durch die Lebensdauer  $\gamma$  beschrieben. Die entarteten Moden koppeln in unterschiedlichen Richtungen an den Wellenleiter. Für die reflektierte ( $r$ ) und transmittierte ( $t$ ) Amplitude gilt:

$$t = s - \kappa \cdot a_{cw} \quad (2.42)$$

$$r = \kappa \cdot a_{ccw} \quad (2.43)$$

Im Fall vorliegender Modenkopplung ergeben sich eine symmetrische und antisymmetrische Überlagerung der ursprünglich gegenläufigen Moden mit neuen Eigenfrequenzen  $\omega = \omega_0 \pm 1/2\gamma$  und der Linienbreite  $1/\tau$ . Liegt eine starke Modenkopplung (siehe dazu auch Abschnitt 5.1.2) vor, so entsprechen diese Moden stehenden Wellen, ähnlich denen in einem Fabry-Pérot-Resonator (siehe Abschnitt 2.1). Für den Kopplungsparameter  $\Gamma$  gilt dann:

$$\Gamma = \frac{\tau_0}{\gamma} \gg 1 \quad (2.44)$$

$\Gamma$  und der Kopplungsparameter  $K = \tau_0/\tau_0^e$  beschreiben die Kopplung der Moden und die Kopplung an den Wellenleiter in Bezug zur intrinsischen Lebensdauer  $\tau_0$ . Der höchste von Kippenberg et al. gemessene Wert von  $\Gamma$  an einer  $\text{SiO}_2$ -Kugel mit einem Durchmesser von  $30 \mu\text{m}$  beträgt  $\Gamma = 30$  [73].

Für einen idealen WGM-Resonator, der durch  $\Gamma = 0$  (keine Streuung) gekennzeichnet ist, tritt die im vorigen Abschnitt beschriebene Auslöschung der Transmission durch den Wellenleiter (kritische Kopplung) für  $K = 1$  auf. In einem realen Resonator, der starke Modenkopplung zeigt, tritt die kritische Kopplung, die von einer intuitiv nicht offensichtlichen und maximalen Reflektion im Wellenleiter begleitet wird, bei  $K = \sqrt{1 + \Gamma^2}$  auf [73]. Es zeigt sich, dass eine Reflektivität von mehr als 90% möglich ist [78]. In diesem Fall kann der Resonator als schmalbandiger Reflektor fungieren [85].





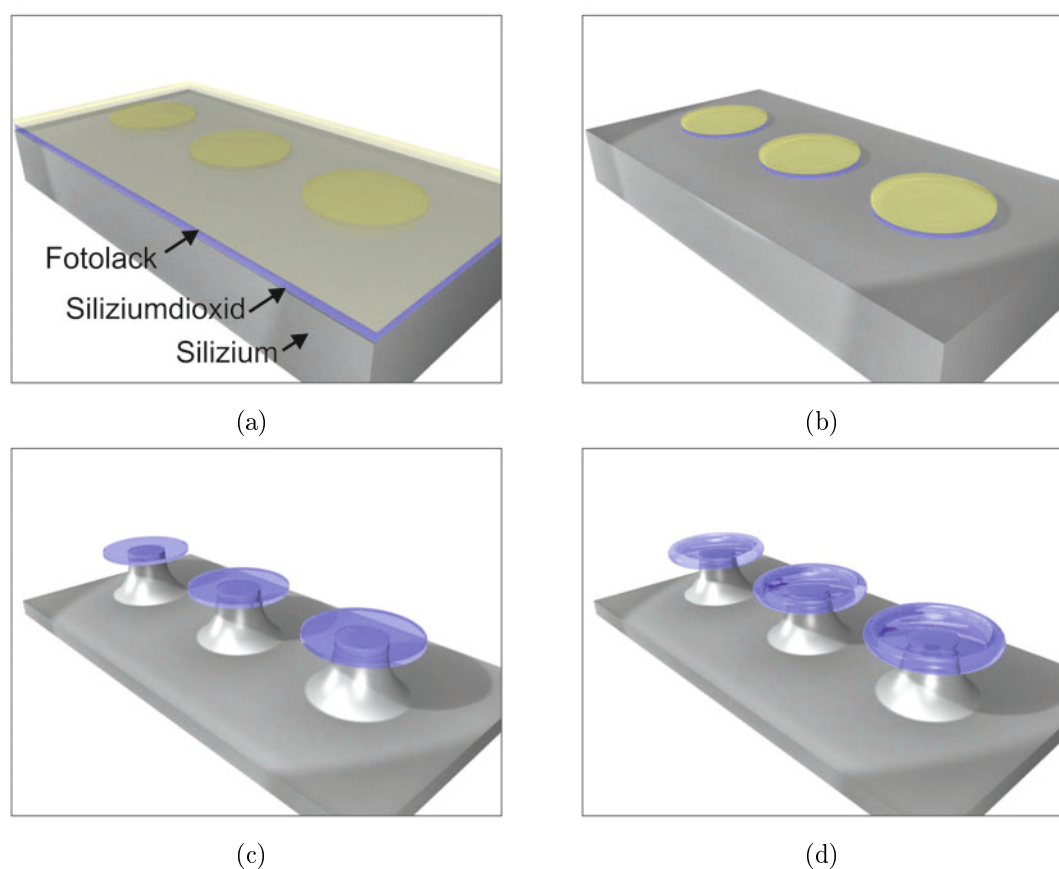
# Kapitel 3

## Herstellung von Mikroresonatoren hoher Güte

In diesem Kapitel wird die Herstellung optischer Flüstergalerie-Resonatoren hoher Güte diskutiert. Zunächst wird in Abschnitt 3.1 die Herstellung von toroidalen WGM-Resonatoren auf Basis von Siliziumdioxid und Silizium erläutert. In Abschnitt 3.2 wird anschließend die Herstellung von polymeren Kelchresonatoren auf einem Siliziumsubstrat erklärt. Die Verwendung von Polymeren als Resonatormaterial bietet im Vergleich zu  $\text{SiO}_2$  den Vorteil einer einfacheren Herstellung. Des Weiteren kann in die Polymermatrix eine erweiterte Funktionalität eingebracht werden, beispielsweise in Form einer Dotierung mit einem Laserfarbstoff [11]. Außerdem erlaubt ein System auf Polymerbasis die Integration von mikrofluidischen Bauelementen (siehe dazu Abschnitt 5.2). Die für beide Resonatortypen benötigte Ätzanlage auf Basis der Edelgasverbindung Xenondifluorid wird in Abschnitt 3.1.3 vorgestellt.

### 3.1 Toroidale Mikroresonatoren aus Siliziumdioxid

Die Herstellung toroidaler WGM-Resonatoren aus Siliziumdioxid auf einem Siliziumsubstrat gliedert sich in vier Schritte, die schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt sind. Die kreisförmige Resonatorstruktur wird durch Elektronenstrahlithografie definiert (siehe Abschnitt 3.1.1). Nach erfolgter Entwicklung des Fotolacks entsteht durch einen Ätzprozess mit Flusssäure und dem strukturierten Fotolack als Maske die Resonatorstruktur in Siliziumdioxid (siehe Abschnitt 3.1.2). Diese Strukturen werden mit Xenondifluorid unterätzt (siehe Abschnitt 3.1.3) und durch ein thermisches Verfahren entsteht die toroidale Form der Flüstergalerie-Resonatoren (siehe Abschnitt 3.1.4).



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des Herstellungsverfahrens toroidaler WGM-Resonatoren: nach der Belichtung kreisförmiger Strukturen im Fotolack (a) und erfolgter Entwicklung, entstehen mit Hilfe von Flussäure die Resonatorstrukturen (b). Diese werden mit Hilfe von Xenondifluorid unterätzt (c) und durch eine thermische Behandlung entsteht die toroidale Form der Resonatoren (d).

### 3.1.1 Elektronenstrahlithografie

Ausgangsmaterial für die Herstellung der toroidalen WGM-Resonatoren stellt ein Siliziumsubstrat (Hersteller: SiMat) mit einer Dicke von  $525\mu\text{m}$  dar, auf dem sich eine thermisch gewachsene,  $1\mu\text{m}$  dicke Siliziumdioxidschicht befindet. Dieses Substrat muss zunächst, zur Verbesserung der Haftung des aufzubringenden Fotolacks, auf einer Heizplatte bei mindestens  $100\text{ }^\circ\text{C}$  für mehrere Minuten geheizt werden, um es von adsorbierten Wassermolekülen zu befreien. Nach Abkühlen des Substrats und eventueller Reinigung<sup>1</sup> in Bädern mit Aceton und Isopropanol und anschließendem

---

<sup>1</sup>Von einer Reinigung in einem Ultraschallbad muss abgesehen werden, da die Haftung der  $\text{SiO}_2$ -Schicht und somit der Resonatorstrukturen auf dem Si-Substrat beeinträchtigt wird.

Abblasen mit Stickstoff, wird mit Hilfe einer Lackschleuder der Negativlack AR-N 7700.08 (Hersteller: Allresist) aufgebracht. Dies geschieht in zwei Stufen: zunächst für zwei Sekunden bei 400 Umdrehungen pro Minute, danach für 70 Sekunden bei 3000 Umdrehungen pro Minute. Es resultiert eine Lackschicht mit einer Dicke von 100 nm [86], die für 60 Sekunden bei 85 °C auf einer Heizplatte getrocknet wird.

Die Belichtung des Fotolacks erfolgt mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) Zeiss Supra 55VP in Kombination mit der Lithografie-Einheit Raith Elphy Plus (Version 3.0). Ziel der Belichtung sind die in Abbildung 3.1(a) dargestellten ausgefüllten Kreise, die in die SiO<sub>2</sub>-Schicht übertragen werden. Da die Qualität der Fotolackmaske, insbesondere deren Rand, von großer Bedeutung für die Qualität der Resonatoren ist, besteht die zu schreibende Struktur aus konzentrischen Kreisen, deren Anfangspunkte auf einer Spiralbahn liegen. Diese Vorgehensweise wird aus zwei Gründen gewählt: Der Aufbau der Maske aus Kreislinien ermöglicht es, im Gegensatz zur Vorgabe eines ausgefüllten Kreises als Maske, der vom Elektronenstrahl zeilenweise überstrichen wird, die genaue Bahn des Elektronenstrahls zu kontrollieren. Somit kann gezielt auf den äußeren Rand der Lackmaske Einfluss genommen werden. Außerdem können die in [87] beschrieben und durch das Elphy-System bedingten Artefakte<sup>2</sup> vermieden werden. Die zur Belichtung verwendete Liniendosis beträgt 20 pC/cm, bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV, einer Blendenöffnung von 10 µm und einer minimalen Schrittweite von 0,032 µm. Dies entspricht bei einem gewählten Abstand der Kreislinien von 19,2 nm einer Dosis pro Fläche von 14 µC/cm<sup>2</sup>.

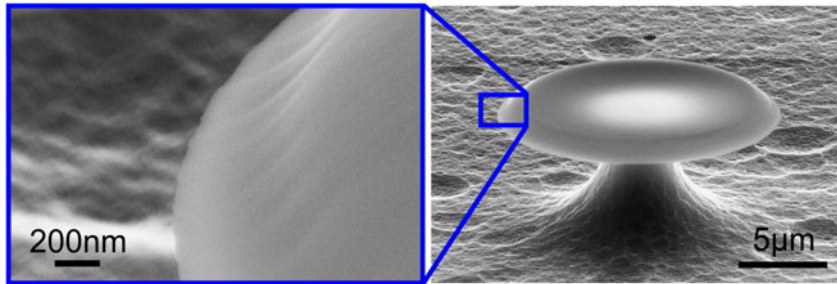
Nach der Belichtung des Fotolacks erfolgt eine weitere Behandlung der Probe auf der Heizplatte bei 110 °C für 135 Sekunden. Bei diesem Schritt wird der belichtete Fotolack weiter vernetzt und für den Entwickler unlöslich. Dieser besteht aus einem Gemisch aus AR 300.47 (Hersteller: Allresist) und bidestilliertem Wasser im Verhältnis 3 : 1. Die Probe wird darin für 35 Sekunden geschwenkt und anschließend in ein Stoppbad aus bidestilliertem Wasser gegeben. Danach kann die Probe zur weiteren Aushärtung ein weiteres Mal bei 110 °C für fünf Minuten auf die Heizplatte gelegt werden.

#### 3.1.2 Ätzprozess zur Herstellung von Siliziumdioxidscheiben

Durch den Einsatz von Fluorwasserstoffsäure (Flusssäure, HF) können, mit Hilfe des Fotolacks als Schutzschicht, die Kreisstrukturen in die Siliziumdioxidschicht über-

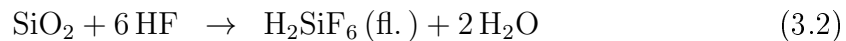
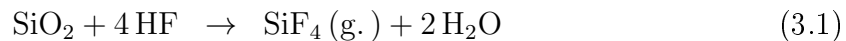
---

<sup>2</sup>Liegen die Anfangs- und Endpunkte der konzentrischen Kreise auf einer Strecke in radialer Richtung, so wird der Fotolack entlang dieser Strecke unzureichend belichtet und die Siliziumdioxidscheiben werden im nachfolgenden Ätzschritt mit Flusssäure beschädigt.



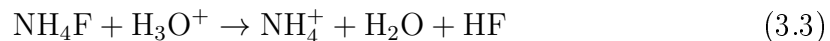
**Abbildung 3.2:** Rauigkeit einer SiO<sub>2</sub>-Scheibe nach der Behandlung mit Flusssäure.

tragen werden (siehe Abbildung 3.1(b)). Im Gegensatz zu SiO<sub>2</sub> wird das Silizium nicht angegriffen. Die Reaktion läuft nach folgenden stöchiometrischen Gleichungen ab [88]:



Es entsteht gasförmiges Siliziumtetrafluorid (SiF<sub>4</sub>) und flüssige Hexafluorokieselsäure (H<sub>2</sub>SiF<sub>6</sub>). Die Reaktion läuft in zwei Stufen ab. Zunächst werden an der Oberfläche liegende Siloxan-Gruppen in Silanole umgewandelt, die dann durch Fluorierung von der Oberfläche abgespalten werden können [89]. Die dabei beteiligten Moleküle sind HF, HF<sub>2</sub><sup>-</sup> und bei hoch konzentrierten Flusssäurelösungen die polymere Form (HF)<sub>x</sub>F [90, 91].

Siliziumdioxid wird isotrop und im Fall einer thermisch gewachsenen Schicht bei Anwendung von konzentrierter Flusssäure (49%) mit einer Geschwindigkeit von circa 2 μm pro Minute geätzt [92]. Zur besseren Kontrollierbarkeit der Ätzrate wird eine gepufferte Flusssäurelösung verwendet, da die in dieser Arbeit verwendeten SiO<sub>2</sub>-Schichten eine Dicke von einem Mikrometer aufweisen. Diese besteht aus Anteilen von Flusssäure, Ammoniumfluorid (NH<sub>4</sub>F) und Wasser. Durch die Reaktion



kann die HF-Konzentration und der pH-Wert der Ätzlösung, somit insbesondere die Ätzgeschwindigkeit, konstant gehalten werden. Im Vergleich zu konzentrierter Flusssäure ist die Ätzgeschwindigkeit deutlich herabgesetzt [91]. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung von gepufferter Flusssäure liegt darin, dass der verwendete Fotolack deutlich weniger geschädigt wird, als im Fall von konzentrierter Flusssäure.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Ätzlösung besteht aus einem Gemisch aus NH<sub>4</sub>F (40%), HF (49%) und H<sub>2</sub>O im Verhältnis 11,4 : 1 : 0,24. Die experimentell gefundene Ätzrate beträgt circa 0,8 nm/s [93].

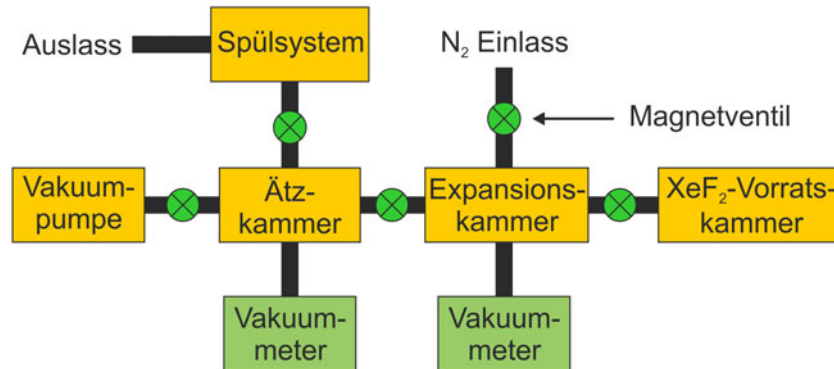


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Xenondifluorid-Ätzanlage.

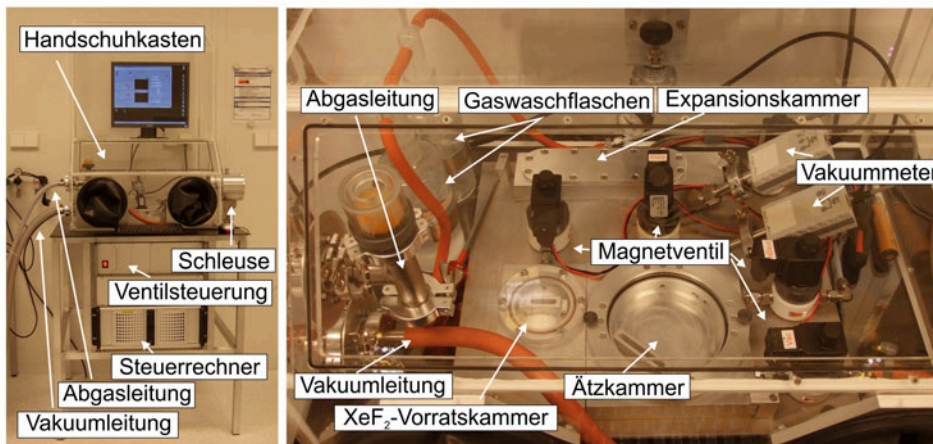
Der Ätzbvorgang findet in einem Teflonbecher statt, in dem sich einige Milliliter der Ätzlösung befinden. Diese wird mit Hilfe eines Magnetrührers während des gesamten Ätzprozesses durchmischt. Dies geschieht bei geringer Drehzahl, um ein Herausspritzen der gepufferten Flusssäure zu vermeiden. Die Drehzahl hat nur einen kleinen Einfluss auf die Ätzgeschwindigkeit [89]. Die Probe wird mit einer Teflonpinzette in die Ätzlösung eingetaucht und verbleibt dort für circa 23 Minuten.

Nach dem Ätzen wird die Probe gründlich mit bidestilliertem Wasser gespült, der Fotolack in einem Acetonbad entfernt, mit Isopropanol gereinigt und mit Stickstoff trocken geblasen.

Abbildung 3.2 zeigt eine Siliziumdioxidscheibe mit einem Durchmesser von  $16\ \mu\text{m}$  nach der Behandlung mit Flusssäure. Deutlich zu erkennen ist die um circa  $45^\circ$  abgeschrägte Seitenwand aufgrund des isotropen Ätzprozesses. Außerdem zeigt sich in der Vergrößerung eine Rauigkeit mit einer Periode von etwa  $100\ \text{nm}$ .

### 3.1.3 Unterätzen der Siliziumdioxidstrukturen mit Xenondifluorid

Um Flüstergaleriemoden in den beschriebenen  $\text{SiO}_2$ -Scheiben anregen zu können, muss das darunter liegende Silizium (wie in Abbildung 3.1(c) angedeutet) derart unterschritten werden, dass mindestens der Rand der Scheibe keinen Kontakt mehr zum Siliziumsubstrat hat. Dies ist notwendig, da aufgrund des hohen Brechungsindex des Siliziums ( $n_{\text{Si}} \approx 4,0$  im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich [94]) im Vergleich zu  $\text{SiO}_2$  ( $n_{\text{SiO}_2} \approx 1,5$  [63]), das Licht aufgrund des Brechungsindexunterschieds an der Si- $\text{SiO}_2$ -Grenzfläche nicht in der Kavität geführt werden würde.



**Abbildung 3.4:** Aufbau der Ätzanlage auf Basis von Xenondifluorid im Reinraum des CFN. Der linke Teil der Abbildung zeigt die Gesamtansicht der Anlage. Der rechte Teil zeigt den Blick in den Handschuhkasten mit den zentralen Komponenten, wie die Vorrats-, Ätz- und Expansionskammer, die Steuerventile und Vakuummeter, sowie die Gaswaschflaschen zur Abgasreinigung.

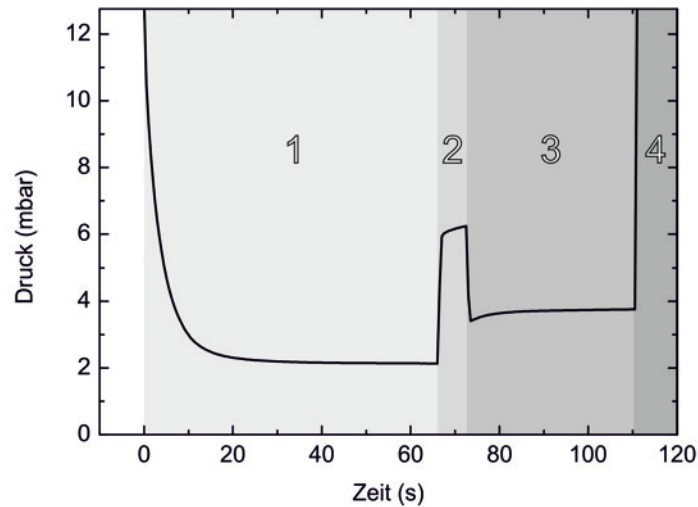
Zum isotropen Unterätzen der strukturierten Siliziumdioxidscheiben wird die Edelgasverbindung Xenondifluorid ( $\text{XeF}_2$ ) verwendet. Es handelt sich dabei um eine der wenigen bekannten Edelgasverbindungen, die erstmals 1962 von Hoppe et al. dargestellt wurde [95]. Dazu wird Xenon und Fluor in ein Reaktionsgefäß eingeleitet. Die zur Reaktion benötigte Aktivierungsenergie wird dem System mit Hilfe einer Funkenentladung zugeführt. Dabei bilden sich an einem Kühlfinger ( $-78^\circ\text{C}$ ) farblose, monokline Kristalle. Unter Normalbedingungen ist Xenondifluorid ein Feststoff. Es sublimiert bei Raumtemperatur bei einem Druck von 5,3 mbar ohne sich dabei zu zersetzen [96]. Bei der Handhabung ist Vorsicht geboten, da bei Kontakt mit Wasser Flusssäure entsteht.

Der Vorteil bei der Verwendung von Xenondifluorid liegt in der hohen Selektivität: Siliziumverbindungen, insbesondere  $\text{SiO}_2$ , und andere Materialien, wie zum Beispiel Edelstahl, Aluminium oder auch Polymere, werden nicht angegriffen [97]. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung von  $\text{XeF}_2$  ist die Isotropie des Ätzzvorgangs. Darüber hinaus sind alle Produkte und Edukte (mit Ausnahme des Siliziums) der exothermen Reaktion gasförmig [96]:



Neben Siliziumtetrafluorid ( $\text{SiF}_4$ ) als Produkt, können Spuren der Fluorverbindungen  $\text{SiF}$ ,  $\text{SiF}_2$ ,  $\text{SiF}_3$  und  $\text{Si}_2\text{F}_6$  auftreten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde im Reinraum des Centrums für Funktionelle Nano-



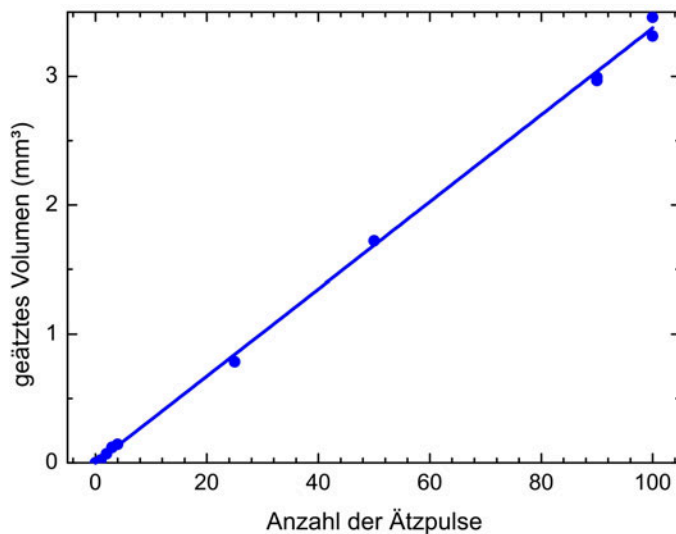
**Abbildung 3.5:** Zeitlicher Druckverlauf in der Expansionskammer der  $\text{XeF}_2$ -Ätzanlage. Die Expansionskammer wird zunächst evakuiert (1) und nach circa 65 Sekunden wird das Ventil zur  $\text{XeF}_2$ -Vorratskammer für zehn Sekunden geöffnet (2). Es stellt sich der Dampfdruck von  $\text{XeF}_2$  ein. Durch das Öffnen des Ventils zur zuvor evakuierten Ätzkammer sinkt der Druck (3). Das Gas verbleibt für etwa 40 Sekunden in der Ätzkammer und die Produkte der Reaktion werden dann mit Stickstoff ausgespült (4).

strukturen (CFN) eine Anlage auf Basis von Xenondifluorid zum Ätzen von Silizium aufgebaut und in Betrieb genommen. Die Anlage basiert auf Arbeiten von Chu et al. aus dem Jahr 1997 [96]. Bei dem dort vorgestellten gepulsten Trockenätzverfahren wird in mehrfach wiederholten Zyklen eine genau bestimmte Menge an gasförmigem Xenondifluorid in eine Kammer geleitet, reagiert dort mit dem vorliegenden Silizium und wird nach einer definierten Zeit aus der Kammer gespült.

Der schematische Aufbau der Ätzanlage ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Sie besteht aus drei in Aluminium gefertigten und miteinander verbundenen Kammern, die über eine Drehschieberpumpe auf einen Druck von etwa 0,1 mbar gebracht werden können. Die Sichtfenster bestehen aus Plexiglas<sup>®</sup> mit einer Dicke von 5 mm, die unter Verwendung von Viton<sup>®</sup>-Dichtungen montiert sind. Die Kammern sind durch teflonbeschichtete Magnetventile<sup>3</sup> (Hersteller: RSG Regel- und Steuertechnik) voneinander getrennt. Weitere Ventile dieser Art sind am Stickstoffeinlass und dem Spülauslass verbaut. Die gesamte Anlage befindet sich in einem speziell angefertigten Handschuhkasten (englisch: *glovebox*).

In der Vorratskammer werden einige zehn Gramm festes Xenondifluorid eingeschlossen. Circa 90 cm<sup>3</sup> gasförmiges  $\text{XeF}_2$  können in der sogenannten Expansionskammer

<sup>3</sup>Die Magnetventile sind im Normalzustand geschlossen.



**Abbildung 3.6:** Durch Xenondifluorid abgetragenes Siliziumvolumen in Abhängigkeit der Anzahl der Ätzzyklen (mit einer Dauer von jeweils 60 Sekunden). Eine lineare Anpassung liefert ein geätztes Volumen von  $0,034 \text{ mm}^3$  Silizium pro Zyklus.

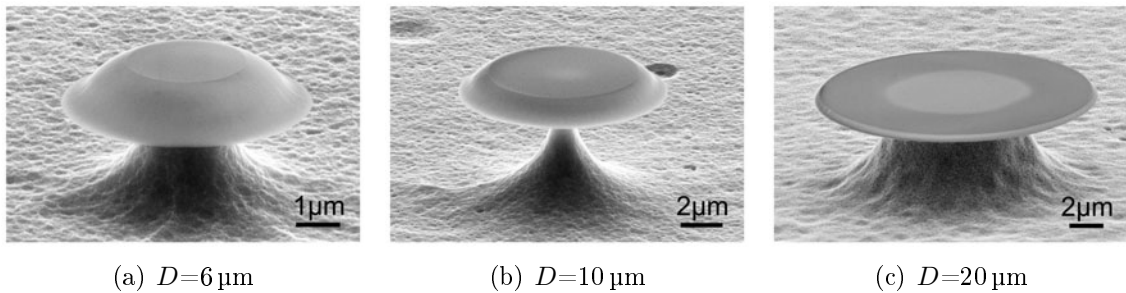
abgemessen werden, die dann zum Ätzvorgang in der Ätzkammer, in der sich die zu bearbeitende Probe befindet, benutzt werden. Die Drücke in der Expansions- und Ätzkammer können mit Hilfe zweier korrosionsbeständiger Pirani-Vakuummeter (Hersteller: BOC Edwards) bestimmt werden. Zum Spülen der Anlage mit Stickstoff befindet sich in der Expansionskammer ein Einlass, über den sie mit circa 100 mbar Überdruck über den Auslass in der Ätzkammer und zweier angeschlossener Gaswaschflaschen<sup>4</sup> gespült werden kann. Die zweite der beiden Flaschen ist mit einer gesättigten Lösung von Calciumhydroxid (CaOH) gefüllt, mit der eventuell auftretende Fluorverbindungen, wie  $\text{XeF}_2$  oder HF, zu ungefährlichem Calciumfluorid ausgefällt werden können.

Im ersten Schritt werden alle drei Kammern, insbesondere die Vorratskammer, mit Hilfe der Drehschieberpumpe für zwei Minuten abgepumpt. Dann werden aufgrund des dabei sublimierten Xenondifluorids Expansions- und Ätzkammer für 15 Sekunden mit Stickstoff gespült und anschließend auf Normaldruck gebracht. Nach dem Einbau der Probe und dem Beginn eines Ätzzyklus (siehe auch Abbildung 3.5) werden die Expansions- und Ätzkammer für zwei Minuten abgepumpt. Dabei liegt der minimal erreichbare Druck bei circa 0,1 mbar. Anschließend wird das Ventil zwischen Expansions- und Vorratskammer geöffnet und durch die Sublimation von Xenondifluorid steigt der Druck auf circa 5 mbar an. Die in der Expansionskammer

---

<sup>4</sup>Es werden zwei Gaswaschflaschen verwendet, die so angeschlossen sind, dass ein Rücklauf des in der zweiten Flasche befindlichen Calciumhydroxids in die Anlage verhindert wird [93].





**Abbildung 3.7:** Ergebnis der Herstellung von Siliziumdioxidscheiben mit unterschiedlichem Durchmesser  $D$  jeweils auf einem Siliziumsockel.

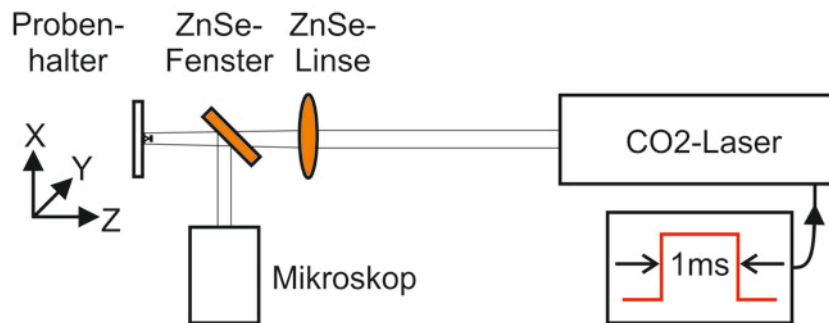
befindliche Menge an gasförmigem Xenondifluorid wird durch Öffnen des Ventils zwischen Expansions- und Ätzkammer auf diese beiden Kammern verteilt, bleibt dann für 60 Sekunden in der Ätzkammer und reagiert mit dem dort vorliegenden Silizium. Die Produkte der Reaktion werden anschließend für 15 Sekunden durch die Expansionskammer und die Gaswaschflaschen ausgespült. Mit dem Evakuieren von Expansions- und Ätzkammer beginnt dann ein neuer Zyklus.

Eine Abschätzung auf Basis der Volumina der Kammern der Anlage und mit Hilfe der stöchiometrischen Gleichung 3.4 ergibt, dass bei einem Zyklus ein Drittel des zur Verfügung stehenden Xenondifluorids bei der Reaktion mit Silizium verbraucht wird. Bei einem Ätzpuls mit einer Dauer von 60 Sekunden wird ein Volumen von  $0,034 \text{ mm}^3$  Silizium abgetragen (siehe Abbildung 3.6).

In Abbildung 3.7 sind Scheibenresonatoren mit Durchmessern zwischen 6 und  $20 \mu\text{m}$  dargestellt, die mit Hilfe des beschriebenen Ätzprozesses auf Basis von Xenondifluorid hergestellt wurden.

### 3.1.4 Herstellung von toroidalen Mikroresonatoren

Eine Rauigkeit der Seitenwand eines Resonators wirkt sich, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, aufgrund der Streuung an diesen Oberflächendefekten negativ auf die Güte der Resonatoren aus (siehe Abbildung 3.2). Zur Glättung der Resonatoroberfläche wird ein thermischer Schritt auf Basis eines  $\text{CO}_2$ -Lasers mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  und einer Leistung von 30 W im Dauerstrichbetrieb angewandt. Dieser Aufschmelzprozess kann nicht nur zur Herstellung von WGM-Resonatoren mit hoher Güte [22] verwendet werden, sondern kann auch bei der Prozessierung integrierter Schaltkreise genutzt werden [98]. Die Oberflächenspannung der Flüssigphase bewirkt, dass die Resonatoroberfläche bis auf ein atomares Niveau geglättet wird.

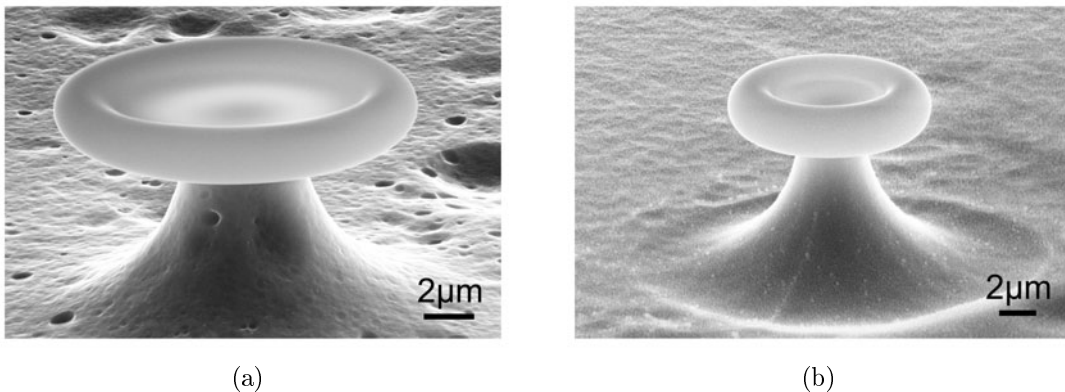


**Abbildung 3.8:** Experimenteller Aufbau auf Basis eines CO<sub>2</sub>-Lasers zur Herstellung toroidaler WGM-Resonatoren.

Aufgrund der Temperaturabhängigkeit des optischen Absorptionskoeffizienten von Siliziumdioxid bei einer Wellenlänge von  $10,6\ \mu\text{m}$  [99] und der thermischen Isolation durch den Unterschnitt des freistehenden Resonators, schmilzt die SiO<sub>2</sub>-Scheibe nur entlang ihres Umfangs und nicht im Bereich des Siliziumsockels. Zusätzlich zur geringen Absorption in Silizium im infraroten Spektralbereich ist die thermische Leitfähigkeit von Silizium, im Gegensatz zu Siliziumdioxid, um mehr als einen Faktor 100 größer [99, 100]. Der Siliziumsockel bleibt während der Ausbildung der toroidalen Form des Resonators deutlich kälter und dient als Wärmesenke. Weitere Energiezufuhr ändert die Resonatorgeometrie nicht. Bei zu hoch gewählter Intensität kann Siliziumdioxid verdampfen und auf dem umliegenden kälteren Siliziumsubstrat kondensieren.

Zur Durchführung des Aufschmelzprozesses wird der in Abbildung 3.8 dargestellte experimentelle Aufbau verwendet. Der Strahl besitzt ein nahezu Gaußsches Profil und wird mit Hilfe einer Linse aus Zinkselenid (ZnSe) mit einer Brennweite von 100 mm auf einen Durchmesser von circa  $200\ \mu\text{m}$  fokussiert. Dabei kann eine maximale Leistung von  $1\ \text{GW}/\text{m}^2$  erreicht werden, typische Werte liegen bei  $250\ \text{MW}/\text{m}^2$ . Mit Hilfe des im Strahlengang unter  $45^\circ$  zur optischen Achse gedrehten Fensters aus ZnSe kann der zu bearbeitende Resonator direkt mit einem Mikroskop und angeschlossener Kamera beobachtet werden. Die verwendete Optik besteht aus ZnSe, da sie eine geringe Absorption im infraroten [101] und eine hohe Reflektivität im sichtbaren Spektralbereich [102] aufweist. Der CO<sub>2</sub>-Laser wird durch externe Pulse mit einer typischen Dauer von einer Millisekunde gesteuert.

Der toroidale Mikroresonator formt sich entlang des Umfangs des Siliziumsockels. Rauigkeiten, die bei der lithografischen Strukturierung und der Behandlung mit Flusssäure entstehen, verstärken und übertragen sich beim Ätzen mit Xenondifluorid auf den Umfang des Siliziumsockels und beeinflussen die Form der sich ausbildenden Kavität. Abbildung 3.9 zeigt zwei Mikroresonatoren mit einem Durchmesser



**Abbildung 3.9:** Toroidale Mikroresonatoren nach der thermischen Behandlung mit dem CO<sub>2</sub>-Laser. Die Resonatoren besitzen einen Durchmesser von (a) 15 μm und (b) 10 μm.

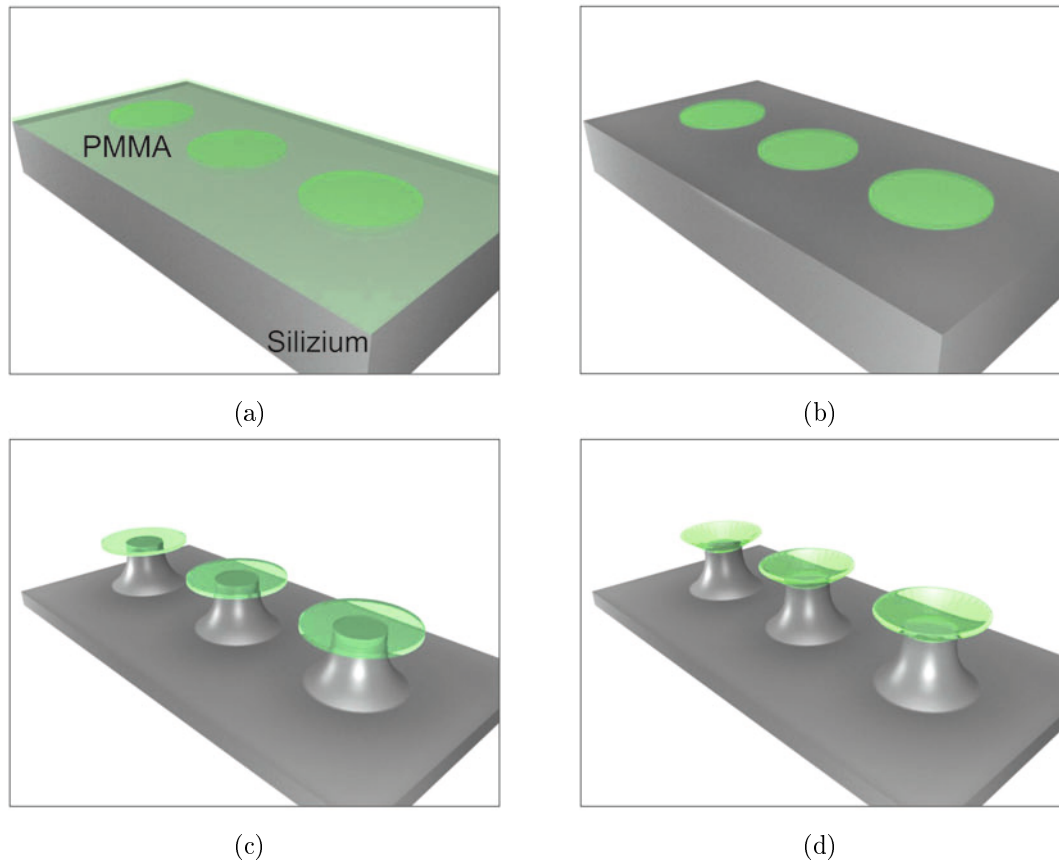
von 10 und 15 μm nach dem Aufschmelzen. Zur Durchführung des Aufschmelzprozesses sollte der Durchmesser des Siliziumsockels etwa dem halben Durchmesser der ursprünglichen Siliziumdioxidscheibe entsprechen. Ist sie nicht weit genug unterschritten, wird die durch den CO<sub>2</sub>-Laser zugeführte Leistung effektiv über das Siliziumsubstrat abgeführt und ein Aufschmelzen findet nicht statt.

## 3.2 Polymere Kelchresonatoren

Im folgenden Abschnitt wird die Herstellung der polymeren Mikroresonatoren dargestellt, die basierend auf der Herstellung der toroidalen Mikroresonatoren in Abschnitt 3.1 entwickelt wurde.

Polymere, insbesondere Polymethylmethacrylat (PMMA), bieten gegenüber anderen Materialien wie SiO<sub>2</sub> oder Halbleitern verschiedene Vorteile [103]. Eine Vielzahl von Polymeren besitzt eine hohe optische Qualität im sichtbaren und infraroten Spektralbereich. Zudem sind Polymere kostengünstig und können in für die Massenproduktion tauglichen Verfahren prozessiert werden. Die Verwendung von PMMA bietet zudem den Vorteil, auf einer Nanometerskala strukturierbar zu sein und mit Heißprägeverfahren verarbeitet werden zu können [104, 105].

Das Herstellungsverfahren, der auf dem thermoplastischen Polymer PMMA basierenden Mikroresonatoren, ist schematisch in Abbildung 3.10 gezeigt. Zunächst wird eine Schicht PMMA auf ein Siliziumsubstrat aufgeschleudert. Die Strukturierung erfolgt mit Elektronenstrahlolithografie (siehe Abbildung 3.10(a)). Nach der Entwicklung (siehe Abbildung 3.10(b)) werden die PMMA-Scheiben mit Xenondifluorid unterätzt (siehe Abbildung 3.10(c)) und im letzten Herstellungsschritt einem ther-



**Abbildung 3.10:** Schematische Darstellung des Herstellungsverfahrens polymerer Kelch-Resonatoren: zunächst werden kreisförmige Strukturen in PMMA belichtet (a). Durch Entwickeln entstehen die Resonatorstrukturen auf dem Siliziumsubstrat (b). Diese werden mit Hilfe von Xenondifluorid unterätzt (c) und durch eine thermische Behandlung entstehen daraus die kelchförmigen Resonatoren (d).

mischen Prozess unterzogen und zu Mikrokelchen aufgeschmolzen (siehe Abbildung 3.10(d)).

### 3.2.1 Lithografische Herstellung von Polymerscheiben

Die Strukturierung der PMMA-Schicht wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Elektronenstrahlithografie durchgeführt. Gegenüber der in der Halbleiterindustrie angewandten UV-Lithografie bietet sich der Vorteil, dass weder Chrommasken zur Strukturierung angefertigt, noch Auflösungseinbußen in Kauf genommen werden müssen. Die Strukturierung durch Elektronenstrahlithografie erfolgt seriell, jedoch lassen sich Änderungen an der Belichtungsmaske schnell realisieren.

Im ersten Schritt wird eine PMMA-Schicht mit einer Dicke von  $1,2\ \mu\text{m}$  (MicroChem PMMA 950k mit einem Feststoffanteil von 6% bzw. 7%, gelöst in Anisol), auf einen Siliziumwafer bei 800 bzw. 1450 Umdrehungen pro Minute, für 60 Sekunden aufgeschleudert. Danach wird die Probe für drei Minuten auf einer Heizplatte bei  $111\ ^\circ\text{C}$  ausgebacken. Beim Abkühlen des Wafers entstehen aufgrund der um zwei Größenordnungen unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium ( $2,5 \cdot 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$  bei 300 K [106]) und PMMA ( $(200-300) \cdot 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$  bei 300 K [107]) biaxiale Zugspannungen [108] in der PMMA-Schicht.

Die Probe wird mit dem fokussierten Elektronenstrahl des Rasterelektronenmikroskops belichtet. Im Gegensatz zu dem bei der Herstellung der  $\text{SiO}_2$ -Resonatoren (siehe Abschnitt 3.1) verwendeten Fotolack, handelt es sich bei PMMA um einen Positivlack. Die Belichtungsmaske besteht aus konzentrischen Kreisen, deren Radius größer als der gewünschte Resonatorradius ist. Mit einem gewählten Abstand von  $19,2\ \text{nm}$  zwischen den Kreislinien und einer Liniendosis von  $50\ \mu\text{C}/\text{cm}$  bei einer Beschleunigungsspannung von  $20\ \text{kV}$  und einer Blendenöffnung von  $120\ \mu\text{m}$ , wird die PMMA-Schicht mit einer Dosis pro Fläche von  $300\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  belichtet.

Aufgrund der Tatsache, dass es sich bei PMMA um einen Positivlack handelt, muss zur späteren Charakterisierung der Proben, mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Messaufbau, eine Fläche von circa  $20\ \text{mm}^2$  pro Resonatorfeld und eine Gesamtfläche (bei drei Resonatorfeldern pro Substrat) von etwa  $60\ \text{mm}^2$  belichtet werden. Die reine Belichtungszeit beläuft sich dabei auf  $3,5$  Stunden pro Resonatorfeld.

Die anschließende Entwicklung der Probe geschieht für zehn Minuten mit  $\text{GG}^5$  [109]. Die Entwicklung wird in einem zehnminütigen  $\text{BDG}^6$ -Bad gestoppt. Danach wird die Probe für zehn Minuten in destilliertem Wasser gespült.

### 3.2.2 Unterätzen der Polymerstrukturen

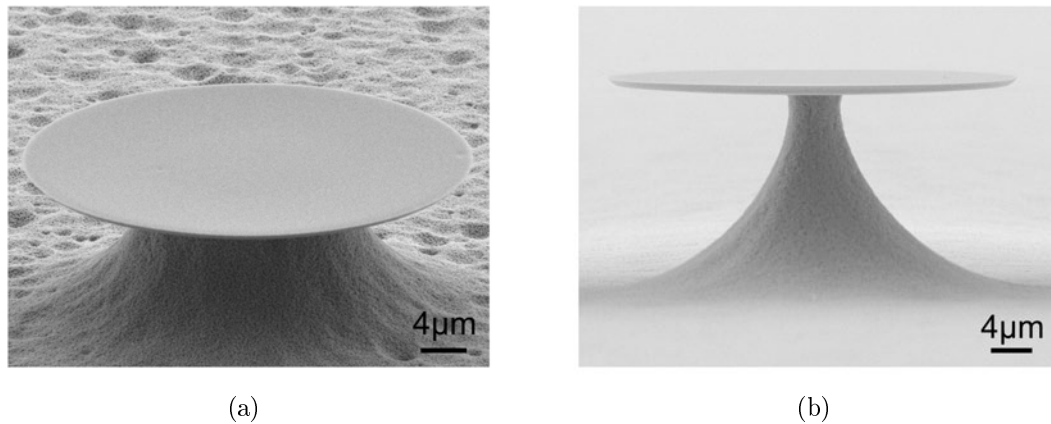
Die Polymerscheiben liegen nach der Entwicklung und der Entfernung der umgebenden Polymerschicht direkt auf dem Siliziumsubstrat auf. Ebenso wie die in Abschnitt 3.1 beschriebenen  $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonatoren, müssen die hergestellten Polymerscheiben zur Führung optischer Moden unterätzt werden. Dies geschieht mit der in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Ätzanlage auf Basis von Xenondifluorid, da auch Polymere vom Ätzgas nicht angegriffen werden.

Das Ergebnis des Unterätzens von Polymerscheiben mit einem Durchmesser von

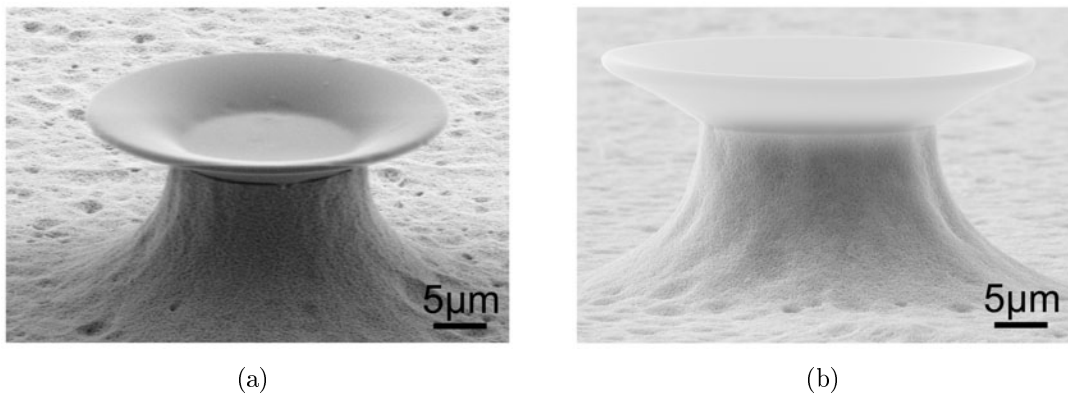
---

<sup>5</sup>Lösung aus 60 Vol-% Diethylenglykolmonobutylether, 20 Vol-% Morpholin, 5 Vol-% Aethanolamin und 15 Vol-% destilliertem Wasser [109].

<sup>6</sup>Lösung aus 80 Vol-% Diethylenglykolmonobutylether und 20 Vol-% destilliertem Wasser [109].



**Abbildung 3.11:** Elektronenmikroskopische Aufnahmen von Scheibenresonatoren aus PMMA mit einem Durchmesser von jeweils  $47\ \mu\text{m}$ . Der Sockel besitzt einen minimalen Durchmesser von (a)  $20\ \mu\text{m}$  bzw. (b)  $5\ \mu\text{m}$ .



**Abbildung 3.12:** Elektronenmikroskopische Aufnahmen eines Kelchresonators aus PMMA mit einem maximalen Durchmesser von  $40\ \mu\text{m}$ .

$47\ \mu\text{m}$  ist in [Abbildung 3.11](#) gezeigt. Der Grad des Unterschnitts ist abhängig von der Zahl der Ätzyklen (siehe [Abbildung 3.6](#)) und sollte für den nachfolgenden Prozessschritt etwa dem halben Radius der Polymerscheiben entsprechen.

### 3.2.3 Herstellung von Kelchresonatoren

Zur Verringerung, der durch die Elektronenstrahlolithografie bedingte Rauigkeit der Seitenwände und somit zur Erhöhung der Güte der PMMA-Scheibenresonatoren, werden die Resonatoren, ähnlich wie in [Abschnitt 3.1.4](#) beschrieben, einer thermischen Behandlung unterzogen.

Um die Glättung der Oberfläche durch die vorhandene Oberflächenspannung einzuleiten, muss das Polymer über die Glasübergangstemperatur erhitzt werden. Diese liegt bei PMMA je nach Vernetzungsgrad des Polymers in einem Bereich von 100 bis 115°C [107]. Durch die Verflüssigung der Oberfläche wird diese solange verformt, bis das System den energetisch günstigsten Zustand eingenommen hat. Dieser Effekt wird bei der Herstellung von Mikrolinsen aus Fotolack gezielt eingesetzt [110].

Das Aufschmelzen der PMMA-Scheiben erfolgt für 30 Sekunden auf einer Heizplatte bei 125°C oberhalb der Glasübergangstemperatur. Die Wärme wird durch den Siliziumsockel effektiv (vergleiche Abschnitt 3.1.4) zu den Resonatorstrukturen geleitet. Oberhalb der Glasübergangstemperatur wird die Spannung abgebaut, die beim Ausbacken der aufgeschleuderten PMMA-Schicht entsteht. Während die Unterseite der PMMA-Schicht auf dem Siliziumsockel fixiert ist, kann sich die Oberseite zusammenziehen und das System in den energetisch günstigsten Zustand bringen. Es bilden sich kelchartige Strukturen mit sehr glatter Oberfläche, deren Güte um zwei Größenordnungen erhöht ist (siehe Kapitel 4).

### 3.2.4 Strukturelle Untersuchung der PMMA-Resonatoren

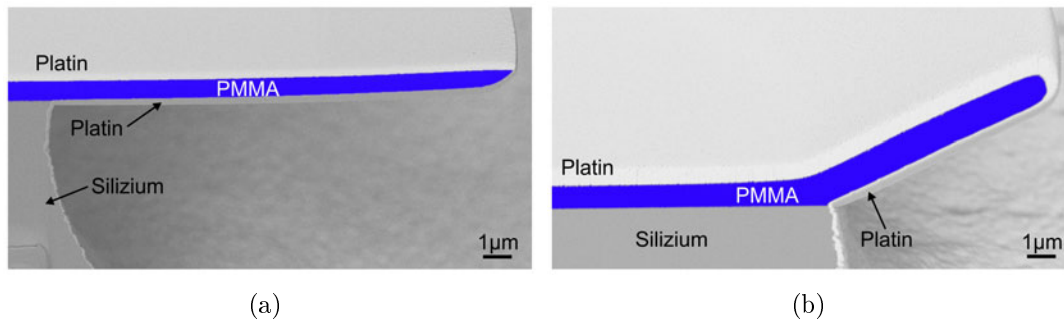
Zur Untersuchung der strukturellen Veränderung der polymeren Resonatoren wurden mit Hilfe der im CFN-Servicelabor vorhanden Fokussierten-Ionenstrahl-Anlage Querschnitte der hergestellten Strukturen mit einem fokussierten Galliumionenstrahl ( $\text{Ga}^+$ ) hergestellt [111]. Abbildung 3.13 zeigt die Querschnitte eines PMMA-Scheibenresonators, sowie eines Kelchresonators. Deutlich zu erkennen sind jeweils der Sockel aus Silizium und die Polymerstruktur<sup>7</sup>. Die in den Abbildungen markierten Platinschichten sind lediglich aus technischen und präparativen Gründen vorhanden und spielen bei der nachfolgenden Betrachtung keine Rolle.

Abbildung 3.13(a) zeigt den Querschnitt eines Scheibenresonators aus PMMA mit einem maximalen Durchmesser von 47  $\mu\text{m}$ . Die PMMA-Schicht besitzt eine Dicke von circa 1,1  $\mu\text{m}$ . Es ist deutlich zu erkennen, dass die Seitenwand des PMMA-Resonators nicht senkrecht ist. Diese Abrundung der Resonatorseitenwand lässt sich auf die Herstellung durch die Elektronenstrahlithografie zurückführen. Bei der Belichtung nahe der Seitenwand bewirken vom Siliziumsubstrat zurückgestreute Elektronen und erzeugte Sekundärelektronen eine zusätzliche Belichtung des Fotolacks, jenseits des eigentlich belichteten Gebiets (englisch: *proximity effect*) [112]. Die Auswirkung auf die Modenstruktur durch diesen Unterschnitt wird in Abschnitt 4.2.2 diskutiert.

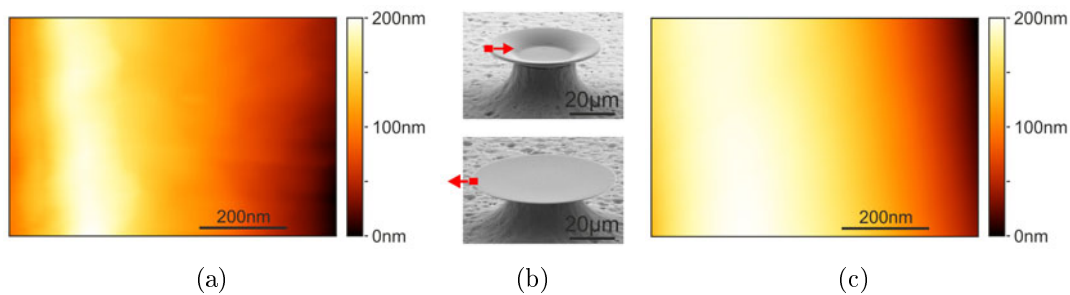
Der Querschnitt eines PMMA-Resonators nach dem Aufschmelzen auf der Heizplatte ist in Abbildung 3.13(b) gezeigt. Deutlich zu erkennen ist die sich dabei bildende

---

<sup>7</sup>Die Polymerstrukturen wurden zur besseren Kenntlichkeit eingefärbt.



**Abbildung 3.13:** Querschnitte eines (a) PMMA-Scheibenresonators und eines (b) PMMA-Kelchresonators mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls.

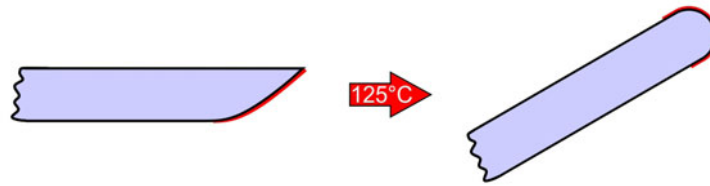


**Abbildung 3.14:** Untersuchung der Oberflächenbeschaffenheit der in (b) markierten Bereiche (a) eines polimeren Scheibenresonators und (c) eines PMMA-Kelchresonators mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops. Die mit dem Softwarepaket **Gwyddion** extrahierten Werte für die Rauigkeit  $R_a$  ( $R_{a/Scheibe} = 0,2 \text{ nm}$  bzw.  $R_{a/Kelch} = 0,1 \text{ nm}$ ) und Welligkeit ( $W_{a/Scheibe} = 1,3 \text{ nm}$  bzw.  $W_{a/Kelch} = 0,6 \text{ nm}$ ) weichen im Rahmen der Messgenauigkeit entlang des Resonatorumfangs nicht signifikant voneinander ab.

kelchartige Struktur der Kavität. Im Gegensatz zum Scheibenresonator ist der Rand abgerundet. Diese Verformung der Begrenzung der Kavität führt zur Erhöhung der Güte der optischen Flüstergaleriemoden in den Resonatoren (siehe auch Abschnitt 2.2). Der Q-Faktor steigt um zwei Größenordnungen. Weitere Details finden sich in Abschnitt 4.2.2.

Zur weiteren Untersuchung der Struktur der Resonatoren wurden in Zusammenarbeit mit C. Franz (Young Scientist Group Nanobiology, KIT) die Oberflächen der polymeren Scheiben- und Kelchresonatoren mit einem Rasterkraftmikroskop (englisch: *atomic force microscope*, abgekürzt: *AFM*) untersucht. In Abbildung 3.14(b) sind die Stellen auf den Resonatorstrukturen markiert, die mit der AFM-Spitze abgetastet wurden. Es wurde jeweils eine Fläche von  $750 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$  am Rand der Oberseite der Resonatoren untersucht (siehe Abbildungen 3.14(a) und 3.14(c)). Mit Hilfe des freien Softwarepakets **Gwyddion** [113] wurden Werte für die mittlere Rauig-





**Abbildung 3.15:** Strukturänderung der PMMA-Scheibenresonatoren bei thermischer Behandlung bei 125 °C. Der durch den Proximity-Effekt bei der Elektronenstrahlithografie hervorgerufene mit Rauigkeit versehene Unterschnitt (links) des Scheibenresonators (rot hervorgehoben) wird, bei der Bildung des Kelchresonators, entlang dessen abgerundeter Seitenwand gezogen und geglättet (rechts) und kommt somit partiell an der Oberfläche des Resonators zu liegen. Somit ist mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops ein Vergleich der Rauigkeit des Kelchresonators mit der ursprünglichen Rauigkeit der Polymerschicht (Oberseite des Scheibenresonators) möglich.

keit  $R_a$  und mittlere Welligkeit  $W_a$  [114] der Polymerscheiben und Kelchresonatoren ermittelt. Für beide Resonatortypen weichen die Werte für  $R_a$  ( $R_{a/Scheibe} = 0,2 \text{ nm}$  bzw.  $R_{a/Kelch} = 0,1 \text{ nm}$ ) und  $W_a$  ( $W_{a/Scheibe} = 1,3 \text{ nm}$  bzw.  $W_{a/Kelch} = 0,6 \text{ nm}$ ) jeweils im Rahmen der Messgenauigkeit nicht signifikant voneinander ab.

Die Messung der Parameter für die Oberflächenstruktur gibt im Fall der Polymerscheiben aufgrund der AFM-Messung auf der Oberseite nicht die eigentliche lithografische Rauigkeit wieder, die wie beschrieben durch den Proximity-Effekt auf der Unterseite verursacht wird (siehe Abbildung 3.15). Vielmehr ist diese Messung ein Maß für die Qualität des Polymers direkt nach dem Aufschleudern der PMMA-Schicht. Bei dem in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Aufschmelzen der Resonatoren auf der Heizplatte verformen sich die Resonatoren bei der Bildung der kelchförmigen Kavitäten so, dass der ursprünglich durch den Proximity-Effekt verursachte Unterschnitt entlang der Rundung des sich bildenden Resonators, wie in Abbildung 3.15 angedeutet, gezogen und geglättet wird. Mit dem AFM kann nun diese sich ursprünglich auf der Unterseite der Scheibenresonatoren befindliche Fläche auf der Oberseite der Kelchstrukturen (siehe Abbildung 3.14(c)) abgebildet werden. Die Messwerte für Rauigkeit und Welligkeit lassen somit den Schluss zu, dass die Oberflächenqualität der Kelchresonatoren derart verbessert wurde, dass die Qualität wieder derjenigen der ursprünglich aufgeschleuderten Polymerschicht entspricht. Diese Verbesserung der Oberflächenqualität manifestiert sich in den gemessenen hohen Güten der Kelchresonatoren (vergleiche Abschnitt 4.2.2).

### 3.3 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit konnten Flüstergalerie-Mikroresonatoren auf Basis von  $\text{SiO}_2$  als Scheiben- und Toroidresonatoren auf einem Siliziumsubstrat mit Prozesstechniken, die auch in der Halbleiterindustrie Anwendung finden, hergestellt werden. Die Strukturierung der Scheibenresonatoren erfolgt mit Elektronenstrahlolithografie und einem Ätzschritt mit Flusssäure. Die für die weitere Prozessierung benötigte Ätzanlage, auf Basis von Xenondifluorid zum isotropen Abtrag von Silizium, wurde aufgebaut und im Reinraumbereich des Centrums für Funktionelle Nanostrukturen in Betrieb genommen. Zur Überführung der Siliziumdioxidscheiben in toroidale Resonatoren zur Verringerung der durch die Lithografie verursachte Oberflächenrauigkeit, wurde ein Aufschmelzprozess mit Hilfe eines  $\text{CO}_2$ -Lasers entwickelt und erfolgreich angewandt. Es wurden toroidale Resonatoren mit einem maximalen Durchmesser von  $15\ \mu\text{m}$  hergestellt.

Auf Basis des thermoplastischen Polymers PMMA konnten erstmals Kelchresonatoren auf einem Siliziumsubstrat hergestellt werden. In einer auf ein Siliziumsubstrat aufgetragenen PMMA-Schicht entstehen beim Ausbacken, aufgrund der um zwei Größenordnungen verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Materialien, Spannungen in der Polymerschicht. Nach der Belichtung der Kreisstrukturen mit Elektronenstrahlolithografie und anschließender Entwicklung werden die Polymerscheiben mit Hilfe von Xenondifluorid isotrop unterätzt. Die Relaxation, der in den PMMA-Scheiben vorhandenen Spannungen beim Erhitzen der Resonatoren über die Glasübergangstemperatur von PMMA, führt zur Ausbildung einer kelchförmigen Kavität. Es konnten Resonatoren mit einem maximalen Durchmesser von  $90\ \mu\text{m}$  hergestellt werden.

Untersuchungen der Resonatorstruktur von polymeren Scheiben- und Kelchresonatoren, mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls und die Abbildung der Oberfläche der Kavitäten einem Rasterkraftmikroskop, zeigen die Verbesserung der Güte der Resonatoren aufgrund des eingeführten Aufschmelzprozesses. Die freistehenden Kavitäten haben ein großes Potenzial bei Anwendung in verschiedenen Bereichen.

# Kapitel 4

## Charakterisierung der hergestellten Mikroresonatoren

Im nachfolgenden Kapitel wird die optische Charakterisierung der Flüstergalerie-Resonatoren und der dazu notwendige Messaufbau beschrieben und diskutiert. Zunächst werden die benötigten schmalbandigen Laserquellen, die Herstellung der zur Ankopplung an die WGM-Resonatoren verwendeten Glasfasern, sowie der faseroptische Messaufbau dargestellt. Danach werden in Abschnitt 4.2 die Ergebnisse der Charakterisierung vorgestellt.

Neben der Messung der Güte der Mikroresonatoren werden thermische Effekte auf das Modenspektrum erläutert und dargestellt. Außerdem wird der Nachweis der Modenkopplung in den kelchförmigen Kavitäten aufgrund der hohen Resonatorgüte in Abschnitt 4.2.4 präsentiert.

### 4.1 Messaufbau zur optischen Charakterisierung

Der verwendete faseroptische Messaufbau zur Charakterisierung der WGM-Resonatoren ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Zentrale Elemente sind die Koppereinheit, bestehend aus Probenhalter, ausgedünnter Glasfaser zur Ankopplung über das evaneszente Feld (siehe Abschnitt 4.1.2) und Beobachtungsmikroskop, sowie verschiedene durchstimmbare, schmalbandige Diodenlasersysteme (siehe Abschnitt 4.1.3).

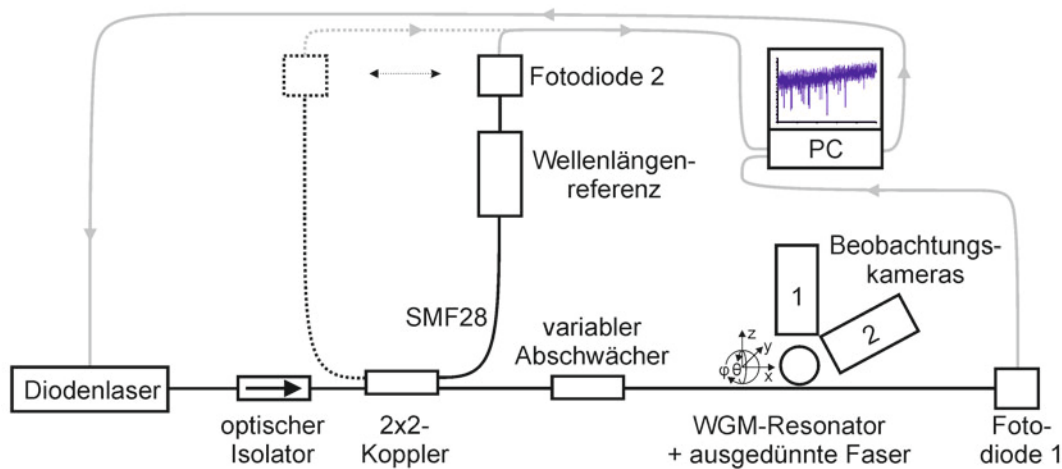


Abbildung 4.1: Messaufbau zur Charakterisierung von WGM-Resonatoren.

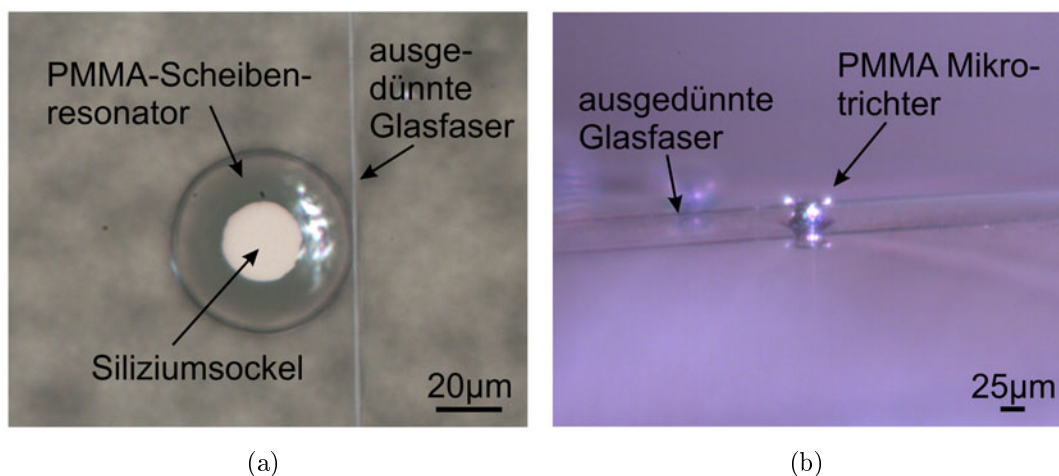
#### 4.1.1 Aufbau zur Ankopplung an Mikroresonatoren

Die Emission der diodenbasierten Laserquelle<sup>1</sup> wird in eine Glasfaser (SMF28, Hersteller: Corning Inc.) eingekoppelt und passiert zunächst einen optischen Isolator (IO-H-1310APC, Hersteller: Thorlabs) um eine Beeinträchtigung des Lasers aufgrund von Rückreflexionen zu vermeiden. Das Signal wird in einem 2x2-Koppler auf zwei Glasfasern aufgeteilt, wahlweise im Verhältnis 99 : 1, 90 : 10 oder 50 : 50.

Nach dem Koppler wird ein Teil des Signals durch eine ausgedünnte Glasfaser mit einem Durchmesser von circa  $1\ \mu\text{m}$  geleitet. In diesem Bereich werden mindestens 20 % der Fasermode außerhalb der Glasfaser durch den Brechungsindexkontrast zwischen Glas und Luft geführt (siehe Abschnitt 4.1.2) [115]. Mit diesem evaneszenten Feld können Flüstergaleriemoden effektiv in den hergestellten Resonatoren angeregt und untersucht werden. Die Glasfaser ist zur relativen Positionierung zwischen Resonator und Faser an einer fünfsachsigen Verstelleinheit (NanoMax312 + APR001, Hersteller: Thorlabs) befestigt, von denen drei Achsen mit Hilfe von Piezoaktuatoren mit einer Genauigkeit von 20 nm bewegt werden können. Die übrigen Achsen können mit einer Genauigkeit von zehn Bogensekunden geneigt werden. Die zu untersuchende Probe befindet sich auf einem Probenstisch, der mit Hilfe eines Peltierelements (maximale Leistung 2,6 W) und einer Proportional-Integral-Differential-Regelung (abgekürzt: *PID*) auf konstanter Temperatur<sup>2</sup> gehalten werden kann.

<sup>1</sup>Der optische Aufbau wird für den infraroten Spektralbereich (O-Band, 1260 nm-1360 nm) erläutert und ist mit geringfügigen Modifikationen auch im sichtbaren Spektralbereich verwendbar.

<sup>2</sup>Die Temperaturstabilität beträgt innerhalb von zehn Minuten  $\pm 0,05\ \text{K}$ , innerhalb von zehn Stunden  $\pm 0,15\ \text{K}$ .



**Abbildung 4.2:** (a) Auf- und (b) Seitenansicht eines polymeren Mikroresonators mit angenäherter Glasfaser aufgenommen durch die Beobachtungskameras. In (b) ist neben der Glasfaser auch deren Reflexion auf dem Siliziumsubstrat sichtbar.

Die Annäherung kann mit einem über dem Proben­tisch befindlichen Mikroskop mit einer 500-fachen Vergrößerung und stufenlos einstellbarem Zoom (AZ100, Hersteller: Nikon) beobachtet werden (siehe Abbildung 4.2(a)). Zur parallelen Ausrichtung der ausgedünnten Glasfaser in Bezug auf das Substrat, kann ein seitlich montiertes Objektiv verwendet werden (siehe Abbildung 4.2(b)). Die Mikroskopbilder können mit Hilfe von CMOS-Kameras (englisch: *complementary metal oxide semiconductor*) am Computer betrachtet werden. Während der Annäherung der Glasfaser an den Resonator wird die Laserquelle kontinuierlich (modensprungfrei) in einem wählbaren Bereich durchgestimmt. Die transmittierte Intensität durch die Glasfaser wird mit Hilfe einer Fotodiode mit variabler Verstärkung (PDA100A (400-1100 nm, Silizium) bzw. PDA10CS (700-1800 nm, Indiumgalliumarsenid), Hersteller: Thorlabs) aufgenommen. Eine zur Intensität proportionale Spannung an der Fotodiode wird über einen an einem Computer angeschlossenen Analog-Digital-Wandler (NI USB-6363, Hersteller: National Instruments) mit einem im Rahmen dieser Arbeit entstandenen LabVIEW-Programm ausgewertet. Ist der Abstand zwischen Faser und Resonator so gering, dass sich die evaneszenten Felder von Resonator- und Fasermode überlappen, sind die Resonanzen in Form von Lorentz-Kurven gemäß Gleichung 2.16 im Transmissionspektrum sichtbar.

Der zweite Teil des Signals nach dem Koppler (siehe Abbildung 4.1) kann durch eine Wellenlängenreferenz (WA-1255-1350, 1250-1350 nm, Hersteller: dbmOptics), die mit Wasserstofffluorid (HF) bei einem Druck von circa 70 mbar gefüllt ist [116], zur Kalibrierung der Laser-Wellenlänge geleitet werden. Die spektralen Positionen der Rotations-Vibrations-Übergänge in den HF-Molekülen sind mit großer Präzision

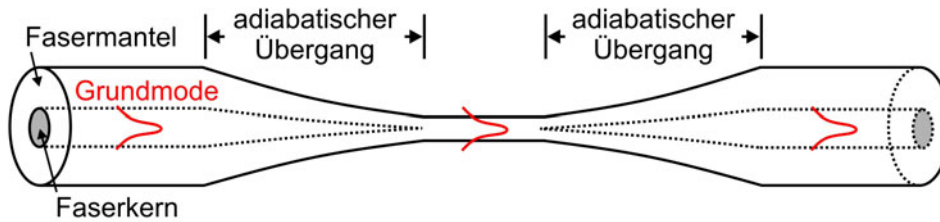


Abbildung 4.3: Schema einer ausgedünnten Glasfaser (nach [119]).

bekannt [117].

Alternativ kann der Messaufbau durch Umbau der zweiten Fotodiode (gestrichelt dargestellter Zweig in Abbildung 4.1) für Messungen von Reflexionen genutzt werden, die durch die in Abschnitt 2.5 beschriebene Modenkopplung hervorgerufen werden.

### 4.1.2 Herstellung ausgedünnter Glasfasern zur effizienten Ankopplung an die Resonatorstrukturen

Die Herstellung der ausgedünnten Glasfasern wird an einem separaten Aufbau durchgeführt. Das Ziel bei der Herstellung ist es, dass die Glasfaser trotz ausgedünntem Bereich eine hohe Transmission aufweist und in diesem Bereich monomodig ist. Ausgangsmaterial ist eine Standardglasfaser (SMF28, Hersteller: Corning Inc.), die im infraroten Spektralbereich durch den Brechungsindexunterschied zwischen Faserkern und -mantel ( $\Delta n = 0,36\%$ ) lediglich die Grundmode führt (englisch: *single mode fiber*) [118]. Von dieser Faser wird zunächst im auszdünnenden Bereich der umgebende polymere Schutzmantel entfernt. Anschließend wird die Faser in eine Anordnung von zwei Lineartischen eingespannt, die mit gleicher Geschwindigkeit gegeneinander verfahren werden können. Die Faser wird an der auszdünnenden Stelle mit einem Gasbrenner (auf Basis von Flüssigbutan) auf circa  $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$  erhitzt und mit den Lineartischen in entgegengesetzter Richtung gezogen.

Während des Ziehvorgangs wird der zeitliche Verlauf der Transmission (bei einer Wellenlänge von  $1310\text{ nm}$ ) durch die Glasfaser mit Hilfe einer Fotodiode auf einem Oszilloskop beobachtet. Wird die Faser im erhitzten Bereich dünner, so wird die optische Mode nicht mehr zwischen Faserkern und -mantel geführt, sondern zwischen Fasermantel und der umgebenden Luft. In diesem Übergangsbereich können auch höhere optische Moden angeregt und geführt werden. Dies kann als Schwebungssignal in der Transmission beobachtet werden [120, 121]. Wird die Faser dünner und erreicht einen Durchmesser, der in der Größenordnung der Lichtwellenlänge liegt, so

wird nur noch die Grundmode im ausgedünnten Bereich geführt. Höhere Moden können nicht mehr angeregt werden und das Transmissionssignal ist zeitlich konstant. Zur Annäherung der Glasfaser an einen WGM-Resonator wird sie in eine Halterung eingespannt.

### 4.1.3 Eigenschaften der verwendeten Diodenlasersysteme

Zur Anregung der Flüstergaleriemoden werden schmalbandige Diodenlaser mit Linienbreiten kleiner als 1 fm verwendet, die ohne Modensprünge durchgestimmt werden können. Der Einsatz dieser Laser ermöglicht es, auf ein (Gitter-)Spektrometer zur Detektion zu verzichten und für diesen Zweck, wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben, Fotodioden einzusetzen. Als Anregungslaser stehen zwei verschiedene Typen zur Verfügung:

- DFB-Laser (englisch: *distributed feedback laser*) basieren auf der verteilten Rückkopplung eines Bragg-Gitters in eine Laserdiode.
- ECD-Laser (englisch: *external cavity diode laser*) basieren auf der Rückkopplung der Emission einer Laserdiode durch die Verwendung einer externen Kavität.

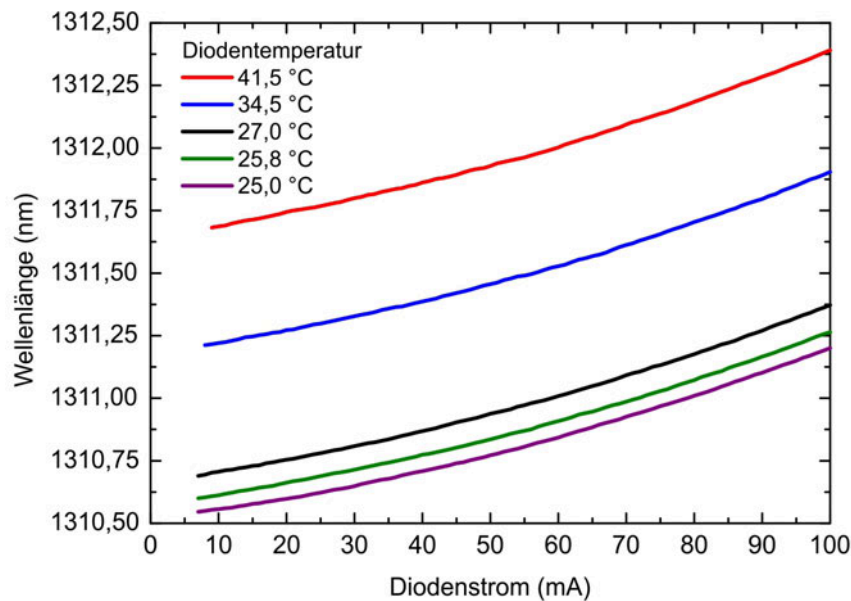
#### DFB-Laser

Ein DFB-Laser besteht aus einer Pumpdiode, deren aktive Schicht derart strukturiert wird, dass diese einen sich periodisch ändernden Brechungsindex aufweist. Dieses Bragg-Gitter erfüllt die Bedingung [122]:

$$\lambda = 2n\Lambda \tag{4.1}$$

Dabei entspricht  $\Lambda$  der Periodizität der Brechungsindexmodulation und  $n$  ist der Brechungsindex des nicht modulierten Mediums. Die zur Laseremission notwendige Rückkopplung geschieht im Gegensatz zu herkömmlichen Laserdioden durch die auf das Bragg-Gitter verteilte Rückkopplung. Somit sind DFB-Laserdioden inhärent schmalbandig und emittieren nur eine Lasermode.

Das Durchstimmen einer DFB-Diode erfolgt über eine Änderung des Brechungsindex und somit einer Änderung der Rückkopplung (siehe Gleichung 4.1) [123, 124]. Der Brechungsindex kann durch Variation der Temperatur der Laserdiode verändert werden. Zur Variation des Brechungsindex auf einer deutlich kürzeren Zeitskala kann der Betriebsstrom der Laserdiode moduliert werden. Durch die dadurch verursachte



**Abbildung 4.4:** Emissionswellenlänge des verwendeten DFB-Lasers in Abhängigkeit von Diodenstrom und Temperatur. Durch Modulation des Diodenstroms kann die Laseremission über einen spektralen Bereich von 650 pm modensprungfrei abgestimmt werden. Durch zusätzliche Variation der Diodentemperatur kann ein spektraler Bereich von 2 nm abgedeckt werden.

Änderung der Ladungsträgerkonzentration wird der Brechungsindex<sup>3</sup> und somit die Emissionswellenlänge der Laserdiode verändert.

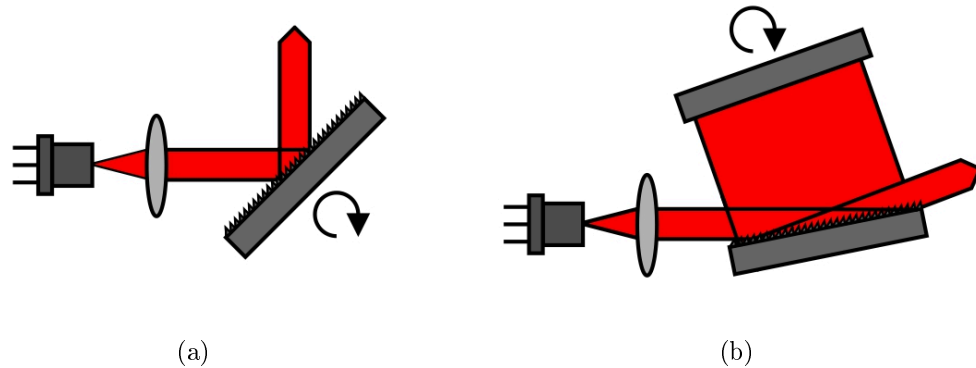
Mit der vorliegenden DFB-Diode (ML725B11F, Hersteller: Mitsubishi Electric) lässt sich durch Variation der Diodentemperatur ein Spektralbereich von 2 nm um die Zentralwellenlänge von 1311,5 nm abdecken (siehe Abbildung 4.4). Durch die Variation des Diodenstroms lässt sich ein Spektralbereich von circa 650 pm (115 GHz) mit einer Wiederholrate von 50 Hz überstreichen. Dabei liegt die Linienbreite bei circa 5 MHz (28 fm). Es können somit Flüstergaleriemoden mit Güten bis zu  $5 \cdot 10^7$  vermessen werden.

### ECD-Laser

Ein Diodenlaser mit externer Kavität besteht aus einer Laserdiode mit einem spektral breiten Verstärkungsbereich und einer externen Kavität, die durch die Rück-

<sup>3</sup>Der Brechungsindex ist über die Plasmaoszillationen direkt mit der Ladungsträgerkonzentration verknüpft [125].





**Abbildung 4.5:** Aufbau eines Diodenlasers mit externer Kavität in (a) Littrow-Konfiguration und (b) Littman-Metcalf-Konfiguration.

kopplung in die Laserdiode die Emissionswellenlänge beeinflusst. Die Kavität besteht aus einem beugenden Element, wie zum Beispiel einem optischen Gitter, und der Rückfacette der Laserdiode. Die Wellenlänge der Emission kann durch Veränderung der Ausrichtung des beugenden Elements zur Laserdiode und durch eine Anpassung der Länge der Kavität geschehen.

In der Praxis sind zwei Anordnungen gebräuchlich: die Littrow-Konfiguration (siehe Abbildung 4.5(a)) [126] und die Littman-Metcalf-Konfiguration (siehe Abbildung 4.5(b)) [127]. In der Littrow-Konfiguration wird das optische Gitter als reflektierendes Element verwendet. Die erste Beugungsordnung wird in die Laserdiode zurückreflektiert, während die nullte Beugungsordnung ausgekoppelt wird. Zur Änderung der Wellenlänge wird das optische Gitter gedreht. Diese Drehung ist jedoch auch mit einer Änderung der Richtung verbunden, unter der die nullte Beugungsordnung ausgekoppelt wird. In der Littman-Metcalf-Konfiguration ist das optische Gitter fest. Die erste Beugungsordnung wird auf einen Spiegel gelenkt, so dass der reflektierte Strahl zurück in die Laserdiode geleitet wird. In diesem Fall bilden der Spiegel und die Rückfacette der Laserdiode den Resonator. Eine Änderung der Emissionswellenlänge wird durch Drehen des Spiegels bewirkt und somit durch Veränderung des Winkels unter dem das reflektierte Licht das optische Gitter trifft. Bei dieser Anordnung erfährt der ausgekoppelte Strahl bei Änderung der Wellenlänge keine Richtungsänderung, jedoch ist die erreichbare Ausgangsleistung deutlich kleiner als bei der Littrow-Konfiguration [128].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ECD-Laser in Littrow-Konfiguration bei einer Zentralwellenlänge von 780 nm und einem modensprungfrei durchstimmbaren Bereich von circa 15 GHz (30 pm) bei einer Linienbreite von weniger als 37 MHz (75 fm) aufgebaut. Details zu diesem System und weitere Details zur Funktionsweise

eines ECD-Lasers finden sich in Anhang B.

Zudem steht ein kommerzieller ECD-Laser (DL100, Hersteller: Toptica) ebenfalls in Littrow-Konfiguration mit einer Zentralwellenlänge von 780 nm und einem modensprungfrei durchstimmbaren Bereich von circa 50 GHz (100 pm) und einer Linienbreite von 100 kHz (0,2 fm) zur Verfügung [129]. Es können damit Flüstergaleriemoden mit Güten bis zu  $4 \cdot 10^9$  vermessen werden.

Zur Abdeckung eines größeren durchstimmbaren Spektralbereichs kann ein ECD-Laser (INTUN TL1300-B, Hersteller: Thorlabs) verwendet werden, der zwischen 1280 und 1390 nm modensprungfrei abstimbar ist. Auch dieser Laser wird in Littrow-Konfiguration betrieben. Die Linienbreite liegt bei circa 200 kHz (1 fm) [130] und der damit maximal messbare Q-Faktor einer Flüstergaleriemode somit bei  $10^9$ .

## 4.2 Nachweis optischer Flüstergaleriemoden

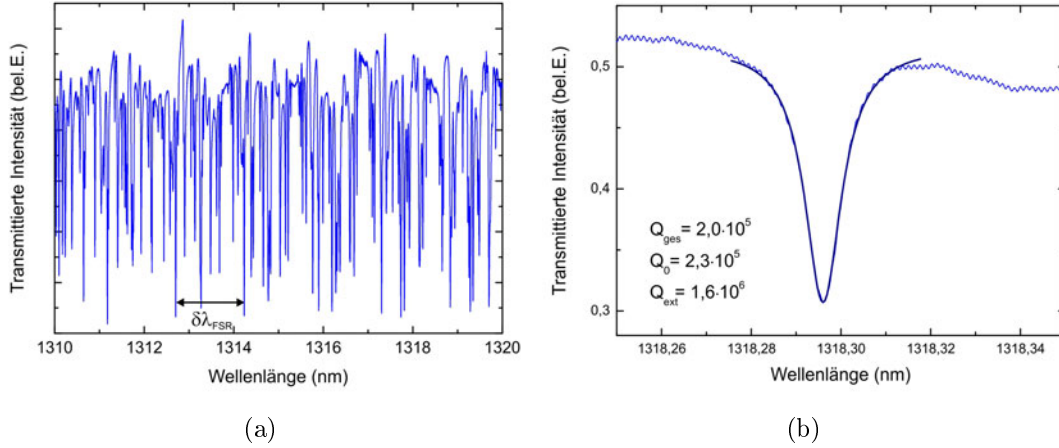
In den nachfolgenden Abschnitten wird der erfolgreiche Nachweis von Flüstergaleriemoden in den hergestellten Strukturen dargestellt und diskutiert. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den polymeren Kavitäten.

### 4.2.1 Toroidale Resonatoren

Mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Messaufbau wurde die Transmission durch eine ausgedünnte Faser aufgezeichnet, die an verschiedene SiO<sub>2</sub>-Resonatoren mit einem Abstand von einigen hundert Nanometer angenähert wurde.

#### Untersuchung von SiO<sub>2</sub>-Scheibenresonatoren

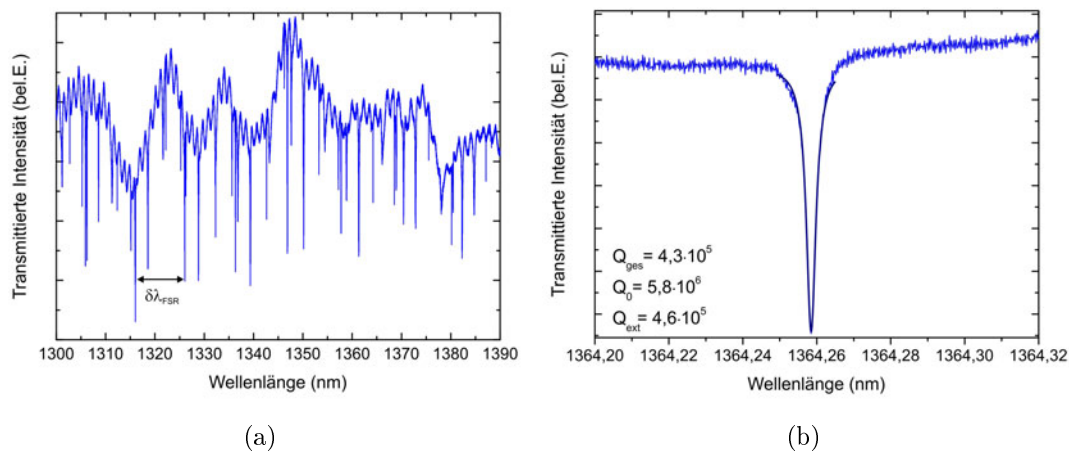
Abbildung 4.6(a) zeigt das sehr komplexe Modenspektrum eines Scheibenresonators aus SiO<sub>2</sub> mit einem Durchmesser von 200 µm. Aufgrund der Größe des Resonators liegen die Flüstergaleriemoden dicht beieinander. Nach Gleichung 2.19 beträgt der freie Spektralbereich im Wellenlängenbereich um 1300 nm  $\delta\lambda_{\text{FSR}} = 1,8$  nm. In guter Übereinstimmung kann aus Abbildung 4.6(a) ein Wert von  $\delta\lambda_{\text{FSR}} = 1,6$  nm entnommen werden, da trotz der spektralen Dichte der Moden, deutlich periodisch wiederkehrende Modenstrukturen zu erkennen sind. Abbildung 4.6(b) zeigt exemplarisch eine einzelne Flüstergaleriemode bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1318,288$  nm. Es wurde gemäß des CMT-Formalismus (siehe Abschnitt 2.4) eine Anpassung von Gleichung 2.38 vorgenommen. Es ergibt sich aus der Linienbreite der Anpassung ein



**Abbildung 4.6:** (a) Modenstruktur eines SiO<sub>2</sub>-Scheibenresonators mit einem Durchmesser von 200 µm. Der freie Spektralbereich beträgt  $\delta\lambda_{FSR} = 1,6$  nm. (b) Eine Anpassung von Gleichung 2.19 (CMT-Formalismus) ergibt einen gesamten Q-Faktor  $Q_{ges} = 2,0 \cdot 10^5$ , der sich aus einem intrinsischen  $Q_0 = 2,3 \cdot 10^5$  und einem externen Anteil  $Q_{ext} = 1,6 \cdot 10^6$  zusammensetzt.

gesamter Q-Faktor von  $Q_{ges} = 2,0 \cdot 10^5$ . Dieser setzt sich aus einer intrinsischen Güte  $Q_0 = 2,3 \cdot 10^5$  und einer externen Güte  $Q_{ext} = 1,6 \cdot 10^6$  zusammen. Da  $Q_{ext} > Q_0$  gilt, wurde die Messung im unterkoppelten Bereich aufgenommen. Der Einfluss der angenäherten Glasfaser ist somit gering und die intrinsischen Verluste dominieren. Im Einklang mit dieser Beobachtung zeigen Aufnahmen dieser Strukturen mit einem optischen Mikroskop eine deutliche Rauigkeit auf einer Mikrometerskala, die in diesem Fall durch die lithografische Strukturierung, mittels des in [93] beschriebenen Laser-Direkt-Schreibens auf Basis ultravioletten Lichts ( $\lambda = 325$  nm), bedingt ist [72].

Durch Verwendung der Elektronenstrahlolithografie und der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Herstellungsmethode kann die Resonatorgüte verbessert werden. Abbildung 4.7(a) zeigt das Modenspektrum eines SiO<sub>2</sub>-Scheibenresonators mit einem Durchmesser von 40 µm, der auf die beschriebene Weise gefertigt wurde. Entsprechend Gleichung 2.19 erhöht sich aufgrund des deutlich verkleinerten Resonatorradius der freie Spektralbereich ( $\delta\lambda_{FSR} = 9,2$  nm) und stimmt gut mit dem in Abbildung 4.7(a) gemessenen Wert  $\delta\lambda_{FSR} = 10,0$  nm überein. Abbildung 4.7(b) zeigt eine Flüstergaleriemode bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1364,258$  nm mit einer Anpassung von Gleichung 2.38. Es ergibt sich ein gesamter Q-Faktor mit einem Wert von  $Q_{ges} = 4,3 \cdot 10^5$ , der sich auf den intrinsischen  $Q_0 = 5,8 \cdot 10^6$  und externen Anteil  $Q_{ext} = 4,6 \cdot 10^5$  zurückführen lässt. Da  $Q_{ext} < Q_0$  gilt, wurde in einem überkoppelten Bereich gemessen. Die gesamte Güte des Resonators wird durch die externe Güte dominiert und liegt in der gleichen Größenordnung wie die Güte der deutlich grö-

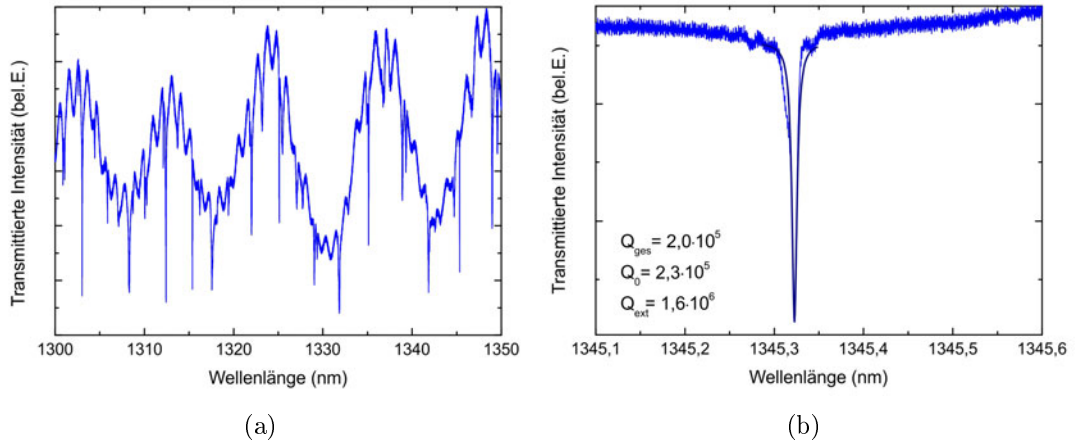


**Abbildung 4.7:** (a) Modenstruktur eines SiO<sub>2</sub>-Scheibenresonators mit einem Durchmesser von 40 µm. Der freie Spektralbereich beträgt  $\delta\lambda_{FSR} = 10,0$  nm. (b) Eine Anpassung von Gleichung 2.19 (CMT-Formalismus) ergibt einen gesamten Q-Faktor  $Q_{ges} = 4,3 \cdot 10^5$ , der sich aus einem intrinsischen  $Q_0 = 5,8 \cdot 10^6$  und einem externen Anteil  $Q_{ext} = 4,6 \cdot 10^5$  zusammensetzt.

ßeren Kavität. Die intrinsische Güte ist jedoch um eine Größenordnung höher. Dies ist auf die Herstellung auf Basis der Elektronenstrahlolithografie zurückzuführen. Der Resonatorrand besitzt eine deutlich kleinere Rauigkeit mit einer Periode von circa 100 nm (vergleiche Abbildung 3.2).

### Untersuchung von toroidalen SiO<sub>2</sub>-Resonatoren

Zur weiteren Verringerung der Rauigkeit des Randes der Kavität kann der in Abschnitt 3.1.4 beschriebene Aufschmelz-Prozess mit Hilfe eines CO<sub>2</sub>-Lasers durchgeführt und die Scheibenresonatoren in die toroidale Geometrie überführt werden. In diesem Fall kann mit dem Rasterelektronenmikroskop auf dem Resonatorrand keine Rauigkeit mehr gemessen werden. Abbildung 4.8(a) zeigt ein Modenspektrum eines solchen Toroidresonators. Exemplarisch wurde an einer Flüstergaleriemode aus diesem Spektrum, bei einer Wellenlänge von 1345,325 nm, eine Anpassung von Gleichung 2.38 durchgeführt. Es ergibt sich ein gesamter Q-Faktor mit einem Wert von  $Q_{ges} = 2,0 \cdot 10^5$ . Die intrinsische Güte beträgt  $Q_0 = 2,3 \cdot 10^5$ , der externe Anteil ist  $Q_{ext} = 1,6 \cdot 10^6$ . Scheibenresonatoren mit einer vergleichbaren Größe hingegen liefern einen um eine Größenordnung kleineren gesamten Q-Faktor von circa  $1,5 \cdot 10^4$ . Die in dieser Arbeit hergestellten toroidalen Resonatoren erreichen nicht die von Armani et al. in [22] beschriebenen Güten von  $10^8$ . Dies ist hauptsächlich darin begründet, dass die dort beschriebenen Resonatoren einen um einen Faktor fünf größeren Durchmesser besitzen. Sie liegen somit nicht in einem Größenbereich in dem bereits



**Abbildung 4.8:** (a) Modenstruktur eines toroidalen Resonators aus  $\text{SiO}_2$  mit einem Durchmesser von  $20 \mu\text{m}$ . (b) Eine Anpassung von Gleichung 2.38 (CMT-Formalismus) ergibt einen gesamten Q-Faktor  $Q_{ges} = 2,0 \cdot 10^5$ , der sich aus einem intrinsischen  $Q_0 = 2,3 \cdot 10^5$  und einem externen Anteil  $Q_{ext} = 1,6 \cdot 10^6$  zusammensetzt.

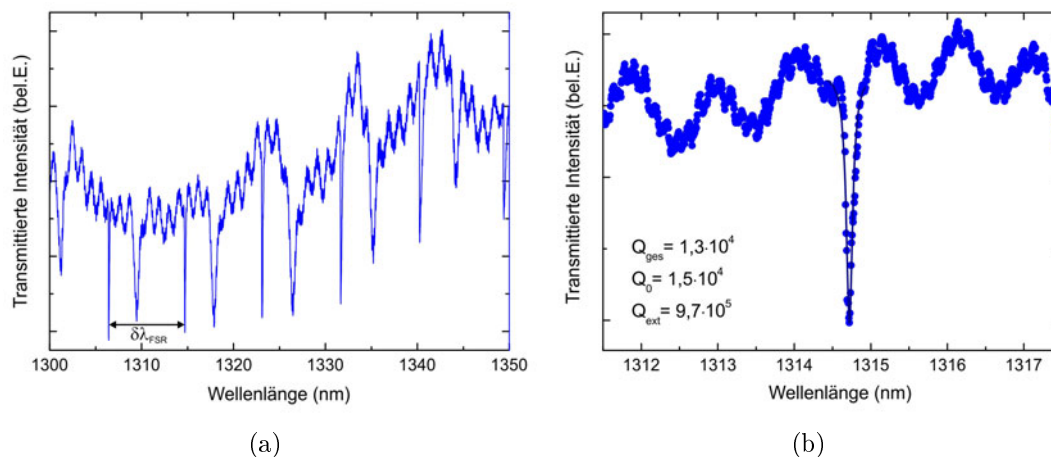
Strahlungsverluste aufgrund der großen Resonatorkrümmung eine Rolle zu spielen beginnen (siehe Abschnitt 2.3.5) [57, 131].

## 4.2.2 Polymere Kelchresonatoren

Im nachfolgenden Abschnitt werden die hergestellten polymeren Resonatorstrukturen (siehe Abschnitt 3.2) mit dem in Abschnitt 4.1 vorgestellten Messaufbau charakterisiert. Neben der Güte der Resonatoren werden auch Kopplungseffekte und Vergleiche mit numerischen Simulationen diskutiert.

### Untersuchung polymerer Scheibenresonatoren

Abbildung 4.9(a) zeigt das Modenspektrum eines Scheibenresonators aus PMMA mit einem Durchmesser von  $47 \mu\text{m}$ . Die Modenstruktur ist periodisch und weist einen freien Spektralbereich von  $\delta\lambda_{\text{FSR}} = 8,3 \text{ nm}$  auf. Dieser Wert stimmt mit dem nach Gleichung 2.19 erwarteten freien Spektralbereich von  $\delta\lambda_{\text{FSR}} = 7,3 \text{ nm}$  gut überein. Eine Anpassung von Gleichung 2.38 an eine optische Mode bei einer Wellenlänge von  $1306,4 \text{ nm}$  ist in Abbildung 4.9(b) dargestellt. Der gesamte Q-Faktor weist einen Wert von  $Q_{ges} = 1,3 \cdot 10^4$  auf. Dieser setzt sich gemäß Gleichung 2.21 aus einer intrinsischen Güte  $Q_0 = 1,5 \cdot 10^4$  und einem externen Anteil  $Q_{ext} = 9,7 \cdot 10^5$  zusammen. Die Messung des Spektrums wurde im unterkoppelten Bereich durchgeführt, da  $Q_{ext} > Q_0$  gilt. Somit wird der gesamte Q-Faktor nicht von der angenäherten



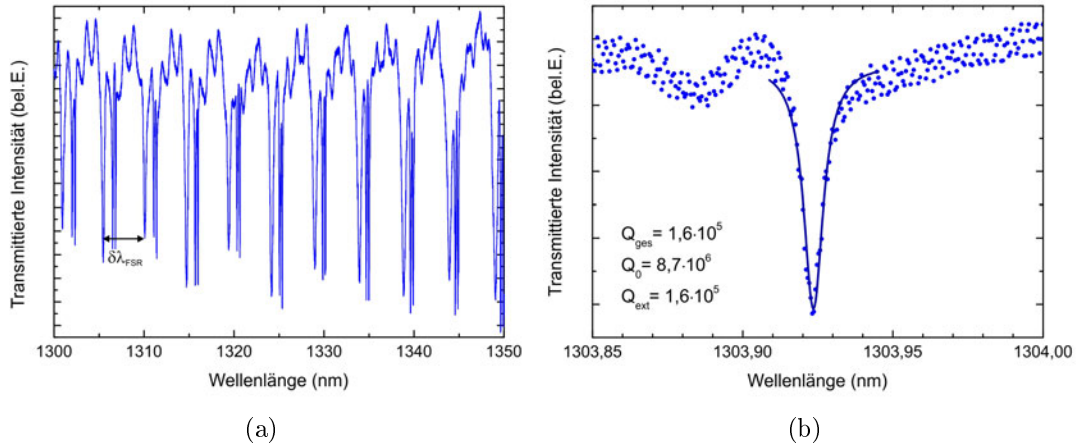
**Abbildung 4.9:** (a) Modenstruktur eines Scheibenresonators aus PMMA mit einem Durchmesser von  $47\ \mu\text{m}$  mit einem freien Spektralbereich von  $\delta\lambda_{\text{FSR}} = 8,3\ \text{nm}$ . (b) Eine Anpassung von Gleichung 2.38 (CMT-Formalismus) ergibt einen gesamten Q-Faktor  $Q_{\text{ges}} = 1,3 \cdot 10^4$ . Dieser setzt sich aus einem intrinsischen  $Q_0 = 1,5 \cdot 10^4$  und einem externen Anteil  $Q_{\text{ext}} = 9,7 \cdot 10^5$  zusammen.

ausgedünnten Glasfaser beeinflusst. Der Q-Faktor dieser Scheibenresonatoren wird durch die Streuung an Oberflächendefekten limitiert, die durch die lithografische Strukturierung bedingt ist (vergleiche Abschnitt 3.2.4).

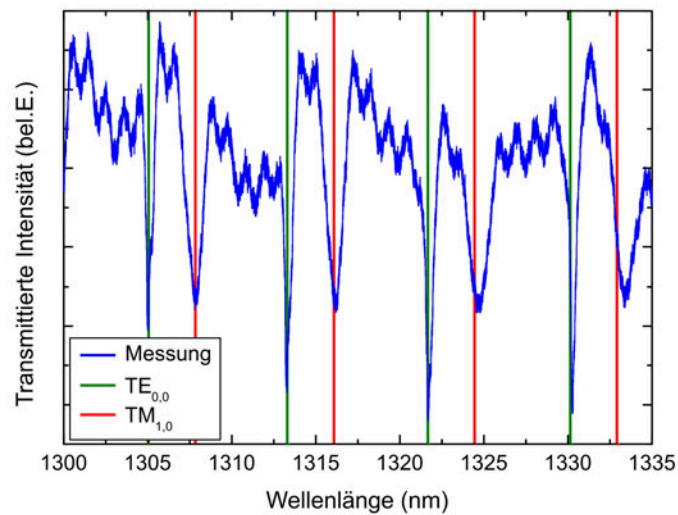
Zur Verbesserung der Resonatorgüte wurden Scheibenresonatoren mit einem Durchmesser von  $100\ \mu\text{m}$  hergestellt. Abbildung 4.10(a) zeigt die periodische Modenstruktur. Der freie Spektralbereich beträgt  $\delta\lambda_{\text{FSR}} = 4,6\ \text{nm}$ . Eine Anpassung mit Hilfe des CMT-Formalismus von Gleichung 2.38 liefert eine intrinsische Güte  $Q_0 = 8,7 \cdot 10^6$  und einen externen Q-Faktor  $Q_{\text{ext}} = 1,6 \cdot 10^5$ , die sich nach Gleichung 2.21 zu einer gesamten Güte mit einem Wert von  $Q_{\text{ges}} = 1,6 \cdot 10^5$  addieren. Die gesamte Resonatorgüte ist um eine Größenordnung höher als bisher von anderen Gruppen publizierte Werte polymerer Scheibenresonatoren [132].

Die beobachteten hohen Güten lassen sich auf die Form des Querschnitts der Scheibenresonatoren zurückführen. Aufgrund des keilförmigen Unterschnitts, der bei der lithografischen Herstellung durch den Proximity-Effekt hervorgerufen wird (siehe Abbildung 3.13(a)), werden die Flüstergaleriemoden vom Resonatorrand isoliert. Die Verluste durch Oberflächenstreuung werden somit verringert [24, 133].

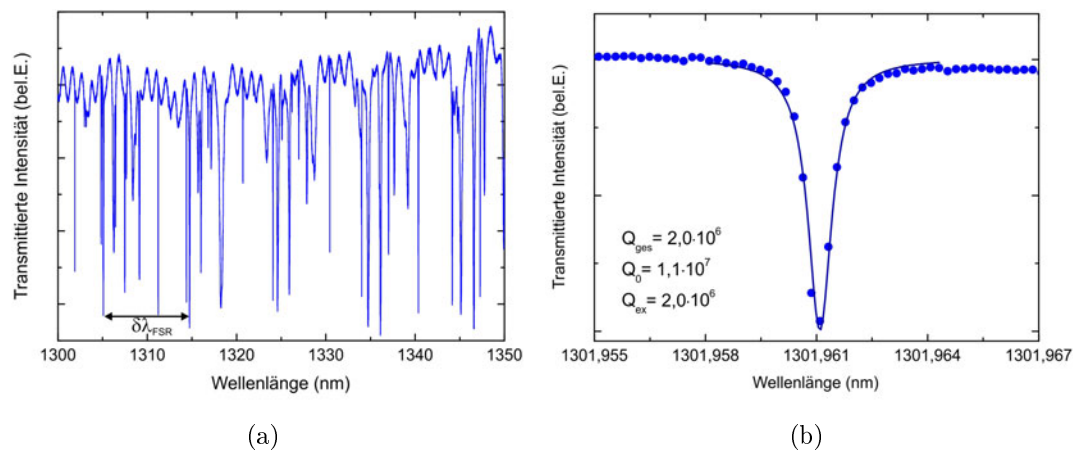
Zur Analyse der komplexen Modenstruktur werden die Ergebnisse von Finite-Elemente-Simulationen [134] mit dem gemessenen Modenspektrum eines Scheibenresonators (siehe Abbildung 4.9) verglichen. Im Spektrum (siehe Abbildung 4.11) sind die Resonanzwellenlängen der  $\text{TE}_{0,0}^{\text{m}}$ -Grundmoden und  $\text{TM}_{1,0}^{\text{m}}$ -Moden dargestellt, die



**Abbildung 4.10:** (a) Modenstruktur eines Scheibenresonators aus PMMA mit einem Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$  mit einem freien Spektralbereich von  $\delta\lambda_{\text{FSR}} = 4,6 \text{ nm}$ . (b) Eine Anpassung von Gleichung 2.38 (CMT-Formalismus) ergibt einen gesamten Q-Faktor  $Q_{\text{ges}} = 1,6 \cdot 10^5$ . Dieser setzt sich aus einem intrinsischen  $Q_0 = 8,7 \cdot 10^6$  und einem externen Anteil  $Q_{\text{ext}} = 1,6 \cdot 10^5$  zusammen.



**Abbildung 4.11:** Vergleich eines Modenspektrums eines PMMA-Scheibenresonators mit einem Durchmesser von  $50 \mu\text{m}$  mit dem Ergebnis von Simulationen auf Basis finiter Elemente (nach [134]).



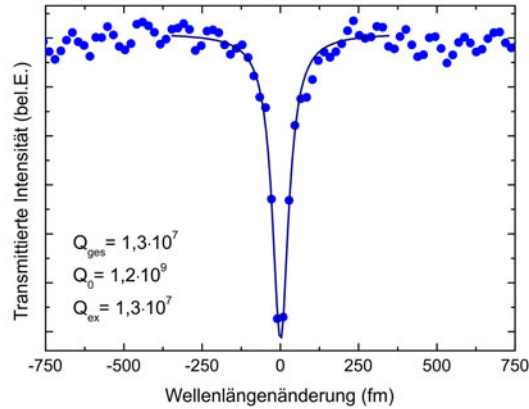
**Abbildung 4.12:** (a) Modenstruktur eines Kelchresonators aus PMMA mit einem maximalen Durchmesser von  $40 \mu\text{m}$  mit einem freien Spektralbereich von  $\delta\lambda_{FSR} = 9,3 \text{ nm}$ . (b) Eine Anpassung von Gleichung 2.38 (CMT-Formalismus) ergibt einen gesamten Q-Faktor  $Q_{ges} = 2,0 \cdot 10^6$ , der sich aus einem intrinsischen  $Q_0 = 1,1 \cdot 10^7$  und einem externen Anteil  $Q_{ext} = 2,0 \cdot 10^6$  zusammensetzt.

sich in guter Übereinstimmung mit den gemessenen spektralen Positionen der Flüstergaleriemoden befinden. Die dargestellten transversal magnetischen Moden besitzen eine geringere Güte als die transversal elektrischen Moden, da der Überlapp der TM-Moden mit der Oberfläche größer ist und somit eine erhöhte Oberflächenstreuung vorliegt.

## Untersuchung von Kelchresonatoren

Die Oberflächenbeschaffenheit der polymeren Resonatorstrukturen kann, wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, durch Erhitzen auf Temperaturen oberhalb der Glasübergangstemperatur des Polymers verbessert werden. Abbildung 4.12(a) zeigt das Transmissionspektrum durch eine an einen Kelchresonator angenäherte, ausgedünnte Glasfaser im Wellenlängenbereich um  $1300 \text{ nm}$ . Der gemessene freie Spektralbereich beträgt  $\delta\lambda_{FSR} = 9,3 \text{ nm}$ . Die gesamte Güte wurde mit Hilfe einer Anpassung von Gleichung 2.38 an eine Flüstergaleriemode bei einer Wellenlänge von  $1301,96 \text{ nm}$  in Abbildung 4.12(b) bestimmt und erreicht einen Wert von  $Q_{ges} = 2,0 \cdot 10^6$ . Sie setzt sich aus einem externen Anteil  $Q_{ext} = 2,0 \cdot 10^6$  und einem intrinsischen Anteil  $Q_0 = 1,1 \cdot 10^7$  zusammen. Die Güte der Kelchresonatoren ist um zwei Größenordnungen höher als die Q-Faktoren von polymeren Scheibenresonatoren vergleichbarer Größe und liegt in derselben Größenordnung wie die Güte von abgeformten toroidalen Polymerresonatoren von Martin et al. [135, 22].





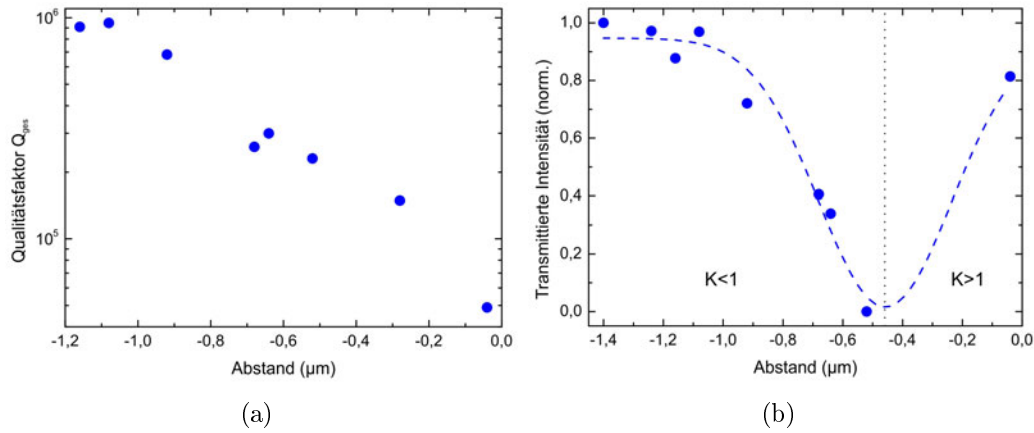
**Abbildung 4.13:** Güte eines polymeren Kelchresonators mit einem Durchmesser von  $40\ \mu\text{m}$  im sichtbaren Spektralbereich bei einer Wellenlänge von  $780\ \text{nm}$ . Eine Anpassung von Gleichung 2.38 (CMT-Formalismus) ergibt einen gesamten Q-Faktor  $Q_{ges} = 1,3 \cdot 10^7$ , der sich aus einem intrinsischen  $Q_0 = 1,2 \cdot 10^9$  und einem externen Anteil  $Q_{ext} = 1,3 \cdot 10^7$  zusammensetzt. Die Anpassung besitzt eine Linienbreite von  $62\ \text{fm}$ .

Eine weitere Verbesserung der Güte kann durch Messungen im sichtbaren Spektralbereich erreicht werden, da dort die Absorptionsverluste in PMMA (vergleiche Abschnitt 2.3.5) geringer sind. In Abbildung 4.13 ist die Anpassung von 2.38 im Rahmen des CMT-Formalismus an eine Flüstergaleriemode im sichtbaren Spektralbereich, bei einer Wellenlänge von  $780\ \text{nm}$ , gezeigt. Es ergibt sich ein gesamter Q-Faktor mit einem Wert von  $Q_{ges} = 1,3 \cdot 10^7$ . Dieser setzt sich aus einem intrinsischen Anteil  $Q_0 = 1,2 \cdot 10^9$  und einer externen Güte  $Q_{ext} = 1,3 \cdot 10^7$  zusammen. Obwohl der gemessene Q-Faktor  $Q_{ges}$  bereits durch die Kopplung an den Wellenleiter beeinflusst wird ( $Q_{ext} < Q_0$ ), liegt sie um zwei Größenordnungen höher, als die Güten der von Armani et al. [65] publizierten Polymerresonatoren. Der intrinsische Q-Faktor von  $Q_0 = 1,2 \cdot 10^9$  zeigt eindrucksvoll die Verringerung der Oberflächenrauigkeit beim Aufschmelzen der PMMA-Scheibenresonatoren und rechtfertigt die in Abschnitt 3.2.4 getroffenen Annahmen.

Die Finesse dieses Resonators hat somit bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 780\ \text{nm}$  nach Gleichung 2.3.4 einen Wert von  $\mathcal{F} = 0,6 \cdot 10^5$ . Sie liegt somit eine Größenordnung unter dem erreichbaren Wert der besten Fabry-Pérot-Resonatoren [59].

### Abhängigkeit der Resonatorgüte von der Kopplungsstärke

Im Rahmen des in Abschnitt 2.4 diskutierten CMT-Formalismus wird die Bedeutung der Ankopplung des Wellenleiters an den WGM-Resonator dargelegt und diskutiert. Die Transmission bei der Resonanzwellenlänge nimmt mit abnehmendem Resona-



**Abbildung 4.14:** (a) Abnahme der gesamten Resonatorgüte  $Q_{ges}$  bei Annäherung des Wellenleiters an einen polymeren Kelchresonator mit einem Durchmesser von  $40\ \mu\text{m}$ . Mit abnehmendem Wellenleiterabstand bleibt die intrinsische Güte konstant, die externe Güte nimmt jedoch ab. (b) Im unterkoppelten Bereich ( $K < 1$ ) nimmt die Transmission bei der Resonanzwellenlänge durch den Wellenleiter mit geringer werdendem Abstand zum Resonator ab. Im überkoppelten Bereich ( $K > 1$ ) wird sie mit weiter abnehmendem Wellenleiter-Resonator-Abstand größer. Die vertikale Linie markiert die Position der kritischen Kopplung ( $K=1$ ). Die Kurve (gestrichelte Linien) gibt qualitativ den Verlauf der Transmission bei der Resonanzwellenlänge wieder.

tor-Wellenleiter-Abstand im unterkoppelten Bereich zunächst ab. Die intrinsische Güte  $Q_0$  dominiert und der Einfluss des externen Q-Faktors  $Q_{ext}$  ist gering. Letzterer nimmt bis in den Bereich der kritischen Kopplung ab ( $Q_0 = Q_{ext}$ ), wird bei weiterer Annäherung kleiner als die intrinsische Güte und stellt den dominanten Einfluss im überkoppelten Regime dar. Die Transmission bei der Resonanzwellenlänge steigt, wie in Abschnitt 2.4 erläutert, wieder an. Diese Erwartung wird durch die Messung der Transmission durch eine ausgedünnte Glasfaser bestätigt, die an einen Kelchresonator angehängt wird (siehe Abbildung 4.14(b)).

Im Einklang mit dieser Beobachtung lässt sich feststellen, dass die gesamte Güte eines Resonators mit abnehmendem Resonator-Wellenleiter-Abstand kontinuierlich abnimmt. Abbildung 4.14(a) zeigt die gesamte Güte in Abhängigkeit dieses Abstands. Die intrinsische Güte bleibt nach Untersuchung der Transmissionsspektren mit Hilfe des CMT-Formalismus unabhängig vom Abstand nahezu konstant. Die externe Güte dagegen nimmt mit abnehmendem Abstand hingegen deutlich ab und es resultiert ein Rückgang der gesamten Güte des Resonators um mehr als eine Größenordnung.

### 4.2.3 Untersuchung des Einflusses der Temperatur auf das Modenspektrum

WGM-Resonatoren hoher Güte zeigen bereits bei mittleren Eingangsleistungen im Bereich einiger zehn  $\mu\text{W}$ , aufgrund der niedrigen Wärmeleitfähigkeit von  $\text{SiO}_2$  bzw. PMMA und dem kleinen Modenvolumen, thermische Effekte. Durch Absorption im Resonatormaterial steigt die Temperatur der Kavität. Dies bewirkt eine Änderung des Brechungsindex aufgrund des thermooptischen Koeffizienten ( $dn/dT$ ) und eine Größenänderung des Resonators aufgrund der thermischen Ausdehnung  $\alpha$  [136]. Bei einem toroidalen  $\text{SiO}_2$ -Resonator beispielsweise kann sich, bei einer Eingangsleistung von 1 mW und einem Q-Faktor im Bereich  $10^8$ , eine in der Kavität zirkulierende Leistung von 100 W aufbauen [137]. Für die temperaturabhängige Resonanzwellenlänge einer Flüstergaleriemode gilt mit Gleichung 2.2 [136]:

$$\lambda(\Delta T) = \frac{2\pi R}{m} \cdot \left( n + \frac{dn}{dT} \Delta T \right) \cdot (1 + \alpha \Delta T) \quad (4.2)$$

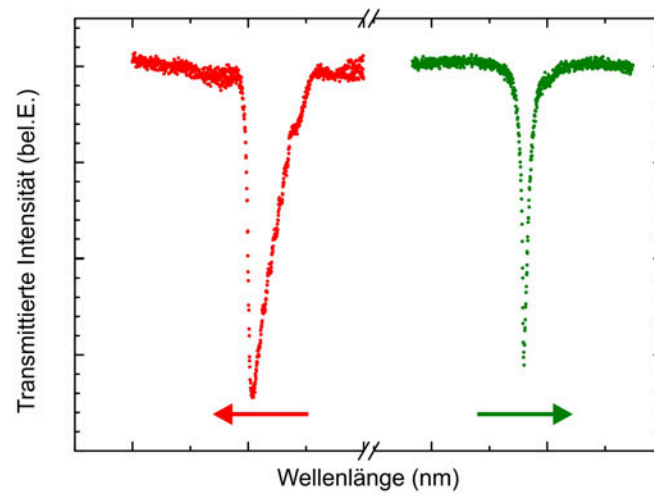
Diese Gleichung lässt sich mit der Resonanzwellenlänge  $\lambda_0$  (für  $\mathcal{O}((\Delta T)^2) = 0$ ) vereinfachen:

$$\lambda(\Delta T) \approx \lambda_0 \left( 1 + \left( \alpha + \frac{dn}{dT}/n \right) \Delta T \right) \quad (4.3)$$

#### Inverse thermische Verbreiterung

WGM-Resonatoren zeigen im Allgemeinen eine thermische Verbreiterung der Resonanzen aufgrund einer Temperaturänderung durch die Absorption des Resonatormaterials. Der thermooptische Koeffizient besitzt für  $\text{SiO}_2$  ein positives [138], für PMMA ein negatives Vorzeichen [139, 140]. In beiden Materialsystemen kann eine thermische Verbreiterung beobachtet werden: für  $\text{SiO}_2$ -Toroidresonatoren beispielsweise von Kippenberg in [141] beschrieben. Im Folgenden wird die sogenannte inverse thermische Verbreiterung im Fall der PMMA-Resonatoren diskutiert.

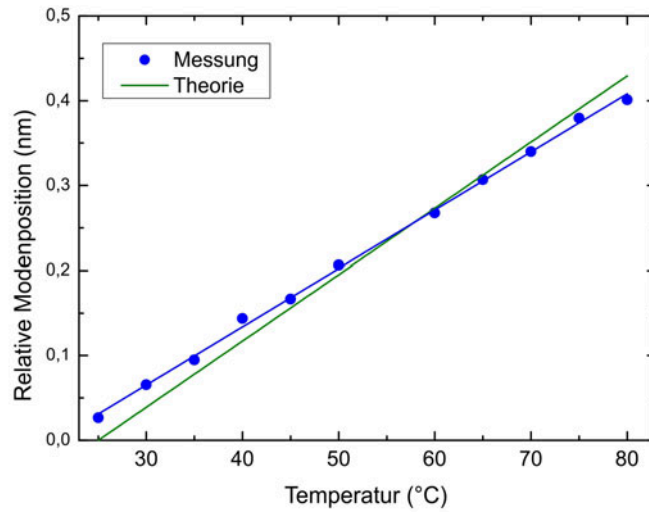
Eine inverse thermische Verbreiterung (siehe Abbildung 4.15) tritt bei polymeren Resonatoren in Abhängigkeit der Richtung auf, in der die Laserwellenlänge verstimmt wird. Wird die Laserwellenlänge zur Messung einer Flüstergaleriemode linear mit der Zeit erniedrigt, steigt die sich im Resonator aufbauende Leistung mit Erreichen der Resonanzwellenlänge an. Die Temperaturänderung, die durch diese Leistung induziert wird, reicht aus um die Resonanzwellenlänge aufgrund des negativen thermooptischen Koeffizienten und Gleichung 4.3 zu kleineren Wellenlängen zu verschieben. Diese Verschiebung geschieht zusammen mit der kleiner werdenden Laserwellenlänge. Wird diese kleiner als die sich verschobene Resonanzwellenlänge,



**Abbildung 4.15:** Die inverse thermische Verbreiterung führt zu einer Asymmetrie der Form der Resonanz in Abhängigkeit der Richtung, in der der Anregungslaser verstimmt wird (Pfeile). Wird die Laserwellenlänge verkleinert, beginnend bei einer Wellenlänge, die größer als die Resonanzwellenlänge ist, so verschiebt sich die Resonanz mit der kleiner werdenden Laserwellenlänge (links) und die Form der Resonanzkurve wird dreieckig. Wird die Laserwellenlänge in umgekehrter Richtung geändert, so verschiebt sich die Resonanzfrequenz dazu entgegengesetzt (rechts) und die Linienbreite verringert sich auf 6 pm im Gegensatz zu 30 pm im thermisch verbreiterten Fall.

so springt die Transmission wieder auf 100% zurück. Die Resonanz, die normalerweise die Form einer Lorentz-Kurve besitzt, verbreitert sich zu einer dreieckigen Form (siehe Abbildung 4.15).

Steigt die Laserwellenlänge hingegen mit der Zeit an, so verschiebt sich die Resonanzwellenlänge aufgrund des negativen thermooptischen Koeffizienten zu kleineren Wellenlängen, während die Laserwellenlänge weiter ansteigt. Somit verringert sich die Breite der Resonanz deutlich. Bei der in Abbildung 4.15 gezeigten Messung bei einer Wellenlänge von 1280 nm ist die Breite der gezeigten Resonanz um einen Faktor fünf kleiner als im verbreiterten Fall. Bei der Messung von Resonatorgüten muss dieser Effekt unbedingt berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wurden zur Vermeidung der Verbreiterung der Resonanzkurven, die in dieser Arbeit gezeigten Messungen, in der Regel bei Anregungsleistungen unter 1  $\mu$ W ausgeführt.



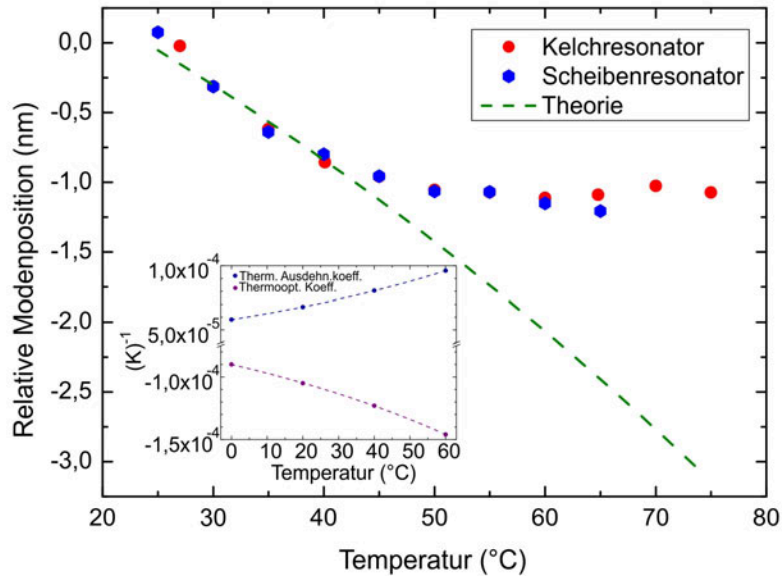
**Abbildung 4.16:** Spektrale Position einer Flüstergaleriemode eines  $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonators in Abhängigkeit der Temperatur. Die Anpassung an die Messpunkte zeigt in guter Näherung den nach Gleichung 4.3 erwarteten linearen Zusammenhang zwischen Modenposition und Temperatur.

### Temperaturabhängige Verschiebung der Resonanzen

Nachfolgend wird die Resonanzwellenlänge der WGM-Resonatoren, in Abhängigkeit der Temperatur, bei niedrigen Anregungsleistungen untersucht. Abbildung 4.16 zeigt die Modenposition einer Flüstergaleriemode eines  $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonators mit einem Durchmesser von  $200\ \mu\text{m}$  in Abhängigkeit der Temperatur in einem Bereich von 25 bis  $80\ \text{°C}$ .

Zur Verschiebung der Resonanzwellenlänge tragen wie in Gleichung 4.2 beschrieben zwei Effekte zur Änderung der spektralen Position der Flüstergaleriemoden bei: die Änderung des Brechungsindex und die Größenänderung der Kavität aufgrund der thermischen Ausdehnung. Der thermooptische Koeffizient  $dn/dT = 11,9 \cdot 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$  und der thermische Expansionskoeffizient  $\alpha = 0,55 \cdot 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$  besitzen ein positives Vorzeichen [142]. Die Modenverschiebung erfolgt somit aufgrund beider Einflüsse hin zu größerer Wellenlänge. Die in Abbildung 4.2 dargestellte Messung folgt der linearen Anpassung und in guter Übereinstimmung mit der, mit Hilfe von Gleichung 4.3 berechneten, theoretischen Erwartung.

Im Gegensatz zu  $\text{SiO}_2$  besitzt PMMA einen negativen thermooptischen Koeffizienten  $dn/dT$  und einen thermischen Expansionskoeffizienten  $\alpha$  mit positivem Vorzeichen [139, 140]. Zur Analyse des temperaturabhängigen Verhaltens der Resonanzwellenlängen wurden die von Waxler et al. gefundenen Werte  $dn/dT$  und  $\alpha$  benutzt [143],



**Abbildung 4.17:** Spektrale Position einer Flüstergaleriemode eines Scheiben- und eines Kelchresonators in Abhängigkeit der Temperatur. Die gestrichelte Linie gibt die theoretische Erwartung für die spektrale Modenverschiebung nach Gleichung 4.3 wieder. In der eingebetteten Grafik ist der thermische Ausdehnungskoeffizient und der thermooptische Koeffizient für PMMA dargestellt [143].

die ihrerseits eine geringe Temperaturabhängigkeit zeigen. Eine Auftragung ist in Abbildung 4.17 eingebettet.

Abbildung 4.17 zeigt die mit Gleichung 4.2 berechnete Erwartung für die Modenverschiebung der PMMA-Resonatoren. Es ergibt sich ein näherungsweise linearer Zusammenhang mit negativem Vorzeichen im Gegensatz zu der Erwartung bei den SiO<sub>2</sub>-Resonatoren. Die PMMA-Resonatoren folgen dem erwarteten Zusammenhang bis etwa 40 °C in Übereinstimmung mit den Messungen von Choi et al. [142]. Oberhalb dieser Temperatur weichen die Messpunkte ab und die Verschiebung der Resonanzwellenlänge wird nahezu unabhängig von der Temperatur. In Abbildung 4.17 ist die Modenverschiebung eines polymeren Scheibenresonators mit einem Durchmesser von 100 μm und eines Kelchresonators mit einem Durchmesser von 40 μm aufgetragen. Die spektralen Verschiebungen verlaufen für beide Resonatoren mit kleinen Abweichungen deckungsgleich. Diese Beobachtung legt nahe, dass sich die Scheibenresonatoren mit steigender Temperatur nicht nur aufgrund des thermischen Expansionskoeffizienten ausdehnen, sondern sich bereits der Form der Kelchresonatoren annähern und ähnlich, wie die Kelchresonatoren mit steigender Temperatur, an Durchmesser verlieren.

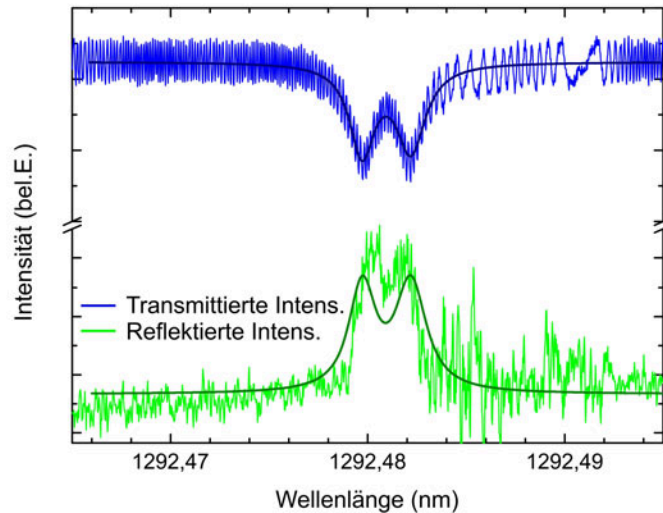
Ein möglicher Ansatz zur Erklärung dieses Effekts liegt in der Verspannung der Strukturen, die in der Polymerschicht der Kelch- und Scheibenresonatoren vorhanden ist. Sie entsteht beim Ausheizen des Substrats nach dem Aufschleudern der PMMA-Schicht. Aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Silizium und PMMA bildet sich eine biaxiale Zugspannung in der PMMA-Schicht durch das Verdampfen des Lösungsmittels [108] (vergleiche Abschnitt 3.2.1). Diese Spannung führt im weiteren Verlauf der Prozessierung der Resonatoren zur Ausbildung der Kelchform und zum Relaxieren der Spannung beim Aufheizen über die Glasübergangstemperatur des Polymers. Beim Abkühlen verspannt sich das Material aus den genannten Gründen allerdings wieder. Sowohl die Scheiben, als auch die Kelchresonatoren sind inhärent verspannt.

Als Folge der biaxialen Spannung beim Ausheizen nach dem Aufschleudern der Lackschicht, lagern sich die PMMA-Molekülketten mit einer Vorzugsrichtung an, so dass es zu einer spannungsabhängigen Doppelbrechung in der PMMA-Schicht kommen kann [144]. Diese spannungsinduzierte Doppelbrechung wurde im Materialsystem PMMA im Volumenmaterial und in Schichten untersucht [145, 146] und kann sich um Größenordnungen voneinander unterscheiden [147]. Somit bietet die sich mit steigender Temperatur der Resonatoren ändernde Verspannung, zusammen mit der spannungsabhängigen Anisotropie der optischen Eigenschaften von PMMA, eine mögliche Erklärung für den in Abbildung 4.17 beobachteten Effekt.

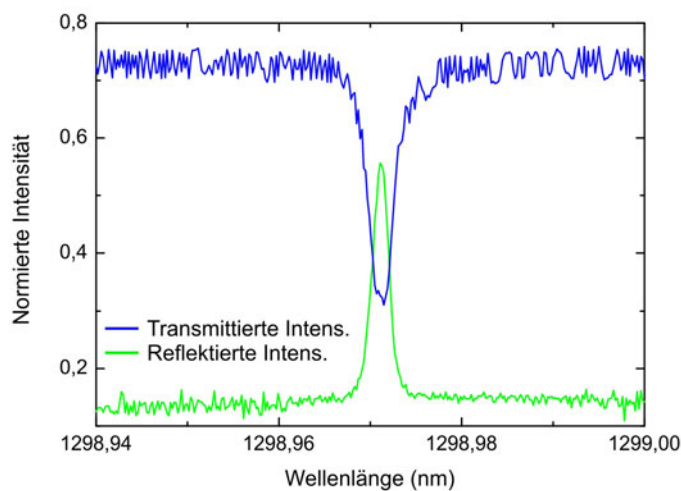
Die Beobachtung dieses Effekts legt die Verwendung der polymeren Resonatoren im Bereich der Sensorik nahe. Oberhalb einer Temperatur von circa 45 °C wird die spektrale Position der Flüstergaleriemoden nahezu unabhängig von der Temperatur. Thermische Effekte können so bei einer Messung eliminiert werden. Weitere Details zur Anwendung der WGM-Resonatoren finden sich in Kapitel 5.

#### 4.2.4 Nachweis von Modenkopplung

Bedingt durch ihre hohe intrinsische Güte zeigt sich bei den in dieser Arbeit vorgestellten polymeren WGM-Resonatoren die in Abschnitt 2.5 diskutierte Modenkopplung. Die natürliche, zweifache Entartung aufgrund der Umlaufrichtung einer Flüstergaleriemode kann aufgehoben werden und eine starke Kopplung zwischen den Moden mit entgegengesetztem Umlaufsinn (*cw* und *ccw*) wird erwartet. In diesem Bereich spaltet die beobachtete Resonanzkurve in ein Dublett auf, dessen Aufspaltung durch die Lebensdauer  $\gamma$  bestimmt wird. Diese Aufspaltung ist exemplarisch in Abbildung 4.18 für den infraroten Spektralbereich dargestellt. Der in diesem Fall verwendete polymere Kelchresonator weist eine intrinsische Güte mit einem Wert von  $Q_0 = 1 \cdot 10^7$  (vergleiche Abschnitt 4.2.2) und einen Durchmesser von 40  $\mu\text{m}$  auf. Mit Hilfe von Gleichung 2.39 kann die Linienform angepasst werden. Die Linienbrei-

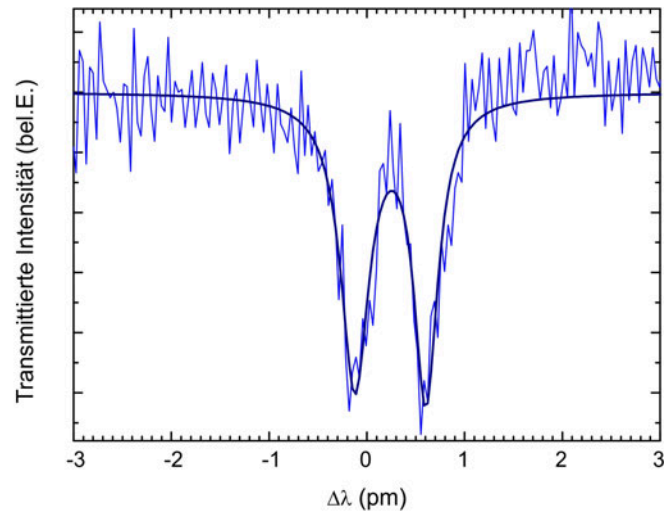


**Abbildung 4.18:** Transmissions- und Reflexionsspektrum durch eine an einen Kelchresonator angenäherte, ausgedünnte Glasfaser. Die Kavität besitzt einem Durchmesser von  $40\ \mu\text{m}$  und eine intrinsische Güte von  $Q_0 = 1 \cdot 10^7$  im infraroten Spektralbereich. Der abgeleiteten Parameter der Modenkopplung hat einen Wert von  $\Gamma = 1,7$ .



**Abbildung 4.19:** Transmissions- und Reflexionsspektrum durch eine an einen Kelchresonator angenäherte, ausgedünnte Glasfaser. Die Kavität besitzt einem Durchmesser von  $40\ \mu\text{m}$  und eine intrinsische Güte von  $Q_0 = 1 \cdot 10^7$ . Mehr als 55% der eingestrahlichten Intensität bei der Resonanzwellenlänge werden reflektiert.





**Abbildung 4.20:** Transmission durch eine an einen Kelchresonator angenäherte ausgedünnte Glasfaser bei einer Zentralwellenlänge von 780 nm. Aufgrund der Modenkopplung spaltet die Resonanzkurve auf. Die Kavität besitzt einen Durchmesser von  $40\ \mu\text{m}$  und eine intrinsische Güte von  $Q_0 = 1 \cdot 10^9$  im sichtbaren Spektralbereich. Der abgeleiteten Parameter der Modenkopplung hat einen Wert von  $\Gamma = 2,4$ .

te der gezeigten Moden beträgt  $\Delta\lambda = 1,5\ \text{pm}$  und deren Aufspaltung  $2,5\ \text{pm}$ . Der Kopplungsparameter  $\Gamma$  (siehe Gleichung 2.44) nimmt somit einen Wert von  $\Gamma = 1,7$  an.

Zur Verifikation, dass es sich bei der gezeigten Aufspaltung tatsächlich um Modenkopplung handelt und nicht um ein zufälliges Auftreten zweier spektral benachbarter Flüstergaleriemoden mit unterschiedlichen Quantenzahlen, wird zusätzlich zur Transmission durch die ausgedünnte Faser, auch die in entgegengesetzter Richtung laufende Reflexion detektiert (siehe Abbildung 4.18). Zu diesem Zweck wird der in Abbildung 4.1 gezeigte Messaufbau mit der gestrichelt eingezeichneten Option, anstelle der Wellenlängenreferenz und einem 2x2-Koppler mit einem Teilungsverhältnis von  $1 : 1$ , verwendet. Die Reflexionen treten nur dann auf, wenn die ursprüngliche Entartung der Flüstergaleriemoden aufgehoben wird und sich die in Abschnitt 2.5 beschriebenen stehenden Wellen ausbilden. Diese können entgegen der Propagationsrichtung der anregenden Welle in den Wellenleiter auskoppeln und zum Reflexionssignal beitragen. An das in Abbildung 4.18 dargestellten Reflexionssignal wurde mit Hilfe von Gleichung 2.39 eine Anpassung vorgenommen.

Auch wenn sich die Aufhebung der Entartung nicht direkt, wie in Abbildung 4.19 gezeigt, beobachten lässt, so kann doch davon ausgegangen werden, dass aufgrund des messbaren Reflexionssignals eine Aufhebung der Entartung der ursprünglichen

Moden vorliegt [78]. Die Aufspaltung der Moden liegt in diesem Fall im Bereich der Linienbreite der ursprünglichen Moden. Mehr als 55% der eingestrahlten Intensität werden reflektiert. Von Kippenberg et al. wurde gezeigt, dass sich die maximal reflektierte Intensität mit zunehmender Kopplung ( $\Gamma \gg 1$ ) einem Wert von 100% annähert [141].

Die Modenkopplung kann nicht nur im infraroten Spektralbereich gezeigt werden, sondern auch durch die hohen gemessenen Güten im sichtbaren Spektralbereich. Abbildung 4.20 zeigt ein Modendublett aufgrund der Aufhebung der Entartung bei einer Wellenlänge von 780 nm mit einer Linienbreite der Moden von 300 fm und einem Abstand von 730 fm. Der Kopplungsparameter hat somit einen Wert von  $\Gamma = 2,4$  und liegt um eine Größenordnung unter dem von Kippenberg et al. an SiO<sub>2</sub>-Kugelresonatoren gemessenen maximalen Wert von  $\Gamma = 30$  [73].

### 4.3 Fazit

Zur Charakterisierung der hergestellten Resonatorstrukturen auf Basis von Siliziumdioxid (SiO<sub>2</sub>) und Polymethylmethacrylat (PMMA) wurde ein faseroptischer Messaufbau konzipiert. Ausgedünnte Glasfasern können mit hoher Präzision an die Resonatorstrukturen kontrolliert angenähert werden. Deren Transmission und somit die Modenstruktur der Kavitäten kann mit Hilfe schmalbandiger Diodenlaser im sichtbaren und infraroten Spektralbereich hoch aufgelöst vermessen werden. Es konnten mit diesem Aufbau erfolgreich Flüstergaleriemoden in den SiO<sub>2</sub>- und PMMA-Kavitäten nachgewiesen werden.

Die hergestellten SiO<sub>2</sub>-Scheibenresonatoren erreichen messbare Güten im Bereich von  $10^5$  im infraroten Spektralbereich. Zur Herstellung von Resonatoren mit einer toroidalen Geometrie wurde ein Aufbau auf Basis eines CO<sub>2</sub>-Lasers eingerichtet. Die hergestellten Toroidresonatoren erreichen, trotz eines im Vergleich zu den Scheibenresonatoren halbierten Durchmessers, ebenfalls Güten im Bereich von  $10^5$  und bestätigen somit die durch den Aufschmelzprozess erreichbare Glättung der Resonatoroberfläche.

Aus dem thermoplastischen Polymer PMMA konnten WGM-Scheibenresonatoren mit Güten im Bereich  $10^5$  hergestellt werden. Mit Hilfe eines entwickelten thermischen Verfahrens können die Polymerscheiben, aufgrund der Verspannung des Materials, in einen kelchförmigen Resonator überführt werden. Die gemessene Güte dieser Kavitäten liegt im infraroten Spektralbereich bei  $2 \cdot 10^6$  und erreicht bei einer Wellenlänge von 780 nm einen Wert von  $1,3 \cdot 10^7$  und liegt damit zwei Größenordnungen über den Güten vergleichbarer Polymerresonatoren, die von toroidalen

SiO<sub>2</sub>-Resonatoren sehr hoher Güte abgeformt wurden.

Die untersuchten thermischen Effekte auf das Modenspektrum legen eine Anwendung der polymeren Kelchresonatoren im Bereich der Sensorik als vielversprechendes Bauelement nahe. Es zeigt sich, dass ab einer Temperatur von circa 45 °C, die spektralen Positionen der Flüstergaleriemoden von der Temperatur unabhängig werden. Einflüsse aufgrund einer sich ändernden Resonatortemperatur durch äußere Einflüsse können somit vermieden werden.

Weiterhin konnte die Aufhebung der natürlichen, zweifachen Entartung aufgrund der Umlaufrichtung der Flüstergaleriemoden gezeigt werden. Die Kopplung dieser Moden, die nur in Kavitäten mit sehr hoher Güte vorkommt, konnte nicht nur im Transmissionssignal durch die bei den Messungen verwendeten ausgedünnten Glasfasern aufgezeichnet werden, sondern auch als reflektiertes Signal, das durch die Kopplung der Moden entsteht.



# Kapitel 5

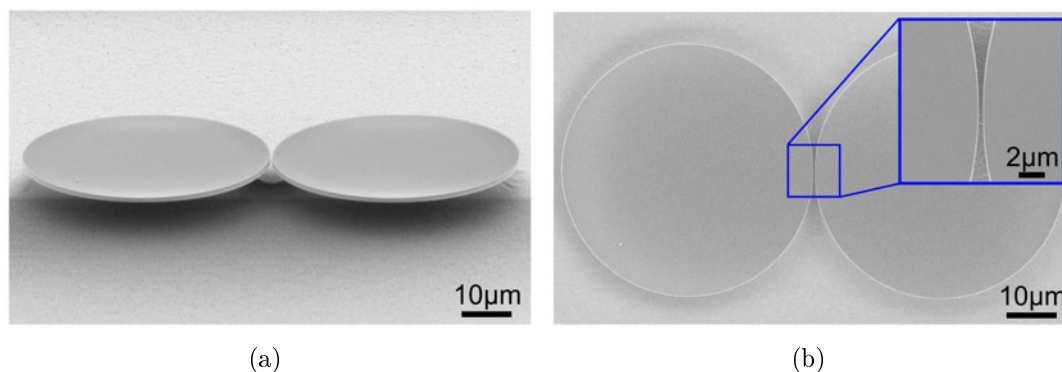
## Anwendungen von WGM-Resonatoren

Flüstergalerie-Resonatoren lassen sich in unterschiedlichen Bereichen anwenden. In diesem Kapitel werden Möglichkeiten für Anwendungen im Bereich der Moleküldetektion vorgestellt. Zudem werden Mikroresonatoren in gekoppelten Systemen - sowohl die Kopplung von Kavitäten untereinander, als auch die Kopplung von Kavitäten an optische Emitter - diskutiert.

Für diese Anwendungen sind optische Mikroresonatoren mit sehr hohen Güten notwendig, wie zum Beispiel polymere Kelchresonatoren. Gleichzeitig werden aber geringe Modenvolumen benötigt [148]. Für toroidale SiO<sub>2</sub>-Resonatoren mit Güten im Bereich von 10<sup>8</sup> konnte die starke Kopplung an kalte Cäsiumatome nachgewiesen werden [149].

### 5.1 Mikroresonatoren in gekoppelten Systemen

Auf dem Weg zu Anwendungen in der Resonator-Quantenelektrodynamik (englisch: *cavity-QED*, abgekürzt: *cQED*) werden zunächst gekoppelte Mikroresonatoren, sowie erste Ergebnisse der Herstellung und Möglichkeiten der Anwendung sogenannter photonischer Moleküle, dargestellt und diskutiert. Im zweiten Teil des Abschnitts wird dann die Licht-Materie-Wechselwirkung der WGM-Resonatoren mit Quantenpunkten oder Farbstoffmolekülen erläutert.



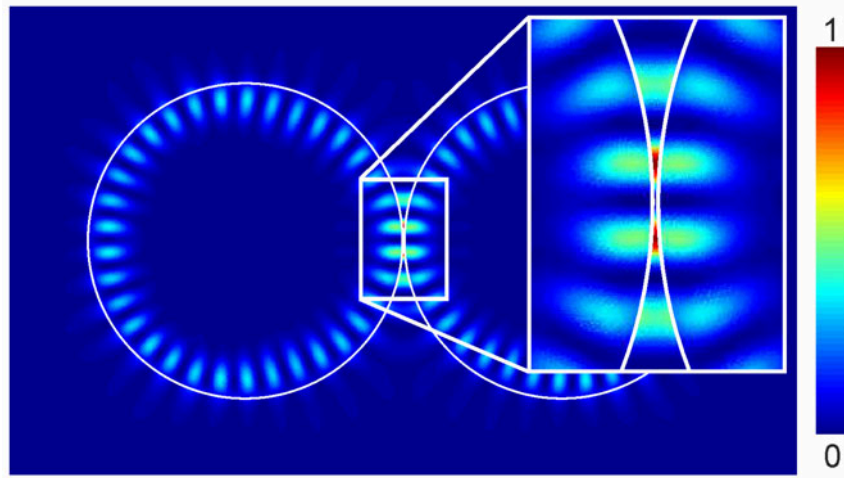
**Abbildung 5.1:** Elektronenmikroskopische Aufnahme gekoppelter PMMA-Scheibenresonatoren auf einem Siliziumsubstrat. (a) Seitenansicht der PMMA-Scheiben mit einem Durchmesser von jeweils 50  $\mu\text{m}$ . (b) Aufsicht auf die Kavitäten. Das eingebettete Bild zeigt den Kopplungsspalt mit einer Breite von 350 nm.

### 5.1.1 Photonische Moleküle

Photonische Moleküle bestehen aus zwei oder mehr gekoppelten Resonatoren, den photonischen Atomen. Durch vielfältige Möglichkeiten der Gestaltung der Geometrie, Kopplungsabstände und Größen der photonischen Moleküle ergeben sich eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten, beispielsweise die Erzeugung gerichteter Laseremission, der Aufbau von Filteranordnungen [150] oder die Erhöhung der Empfindlichkeit biochemischer Detektoren [151, 152]. Ferner ergibt sich die Möglichkeit, die Gruppengeschwindigkeit von Licht in gekoppelten Resonatorstrukturen um mehrere Größenordnungen herabzusetzen [153, 154].

Der Begriff der photonischen Atome ergibt sich, da die Eigenschaften von WGM-Resonatoren, insbesondere von Kugelresonatoren, analog zum Bohr-Sommerfeld-Atommodell behandelt werden können [155]. Die Wellengleichung 2.7 kann in eine Gleichung mit der Form einer Schrödinger-Gleichung überführt werden, deren Eigenfunktionen und Eigenzustände denen eines Elektrons im Wasserstoffatom ähneln. Analog zur Quantenmechanik entsprechen die Quantenzahlen  $n$ ,  $m$  und  $l$  der Moden im WGM-Resonator den Haupt-, Bahn- und Magnetquantenzahlen der elektronischen Zustände [156].

Photonische Atome können aufgrund des evaneszenten Feldes der Flüstergaleriemoden im Fall des räumlichen Überlapps der Moden koppeln. Es bildet sich analog zu chemischen Molekülen ein photonisches Molekül aus. Die Bindung wird nicht wie in chemischen Molekülen durch die Coulombkräfte zwischen den Atomkernen und den Elektronen bestimmt, sondern hängt von der Geometrie und relativen Anordnung der photonischen Atome ab [157].



**Abbildung 5.2:** Simulierte Energiedichte des elektrischen Feldes  $\epsilon|E|^2$  eines photonischen Moleküls. Die exemplarisch dargestellte symmetrische Supermode zeigt eine deutliche Felderhöhung im Bereich des Kopplungsspalts [158].

Flüstergaleriemoden, die über mehrere Resonatoren verteilt sind und als Supermoden bezeichnet werden, spalten bei der Kopplung in eine symmetrische (bindende) und eine antisymmetrische (nichtbindende) Mode auf [159, 160]. Die in Abschnitt 2.5 diskutierte Entartung der Moden aufgrund der Umlaufrichtung wird ebenfalls aufgehoben [157].

Durch symmetrische Anordnung der gekoppelten Resonatoren kann die Güte einzelner Supermoden, im Vergleich zu der Mode eines einzelnen Resonators, deutlich erhöht werden. Von Boriskina et al. wird eine Erhöhung um den Faktor 23 postuliert [161]. Außerdem wurde im Fall aktiver Resonatoren gezeigt, dass durch deren Kopplung die Abstrahlcharakteristik gezielt beeinflusst werden kann, während isolierte Kavitäten isotrop in radialer Richtung abstrahlen [157]. Supermoden in diesen aktiven photonischen Molekülen besitzen, im Vergleich zu einzelnen Kavitäten mit größerem Radius, einen deutlich größeren freien Spektralbereich. Somit kann eine monomodige Laseremission erreicht werden [162].

Durch die Ausbildung von Supermoden in passiven Resonatoren liegt ein größerer Anteil der Feldintensität außerhalb der Resonatoranordnung. Bei Verwendung dieser Strukturen in der Sensorik kann durch den erhöhten Überlapp der Mode mit der Resonatorumgebung eine deutlich erhöhte Sensitivität erwartet werden (vergleiche Abschnitt 5.2). In Abbildung 5.2 ist exemplarisch die Energiedichte einer simulierten symmetrischen Supermode eines photonischen Moleküls dargestellt [158]. Die Felderhöhung im Bereich des Kopplungsspalts ist deutlich zu erkennen.

Es wurde gezeigt, dass Partikel mit einem Durchmesser von einigen hundert Nanometern durch optische Kräfte, ähnlich wie bei optischen Pinzetten [163], auf einer Bahn entlang einer Flüstergaleriemode eines optischen Resonators gehalten werden können [164]. Fluktuationen der Resonanzfrequenz können zur Abschätzung der Größe und Masse der Partikel benutzt werden [81, 82]. Bei der Verwendung photonischer Moleküle können optische Kräfte, die zwischen den einzelnen Resonatoren auftreten [165], zu einer erweiterten Fähigkeit bei der Detektion, dem Transport und der Manipulation biologischer Nanopartikel führen [162].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden gekoppelte PMMA-Scheibenresonatoren hergestellt. Abbildung 5.1 zeigt erste Ergebnisse der Herstellung. Die Kavitäten besitzen einen Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$  und der Kopplungsspalt beträgt 350 nm. Die PMMA-Scheiben wurden gemäß der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Methode hergestellt. Die Strukturierung wurde an einem Rasterelektronenmikroskop mit einer Beschleunigungsspannung von 100 kV in Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT, Campus Nord, KIT) durchgeführt.

Ein experimenteller Nachweis der Kopplung dieser polymeren Kavitäten mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Messaufbau gelang bisher nicht. Erste Finite-Elemente-Simulationen, die in der begleitenden Diplomarbeit von D. Flöß durchgeführt wurden, legen nahe, dass der minimale Abstand zwischen den Kavitäten (mit einem Durchmesser von jeweils 50  $\mu\text{m}$ ) zur Entstehung von symmetrischen Supermoden einen Wert von 100 nm unterschreiten sollte [158]. Für weitergehende experimentelle Untersuchungen ist somit eine Optimierung des Herstellungsprozesses zur weiteren Verkleinerung des Kopplungsspalts unabdingbar.

### 5.1.2 cQED-Experimente

Zur Beschreibung der Wechselwirkung eines Mikroresonators mit einem Emitter<sup>1</sup>, zum Beispiel einem Quantenpunkt, kann dessen Übergang von einem Anfangszustand  $|i\rangle$  in einen Endzustand  $|f\rangle$  mit Fermis Goldener Regel beschrieben werden. Für die Übergangsrate  $\Gamma$  gilt [52]:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \rho(\omega) |\langle f | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) | i \rangle|^2 \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet  $\mathbf{d}$  das Dipolmoment des Emitters und  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  ist das elektrische Feld an dessen Ort. Die optische Zustandsdichte  $\rho(\omega)$  in einem Mikroresonator kann, im Vergleich zu einem homogenen Medium, stark modifiziert sein, so dass im Fall schwacher Kopplung die spontane Emission verstärkt oder unterdrückt werden kann

---

<sup>1</sup>Der Emitter wird hier ausschließlich als Zwei-Niveau-System betrachtet.



(Purcell-Effekt) [166]. Im Fall der starken Kopplung wird die spontane Emission zu einem reversiblen Prozess. Es kommt zur Ausbildung eines Polaritonzustandes.

### Schwache Kopplung

Wird ein Emittor in ein transparentes, homogenes Medium mit dem Brechungsindex  $n$  eingebettet, so lässt sich die spontane Emissionsrate  $\Gamma_0$  herleiten [167]:

$$\Gamma_0 = \frac{n\omega_{Em}^3 |\mathbf{d}|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c_0^3} \quad (5.2)$$

Dabei ist  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Diese Gleichung kann in einer quantenmechanischen Betrachtung unter Berücksichtigung von Fluktuationen im elektromagnetischen Vakuum zur Wechselwirkung mit dem Emittor mit der Energie  $\hbar\omega_{Em}$  hergeleitet werden.

In einem Mikroresonator weicht die Zustandsdichte von der des elektromagnetischen Vakuums ab, da die Zustände, in die der Emittor seine Energie abgeben kann, von der Kavität vorgegeben sind. Die spontane Emissionsrate im Resonator  $\Gamma_{Res}$  wird durch eine Resonatormode mit der Energie  $\hbar\omega_{Res} = hc/\lambda_{Res}$  modifiziert [168, 169]:

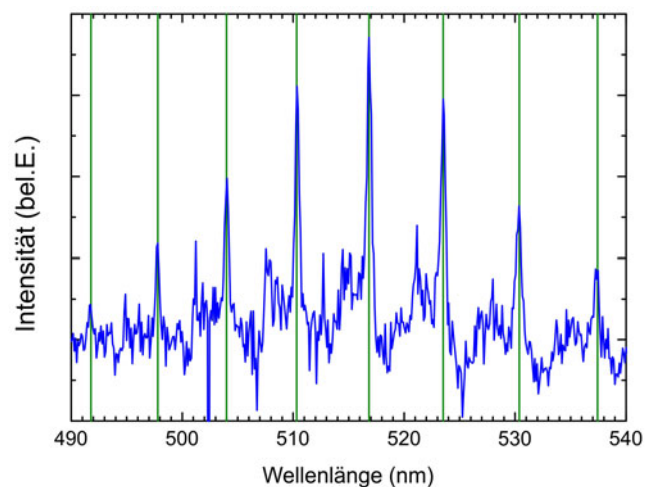
$$\Gamma_{Res} = \frac{1}{1 + 4Q^2(\lambda_{Em}/\lambda_{Res} - 1)^2} \cdot \frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r}_{Em})|^2}{|\mathbf{E}(\mathbf{r}_{max})|^2} \cos^2 \theta \cdot F_P \cdot \Gamma_0 + \Gamma_{Rad} \quad (5.3)$$

Der Ausdruck  $1 + 4Q^2(\lambda_{Em}/\lambda_{Res} - 1)^2$  beinhaltet eine spektrale Verschiebung zwischen den Wellenlängen des Emittors  $\lambda_{Em}$  und der Resonatormode  $\lambda_{Res}$  mit der Güte  $Q$ . Der Term  $|\mathbf{E}(\mathbf{r}_{Em})|^2/|\mathbf{E}(\mathbf{r}_{max})|^2 \cos^2 \theta$  berücksichtigt, dass das E-Feld der Mode am Ort des Emittors  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{Em})$  nicht mit dem Feldmaximum  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{max})$  übereinstimmt und ein Winkel  $\theta \neq 0$  zwischen den Richtungen des Dipolmoments des Emittors und des elektrischen Feldes besteht.  $\Gamma_{Rad}$  beinhaltet weitere Verlustkanäle in die der Emittor ebenfalls abstrahlen kann.

Bei energetischer und räumlicher Übereinstimmung zwischen einer Resonatormode und dem Emittor vereinfacht sich Gleichung 5.3 zu  $\Gamma_{Res} = F_P \Gamma_0$ . Der Purcell-Faktor  $F_P$  ergibt sich aus der Güte der Resonatormode  $Q$  und dem Modenvolumen  $V_M$  zu [166, 169]:

$$F_P = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{\lambda}{n} \right) \frac{Q}{V_M} \quad (5.4)$$

Der Purcell-Effekt, der die verstärkte spontane oder unterdrückte Emission beschreibt, konnte in [93] bereits an den in dieser Arbeit diskutierten WGM-Scheibenresonatoren aus  $\text{SiO}_2$  mit einem Durchmesser von  $10 \mu\text{m}$  gezeigt werden. Der Purcell-Faktor ergibt sich dabei zu  $F_P = 14$ .



**Abbildung 5.3:** Photolumineszenz-Spektrum von Cadmiumselenid-Quantenpunkten auf einem  $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonator mit einem Durchmesser von  $10\ \mu\text{m}$ . Der gaußförmige Untergrund der Quantenpunktemission wurde subtrahiert. Die Verstärkung der Photolumineszenz lässt sich durch den Purcell-Effekt erklären. Markiert (grün) ist die aus Simulationen stammende spektrale Position der fundamentalen  $\text{TE}_{0,0}^m$ -Moden mit azimuthalen Quantenzahlen von  $m = 66$  bis  $73$  [93].

Auf diesen Scheibenresonator aus  $\text{SiO}_2$  wurden Cadmiumselenid-Quantenpunkte aufgebracht, die ein Emissionsmaximum bei einer Wellenlänge von  $530\ \text{nm}$  besitzen. Neben der gaußförmigen Emission, die von der spontanen Emission der Quantenpunkte stammt, die nicht mit einer Resonatormode überlappen, zeigt sich eine deutliche Erhöhung der Photolumineszenz an den spektralen Positionen der Resonanzwellenlängen. In diesen Fällen gibt es räumliche und energetische Übereinstimmung zwischen Resonatormoden und Emittor (siehe Abbildung 5.3). Die Verstärkung der Photolumineszenz ist auf den Purcell-Effekt zurückzuführen. Zum Vergleich wurden in Abbildung 5.3 die spektralen Positionen der fundamentalen  $\text{TE}_{0,0}^m$ -Moden mit einer azimuthalen Quantenzahl von  $m = 66$  bis  $73$  eingezeichnet, die sehr gut mit den beobachteten Maxima der Photolumineszenz übereinstimmen [93].

### Starke Kopplung

In einer Kavität mit sehr hoher Güte kann der im vorigen Abschnitt beschriebene irreversible Effekt, im Fall der starken Kopplung, umkehrbar werden. Der Emittor strahlt seine Energie in Form von Licht ab, das aufgrund der Lebensdauer lange in der Resonatormode bleibt, und kann wieder vom Emittor absorbiert werden. Dieser verschränkte Zustand zwischen Emittor und Resonatormode wird als Kavitätspola-

riton bezeichnet [170].

In einem idealen System ohne Verlustkanäle kann die Wechselwirkung zwischen Emitter und Resonator im Fall starker Wechselwirkung mit dem Jaynes-Cummings Hamiltonoperator beschrieben werden [171]. Es ergibt sich mit der Photonenzahl  $n$  in der Resonatormode eine energetische Aufspaltung der verschränkten Niveaus  $|e,n\rangle \pm |g,n+1\rangle$  der Größe  $2g\hbar\sqrt{n+1}$ .  $|e,n\rangle$  bezeichnet dabei den Zustand des angeregten Emitters ohne Photon in der Resonatormode und  $|g,n+1\rangle$  den Emitter im Grundzustand mit einem Photon in der Resonatormode. Die Frequenz  $\Omega = 2g$  entspricht der Frequenz der Rabi-Oszillation zwischen den beiden Zuständen. Für den Kopplungsparameter  $g$  gilt mit der Elementarladung  $e$ , der Elektronenmasse  $m_0$ , der Oszillatorstärke des Emitters  $f$  und dem Modenvolumen  $V_M$  [171]:

$$g = \sqrt{\frac{fe^2}{4\epsilon_r\epsilon_0 m_0 V_M}} \quad (5.5)$$

Zur Realisierung stark gekoppelter Systeme muss der Kopplungsparameter  $g$  möglichst groß sein. Neben einem Emitter mit hoher Oszillatorstärke muss das Modenvolumen der Kavität hingegen bei möglichst hoher Güte minimiert werden. Die starke Kopplung kann nur auftreten, falls der Emitter und das Photon im Resonator auf einer längeren Zeitskala abklingen als die Periodendauer der Rabi-Oszillation.

Die starke Kopplung konnte bereits in Systemen mit WGM-Resonatoren nachgewiesen werden. Von Aoki et al. [149] wurde die Wechselwirkung kalter Cäsiumatome im Ultrahochvakuum mit einem toroidalen  $\text{SiO}_2$ -Resonator untersucht. Srinivasan et al. konnten die starke Kopplung an einem System aus Indiumarsenid-Quantenpunkten nachweisen, die in einen Scheibenresonator bestehend aus Galliumarsenid eingebettet wurden [32]. Die polymeren WGM-Resonatoren können hier mit Güten von  $10^7$  im sichtbaren Spektralbereich ihre Stärke ausspielen. In die Polymermatrix können Emitter, wie Quantenpunkte oder Farbstoffmoleküle [172] durch Einrühren vor der Prozessierung, eingebettet werden.

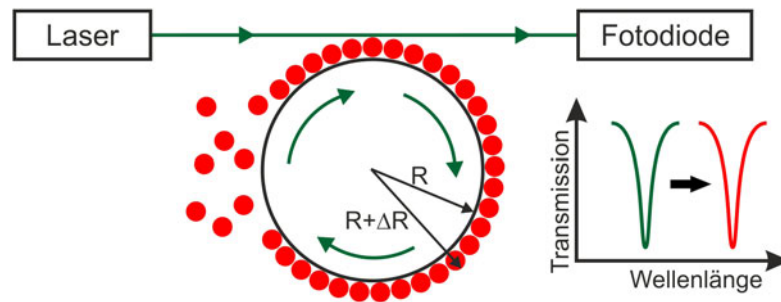
Das aus numerischen Simulationen bestimmte Modenvolumen eines Kelchresonators mit einem Radius von  $20\ \mu\text{m}$  liegt bei einem Wert von circa  $450(\lambda/n)^3$  (in der üblichen Einheit der kubischen Wellenlänge im Resonator). Somit ergibt sich für den Quotient aus gemessener Güte (von  $Q = 10^7$  bei einer Wellenlänge von  $780\ \text{nm}$ ) und Modenvolumen ein Wert von  $Q/V_M = 0,2 \cdot 10^5(\lambda/n)^{-3}$ . Dieser Wert liegt in derselben Größenordnung wie der von Akahane et al. publizierte Wert für eine Kavität auf Basis eines photonischen Kristalls [173] und etwa zwei Größenordnungen unter dem von Kippenberg et al. [23] größten gezeigten Wert von  $Q/V_M$  für einen toroidalen  $\text{SiO}_2$ -Resonator. Die polymeren Flüstergaleriemoden-Resonatoren sind somit vielversprechende Kandidaten für Experimente im Bereich der Resonator-Quantenelektrodynamik.

## 5.2 Markerfreie Moleküldetektion

Das Ziel bei der Detektion von Molekülen in biologischen und medizinischen Anwendungen ist die markerfreie Detektion mit hoher Sensitivität, bis hin zur Detektion von einzelnen Molekülen. Mit Fluoreszenzexperimenten an einzelnen markierten Molekülen konnten bereits Informationen über grundlegende biologische Vorgänge, wie beispielsweise Faltungsmechanismen [174] und molekularer Transport auf Zellebene [175], gewonnen werden. Die Anbringung von Fluoreszenz-Markierungen (englisch: *labels*) an Moleküle erfordert zeitlichen Aufwand. Zudem sind unmittelbare Beobachtungen biologischer Vorgänge in Echtzeit nicht möglich. Außerdem lassen sich strukturelle und funktionelle Veränderungen der markierten Moleküle nicht ausschließen. Markerfreie Detektionsmechanismen sind deshalb zu bevorzugen.

Im Bereich der Biosensoren gibt es verschiedene Ansätze zur markerfreien Moleküldetektion, von denen einige hier kurz skizziert werden [176, 18] - die Verwendung von WGM-Resonatoren zur Moleküldetektion wird im nachfolgenden Abschnitt 5.2.1 dargestellt und diskutiert:

- **Oberflächenplasmonen** Ein Oberflächenplasmon entspricht einer Oszillation der Ladungsdichte an einer Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Dielektrikum, die entlang der Grenzfläche propagieren kann. Zur Erzeugung von Oberflächenplasmonen kann beispielsweise ein Prisma verwendet werden, auf das eine Metallschicht aufgebracht ist. Das einfallende Licht wird an der Prisma-Metall-Grenzfläche totalreflektiert und das entstehende evaneszente Feld reicht bis in die Metallschicht. Stimmen der Wellenvektor und die Frequenz mit der der Plasmonen überein, können diese resonant angeregt werden. Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen hängt von der dielektrischen Konstanten von Metall und der auf dem Metall befindlichen Probe ab. Durch Messung der Resonanzbedingung kann die dielektrische Konstante der Probe bestimmt und Rückschlüsse auf die Probe, beispielsweise durch Anlagerung von Molekülen, können gezogen werden [177]. Die Sensitivität eines solchen Sensors liegt bei einer detektierbaren Brechungsindexänderung von  $10^{-8}$  [178].
- **Interferometer** Die Emission einer Laserquelle wird in einen monomodigen Wellenleiter eingekoppelt, der auf zwei Zweige aufgeteilt wird. Einer der Zweige kommt über das evaneszente Feld der geführten Mode im Wellenleiter in Kontakt mit der zu analysierenden Probe. Die beiden Zweige des Interferometers werden zusammengeführt und die Intensität der interferierenden Signale wird mit einer Fotodiode aufgezeichnet. Eine Änderung des Brechungsindex aufgrund der zu detektierenden Moleküle im Detektionszweig bewirkt eine Pha-



**Abbildung 5.4:** Die Anlagerung von polarisierbaren Molekülen an einen WGM-Resonator verursacht die Änderung der Resonanzfrequenz einer Flüstergaleriemode. Die transmittierte Intensität weist somit eine Rotverschiebung der Resonanzkurve auf.

senänderung, die sich im Signal der Fotodiode als Intensitätsänderung niederschlägt. [179] Mit einem auf einem Mach-Zehnder-Interferometer basierenden Biosensor kann eine Brechungsindexänderung im Bereich von  $10^{-7}$  detektiert werden [180].

- **Optische Glasfasern** In eine Glasfaser, deren Kern freigelegt ist, kann durch Interferenz zweier Laserstrahlen eine periodische Brechungsindexvariation im Bereich der Wellenlänge ( $\Lambda$ ) mit dem effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$  eingebracht werden. Wird dieses Bragg-Gitter mit einer Probe in Kontakt gebracht, kann die entstehende Variation des Brechungsindex aufgrund der nachzuweisenden Moleküle durch die Messung der Wellenlänge  $\lambda_B$  detektiert werden:  $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda$ . Die Empfindlichkeit dieses Sensors liegt bei einer minimal nachweisbaren Brechungsindexänderung im Bereich von  $10^{-6}$  [181].
- **Photonische Kristalle** Eine weitere Möglichkeit zum Aufbau eines Biosensors besteht in der Benutzung von Kavitäten aufgrund von Defekten in den in Abschnitt 2.1 beschriebenen photonischen Kristallen. Die Resonanzfrequenz dieser Kavitäten wird gemessen und deren Änderung aufgrund der Brechungsindexänderung durch die zu detektierenden Moleküle, die die Struktur des photonischen Kristalls infiltrieren, aufgezeichnet. Die minimal nachweisbare Brechungsindexänderung liegt bei diesem Sensortyp im Bereich von  $10^{-4}$  [42].

### 5.2.1 Funktionsprinzip der Moleküldetektion auf Basis von WGM-Resonatoren

Neben den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Detektionsprinzipien können auch Flüstergalerieresonatoren zum markierungsfreien Nachweis von Molekülen,

wie zum Beispiel Proteine, DNA-Sequenzen, Viren oder Bakterien, verwendet werden [182, 17, 16]. Die Detektion eines an der Oberfläche eines WGM-Resonators haftenden polarisierbaren Moleküls basiert auf dessen Interaktion mit dem evaneszenten Feld der Kavität. Die daraus resultierende Änderung der Resonanzfrequenz der Flüstergaleriemode kann detektiert werden (siehe Abbildung 5.4).

In einem heuristischen Bild entspricht die Anlagerung von vielen Molekülen mit einem der Kavität ähnlichen Brechungsindex  $n$  einer Vergrößerung des Resonatorradius  $R$  um den Betrag  $\Delta R$  (siehe Abbildung 5.4). Mit Hilfe von Gleichung 2.2 kann die Änderung  $\Delta\lambda$  der Resonanzwellenlänge  $\lambda_0$  aufgrund einer Radius- oder Brechungsindexänderung  $\Delta n$  bestimmt werden [183]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta n}{n} \quad (5.6)$$

Lagern sich nur einzelne Moleküle aus einer verdünnten Lösung zufällig verteilt an einen WGM-Resonator an, so muss ein störungstheoretischer Ansatz zur Beschreibung der Wellenlängenverschiebung genutzt werden [184]. Der evaneszente Teil des Feldes des Resonators  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})e^{i\omega t}$  erzeugt in dem sich anlagernden Molekül ein Dipolmoment  $\delta\mathbf{p}e^{i\omega t}$ . Dieses kann mit Hilfe der Polarisierbarkeit  $\alpha$  des Moleküls am Ort  $\mathbf{r}_i$  ausgedrückt werden:  $\delta\mathbf{p} = \alpha\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_i)$ . Die relative Frequenzänderung  $(\delta\omega/\omega)_i$  ergibt sich aus dem Verhältnis der Polarisierbarkeit und der integrierten Energiedichte im inneren des Resonators:

$$\left(\frac{\delta\omega}{\omega}\right)_i = \frac{-\alpha|\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_i)|^2}{2 \int \epsilon|\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_i)|^2 dV} \quad (5.7)$$

Durch Summieren über die Beiträge aller Moleküle an der Resonatoroberfläche mit einer Dichte  $\sigma$  lässt sich die relative Wellenlängenänderung einer Flüstergaleriemode mit der Brechzahl  $n_m$  des umgebenden Mediums in folgender Form schreiben [183]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\alpha\sigma}{\epsilon_0(n^2 - n_m^2)R} \quad (5.8)$$

In Gleichung 5.8 geht die Güte des Resonators nicht ein. Bemerkenswert ist, dass die Größe der Resonanzverschiebung mit abnehmendem Resonatorradius, somit also kleiner werdendem Modenvolumen, zunimmt. Zur sensitiven Detektion muss allerdings die Resonatorgüte hoch sein, da die minimal messbare relative Änderung der Resonanzwellenlänge circa 1/50 der Linienbreite der Resonanzkurve beträgt [184]. Aus diesem Grund muss das Verhältnis aus Güte und Modenvolumen  $Q/V_M$  maximiert werden. Weitere Details hierzu und der Optimierung von  $Q/V_M$  finden sich in Abschnitt 5.2.3.

Von Armani et al. konnte im Jahr 2007 die Detektion einzelner Moleküle mit Hilfe eines toroidalen SiO<sub>2</sub>-Resonators mit einer Güte im Bereich von 10<sup>8</sup> nachgewiesen

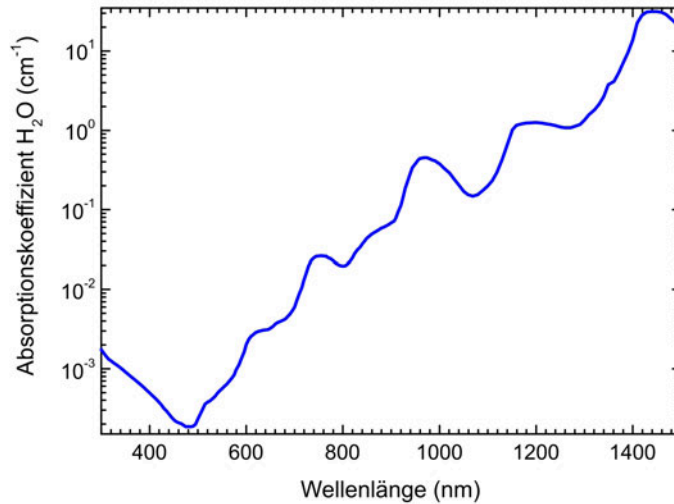
werden [15]. Die herangezogene Erklärung einer zusätzlichen Wellenlängenverschiebung durch lokale Deponierung von Wärme am Ort der zu detektierenden Moleküle (bei einem positiven thermooptischen Koeffizient  $dn/dT > 0$ ) ist jedoch umstritten [185].

### 5.2.2 Erweiterungen des Messplatzes zur Untersuchung von biologischen Systemen

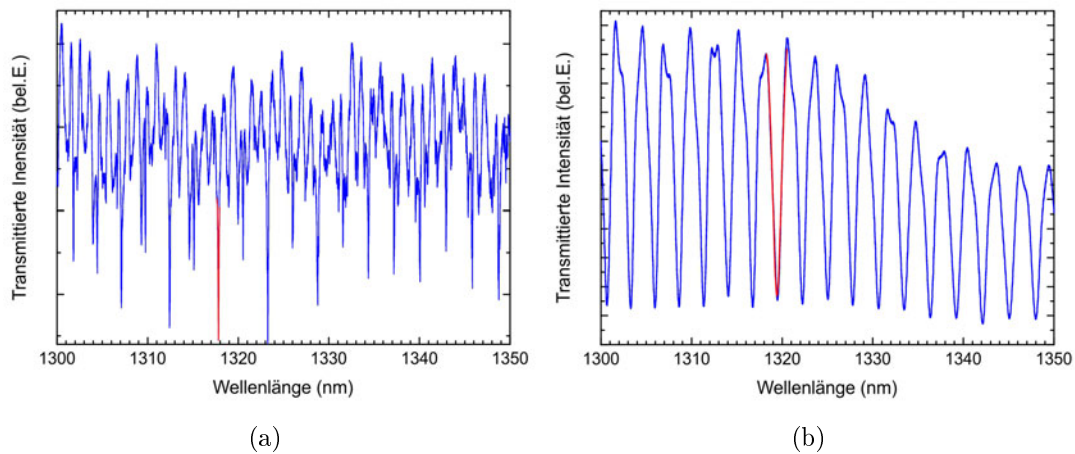
Zur Durchführung von Messungen an biologischen Systemen wurde der in Abschnitt 4.1 beschriebene und diskutierte Messaufbau um eine Probenkammer zur Aufnahme wässriger Lösungen erweitert. Es handelt sich dabei um einen gefrästen Aluminiumkörper, der an zwei gegenüberliegenden Seiten zur Annäherung einer ausgedünnten Glasfaser an ein Siliziumsubstrat mit WGM-Resonatoren geöffnet ist. Zur Abdeckung wird ein zugeschnittenes Deckglas mit einer Dicke von 200  $\mu\text{m}$  verwendet. Zum Befüllen des so entstandenen Probenraumes kann entweder ein System aus zwei Miniaturpiezopumpen (mp6, Hersteller: Bartels Mikrotechnik GmbH) oder eine Eppendorf-Pipette verwendet werden. Die Flüssigkeit wird trotz der geöffneten Seitenwände durch die Oberflächenspannung in der circa 200  $\mu\text{l}$  fassenden Kammer gehalten. Zur Messung eines Modenspektrums in wässriger Umgebung wird zunächst der verwendete Wellenleiter in die Nähe des zu untersuchenden Resonators gebracht. Nach Auflegen des Deckglases kann die Probenkammer mit der gewünschten Lösung befüllt werden und die Annäherung des Wellenleiters an den Resonator kann vollzogen werden. Beim Befüllen der Probenkammer ist darauf zu achten, dass die Flüssigkeit behutsam einströmt, da deren Oberflächenspannung (im Fall einer wässrigen Lösung) die ausgedünnte Glasfaser beschädigen kann.

Wird die Probenkammer mit einer wässrigen Lösung befüllt, so ergibt sich aufgrund der Absorption des Wasser und der zusätzlich daraus resultierenden Strahlungsverluste eine Reduktion der Resonatorgüte. Durch den sinkenden Brechungsindexkontrast zwischen Kavität und Wasser ( $n_{\text{H}_2\text{O}} = 1,33$  [187]) steigt die Möglichkeit, dass Photonen das Resonatorpotential durchtunneln. Der hauptsächliche Verlustkanal ist jedoch die Absorption im umgebenden Wasser. Der Absorptionskoeffizient von Wasser (siehe Abbildung 5.5) ist im sichtbaren Spektralbereich um mehr als drei Größenordnungen kleiner als im Wellenlängenbereich um 1300 nm [186]. Dennoch werden Messungen in wässriger Lösung aufgrund des großen durchstimmbaren Bereichs der Laserquelle, trotz der erhöhten Absorption und der Verringerung der Güte, im infraroten Spektralbereich durchgeführt.

In einer wässrigen Umgebung sinkt die Güte der verwendeten Resonatoren um etwa zwei Größenordnungen. Abbildung 5.6(a) zeigt das Modenspektrum eines  $\text{SiO}_2$ -

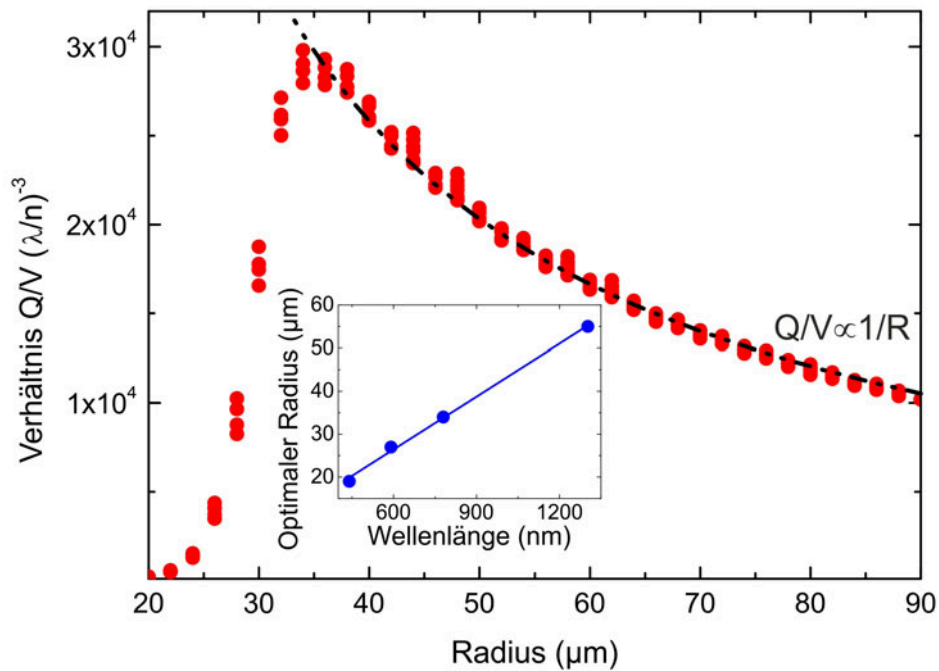


**Abbildung 5.5:** Absorptionskoeffizient von Wasser im sichtbaren und infraroten Spektralbereich [186].



**Abbildung 5.6:** Modenspektrum eines  $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonators mit einem Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$  mit (a) Luft und (b) Wasser als umgebendes Medium. Die durch Anpassungen von Lorentzkurven (rot) bestimmte Resonatorgüte verringert sich von  $Q_{Luft} = 1 \cdot 10^5$  um zwei Größenordnungen zu  $Q_{Wasser} = 1 \cdot 10^3$ .





**Abbildung 5.7:** Ergebnis der Simulation zur Berechnung des Verhältnisses von Q-Faktor und Modenvolumen für einen polymeren Kelchresonator in einer wässrigen Lösung bei einer Wellenlänge von 780 nm. Die gestrichelte Linie zeigt die Abhängigkeit des Modenvolumens vom Radius des Resonators. Die eingebettete Grafik zeigt den optimalen Resonatorradius (höchster Wert von  $Q/V_M$ ) für eine maximale Sensitivität bei der Detektion im sichtbaren und infraroten Spektralbereich.

Scheibenresonators mit einem Durchmesser von  $100\ \mu\text{m}$  mit Luft als umgebendes Medium. Die mit Hilfe der Anpassung einer Lorentz-Kurve ermittelte Güte liegt bei  $Q_{Luft} = 1 \cdot 10^5$ . Nach Befüllen der Probenkammer mit Wasser wird eine Abnahme der Resonatorgüte um zwei Größenordnungen auf einen Wert von  $Q_{Wasser} = 1 \cdot 10^3$  beobachtet (siehe Abbildung 5.6(a)). Zudem werden nur noch fundamentale Resonatormoden angeregt.

### 5.2.3 Optimierung der Resonatorgeometrie mit numerischen Methoden

Wie bereits diskutiert, ist die Voraussetzung für sensitive Moleküldetektion ein großes Verhältnis von Q-Faktor zu Modenvolumen. Diesbezüglich stellen die polymeren Kelchresonatoren eine vielversprechende Möglichkeit aufgrund der hohen Güten im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich dar.

Die Güte der Kavitäten sinkt mit abnehmendem Radius, da Photonen durch das Resonatorpotential tunneln können. Das Modenvolumen nimmt proportional mit dem Radius zu, während der Q-Faktor aufgrund der Absorptionsverluste im Material nahezu konstant bleibt. Zur Optimierung des  $Q/V_M$ -Verhältnisses wurden Simulationen auf Basis finiter Elemente mit dem Softwarepaket `JCMSuite` durchgeführt (siehe hierzu auch Anhang A).

Der Q-Faktor wird aus den Ergebnissen der Simulation gewonnen. Es gehen die Absorption im Resonatormaterial und im umgebenden Medium ein. Die Geometrie der Kavitäten wurde aus elektronenmikroskopischen Bildern ermittelt. Zusätzlich wurde das Modenvolumen mit der üblichen Definition aus Gleichung 2.18 bestimmt. Es ergibt sich bei der Simulation unter der Annahme einer wässrigen Umgebung in Abhängigkeit des Radius für eine bestimmte Wellenlänge ein größter Wert von  $Q/V_M$ . Abbildung 5.7 zeigt exemplarisch das Verhältnis  $Q/V_M$  in Abhängigkeit des Radius für eine Wellenlänge von 780 nm. Deutlich zu erkennen ist der optimale Wert von  $Q/V_M$  von  $3 \cdot 10^4 (\lambda/n)^{-3}$  bei einem Radius von 34  $\mu\text{m}$ . Mit kleiner werdendem Radius dominiert der abfallende Q-Faktor, während mit größer werdendem Radius das proportional zum Radius ansteigende Modenvolumen bei konstanter Güte an Einfluss gewinnt. Diese Simulation wurde für vier verschiedene Wellenlängen im sichtbaren und infraroten Spektralbereich durchgeführt. Die in Abbildung 5.7 eingebettete Grafik zeigt den optimalen Radius in Abhängigkeit der Wellenlänge. Für Messungen bei einer Wellenlänge von 1300 nm liegt der Bestwert des Radius bei 55  $\mu\text{m}$ .

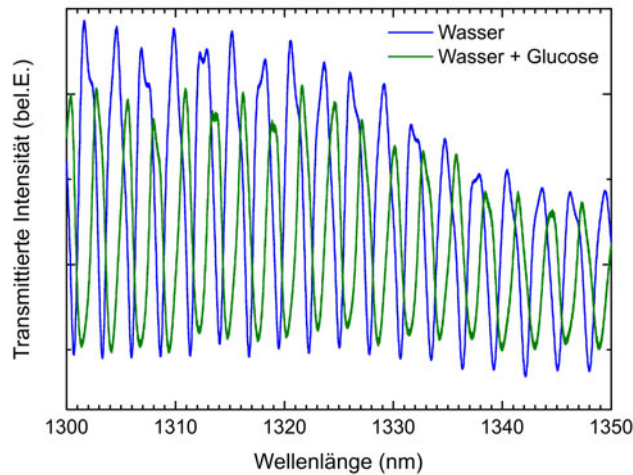
### 5.2.4 Nachweis der Moleküldetektion mit polymeren Mikrokelchen

Zur Demonstration der Funktion des beschriebenen Messaufbaus wurde zunächst die Transmission durch eine an einen  $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonator mit einem Durchmesser von 100  $\mu\text{m}$  angenäherte, ausgedünnte Glasfaser in einer wässrigen Umgebung in einem Wellenlängenbereich um 1300 nm aufgenommen (siehe Abbildung 5.8). Nach Zugabe einer gesättigten Glucoselösung ergibt sich eine messbare spektrale Modenverschiebung von 810 pm aufgrund der Brechungsindexänderung von  $1 \cdot 10^{-3}$  (gemäß Gleichung 5.6) der die Kavität umgebenden Lösung. Bei einer Güte der Kavität von  $Q = 10^4$  in der wässrigen Umgebung und einer detektierbaren Verschiebung von 1/10 der Linienbreite<sup>2</sup> liegt die kleinste messbare Brechungsindexänderung bei  $10^{-5}$ .

Die gezeigte Verschiebung liegt aufgrund der hohen Konzentration um eine Grö-

---

<sup>2</sup>Die minimal detektierbare spektrale Verschiebung einer Flüstergaleriemode liegt laut Arnold et al. bei 1/50 der Linienbreite [184].



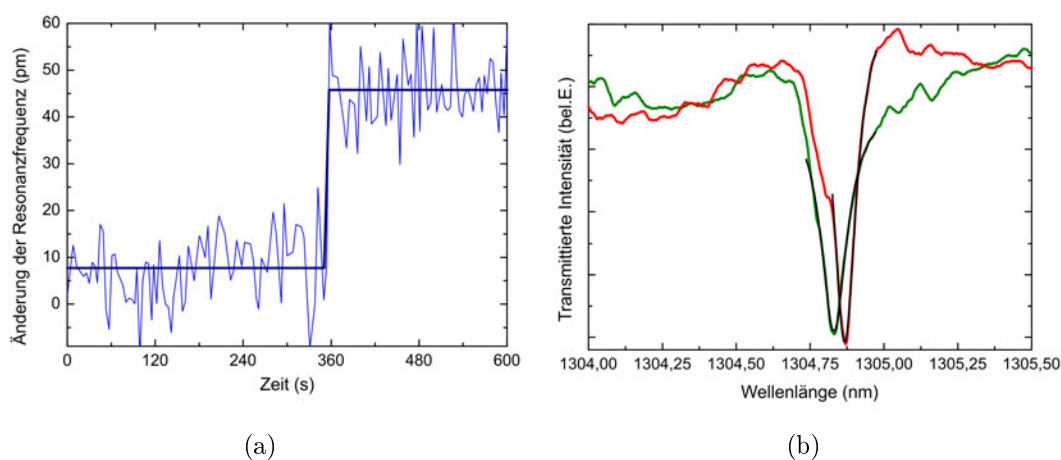
**Abbildung 5.8:** Modenspektrum (blau) eines SiO<sub>2</sub>-Resonators mit einem Durchmesser von 100 µm. Die Wellenlängenänderung aufgrund der Zugabe einer gesättigten Glucoselösung beträgt 0,81 nm (grün).

ßenordnung über den in [188] gezeigten Messwerten an Ringresonatoren mit Durchmessern von 400 µm. Das dort gezeigte Auflösungsvermögen liegt ebenfalls bei einer Brechungsindexänderung im Bereich von  $10^{-5}$ .

Zum Nachweis der Anwendbarkeit der polymeren Kelchresonatoren (siehe Abschnitt 3.2) im Bereich der Sensorik wurden Kavitäten mit einem maximalen Radius von 45 µm verwendet. Der verwendete Radius liegt knapp unter dem in Abschnitt 5.2.3 bestimmten Wert von 55 µm für eine optimale Sensitivität in wässriger Umgebung.

In die Probenkammer wurden zunächst 200 µl einer phosphatgepufferten Salzlösung (englisch: *phosphate buffered saline*, abgekürzt: *PBS*) mit einem pH-Wert von 7,4 gegeben. Die Transmission durch eine ausgedünnte Glasfaser wurde im Wellenlängenbereich zwischen 1302 nm und 1307 nm aufgenommen. Die Güte der Kelchresonatoren sinkt aufgrund des umgebenden Mediums, wie in Abschnitt 5.2.2 diskutiert, um zwei Größenordnungen. Der Q-Faktor vor dem Einfüllen der PBS-Lösung liegt bei einem Wert von  $2 \cdot 10^6$  (vergleiche Abschnitt 4.2.2). Nach Zugabe der Pufferlösung verringert sich die Resonatorgüte auf  $2 \cdot 10^4$  (siehe Abbildung 5.9(b)). Die spektrale Position der Resonanzkurve kann mit Hilfe der Anpassung von Lorentz-Kurven zeitlich verfolgt und aufgezeichnet werden.

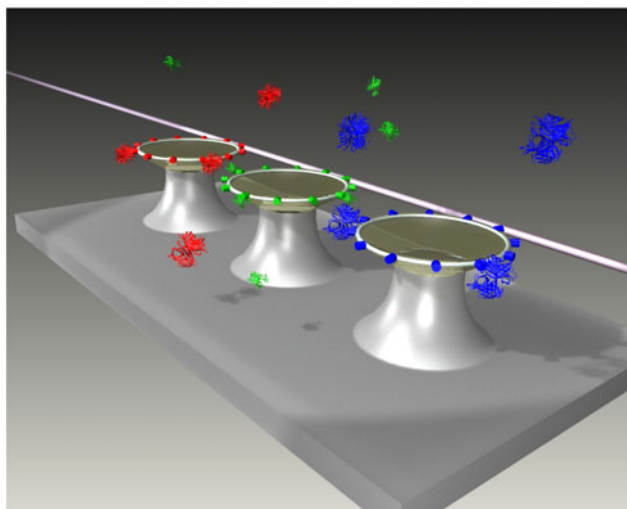
Zur Detektion wurde ein globuläres Protein, ein sogenanntes Albumin (englisch: *bovine serum albumin*, abgekürzt: *BSA*) verwendet. BSA besitzt ein Molekulargewicht von circa 60000 g/mol. Nach Zugabe von 10 µl einer Lösung von BSA in PBS mit einer Konzentration von 1 mmol/l diffundieren diese Moleküle zur Kavität. Durch



**Abbildung 5.9:** Spektrale Modenverschiebung aufgrund der Anlagerung einer Monolage BSA an einem polymeren Kelchresonator mit einem maximalen Durchmesser von  $90\ \mu\text{m}$  im Wellenlängenbereich um  $1300\ \text{nm}$ . (a) zeigt den zeitlichen Ablauf der Modenverschiebung. Zudem ist eine Glättung der Daten dargestellt. (b) Die Modenverschiebung beträgt  $40\ \text{pm}$  hin zu größerer Wellenlänge. Die zur Messung angepassten Lorentz-Kurven sind dargestellt.

die Anlagerung der BSA-Moleküle an die Kavität wird die Oberfläche des Resonators passiviert. Es kommt zur Ausbildung einer Monolage innerhalb weniger zehn Sekunden (siehe Abbildung 5.9(a)) [189]. Die gemessene spektrale Rotverschiebung aufgrund der BSA-Anlagerung beträgt  $40\ \text{pm}$ . Zu deren Messung wurden die in Abbildung 5.9(b) gezeigten Lorentz-Kurven verwendet. Für eine BSA-Schicht mit einer Dicke von circa  $3\ \text{nm}$  [190] stimmt die nach Gleichung 5.6 erwartete Verschiebung sehr gut mit dem Messwert überein.

Bei dieser Messung im Wellenlängenbereich um  $1300\ \text{nm}$  treten zwei Einschränkungen zu Tage. Die Güte der Resonatoren wird durch die hohe Absorption des die Resonatoren umgebenden Wassers (siehe Abbildung 5.5) erniedrigt. Weiterhin stellt in diesem Wellenlängenbereich das Eindringen von Wassermolekülen in die Polymermatrix (Sorptions) und der dadurch verursachten Absorption dieser Moleküle innerhalb der Resonatorstruktur eine Einschränkung dar [191]. Dies hat zur Folge, dass die Kelchresonatoren nach einer Messzeit von etwa einer Stunde aufgrund des Eindringens von Wassermolekülen in die Polymermatrix und der dadurch sinkenden Resonatorgüte für mindestens zehn Minuten auf einer Heizplatte bei  $90\ ^\circ\text{C}$  zur Desorption der eingelagerten Moleküle erhitzt werden müssen. Für zukünftige Messungen im sichtbaren Spektralbereich spielt dies jedoch keine Rolle, da der Absorptionskoeffizient von Wasser im sichtbaren Spektralbereich, im Vergleich zum Wert bei einer Wellenlänge von  $1300\ \text{nm}$ , um mehr als drei Größenordnungen kleiner ist. Als Folge ist somit eine signifikant erhöhte Sensitivität zu erwarten.



**Abbildung 5.10:** Parallele Detektion verschiedener Moleküle. Jeder Resonator ist für eine andere Substanz sensibilisiert.

### 5.2.5 Ansätze zur parallelen Moleküldetektion

Zur Durchführung einer parallelen Moleküldetektion, wie sie in Abbildung 5.10 angedeutet ist, werden mehrere Resonatoren auf einem Substrat benötigt. Es müssen zwei Fragestellungen behandelt werden. Einzelne Resonatoren müssen für bestimmte Stoffe sensibilisiert werden. Und zudem müssen Detektionsschemata zum parallelen Auslesen mehrerer Resonatoren auf einem Substrat entwickelt werden.

#### Funktionalisierung

In Abschnitt 5.2.4 wird eine unspezifische Moleküldetektion demonstriert, bei der sich die nachzuweisenden Moleküle am Resonator und auch am restlichen Siliziumsubstrat anlagern können. Sollen gezielt verschiedene Moleküle in einer Analysenprobe während einer Messung nachgewiesen werden, so muss jeder auf dem Substrat befindliche Resonator derart präpariert werden, dass sich nur bestimmte Moleküle an der Resonatoroberfläche anlagern können. Auf der einen Seite müssen zu diesem Zweck chemische Methoden bereitgestellt werden, damit Substanzen, die als Funktionalisierung fungieren sollen, an der Resonatoroberfläche nicht nur physisorbiert, sondern auch chemisorbiert werden. Dies ist ein weitreichendes Arbeitsgebiet und chemische Methoden zur Funktionalisierung von  $\text{SiO}_2$ -Oberflächen am Beispiel von toroidalen Resonatoren werden von Hunt et al. [192] demonstriert. Auf der anderen Seite müssen Methoden entwickelt werden, die es ermöglichen, diese Substanzen ge-

zielt auf die Resonatoren aufzubringen. Im Idealfall nur am Rand der Resonatoren, der dem Ort der Flüstergaleriemoden nahe ist. Nachfolgend werden zwei Methoden mit ersten Ergebnissen beschrieben:

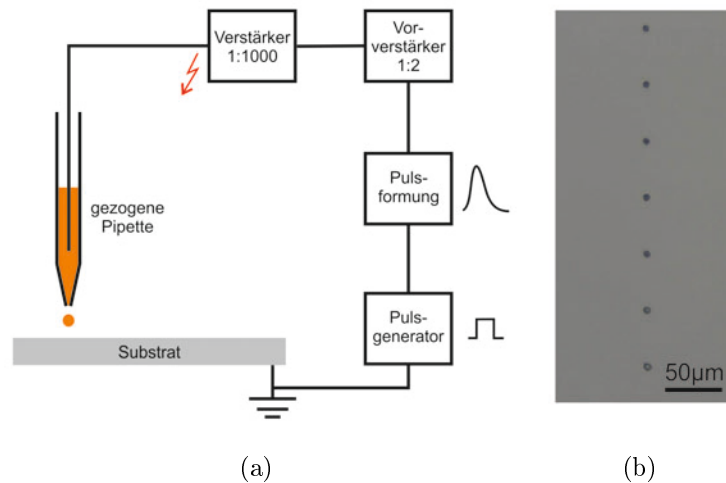
**Dip-Pen-Nanolithografie** Bei der sogenannten Dip-Pen-Nanolithografie (abgekürzt: *DPN*) [193] wird ein Rasterkraftmikroskop zum Auftragen chemischer Substanzen verwendet. Des Spitze des Rasterkraftmikroskops wird zunächst in die aufzubringende Substanz, die Tinte, getaucht. Durch Kapillarkräfte wird die Spitze benetzt. Diese wird danach mit geringer Kraft auf eine Oberfläche aufgesetzt. Die Spitze wird verfahren, es bildet sich ein Meniskus aus und die aufzubringende Substanz wird auf der Probenoberfläche abgeschieden. Diese Technik ermöglicht es, Strukturen mit einer minimalen Breite von weniger als 100 nm zu schreiben [194]. Die Auftragung der Tinte ist von deren Zusammensetzung, der relativen Luftfeuchtigkeit und der Schreibgeschwindigkeit abhängig. Typische Schreibgeschwindigkeiten der DPN-Technik liegen im Bereich von 1  $\mu\text{m/s}$  [195]. Dieses Verfahren ermöglicht die präzise Ablagerung von Molekülen auf dem Resonatorrand.

Derzeit wird in der parallel durchgeführten Promotionsarbeit von T. Beck in Zusammenarbeit mit dem Institut für Nanotechnologie (INT, Campus Nord, KIT) ein auf dieser Methode basierender Ansatz zur Funktionalisierung von polymeren Kelchresonatoren verfolgt.

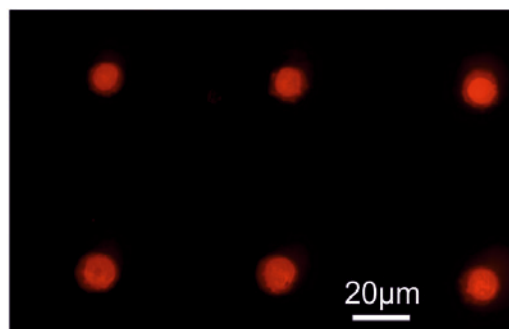
**Droplet-Spotter** Zum schnelleren Aufbringen chemischer Substanzen (im Vergleich zur DPN-Technik) wurde in der begleitenden Diplomarbeit von J. Fischer ein sogenannter Droplet-Spotter aufgebaut [196]. Die Anordnung, die schematisch in Abbildung 5.11 dargestellt ist, basiert auf Arbeiten von Yogi et al. aus dem Jahr 2001 [197]. Es können Tropfen mit einem Volumen im Bereich von Femtolitern erzeugt werden, die mit einer Präzision auf einer Mikrometerskala auf einer Oberfläche platziert werden können.

Zur Erzeugung der Tropfen wird eine ausgedünnte Glaskapillare, mit einem Innendurchmesser von 10-30  $\mu\text{m}$  an der Spitze, mit der aufzubringenden chemischen Substanz befüllt [196]. In diese Kapillare, deren Spitze einen Abstand von circa 50  $\mu\text{m}$  zum Substrat aufweist, wird eine Elektrode eingetaucht. Zwischen dieser und der Probe können Hochspannungspulse mit Amplituden im Bereich von 500 V bis 1 kV und einer Dauer von circa 10 ms angelegt werden. In dem sich ausbildenden inhomogenen elektrischen Feld werden durch Ladungstrennung [198] Tropfen ausgebildet und auf der Probe deponiert (siehe Abbildung 5.11).

Der schematische Aufbau der Anlage ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Die Pulse werden mit einem Frequenzgenerator erzeugt, über ein Widerstands- und Konden-



**Abbildung 5.11:** (a) Schematische Darstellung des Aufbaus zur Erzeugung von Tropfen mit Volumina im Bereich von Femtolitern (Droplet-Spotter). Durch Anlegen eines Hochspannungspulses erfolgt in der gezogenen Kapillare eine Ladungstrennung, die im inhomogenen elektrischen Feld zwischen Substrat und Spitze zur Ausbildung eines Tropfens führt. (b) Wassertropfen auf einem Siliziumsubstrat mit einem Durchmesser von circa 5 μm mit einem Abstand von 50 μm.



**Abbildung 5.12:** Aufnahme mit einem Fluoreszenzmikroskop einer Siliziumoberfläche auf die mit dem Droplet-Spotter Biotintropfen mit einem Durchmesser von circa 10 μm aufgebracht wurden. An diese Funktionalisierung wurde mit einem Farbstoff markiertes Avidin gebunden.

satornetzwerk geformt und in einem zweistufigen Schritt verstärkt. Die Größe der Tropfen hängt nicht nur von der Form der Hochspannungspulse ab, sondern auch von der Geometrie der Kapillare, deren Abstand zur Probe und auch von der aufzubringenden Substanz selbst.

Abbildung 5.12 zeigt exemplarisch das Ergebnis einer auf eine Glasoberfläche aufgebraute Funktionalisierung [196]. Auf eine vorbehandelte Glasoberfläche wurden mit dem beschriebenen Aufbau Biotin<sup>3</sup>-Tropfen aufgebracht. Diese Probe wurde mit einer Lösung von Avidin gespült, das mit einem Farbstoff markiert war. Mit Hilfe eines Fluoreszenzmikroskops kann die somit ursprünglich aufgebraute Funktionalisierung sichtbar gemacht und somit nachgewiesen werden.

### Parallele Detektion

Zur Realisierung einer parallelen Detektion können zwei unterschiedliche Detektionsschemata verwendet werden. Entweder können mehrere Wellenleiter mit nur je einer daran gekoppelten Kavität verwendet werden, oder an einen Wellenleiter werden mehrere Resonatoren gekoppelt.

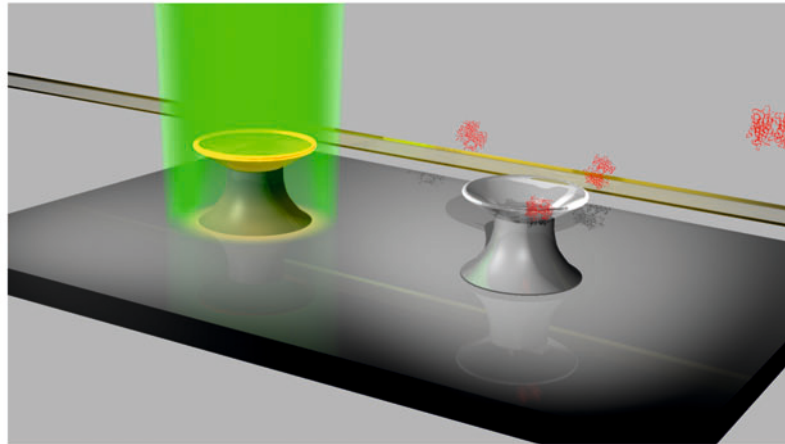
Der von Carlborg et al. [200] gezeigte Ansatz basiert auf Schlitzwellenleitern [201] aus Siliziumnitrid auf einer SiO<sub>2</sub>-Schicht. Die Emission eines durchstimmbaren Diodenlasers wird über ein optisches Gitter in eine Wellenleiterstruktur eingekoppelt. Die Intensität wird auf acht getrennte Wellenleiter verteilt. An jeden dieser Wellenleiter ist ein Ringresonator gekoppelt. Die transmittierten Intensitäten durch die Wellenleiter werden mit einem Feld von Fotodioden detektiert. Dieses Schema hat mehrere Vorteile: Eine Wellenlängenverschiebung aufgrund einer Molekülanlagerung an einen Resonator kann diesem eindeutig zugeordnet werden. Wird ein Resonator für keine bestimmte Substanz sensibilisiert, so kann dieser als Referenz zur Stabilisierung der Temperatur dienen.

Das von Xu et al. [202] gezeigte Detektionsschema basiert auf Ringresonatoren aus Silizium, die auf einem SiO<sub>2</sub>-Substrat strukturiert wurden. In diesem Fall sind vier Resonatoren an einen Wellenleiter gekoppelt. Beim Entwurf der Resonatorgeometrien ist jedoch darauf zu achten, dass die Resonanzfrequenzen eines Resonators im freien Spektralbereich der anderen Resonatoren zu liegen kommen. Denn nur so ist es möglich, die Verschiebung einer Resonanzfrequenz aufgrund einer Molekülanlagerung einem bestimmten Resonator zuzuordnen. Einen ähnlichen Ansatz verfolgen Mandal et al. auf der Basis photonischer Kristalle [43].

---

<sup>3</sup>Die Stoffkombination Biotin-(Strept-)Avidin ist ein in der Biologie oft angewandtes Modellsystem aufgrund der Stärke der nicht kovalenten Bindung [199].





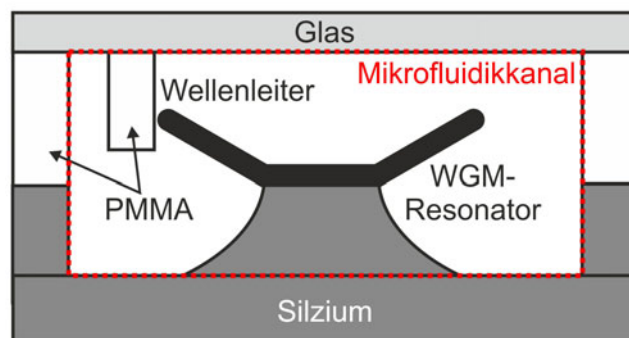
**Abbildung 5.13:** Integrierter Detektor mit aktiver polymerer Laserquelle auf Basis eines Kelchresonators und mit einem passiven, funktionalisierten Resonator zur Moleküldetektion.

### 5.2.6 Auf dem Weg zu einem integrierten Labor

Zur Realisierung eines biochemischen Sensors [203] bietet es sich an, die in dieser Arbeit diskutierten Kelchresonatoren aus PMMA zu verwenden. Die polymeren Kelchresonatoren bieten nicht nur vielversprechende Eigenschaften im Bereich der Biosensorik, sondern auch die Möglichkeit der Herstellung von Laserquellen mit niedriger Schwelle. In die Polymermatrix von PMMA können vor dem Aufbringen auf ein Siliziumsubstrat (siehe dazu auch Abschnitt 3.2) verschiedene Stoffe, wie beispielsweise aktive Medien, eingebracht werden [172, 11]. Zudem können die Kavitäten mit Methoden der Halbleiterindustrie parallel hergestellt werden.

Zur Herstellung der in [172, 11] vorgestellten polymeren Laserquellen wird vor dem Aufschleudern der PMMA-Schicht auf das Siliziumsubstrat das Polymer mit einem in Ethanol gelösten Laserfarbstoff (Rhodamin 6G) versetzt. Die weitere Prozessierung der kelchförmigen Kavitäten geschieht wie in Abschnitt 3.2 beschrieben. Bei der Anregung der aktiven Resonatoren mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm zeigt sich eine Laseremission bei einer Wellenlänge von ungefähr 600 nm. Es zeigt sich, dass die hergestellten Laserresonatoren mit einer Energie von 3,3 nJ sehr niedrige Laserschwellen besitzen.

Durch die voranschreitende Miniaturisierung von Laserquellen [204] eignen sich die aktiven Kelchresonatoren als Lichtquelle zur Integration auf einem Substrat, zusammen mit passiven Resonatoren zur Detektion von Molekülen [205]. Abbildung 5.13 zeigt eine solche Anordnung auf einem Substrat (englisch: *lab-on-chip*).



**Abbildung 5.14:** Darstellung des Flip-Chip-Verfahrens. Ein auf ein transparentes Substrat strukturierter Rippenwellenleiter wird einem Kelchresonator angenähert. Der entstehende mikrofluidische Kanal kann zum Transport von Flüssigkeiten genutzt werden.

Die Verwendung des Polymers PMMA bietet weitergehende Vorteile. So wurde in der begleitenden Diplomarbeit von T. Großmann [134] gezeigt, dass auf einem transparenten Glassubstrat monomodige optische Rippenwellenleiter aus PMMA hergestellt werden können. Diese Wellenleiter können, wie in [134] beschrieben, im sogenannten Flip-Chip-Verfahren zur Ankopplung an polymere Kelchresonatoren genutzt werden. Abbildung 5.14 zeigt die grundlegende Idee des Verfahrens. Auf ein aus Gründen der Justage transparentes Substrat wird ein Rippenwellenleiter strukturiert. Dieses Substrat wird umgedreht und an die auf einem Siliziumsubstrat prozessierten (aktiven und/oder passiven) Kelchresonatoren angenähert. Durch die Verwendung von Abstandshaltern bildet sich ein mikrofluidischer Kanal aus, über den kleinste Flüssigkeitsmengen in dem integrierten Bauteil transportiert werden können. Das Verfahren der Flip-Chip-Kopplung wurde zum Patent angemeldet [206].

Die Verwendung polymerer Rippenwellenleiter bietet gegenüber der Nutzung von ausgedünnten Glasfasern den Vorteil einer mechanisch deutlich erhöhten Stabilität und Robustheit. Sie bieten auch eine im Vergleich zu ausgedünnten Glasfasern erhöhte Lebensdauer [134], da diese aufgrund von Rissbildungen durch adsorbierte Wassermoleküle nach einem Tag ihre Transmission verlieren [207]. Die große mechanische Stabilität ermöglicht es auch, einen Rippenwellenleiter, im Gegensatz zu einer ausgedünnten Glasfaser, parallel an eine Vielzahl von Kavitäten anzunähern.

### 5.3 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit konnten erste gekoppelte PMMA-Scheibenresonatoren, mit Durchmessern von 50  $\mu\text{m}$  und einem Kopplungsabstand von 350 nm, hergestellt

werden. Diese photonischen Moleküle eignen sich für Anwendungen im Bereich der Sensorik und zur Herstellung von kompakten Laserquellen mit gerichteter Abstrahlung.

Die besondere Eignung der polymeren Kelchresonatoren wurde für Anwendungen im Bereich der Quantenelektrodynamik aufgezeigt. Zur Wechselwirkung von Flüstergaleriemoden mit Emitttern können diese direkt in die Polymermatrix eingebracht werden. Anhand von Scheibenresonatoren, die mit Halbleiter-Quantenpunkten bedeckt waren, konnte der Purcell-Effekt mit einem Purcell-Faktor von  $F_P = 14$  demonstriert werden.

Die Eignung der polymeren Kelchresonatoren für Anwendungen im Bereich der biochemischen Detektion wurde gezeigt. Der Messplatz wurde für Untersuchungen in einer wässrigen Umgebung durch einen Probenhalter erweitert. Es konnten in einer wässrigen Umgebung Flüstergaleriemoden in polymeren Kelchresonatoren mit Durchmessern von  $90\ \mu\text{m}$  mit Güten im Bereich von  $10^4$  nachgewiesen werden.

Zur Optimierung der Sensitivität, die durch das Verhältnis des Q-Faktors und des Modenvolumens bestimmt wird, wurden numerische Simulationen mit finiten Elementen durchgeführt. Es konnte in Abhängigkeit der Wellenlänge ein optimaler Resonatorradius für Sensorikanwendungen in wässriger Umgebung gefunden werden.

Es gelang der Nachweis einer Monolage von BSA-Molekülen mit einer Dicke von circa  $3\ \text{nm}$  auf einem polymeren Kelchresonator mit einem Durchmesser von  $90\ \mu\text{m}$  in einer PBS-Lösung. Es ergab sich eine Modenverschiebung von  $40\ \text{pm}$  bei einer Wellenlänge von  $1300\ \text{nm}$ . Die Messung konnte trotz der Absorption, des den Resonator umgebenden wässrigen Mediums, durchgeführt werden. Messungen im sichtbaren Spektralbereich versprechen hier eine deutlich erhöhte Sensitivität.

Ferner wurden Ansätze zur gerichteten Detektion und erste Ergebnisse der Funktionalisierung gezeigt. Unter Verwendung des biologischen Modellsystems Biotin-Avidin konnte eine Glasoberfläche mit einem Aufbau zur Erzeugung von Tropfen im Femtoliterbereich funktionalisiert werden. Die aufgebrauchten Moleküle konnten mit farbstoffmarkiertem Avidin nachgewiesen werden.

Neben Konzepten zur parallelen Moleküldetektion wurde der Weg zu einem auf einem Substrat integrierten Labor (Lab-on-Chip) auf Basis von Polymeren dargestellt. Die in dieser Arbeit hergestellten passiven Kelchresonatoren lassen sich zusammen mit aktiven, polymeren Kelchresonatoren auf einem Substrat prozessieren. Durch die Verwendung von polymeren Rippenwellenleitern, die auf einem zweiten Substrat hergestellt werden, können über den Flip-Chip-Ansatz zukünftig mikrofluidische Elemente integriert werden.

Die freistehenden WGM-Resonatoren, insbesondere die polymeren Kavitäten, sind

vielversprechende Bauelemente für Anwendungen in der Sensorik und Quantenelektrodynamik.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Fokus der vorliegenden Arbeit standen Flüstergalerie-Resonatoren, die Charakterisierung deren Eigenschaften und die Demonstration der Anwendbarkeit in verschiedenen Bereichen, darunter in der biochemischen Sensorik.

Es wurden erfolgreich die notwendigen Schritte zur Herstellung von Scheibenresonatoren aus Siliziumdioxid auf Siliziumsubstraten eingeführt und verfeinert. Die zum isotropen Ätzen von Silizium benötigte Anlage auf Basis der Edelgasverbindung Xenondifluorid wurde im Reinraum des Centrums für Funktionelle Nanostrukturen aufgebaut, in Betrieb genommen und charakterisiert. Ferner wurde ein Aufbau auf Basis eines CO<sub>2</sub>-Lasers zur Erzeugung einer toroidalen Resonatorgeometrie aus den Scheibenresonatoren realisiert. Die Geometrie der Kavitäten wird in einem thermisch induzierten Prozess durch die Oberflächenspannung des Resonatormaterials bestimmt.

Neben den Resonatoren auf Basis von Siliziumdioxid wurden Scheibenresonatoren aus dem thermoplastischen Polymer Polymethylmethacrylat (PMMA) auf Siliziumsubstraten hergestellt. Mit Hilfe eines entwickelten, thermischen Prozessierungsschrittes kann die Geometrie der Kavitäten in eine Kelchform überführt werden. Die Änderung der Struktur der Scheibenresonatoren beim Übergang in die Kelchform wurde mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls untersucht. Die Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit und die Verminderung, der durch den Proximity-Effekt bei der Belichtung mit dem Rasterelektronenmikroskop verursachten Rauigkeit, konnte mit Hilfe von Messungen mit einem Rasterkraftmikroskop ermittelt werden.

Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften der hergestellten Resonatorstrukturen aus Siliziumdioxid und PMMA wurde ein faseroptischer, temperaturstabilisierter Messaufbau konzipiert. Ausgedünnte Standardglasfasern können mit hoher

Präzision an die Flüstergalerie-Resonatoren angenähert werden und durch die Verwendung schmalbandiger Diodenlaser mit hoher Auflösung im sichtbaren und infraroten Spektralbereich vermessen und charakterisiert werden.

Die hergestellten Scheibenresonatoren aus Siliziumdioxid mit einem Durchmesser von  $40\ \mu\text{m}$  erreichen Güten im Bereich von  $10^5$ . Die mit Hilfe des  $\text{CO}_2$ -Lasers hergestellten toroidalen Kavitäten erreichen, trotz eines im Vergleich halbierten Radius, Q-Faktoren im Bereich  $10^5$  und bestätigen somit, die durch den thermischen Prozess bewirkte Glättung der Oberfläche.

Die Güten der polymeren Scheibenresonatoren mit einem maximalen Durchmesser von  $100\ \mu\text{m}$  lagen bei Messungen im infraroten Spektralbereich ebenfalls im Bereich von  $10^5$ . Durch die thermische Prozessierung verbessert sich die Güte der PMMA-Scheibenresonatoren um zwei Größenordnungen. Für Kavitäten mit einem Durchmesser von  $50\ \mu\text{m}$  steigt die Güte von  $10^4$  auf  $2 \cdot 10^6$  im infraroten Spektralbereich. Die Resonatorgüte ist in diesem Bereich durch die Absorption im Resonatormaterial limitiert.

Im sichtbaren Spektralbereich erreichen die polymeren Kelchresonatoren Güten von  $1,3 \cdot 10^7$ , die bisher von keiner anderen polymeren Kavität erreicht werden konnte. Der Q-Faktor ist ebenfalls durch die Absorption im Polymer begrenzt, liegt dennoch bei einer Wellenlänge von  $780\ \text{nm}$  um zwei Größenordnungen über den Güten vergleichbarer Polymerresonatoren, die von toroidalen  $\text{SiO}_2$ -Resonatoren hoher Güte abgeformt wurden.

Bei der Untersuchung thermischer Effekte zeigte sich die besondere Eignung der Polymerkavitäten für Anwendungen im Bereich der Sensorik. Ab einer Temperatur von circa  $45\ ^\circ\text{C}$  wird die spektrale Position der Flüstergaleriemoden unabhängig von der Temperatur. Einflüsse der Umgebungstemperatur auf das Ergebnis einer Detektion können somit ausgeschlossen werden.

Zusätzlich konnte an den polymeren Kelchresonatoren die Aufhebung der natürlichen Entartung aufgrund des Umlaufsinnns der Flüstergaleriemoden beobachtet und gemessen werden. Die Kopplung der Moden, die nur in Kavitäten mit sehr hoher Güte beobachtet werden kann, wurde sowohl als Transmissionssignal durch eine an eine Kavität angenäherte Glasfaser gemessen, als auch mit einer Modifikation des Messaufbaus als Reflexionssignal.

Es konnten erste Strukturen zur Bildung photonischer Moleküle hergestellt werden. Sie bestehen aus zwei PMMA-Scheibenresonatoren mit Durchmessern von  $50\ \mu\text{m}$  und einem Kopplungsabstand von  $350\ \text{nm}$ . Ein Nachweis der Kopplung konnte bislang jedoch nicht erbracht werden. Ferner wurde der Purcell-Effekt durch die Kopplung von Halbleiter-Quantenpunkten an Scheibenresonatoren aus Siliziumdioxid demons-

---

triert. Außerdem konnte gezeigt werden, dass sich die polymeren Kelchresonatoren aufgrund ihres geringen Modenvolumens und gleichzeitig großer Güte für Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik eignen.

Zur Demonstration der Anwendbarkeit der polymeren Kelchresonatoren im Bereich der biochemischen Detektion wurde der Messplatz um eine Probenkammer zur Messung von Flüstergaleriemoden in wässrigen Umgebungen erweitert. Es konnten erfolgreich in polymeren Kelchresonatoren mit Durchmessern von  $90\ \mu\text{m}$  Flüstergaleriemoden mit Güten im Bereich von  $10^4$  in wässriger Umgebung nachgewiesen werden. Durch Zugabe einer Glucoselösung und der dadurch verursachten Änderung des Brechungsindex des den Resonator umgebenden Mediums konnte eine erste spektrale Modenverschiebung detektiert werden.

Zur Optimierung der Sensitivität wurden numerische Simulationen auf Basis finiter Elemente durchgeführt. Der optimale Radius der Kelchresonatoren konnte durch die Optimierung des Verhältnisses von Güte zu Modenvolumen in Abhängigkeit der Wellenlänge ermittelt werden.

Die Anlagerung einer Monolage von BSA-Molekülen, aus einer phosphatgepufferten Salzlösung heraus, an einen polymeren Kelchresonator mit Durchmessern von  $90\ \mu\text{m}$ , konnte nachgewiesen werden. Es konnte eine spektrale Modenverschiebung von  $40\ \text{pm}$  im infraroten Spektralbereich gemessen werden. Die Messung konnte, trotz der großen Absorption des umgebenden wässrigen Mediums und einer Reduktion der Resonatorgüte um zwei Größenordnungen, durchgeführt werden. Messungen im sichtbaren Spektralbereich versprechen eine deutlich erhöhte Sensitivität.

Mit einem Aufbau zur Erzeugung von Tropfen im Femtoliterbereich können Kavitäten derart sensibilisiert werden, so dass nur spezifische Moleküle an einem Resonator anhaften können. Erste Ergebnisse der Erzeugung kleinster Tropfen konnten demonstriert werden und eine spezifische Molekülanlagerung auf Basis von Biotin und Avidin wurde gezeigt.

Weiterhin wurde die Integration von aktiven und passiven polymeren Kelchresonatoren in einer Lab-on-Chip-Anordnung dargestellt. Das zur Ankopplung von polymeren Rippenwellenleitern an diese Kavitäten und zur gleichzeitigen Ausbildung eines Kanals für Mikrofluidik vorgeschlagene Flip-Chip-Verfahren wurde zum Patent angemeldet [206].

## Ausblick

Zur weiteren Entwicklung des Projekts im Rahmen des Teilbereichs A5 des Centrums für Funktionelle Nanostrukturen können zwei wesentliche Bereiche verfolgt werden: die biochemische Detektion und die Quantenelektrodynamik. Für beide Bereiche verspricht die Verwendung der Kelchresonatoren aus Polymethylmethacrylat aufgrund ihrer hohen Güten im sichtbaren und infraroten Spektralbereich, der vergleichsweise kleinen Modenvolumen und der vielfältigen Funktionen von Polymeren weitere Fortschritte.

Im Bereich der biochemischen Detektion können Fortschritte bei der Sensitivität erreicht werden. Einerseits durch eine weitergehende Verbesserung der Resonatorherstellung und einer Verfeinerung des verwendeten Messplatzes zur Annäherung von ausgedünnten Glasfasern an die Kavitäten, insbesondere in einer wässrigen Umgebung. Die größte Verbesserung kann allerdings erzielt werden, wenn die zur Detektion verwendete Lichtwellenlänge weiter in Richtung des sichtbaren Spektralbereichs verschoben wird, da dort die Absorption des bei der Detektion beteiligten Wassers um mehrere Größenordnungen geringer ist als im infraroten Spektralbereich.

Eine weitere Verbesserung der Sensitivität und eine gleichzeitige Ermöglichung einer parallelen Detektion in Echtzeit kann durch die Ausnutzung und Verwendung spezifischer Bindungen zur Anlagerung von Molekülen an einen bestimmten Resonator erfolgen. Hierzu sind weitergehende Untersuchungen zur Bindung von Molekülen an eine Polymeroberfläche zur Funktionalisierung notwendig.

Im Hinblick auf eine parallele Detektion können ferner die bereits hergestellten Rippenwellenleiter an die polymeren Resonatoren angekoppelt und die Flip-Chip-Kopplung demonstriert werden. Außerdem kann in diesem Bereich an einer weiteren Integration von aktiven und passiven Resonatoren und einer Verwendung von Komponenten aus der Mikrofluidik gearbeitet werden.

Durch ein Vorantreiben gekoppelter Resonatorsysteme, insbesondere der photonischen Moleküle, können durch die Ausnutzung von Supermoden eine erhöhte Sensitivität und auch weitere Funktionalitäten zur Charakterisierung von Molekülen erreicht werden. Auch aktive Polymerresonatoren auf der Basis photonischer Moleküle können, durch eine einstellbare Abstrahlcharakteristik durch Wahl des Kopplungsabstands, weitere Fortschritte mit sich bringen. Die Kopplung von Resonatoren kann entweder, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, lateral erfolgen oder durch die Verwendung dreidimensionaler Lithografiertechniken und anderer Polymere, wie beispielsweise Ormocere, in einer vertikalen Anordnung.

Im Bereich der Quantenelektrodynamik kann, durch Einbetten von Halbleiter-Quan-



---

tenpunkten oder Farbstoffmolekülen in die Polymermatrix, die kohärente Wechselwirkung zwischen einzelnen Emittlern und Flüstergaleriemoden in Form der starken Kopplung nachweisbar werden. Durch Ausnutzung dieser Kopplungen können beispielsweise verschränkte Photonen erzeugt werden oder die Realisierung einer effektiven Einzelphotonenquelle ermöglicht werden.



# Anhang A

## Numerische Simulation rotationssymmetrischer Mikroresonatoren

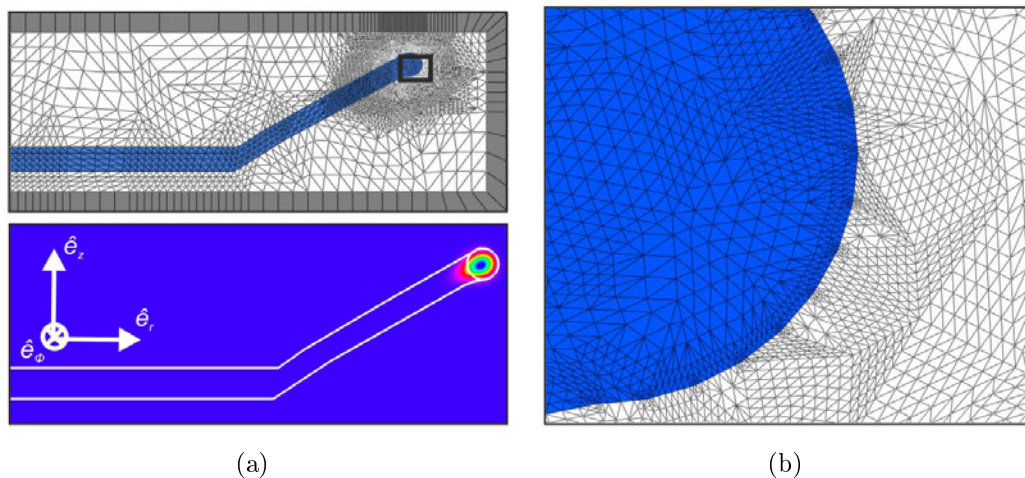
Die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse numerischer Simulationen wurden mit Hilfe des Softwarepakets `JCMSuite` (JCMwave GmbH) erstellt und basieren auf der Methode der finiten Elemente [64].

Durch den zeitharmonischen Ansatz für die elektromagnetischen Felder  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$  können die Maxwellgleichungen (siehe Gleichungen 2.3 bis 2.6) auf ein Eigenwertproblem mit dem Eigenvektor  $\mathbf{F}$  und dem Eigenwert  $\omega$  reduziert werden [58]:

$$\epsilon^{-1}\nabla \times \mu^{-1}\nabla \times \mathbf{F} - \omega^2\mathbf{F} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Zur Berechnung dieses Eigenwertproblems wird das Rechengebiet in kleinere Gebiete, die sogenannten finiten Elemente, aufgeteilt und die elektromagnetischen Felder können durch einfache polynomiale Funktionen in diesen Bereichen angenähert werden. Mit kleiner werdender Größe dieser Elemente steigt, zusammen mit der notwendigen Rechenzeit, die Genauigkeit der Näherung. Die Größe der finiten Elemente kann im Rechengebiet der Komplexität der zu berechnenden Geometrie nahezu beliebig angepasst werden. Durch die Zeitabhängigkeit der elektromagnetischen Felder ist es ausreichend, nur eines der Felder zu berechnen, beispielsweise das elektrische Feld. Aus den Maxwell-Gleichungen 2.5 und 2.6 kann das jeweils andere Feld berechnet werden.

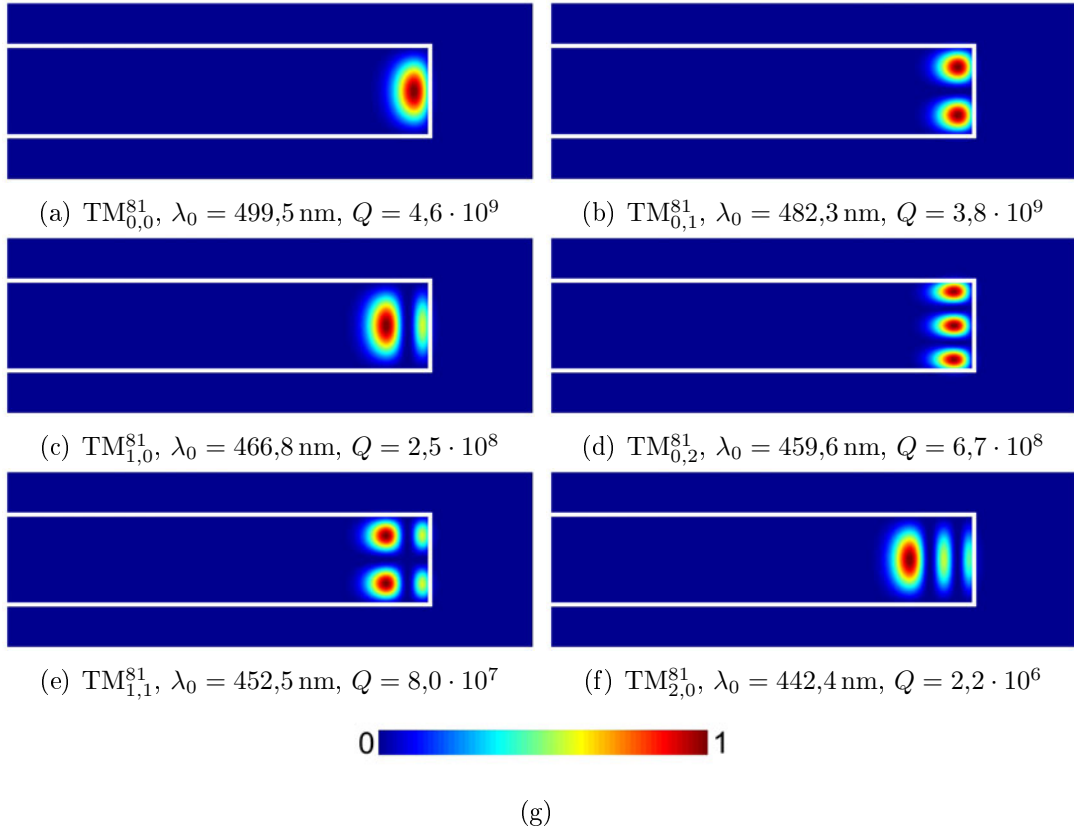
Das Eigenwertproblem wird mit dem Programmteil `JCMResonance` berechnet. Das Programm ermöglicht die Berechnung von Resonatormoden zwei- und dreidimensio-



**Abbildung A.1:** (a) Adaptives Rechengitter bei der Berechnung der Resonatormoden eines Kelchresonators nach drei Verfeinerungsschritten. Radialer Schnitt durch das Rechengebiet. Zusätzlich ist die damit simulierte räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke  $\epsilon|E|^2$  einer  $TE_{0,0}^{105}$ -Mode und das zylindrische Koordinatensystem gezeigt. (b) Detaillierte Ansicht des in (a) markierten Bereichs des Rechengitters.

nalener Strukturen in kartesischen oder zylindrischen Koordinaten. Dreidimensionale WGM-Resonatoren können zur Verringerung der notwendigen Rechenleistung auf ein zweidimensionales zylindersymmetrisches Problem zurückgeführt werden. Die dafür notwendigen finiten Elemente bestehen entweder aus Dreiecken oder Parallelogrammen. Die elektromagnetischen Felder in den finiten Elementen werden durch Polynome bis maximal neunter Ordnung angenähert. Polynome dritten Grades stellen einen guten Kompromiss zwischen Rechengenauigkeit und Ressourcenverbrauch dar.

Die festgelegte Resonatorgeometrie ist exemplarisch in Abbildung A.1 für einen polymeren Kelchresonator gezeigt. Ebenso die gewählten transparenten Randbedingungen (englisch: *perfectly matched layers*, abgekürzt: *PML*). Elektromagnetische Felder werden in diesem Gebiet absorbiert und Rückkopplungen in den betrachteten Resonator durch Reflexionen werden verhindert. Zur Berechnung einer Resonanzfrequenz muss ein Startwert  $\omega_{Start}$  vorgegeben werden, der nach Gleichung 2.2 gewählt wird. Zunächst wird das Rechengebiet mit Hilfe finiter Elemente konstruiert und für einen Eigenwert  $\omega \approx \omega_{Start}$  wird beispielsweise das elektrische Feld ausgewertet. Danach wird das Rechengitter durch das Erzeugen kleinerer Elemente verfeinert. Dieser Prozess geschieht so lange, bis eine wählbare Zahl an Verfeinerungen durchgeführt wurde, oder bis die berechnete Verbesserung der Eigenfrequenz eine bestimmte Toleranz unterschreitet. Das Programm verwendet eine adaptive Technik zur Verfeinerung des Rechengitters [58, 208]. Es werden nur die Bereiche des Gitters verfeinert, in denen



**Abbildung A.2:** Simulierte Verteilung der elektrischen Energiedichte, Resonanzwellenlänge und Güte eines idealen Scheibenresonators mit einer azimuthalen Quantenzahl  $m = 81$  im Wellenlängenbereich von 400 bis 500 nm [64].

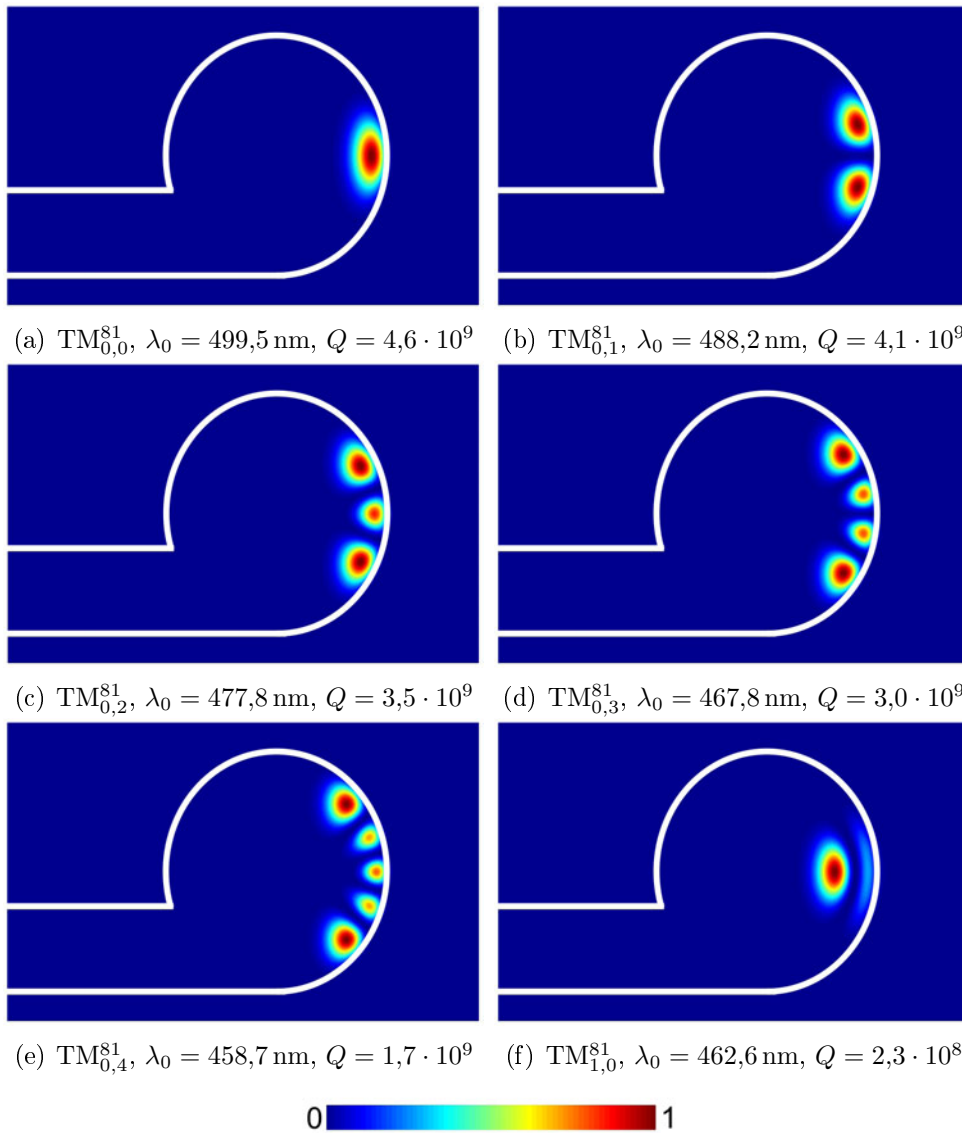
sich starke Feldänderungen ergeben. Abbildung A.1 zeigt exemplarisch das Rechengitter nach drei Verfeinerungsschritten. Ist eine Resonanzfrequenz für eine Mode mit einer azimuthalen Quantenzahl  $m$  mit der gewünschten Genauigkeit bestimmt, wird mit Gleichung 2.2 der Startwert für die Berechnung der Frequenz der benachbarten Mode  $m \pm 1$  festgelegt.

Die Steuerung der Simulation erfolgt über eine Schnittstelle über das Programmpaket **MATLAB** (Hersteller: MathWorks). Dies ermöglicht eine vollständige Automatisierung der Simulation und der Auswertung der Ergebnisse.

Bei der von **JCMResonance** berechneten Resonanzfrequenz handelt es sich um einen komplexen Wert  $\omega_{Res} = \omega_{real} + i\omega_{imag}$ . Die Resonatorgüte lässt sich über die Relation

$$Q = \frac{\omega_{real}}{2\omega_{imag}} \quad (\text{A.2})$$

bestimmen. Der Realteil  $\omega_{real}$  beschreibt die Resonanzfrequenz der Mode, während



(g)

**Abbildung A.3:** Simulierte Verteilung der elektrische Energiedichte, Resonanzwellenlänge und Güte eines toroidalen Resonators mit einer azimuthalen Quantenzahl  $m = 81$  im Wellenlängenbereich zwischen 400 und 500 nm. Die Güte der Moden sinkt mit zunehmender axialer Quantenzahl aufgrund des größer werdenden Überlapps mit der Resonatoroberfläche [64].

---

$\omega_{imag}$  ein Maß für die Absorption im Resonator ist. Die Polarisationsrichtung einer Mode wird aus der Feldverteilung der berechneten Feldkomponenten bestimmt. Die radiale und axiale Ordnung der Moden wird durch Abzählen der Feldmaxima in der entsprechenden Richtung festgelegt.

Weitere exemplarische Ergebnisse von Simulationen (siehe auch Abschnitt 2.2) eines idealen Scheibenresonators und eines toroidalen Resonators zeigen die Abbildungen A.2 und A.3. Es sind jeweils die sechs höchsten transversal magnetischen Moden mit den jeweiligen Resonanzwellenlängen und Q-Faktoren im Wellenlängenbereich von 400 bis 500 nm dargestellt. Bei beiden gezeigten Geometrien werden höhere radiale und axiale Moden geführt. Mit steigender radialer Ordnung der Moden wird die Resonanzwellenlänge kleiner, da die Intensitätsmaxima der Moden in radialer Richtung näher an der Symmetrieachse liegen. Zusätzlich wird der Q-Faktor aufgrund eines größeren Überlapps der Moden mit dem Resonatorrand mit steigender Ordnung kleiner. Dies wird insbesondere in Abbildung A.3 bei der Erhöhung der axialen Quantenzahl deutlich.





# Anhang B

## Aufbau eines ECD-Lasersystems

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein durchstimmbares Diodenlasersystem mit einer externen Kavität in einer modifizierten Littrow-Konfiguration mit einer Emissionswellenlänge von 780 nm, einem modensprungfrei abstimmbaren Bereich von ungefähr 15 GHz (30 pm) und einer Ausgangsleistung von circa 12 mW aufgebaut [64].

### Theoretische Grundlagen

Zur Erzeugung der notwendigen Rückkopplung in die Laserdiode wird ein optisches Gitter verwendet. Die Bedingung für konstruktive Interferenz unter dem Winkel  $\theta_{in}$  zur Normalen des Gitters, dem Winkel  $\theta_m$  unter dem die Beugung der Ordnung  $m$  auftritt, dem Linienabstand des Gitters  $d$  und der Wellenlänge des Lichts lautet [56]:

$$d(\sin \theta_{in} + \sin \theta_m) = m\lambda \quad (\text{B.1})$$

In der Littrow-Konfiguration wird die Intensität der ersten Beugungsordnung in die Laserdiode zurückgekoppelt. Somit muss der Winkel des einfallenden Lichts und der Winkel unter dem die erste Beugungsordnung auftritt identisch sein. Es ergibt sich mit  $\theta = \theta_{in} = \theta_m$  die Littrow-Bedingung:

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (\text{B.2})$$

Die spektrale Position einer Laserlinie  $\lambda_n$  setzt sich aus der Gitterrückkopplung und der  $n$ -ten longitudinalen Mode der externen Kavität zusammen, die sich von der Rückfacette der Laserdiode bis zum optischen Gitter über die Länge  $L$  erstreckt:

$$\lambda_n = \frac{L}{2n} \quad (\text{B.3})$$

Für den freien Spektralbereich der externen Kavität ergibt sich mit der Näherung  $L \gg \lambda/2$ :

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda^2}{2L + \lambda} \approx \frac{\lambda^2}{2L} \quad (\text{B.4})$$

Die Änderung der Emissionswellenlänge des Lasers wird durch Drehung des optischen Gitters bewirkt. Unter der Annahme, dass sich die Länge der Kavität dabei nicht ändert, bleibt die spektrale Position der Kavitätsmoden konstant. Bleibt die spektrale Position der Giterrückkopplung im Intervall von  $\lambda_n - \Delta\lambda_{\text{FSR}}/2$  bis  $\lambda_n + \Delta\lambda_{\text{FSR}}/2$ , so ist eine kontinuierliche Änderung der Emissionswellenlänge möglich [209]. Wird dieser Bereich verlassen, erfolgt ein abrupter Sprung der Emissionswellenlänge (Modensprung) in den Bereich der nächsten Mode  $\lambda_{n\pm 1}$  des externen Resonators.

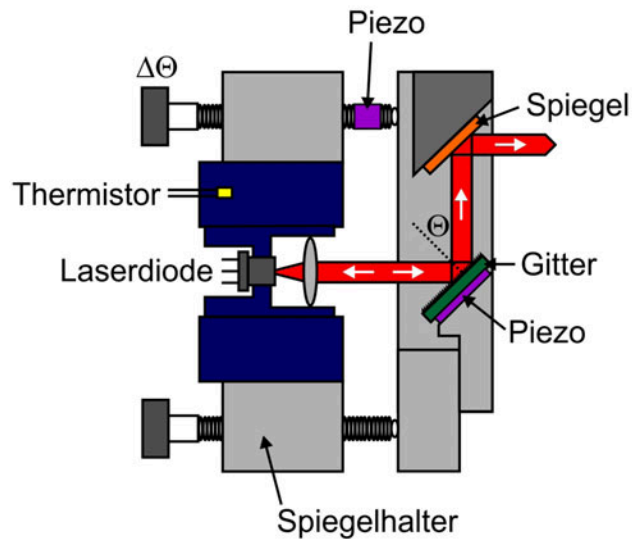
Zur Vermeidung von Modensprüngen muss die Länge der Kavität während der Drehung des Gitters so angepasst werden, dass sich die spektralen Positionen der Giterrückkopplung und der Kavitätsmoden gleichermaßen verschieben. Aus den Gleichungen B.2 und B.3 ergibt sich folgendes Kriterium für die relative Änderung der Emissionswellenlänge des ECD-Lasers  $\Delta\lambda/\lambda$  [64]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta\theta}{\tan\theta} \quad (\text{B.5})$$

Gleichung B.5 gilt nur, falls Reflexionen von der Frontfacette der Laserdiode zu vernachlässigen sind. Andernfalls bilden sich neben der betrachteten externen Kavität zwei weitere sekundäre Kavitäten zwischen der Frontfacette der Laserdiode und der Rückfacette bzw. dem optischen Gitter aus. Diese müssten in die Betrachtung aufgenommen werden und würden zu einer deutlichen Verringerung des modensprungfrei durchstimmbaren Bereichs führen [209].

## Experimentelle Realisierung und Charakterisierung

Das ECDL-System wurde in einer modifizierten Littrow-Anordnung aufgebaut und baut auf Arbeiten von Arnold et al. [211] mit Modifikationen von Hawthorn et al. [210]. Die zentralen Komponenten des Aufbaus basieren auf kommerziell erhältlichen Teilen. Ein konventioneller Spiegelhalter (U100, Hersteller: Newport) bildet das Grundgerüst des Aufbaus (siehe Abbildung B.1). In die Rückseite des Halters ist eine Befestigung für die Laserdiode und eine Kollimatorlinse (LT230P-B und C230TME-B, Hersteller: Thorlabs) eingelassen. Die Vorderseite des Spiegelhalters wurde derart modifiziert, dass ein optisches Gitter und ein gegenüberliegender Spiegel unter Beachtung des Littrow-Winkels an einem speziell gefertigten Halter befestigt werden



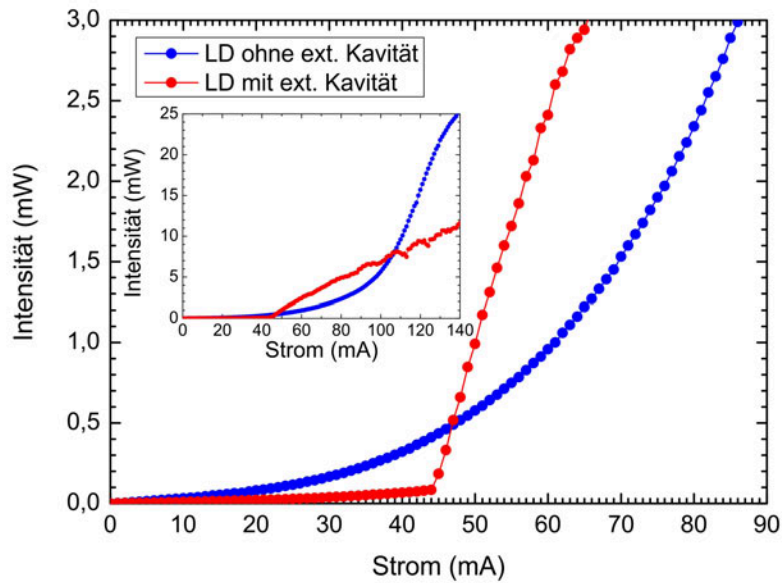
**Abbildung B.1:** Schematischer Aufbau des ECD-Lasersystems (nach [210]).

können. Der zusätzliche Korrekturspiegel wandelt die Richtungsänderung des emittierten Lichts bei Drehung des Gitters in einen Parallelversatz des Lichtstrahls um [128].

Eine Mikrometerschraube des Spiegelhalters wird durch eine Mikrometerschraube ersetzt, die einem Piezoaktuator (Hersteller: Physik Instrumente) mit einem Verstellweg von  $25\ \mu\text{m}$  enthält. Dieses Piezoelement dient zur Feinabstimmung der Gitterdrehung. Die Länge der externen Kavität kann mit Hilfe einer kompakten Piezoscheibe ( $10 \times 10 \times 2\ \text{mm}^3$ , Hersteller: Piezomechanik GmbH) mit einem maximalen Verstellweg von  $1,3\ \mu\text{m}$  angepasst werden. Zusätzlich wird die Temperatur des gesamten Aufbaus mit Hilfe eines Peltierelements ( $30\ \text{W}$ ), das unterhalb der Grundplatte des Spiegelhalters montiert ist, eines in den Spiegelhalter eingelassenen Thermistors (Hersteller: Farnell) zur Messung der Temperatur und eines PID-Reglers (TED350, Hersteller: Thorlabs) stabilisiert.

Die Laserdiode (LD-0780-050-AR-1, Hersteller: Toptica) besitzt eine Zentralwellenlänge von  $780\ \text{nm}$  und einem Verstärkungsbereich von  $\pm 10\ \text{nm}$  um diese Wellenlänge. Auf die Frontfacette wurde vom Hersteller eine Antireflexbeschichtung aufgebracht, die eine Reflektivität im Bereich  $10^{-4}$  besitzt. Somit wird der Ausbildung sekundärer Kavitäten entgegengewirkt. Zur Ansteuerung der Laserdiode wird eine rauscharme, stabilisierte Stromquelle (LDC202C, Hersteller: Thorlabs) verwendet.

Das (holografische) Reflexionsgitter (05HG1800-500-1, Hersteller: Newport) besteht aus Aluminium, ist mit einer Schutzschicht aus Magnesiumfluorid ( $\text{MgF}_2$ ) versehen



**Abbildung B.2:** Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Lasers mit (rote Kurve) bzw. ohne (blaue Kurve) externe Kavität.

und besitzt 1800 Linien/mm. Der Littrow-Winkel ergibt sich damit zu  $\theta = 44,5^\circ$ . Der verwendete Spiegel besitzt aufgrund einer Beschichtung mit Silber eine breitbandige Reflexion (05SD520ER.2, Hersteller: Newport).

Die Länge des externen Resonators beträgt 20 mm. Die maximale Gitterdrehung ergibt sich aufgrund des Verstellwegs der Piezoschraube mit  $25\ \mu\text{m}$  zu  $\Delta\theta_{max} = 0,65 \cdot 10^{-3}$  rad. Mit Gleichung B.5 ergibt sich eine maximale Änderung der Länge der Kavität zu  $\Delta L_{max} = 1,83\ \mu\text{m}$ . Diese entspricht einem theoretisch erreichbaren durchstimmbaren Bereich von  $\Delta\lambda_{max} = 71\ \text{pm}$  (35 GHz). Experimentell konnte ein Wert von  $\Delta\lambda_{max} = 32\ \text{pm}$  (15,8 GHz) erreicht werden.

In Abbildung B.2 ist die Ausgangsleistung der Laserdiode in Abhängigkeit des Diodenstroms dargestellt. Aufgrund der Antireflexbeschichtung zeigt sich bei der Laserdiode ohne externe Kavität keine klare Laserschwelle. Ab einem Strom von circa 90 mA (siehe eingebettete Grafik in Abbildung B.2) wird die Kurve geringfügig steiler. Mit der externen Kavität ergibt sich eine deutliche Laserschwelle bei einem Strom von 44 mA. Die deutliche Absenkung der Laserschwelle lässt sich dadurch erklären, dass durch das optische Gitter eine zusätzliche Rückkopplung in den Verstärkungsbereich der Laserdiode bewirkt wird. Die nutzbare maximale Ausgangsleistung beträgt etwa 12 mW bei einem Strom durch die Laserdiode von 140 mA.

Die Linienbreite des Lasers wurde mit einem Fabry-Pérot-Interferometer (Hersteller:

---

Coherent) gemessen. Bedingt durch die Auflösungsgrenze dieses Instrumentes kann die minimale Linienbreite mit 76 fm (37,5 MHz) abgeschätzt werden. Die tatsächliche Linienbreite liegt deutlich darunter. Typische Werte der Linienbreite kommerzieller Geräte bewegen sich im Bereich von 100 kHz bis 1 MHz.

Für eine stabile und reproduzierbare Laseremission sollte die EC DL-Anordnung nur unter Verwendung eines optischen Isolators (IO-D-780-VLP, Hersteller: Thorlabs) betrieben werden. Dadurch kann verhindert werden, dass zusätzliche Reflexionen aus dem optischen Aufbau die durch das optische Gitter bestimmte Rückkopplung in die Laserdiode beeinflussen.



# Publikationen

## Reguläre Artikel

1. **High-Q polymeric microcavities for biosensing applications**, M. Hauser, T. Beck, D. Flöss, T. Grossmann, S. Becker, T. Mappes, H. Kalt, eingereicht bei *Applied Physics Letters*.
2. **Direct laser writing for active and passive high-Q polymer microdisks on silicon**, T. Grossmann, S. Schleede, M. Hauser, T. Beck, M. Thiel, G. von Freymann, T. Mappes, H. Kalt, *Optics Express* **19(12)**, 11451, 2011.
3. **Strongly confined, low-threshold laser modes in organic semiconductor microcones**, T. Grossmann, S. Klinkhammer, M. Hauser, D. Flöss, T. Beck, C. Vannahme, T. Mappes, U. Lemmer, H. Kalt, *Optics Express* **19(10)**, 10009, 2011.
4. **Diode-Pumped Organic Semiconductor Microcone Laser**, S. Klinkhammer, T. Grossmann, K. Lüll, M. Hauser, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt, U. Lemmer, *IEEE Photonics Technology Letters* **23(8)**, 489, 2011.
5. **Low-threshold conical microcavity dye lasers**, T. Grossmann, S. Schleede, M. Hauser, M.B. Christiansen, C. Vannahme, C. Eschenbaum, S. Klinkhammer, T. Beck, J. Fuchs, G.U. Nienhaus, U. Lemmer, A. Kristensen, T. Mappes, H. Kalt, *Applied Physics Letters* **97**, 063304, 2010.
6. **High-Q Conical Polymeric Microcavities**, T. Grossmann, M. Hauser, T. Beck, C. Gohn-Kreuz, M. Karl, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt, *Applied Physics Letters* **96**, 013303, 2010.

## Patentanmeldungen

1. **Mikrooptisches Bauelement und Verfahren zu seiner Herstellung**, T. Grossmann, M. Hauser, C. Vannahme, T. Mappes, T. Beck, H. Kalt, *Europä-*

ische Patentanmeldung EP 09010782.2 - 1524, zugleich US-Patenanmeldung US 12/860,354, 2011.

## Weitere reguläre Artikel

1. **Bifunctional Cell Adhesion Substrates for Comparative Single-Cell Force Spectroscopy**, L. Dao, U. Weiland, M. Hauser, H. Kalt, M. Bastmeyer, C. M. Franz, eingereicht bei *Lab on a Chip*.
2. **Random lasing in ZnO nanocrystals**, J. Fallert, R. Dietz, M. Hauser, F. Stelzl, C. Klingshirn, H. Kalt, *The 15th International Conference on Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter (ICL'08), Lyon, Frankreich, 07.-11. Juli 2008, Journal of Luminescence*, **129(12)**, 1685-1688, 2009.
3. **Absolute external luminescence quantum efficiency of zinc oxide**, M. Hauser, A. Hepting, R. Hauschild, H. Zhou, J. Fallert, H. Kalt, C. Klingshirn, *Applied Physics Letters*, **92**, 211105, 2008.
4. **Measurements of the Absolute External Quantum Efficiency of ZnO**, M. Hauser, A. Hepting, R. Hauschild, M. Wissinger, H. Zhou, F. Stelzl, J. Fallert, H. Kalt, C. Klingshirn, *13th International Conference on II-VI Compounds, Jeju, Korea, 10.-14. September 2007, Journal of the Korean Physical Society*, **53(5)**, 2826-2829, 2008.
5. **Linear and nonlinear optics, dynamics, and lasing in ZnO bulk and nanostructures**, C. Klingshirn, J. Fallert, O. Gogolin, M. Wissinger, R. Hauschild, M. Hauser, H. Kalt, H. Zhou, *16th International Conference on Dynamical Process in Excited States of Solids, Segovia, Spanien, 17.-22. Juni 2007, Journal of Luminescence*, **128(5-6)**, 792-796, 2008.
6. **Dynamics of stimulated emission in single ZnO nanorod-resonators**, J. Fallert, F. Stelzl, H. Zhou, M. Wissinger, M. Hauser, C. Klingshirn, H. Kalt, D. S. Kim, M. Zacharias, A. Reiser, K. Thonke, R. Sauer, *13th International Conference on II-VI Compounds, Jeju, Korea, 10.-14. September 2007, Journal of the Korean Physical Society*, **53(5)**, 2840-2843, 2008.
7. **Towards Ordered, Uniform-sized ZnO Single Crystal Nanorod Arrays**, H. Zhou, M. Wissinger, J. Fallert, R. Hauschild, F. Stelzl, M. Hauser, C. Klingshirn, H. Kalt, *13th International Conference on II-VI Compounds, Jeju, Korea, 10.-14. September 2007, Journal of the Korean Physical Society*, **53(5)**, 2893-2896, 2008.



- 
8. **Room-Temperature Stimulated Emission in ZnO: Doubts on Excitonic Lasing**, C. Klingshirn, J. Fallert, R. Hauschild, M. Hauser, H. Kalt, H. Zhou, *13th International Conference on II-VI Compounds, Jeju, Korea, 10.-14. September 2007, Journal of the Korean Physical Society*, **53(5)**, 2800-2802, 2008.

## Beiträge zu internationalen Tagungen

1. **On-Chip Lasers For Biophotonic Lab-On-A-Chip Applications**, T. Mappes, C. Vannahme, T. Grossmann, S. Klinkhammer, M. Hauser, T. Beck, U. Bog, T. Wienhold, M.B. Christiansen, A. Kristensen, U. Lemmer, H. Kalt, *III International Symposium Topical Problems Of Biophotonics 2011, St.-Petersburg - Nizhny Novgorod, Russland, 16.-22. Juli 2011*, eingeladener Beitrag.
2. **Numerical Analysis and Optimization of Microresonators**, D. Floess, T. Grossmann, M. Hauser, T. Beck, T. Mappes, H. Kalt, *Matheon-Workshop: 4th Annual Meeting Photonic Devices, Freie Universität Berlin, 18. Februar 2011*, eingeladener Beitrag.
3. **Lasing in dye-doped high-Q conical polymeric microcavities**, T. Grossmann, S. Schleede, M. Hauser, M. B. Christiansen, C. Vannahme, C. Eschenbaum, S. Klinkhammer, T. Beck, J. Fuchs, G. U. Nienhaus, U. Lemmer, A. Kristensen, T. Mappes, H. Kalt, *LASE SPIE Photonics West, San Francisco, Kalifornien, USA, 22.-27. Januar 2011, Proceedings of SPIE* **7913**, 79130Y, 2011.
4. **PMMA-Microcone Resonators for Biosensing Applications**, T. Beck, M. Hauser, T. Grossmann, S. Schleede, J. Fischer, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt, *BiOS SPIE Photonics West, San Francisco, Kalifornien, USA, 22.-27. Januar 2011, Proceedings of SPIE* **7888**, 78880A, 2011, eingeladener Beitrag.
5. **Optofluidic lab-on-a-chip systems with integrated lasers**, T. Mappes, C. Vannahme, T. Grossmann, S. Klinkhammer, M. Hauser, T. Wienhold, M. B. Christiansen, A. Kristensen, H. Kalt, U. Lemmer, *1st EOS Conference on Optofluidics (EOSOF 2011), München, 23.-25. Mai 2011*, eingeladener Beitrag.
6. **High-Q Polymeric Microcavity for Biosensing**, T. Beck, M. Hauser, T. Grossmann, D. Floess, T. Mappes, H. Kalt, *CLEO 2011: Laser Science to Photonic Applications, Baltimore, Maryland, USA, 01.-06. Mai 2011*.

7. **Low-threshold whispering-gallery dye lasers by planar and 3D lithography on silicon**, T. Grossmann, S. Schleede, M. Hauser, T. Beck, M. Thiel, G. von Freymann, T. Mappes, H. Kalt, *CLEO 2011: Laser Science to Photonic Applications, Baltimore, Maryland, USA, 01.-06. Mai 2011*.
8. **Low-threshold lasing in organic semiconductor microcones**, T. Grossmann, S. Klinkhammer, M. Hauser, T. Beck, K. Lüll, D. Floess, C. Vannahme, T. Mappes, U. Lemmer, H. Kalt, *CLEO 2011: Laser Science to Photonic Applications, Baltimore, Maryland, USA, 01.-06. Mai 2011*.
9. **High-Q polymeric whispering-gallery-mode resonators on silicon**, T. Grossmann, M. Hauser, T. Beck, S. Schleede, D. Floess, M. Thiel, S. Klinkhammer, C. Vannahme, G. von Freymann, T. Mappes, U. Lemmer, H. Kalt, *FOPS2011: International Conference on Fundamental Optical Processes in Semiconductors, North Carolina, USA, 01.-05. August 2011*.
10. **Fabrication and characterization of high-Q conical polymeric microcavities**, M. Hauser, T. Grossmann, S. Schleede, J. Fischer, T. Beck, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt, *SPIE Photonics Europe, Brüssel, Belgien, 12.-16. April 2010, Proceedings of SPIE 7716*, 77161Z, 2010.
11. **Integrated photonic lab-on-chip systems for biomedical applications**, T. Mappes, C. Vannahme, S. Klinkhammer, U. Bog, M. Schelb, T. Grossmann, M. Hauser, H. Kalt, U. Lemmer, *SPIE Photonics Europe, Brüssel, Belgien, 12.-16. April 2010, Proceedings of SPIE 7716*, 77160R, 2010, eingeladener Beitrag.
12. **High-Q Polymeric Microcavities towards Biosensing Applications**, T. Grossmann, M. Hauser, S. Schleede, J. Fischer, T. Beck, H. Kalt, C. Vannahme, T. Mappes, R. Diehl, K. Busch, *OSA Optics Photonics Congress - Advanced Photonics and Renewable Energy, Juni 2010 Karlsruhe*.
13. **WGM-Resonators for Optical Sensing**, H. Kalt, T. Grossmann, M. Hauser, S. Schleede, J. Fischer, T. Beck, C. Vannahme, T. Mappes, *OSA Optics Photonics Congress - Advanced Photonics and Renewable Energy, Juni 2010 Karlsruhe*, eingeladener Beitrag.
14. **High-Q polymeric microcavities**, M. Hauser, T. Grossmann, S. Schleede, J. Fischer, T. Beck, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt, *CLEO/QELS 2010: Laser Science to Photonic Applications, San Jose, Kalifornien, USA, 16.-21. Mai 2010*.

- 
15. **High-Q Polymeric Microcavities for Parallel Molecule Detection**, T. Grossmann, M. Hauser, T. Beck, J. Fischer, S. Schleede, H. Kalt, C. Vannahme, T. Mappes, *Matheon-Workshop: Annual Meeting Photonic Devices, Freie Universität Berlin, Februar 2010*, eingeladener Beitrag.

## Beiträge zu Frühjahrstagungen der DPG, Seminaren und Kolloquien

1. **Mikroresonatoren aus Glas und Polymeren als optische Flüstergalerien**, M. Hauser, *Seminar des Lichttechnischen Instituts, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 09. Mai 2011, Karlsruhe*.
2. **Flüstergalerie-Mikroresonatoren: ein leistungsfähiges Konzept für die Photonik**, M. Hauser, *Seminar des Instituts für Angewandte Physik, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 11. Februar 2011, Karlsruhe*.
3. **Toroid microcavity based frequency combs for optical telecommunication**, M. Dornbusch, F. Bach, M. Hauser, J. Pfeifle, T. Beck, T. Grossmann, C. Koos, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2011*.
4. **Finite element modeling of high-Q microcavities**, D. Floess, T. Grossmann, M. Hauser, S. Becker, T. Beck, T. Mappes, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2011*.
5. **Low-threshold conical microcavity dye lasers**, S. Becker, T. Grossmann, M. Hauser, D. Floess, T. Beck, T. Mappes, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2011*.
6. **Micro-Printing Setup for selective biofunctionalization of Micro-Resonators**, J. Fischer, T. Beck, S. Schleede, M. Hauser, T. Grossmann, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2010*.
7. **Optical properties of high-Q conical polymeric microcavities**, S. Schleede, M. Hauser, T. Grossmann, J. Fischer, T. Beck, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2010*.
8. **Photonic Sensors for Parallel Protein Detection Based on Microresonators**, M. Hauser, *KSOP Autumn Colloquium 2008, 10.-11. November, 2008, Robert Bosch GmbH*.
9. **Development of Photonic Sensors for Parallel Molecule Detection on the Basis of Toroidal Microresonators**, T. Grossmann, C. Schäfer, C. Gohn-Kreuz, T. Beck, M. Hauser, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2009*.

10. **Photonic Sensors for Parallel Protein Detection Based on Microresonators**, M. Hauser, C. Sailer, W. Löffler, H. Kalt, *An Advanced Study Institute on Frontier Developments In Optics And Spectroscopy, Erice, Italien, 17. Juni - 02. Juli 2007.*
11. **Measurements of the Absolute External Quantum Efficiency of ZnO**, M. Hauser, A. Hepting, R. Hauschild, M. Wissinger, H. Zhou, F. Stelzl, J. Fallert, H. Kalt, C. Klingshirn, *An Advanced Study Institute on Frontier Developments In Optics And Spectroscopy, Erice, Italien, 17. Juni - 02. Juli 2007.*
12. **Development of Photonic Sensors for Parallel Molecule Detection Based on Microresonators**, M. Hauser, C. Sailer, C. Gohn-Kreuz, C. Schäfer, W. Löffler, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2008.*
13. **Conception of a school lab spectrometer setup and selected experiments**, F. Fähnrich, A. Bergmann, M. Hauser, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2008.*
14. **Measurements of the absolute external luminescence quantum efficiency of ZnO**, M. Hauser, A. Hepting, R. Hauschild, M. Wissinger, H. Zhou, F. Stelzl, J. Fallert, H. Kalt, C. Klingshirn, *Verhandlungen der DPG 2007.*
15. **Optical Characterization of Nanocrystalline ZnO Powders**, F. Stelzl, J. Fallert, R. Hauschild, A. Urban, H. Zhou, M. Wissinger, M. Hauser, H. Kalt, C. Klingshirn, *Verhandlungen der DPG 2007.*
16. **Optical Investigation of Surface Defects in ZnO Nanostructures**, J. Fallert, R. Hauschild, H. Zhou, F. Stelzl, M. Wissinger, M. Hauser, D. S. Kim, M. Zacharias, C. Klingshirn, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2007.*
17. **Synthesis and optical properties of ordered ZnO nanostructures**, M. Wissinger, H. Zhou, J. Fallert, F. Stelzl, D. Weissenberger, M. Hauser, R. Hauschild, D. Gerthsen, C. Klingshirn, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2007.*
18. **Luminescence properties of ordered ZnO single crystal nanorod arrays**, H. Zhou, M. Wissinger, J. Fallert, R. Hauschild, F. Stelzl, M. Hauser, C. Klingshirn, H. Kalt, *Verhandlungen der DPG 2007.*

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Flüstergalerie-Resonatoren verschiedener Geometrie und Materialien . . .	6
2.2	Elektronenmikroskopische Aufnahmen weiterer Mikroresonatoren . . .	9
2.3	Schematische Darstellung von Flüstergaleriemoden . . . . .	10
2.4	Geometrie einer idealen Resonatorscheibe . . . . .	12
2.5	Analytische Berechnung des elektrischen Feldes in einem idealen Scheibenresonator . . . . .	13
2.6	Simulierte Verteilung der Energiedichte des elektrischen Feldes in einem idealen Scheibenresonator . . . . .	14
2.7	Simulierte Verteilung der Energiedichte des elektrischen Feldes in einem Kelchresonator . . . . .	14
2.8	Schema Resonator-Wellenleiter-Kopplung . . . . .	20
3.1	Schematische Darstellung des Herstellungsverfahrens toroidaler WGM-Resonatoren . . . . .	28
3.2	Rauigkeit einer SiO <sub>2</sub> -Scheibe nach der Behandlung mit Flusssäure . .	30
3.3	Schematischer Aufbau der Xenondifluorid-Ätzanlage . . . . .	31
3.4	Aufbau der Ätzanlage auf Basis von Xenondifluorid . . . . .	32
3.5	Zeitlicher Druckverlauf in der Expansionskammer der XeF <sub>2</sub> -Ätzanlage	33
3.6	Ätzrate von XeF <sub>2</sub> in Silizium . . . . .	34
3.7	Siliziumdioxidscheiben mit unterschiedlichem Durchmesser . . . . .	35
3.8	CO <sub>2</sub> -Laser-Aufbau zur Herstellung toroidaler WGM-Resonatoren . . .	36

3.9	Ergebnis der Herstellung toroidaler WGM-Resonatoren mit unterschiedlichem Durchmesser . . . . .	37
3.10	Schematische Darstellung des Herstellungsverfahrens polymerer Kelch-Resonatoren . . . . .	38
3.11	Ergebnis der Herstellung von PMMA-Scheibenresonatoren . . . . .	40
3.12	Ergebnis der Herstellung von polymeren Kelchresonatoren . . . . .	40
3.13	Querschnitte von Polymerresonatoren mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls . . . . .	42
3.14	Messung der Oberflächenbeschaffenheit von Polymerresonatoren mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops . . . . .	42
3.15	Strukturänderung der PMMA-Scheibenresonatoren bei thermischer Behandlung . . . . .	43
4.1	Messaufbau zur Charakterisierung von WGM-Resonatoren . . . . .	46
4.2	Auf- und Seitenansicht eines Mikroresonators der Beobachtungskameras	47
4.3	Schema einer ausgedünnten Glasfaser . . . . .	48
4.4	Durchstimmbare Bereich des verwendeten DFB-Lasers . . . . .	50
4.5	Aufbau eines Diodenlasers mit externer Kavität . . . . .	51
4.6	Modenstruktur eines SiO <sub>2</sub> -Scheibenresonators mit einem Durchmesser von 200 µm . . . . .	53
4.7	Modenstruktur eines SiO <sub>2</sub> -Scheibenresonators mit einem Durchmesser von 40 µm . . . . .	54
4.8	Modenstruktur eines toroidalen Resonators aus SiO <sub>2</sub> mit einem Durchmesser von 20 µm . . . . .	55
4.9	Modenstruktur eines Scheibenresonators aus PMMA mit einem Durchmesser von 47 µm . . . . .	56
4.10	Modenstruktur eines Scheibenresonators aus PMMA mit einem Durchmesser von 100 µm . . . . .	57
4.11	Vergleich eines Modenspektrums eines PMMA-Scheibenresonators Simulationen auf Basis finiter Elemente . . . . .	57

---

4.12	Modenstruktur eines Kelchresonators aus PMMA mit einem Durchmesser von 40 $\mu\text{m}$ . . . . .	58
4.13	Güte eines Kelchresonators mit einem Durchmesser von 40 $\mu\text{m}$ im sichtbaren Spektralbereich . . . . .	59
4.14	Abhängigkeit der Resonatorgüte von der Kopplungsstärke . . . . .	60
4.15	Inverse thermische Verbreiterung . . . . .	62
4.16	Temperaturabhängige spektrale Position einer Flüstergaleriemode eines $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonators . . . . .	63
4.17	Spektrale Position von Flüstergaleriemoden polymerer Resonatoren . . . . .	64
4.18	Transmissions- und Reflexionsspektrum durch eine an einen Kelchresonator angenäherte ausgedünnte Glasfaser . . . . .	66
4.19	Transmissions- und Reflexionsspektrum durch eine an einen Kelchresonator angenäherte ausgedünnte Glasfaser . . . . .	66
4.20	Gemessene Modenkopplung in einem polymeren Kelchresonator im sichtbaren Spektralbereich . . . . .	67
5.1	Elektronenmikroskopische Aufnahme gekoppelter PMMA-Scheibenresonatoren . . . . .	72
5.2	Simulierte Energiedichte des elektrischen Feldes $\epsilon E ^2$ eines photonischen Moleküls . . . . .	73
5.3	Photolumineszenz-Spektrum von Cadmiumselenid-Quantenpunkten auf einem $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonator . . . . .	76
5.4	Prinzip der Detektion von biologischen Molekülen mit einem WGM-Resonator . . . . .	79
5.5	Absorptionskoeffizient von Wasser im sichtbaren und infraroten Spektralbereich . . . . .	82
5.6	Modenspektrum eines $\text{SiO}_2$ -Scheibenresonators mit Luft und Wasser als umgebendes Medium . . . . .	82
5.7	Ergebnis der Simulation zur Berechnung des Verhältnisses von Q-Faktor und Modenvolumen für einen polymeren Kelchresonator in einer wässrigen Lösung . . . . .	83

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

5.8	Spektrale Modenverschiebung eines $\text{SiO}_2$ -Resonators aufgrund der Zugabe einer Glucoselösung . . . . .	85
5.9	Spektrale Modenverschiebung aufgrund der Anlagerung einer Monolage BSA an einem polymeren Kelchresonator . . . . .	86
5.10	Parallele Detektion verschiedener Moleküle . . . . .	87
5.11	Schematische Darstellung des Droplet-Spotters . . . . .	89
5.12	Aufnahme mit einem Fluoreszenzmikroskop einer Siliziumoberfläche auf die mit dem Droplet-Spotter Biotintropfen aufgebracht wurden . . . . .	89
5.13	Integrierter Detektor mit aktiver polymerer Laserquelle . . . . .	91
5.14	Darstellung des Flip-Chip-Verfahrens . . . . .	92
A.1	Adaptives Rechengitter . . . . .	102
A.2	Simulierte elektrische Energiedichte eines idealen Scheibenresonators mit einer azimuthalen Quantenzahl $m = 81$ . . . . .	103
A.3	Simulierte elektrische Energiedichte eines toroidalen Resonators mit einer azimuthalen Quantenzahl $m = 81$ . . . . .	104
B.1	Schematischer Aufbau des ECD-Lasersystems . . . . .	109
B.2	Abhängigkeit der Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Diodenstrom mit/ohne externe Kavität . . . . .	110



# Literaturverzeichnis

- [1] M. L. Gorodetsky, A. A. Savchenkov und V. S. Ilchenko. Ultimate Q of optical microsphere resonators. *Optics Letters*, **21**(7):453, 1996.
- [2] V. Braginsky, M. Gorodetsky und V. Ilchenko. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes. *Physics Letters A*, **137**(7-8):393, 1989.
- [3] F. Treussart, V. Ilchenko, J.-F. Roch, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond und S. Haroche. Evidence for intrinsic Kerr bistability of high-Q microsphere resonators in superfluid helium. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, **1**:235, 1998.
- [4] T. Carmon und K. J. Vahala. Visible continuous emission from a silica microphotonic device by third-harmonic generation. *Nature Physics*, **3**(6):430, 2007.
- [5] T. J. Kippenberg und K. J. Vahala. Cavity Opto-Mechanics. *Opt. Express*, **15**(25):17172, 2007.
- [6] T. J. Kippenberg und K. J. Vahala. Cavity Optomechanics: Back-Action at the Mesoscale. *Science*, **321**(5893):1172, 2008.
- [7] K. Vahala, M. Herrmann, S. Knunz, V. Batteiger, G. Saathoff, T. W. Hansch und T. Udem. A phonon laser. *Nature Physics*, **5**(9):682, 2009.
- [8] I. S. Grudinin, H. Lee, O. Painter und K. J. Vahala. Phonon Laser Action in a Tunable Two-Level System. *Physical Review Letters*, **104**(8):083901, 2010.
- [9] W. Liang, V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Seidel und L. Maleki. Whispering-gallery-mode-resonator-based ultranarrow linewidth external-cavity semiconductor laser. *Optics Letters*, **35**(16):2822, 2010.

- [10] A. Polman, B. Min, J. Kalkman, T. J. Kippenberg und K. J. Vahala. Ultralow-threshold erbium-implanted toroidal microlaser on silicon. *Applied Physics Letters*, **84**(7):1037, 2004.
- [11] T. Grossmann, S. Schleede, M. Hauser, M. B. Christiansen, C. Vannahme, C. Eschenbaum, S. Klinkhammer, T. Beck, J. Fuchs, G. U. Nienhaus, U. Lemmer, A. Kristensen, T. Mappes und H. Kalt. Low-threshold conical microcavity dye lasers. *Applied Physics Letters*, **97**(6):063304, 2010.
- [12] P. Rabiei, W. Steier, C. Zhang und L. Dalton. Polymer micro-ring filters and modulators. *Lightwave Technology, Journal of*, **20**(11):1968, 2002.
- [13] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci und M. Lipson. All-optical control of light on a silicon chip. *Nature*, **431**(7012):1081, 2004.
- [14] B. V. Weemen und A. Schuurs. Immunoassay using antigen–enzyme conjugates. *FEBS Letters*, **15**(3):232, 1971.
- [15] A. M. Armani, R. P. Kulkarni, S. E. Fraser, R. C. Flagan und K. J. Vahala. Label-Free, Single-Molecule Detection with Optical Microcavities. *Science*, **317**(5839):783, 2007.
- [16] F. Vollmer, S. Arnold und D. Keng. Single virus detection from the reactive shift of a whispering-gallery mode. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **105**(52):20701, 2008.
- [17] F. Vollmer, D. Braun, A. Libchaber, M. Khoshshima, I. Teraoka und S. Arnold. Protein detection by optical shift of a resonant microcavity. *Applied Physics Letters*, **80**(21):4057, 2002.
- [18] H. K. Hunt und A. M. Armani. Label-free biological and chemical sensors. *Nanoscale*, **2**:1544, 2010.
- [19] S.-W. Ahn, W. H. Steier, Y.-H. Kuo, M.-C. Oh, H.-J. Lee, C. Zhang und H. R. Fetterman. Integration of electro-optic polymer modulators with low-loss fluorinated polymer waveguides. *Optics Letters*, **27**(23):2109, 2002.
- [20] E. P. Ostby, L. Yang und K. J. Vahala. Ultralow-threshold Yb<sup>3+</sup>:SiO<sub>2</sub> glass laser fabricated by the solgel process. *Optics Letters*, **32**(18):2650, 2007.
- [21] A. Tulek, D. Akbulut und M. Bayindir. Ultralow threshold laser action from toroidal polymer microcavity. *Applied Physics Letters*, **94**(20):203302, 2009.
- [22] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane und K. J. Vahala. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. *Nature*, **421**(6926):925, 2003.

- [23] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane und K. J. Vahala. Demonstration of ultra-high-Q small mode volume toroid microcavities on a chip. *Applied Physics Letters*, **85**(25):6113, 2004.
- [24] M. Hauser, T. Grossmann, S. Schleede, J. Fischer, T. Beck, C. Vannahme, T. Mappes und H. Kalt. Fabrication and characterization of high-Q conical polymeric microcavities. *Micro-Optics 2010*, **7716**(1):77161Z, 2010.
- [25] B. Min, T. J. Kippenberg, L. Yang, K. J. Vahala, J. Kalkman und A. Polman. Erbium-implanted high-Q silica toroidal microcavity laser on a silicon chip. *Physical Review A*, **70**(3):033803, 2004.
- [26] L. Yang, T. Carmon, B. Min, S. M. Spillane und K. J. Vahala. Erbium-doped and Raman microlasers on a silicon chip fabricated by the sol-gel process. *Applied Physics Letters*, **86**(9):091114, 2005.
- [27] nobelprize.org.
- [28] T. Udem, J. Reichert, T. W. Hänsch und M. Kourogi. Accuracy of optical frequency comb generators and optical frequency interval divider chains. *Optics Letters*, **23**(17):1387, 1998.
- [29] P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth und T. J. Kippenberg. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. *Nature*, **450**:1214, 2007.
- [30] P. Del’Haye, O. Arcizet, A. Schliesser, R. Holzwarth und T. J. Kippenberg. Full Stabilization of a Microresonator-Based Optical Frequency Comb. *Physical Review Letters*, **101**(5):053903, 2008.
- [31] W. von Klitzing, R. Long, V. S. Ilchenko, J. Hare und V. Lefèvre-Seguin. Tunable whispering gallery modes for spectroscopy and CQED experiments. *New Journal of Physics*, **3**(1):14, 2001.
- [32] K. Srinivasan und O. Painter. Linear and nonlinear optical spectroscopy of a strongly coupled microdisk-quantum dot system. *Nature*, **450**:862, 2007.
- [33] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel. AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. *Applied Physics Letters*, **90**(25):251109, 2007.
- [34] A. Rakic und M. Majewski. Cavity and Mirror Design for Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. In H. Li und K. Iga, Herausgeber, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, S. 259–301. Springer, 2009.

- [35] H. Lohmeyer, K. Sebald, C. Kruse, R. Kröger, J. Gutowski, D. Hommel, J. Wiersig, N. Baer und F. Jahnke. Confined optical modes in monolithic II-VI pillar microcavities. *Applied Physics Letters*, **88**(5):051101, 2006.
- [36] K. Iga, F. Koyama und S. Kinoshita. Surface emitting semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, **24**(9):1845, 1988.
- [37] Y. Yamamoto, S. Machida und G. Björk. Microcavity semiconductor laser with enhanced spontaneous emission. *Physical Review A*, **44**(1):657, 1991.
- [38] D. C. Unitt, A. J. Bennett, P. Atkinson, D. A. Ritchie und A. J. Shields. Polarization control of quantum dot single-photon sources via a dipole-dependent Purcell effect. *Physical Review B*, **72**(3):033318, 2005.
- [39] S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, **58**(23):2486, 1987.
- [40] E. Yablonovitch. Photonic band-gap structures. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, **10**(2):283, 1993.
- [41] J.-M. Gérard. Solid-State Cavity-Quantum Electrodynamics with Self-Assembled Quantum Dots. In *Single Quantum Dots*, Bd. 90 von *Topics in Applied Physics*, S. 269–314. Springer Berlin/Heidelberg, 2003.
- [42] T. Süner, T. Stichel, S.-H. Kwon, T. W. Schlereth, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel. Photonic crystal cavity based gas sensor. *Applied Physics Letters*, **92**(26):261112, 2008.
- [43] S. Mandal und D. Erickson. Nanoscale optofluidic sensor arrays. *Optics Express*, **16**(3):1623, 2008.
- [44] S. Noda. Photonic crystal lasers - ultimate nanolasers and broad-area coherent lasers. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, **27**(11):B1, 2010.
- [45] T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, J. B. Pendry und M. Wegener. Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths. *Science*, **328**(5976):337, 2010.
- [46] M. Karl. *Lichteinschluss in pyramidalen und säulenförmigen Mikroresonatoren*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2009.
- [47] US Naval Research Laboratory, 2006.

- [48] J. S. T. Gehler. *Physikalisches Wörterbuch*, Bd. 8. Schwickert Verlag, Leipzig, 1836.
- [49] Rayleigh. The problem of the whispering gallery. *Philosophical Magazine Series 6*, **20**:1001, 1910.
- [50] Rayleigh. Further applications of Bessel's functions of high order to the Whispering Gallery and allied problems. *Philosophical Magazine Series 6*, **27**(157):100, 1914.
- [51] J. Gao, P. Heider, C. J. Chen, X. Yang, C. A. Husko und C. W. Wong. Observations of interior whispering gallery modes in asymmetric optical resonators with rational caustics. *Applied Physics Letters*, **91**(18):181101, 2007.
- [52] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, dritte Aufl., 1999.
- [53] M. Borselli. *High-Q Microresonators as Lasing Elements for Silicon Photonics*. Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2006.
- [54] A. Morand, K. Phan-Huy, Y. Desieres und P. Benech. Analytical Study of the Microdisk's Resonant Modes Coupling With a Waveguide Based on the Perturbation Theory. *Journal of Lightwave Technology*, **22**(3):827, 2004.
- [55] B. E. Little und S. T. Chu. Estimating surface-roughness loss and output coupling in microdisk resonators. *Optics Letters*, **21**(17):1390, 1996.
- [56] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, zweite Aufl., 2007.
- [57] M. Borselli, T. Johnson und O. Painter. Beyond the Rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks: theory and experiment. *Optics Express*, **13**(5):1515, 2005.
- [58] J. Pomplun, S. Burger, L. Zschiedrich und F. Schmidt. Adaptive finite element method for simulation of optical nano structures. *physica status solidi (b)*, **244**(10):3419, 2007.
- [59] C. J. Hood, H. J. Kimble und J. Ye. Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity. *Physical Review A*, **64**(3):033804, 2001.
- [60] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko und L. Maleki. Optical resonators with ten million finesse. *Optics Express*, **15**(11):6768, 2007.

- [61] H. A. Haus. *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1984.
- [62] B. Min. *Ultrahigh-Q microtoroid on-chip resonators for low threshold micro-lasers*. Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2006.
- [63] R. Kitamura, L. Pilon und M. Jonasz. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. *Applied Optics*, **46**(33):8118, 2007.
- [64] C. Gohn-Kreuz. *Numerische Analyse der optischen Eigenschaften von Mikroresonatoren und experimenteller Aufbau zur Anregung von Resonanzmoden*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, 2008.
- [65] A. M. Armani, A. Srinivasan und K. J. Vahala. Soft Lithographic Fabrication of High Q Polymer Microcavity Arrays. *Nano Letters*, **7**(6):1823, 2007.
- [66] H. D. Reidenbach und F. Bodem. Optical transmission of bulk plastic material and plastic lightguides at high optical powers. *Optics & Laser Technology*, **7**(3):131, 1975.
- [67] L.-M. Wu und A. Knoesen. Absolute absorption measurements of polymer films for optical waveguide applications by photothermal deflection spectroscopy. *Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics*, **39**(22):2717, 2001.
- [68] T. Grossmann, M. Hauser, T. Beck, C. Gohn-Kreuz, M. Karl, H. Kalt, C. Vannahme und T. Mappes. High-Q conical polymeric microcavities. *Applied Physics Letters*, **96**(1):013303, 2010.
- [69] M. L. Gorodetsky, A. D. Pryamikov und V. S. Ilchenko. Rayleigh scattering in high-Q microspheres. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, **17**(6):1051, 2000.
- [70] O. Gaathon, J. Culic-Viskota, M. Mihnev, I. Teraoka und S. Arnold. Enhancing sensitivity of a whispering gallery mode biosensor by subwavelength confinement. *Applied Physics Letters*, **89**(22):223901, 2006.
- [71] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton und R. A. Logan. Whispering-gallery mode microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, **60**(3):289, 1992.

- 
- [72] M. Borselli, K. Srinivasan, P. E. Barclay und O. Painter. Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks. *Applied Physics Letters*, **85**(17):3693, 2004.
- [73] T. J. Kippenberg, A. D. K. Spillane, S. M., B. Min, L. Yang und K. J. Vahala. Fabrication, coupling and nonlinear optics of ultra-high-Q micro-sphere and chip-based toroid microcavities. In K. J. Vahala, Herausgeber, *Optical Microcavities*, Bd. 5 von *Advanced Series in Applied Physics*. World Scientific, 2004.
- [74] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Strekalov, M. Mohageg, V. S. Ilchenko und L. Maleki. Low Threshold Optical Oscillations in a Whispering Gallery Mode  $CaF_2$  Resonator. *Physical Review Letters*, **93**(24):243905, 2004.
- [75] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques und T. A. Birks. Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper. *Optics Letters*, **22**(15):1129, 1997.
- [76] F. Ma. Slowly varying envelope simulation of optical waves in time domain with transparent and absorbing boundary conditions. *Lightwave Technology, Journal of*, **15**(10):1974, 1997.
- [77] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter und K. J. Vahala. Ideality in a Fiber-Taper-Coupled Microresonator System for Application to Cavity Quantum Electrodynamics. *Physical Review Letters*, **91**(4):043902, 2003.
- [78] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane und K. J. Vahala. Modal coupling in traveling-wave resonators. *Optics Letters*, **27**(19):1669, 2002.
- [79] D. S. Weiss, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond und S. Haroche. Splitting of high-Q Mie modes induced by light backscattering in silica microspheres. *Optics Letters*, **20**(18):1835, 1995.
- [80] A. Mazzei, S. Götzinger, L. de S. Menezes, G. Zumofen, O. Benson und V. Sandoghdar. Controlled Coupling of Counterpropagating Whispering-Gallery Modes by a Single Rayleigh Scatterer: A Classical Problem in a Quantum Optical Light. *Physical Review Letters*, **99**(17):173603, 2007.
- [81] J. Zhu, S. K. Ozdemir, L. Li, Y.-F. Xiao, L. He, D.-R. Chen und L. Yang. On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator. *Nature Photonics*, **4**(1):46, 2010.
- [82] T. J. Kippenberg. Microresonators: Particle sizing by mode splitting. *Nature Photonics*, **4**(1):9, 2010.
-

- [83] A. Mazzei, S. Götzinger, L. de S. Menezes, G. Zumofen, O. Benson und V. Sandoghdar. EPAPS supplementary material for: Controlled Coupling of Counterpropagating Whispering-Gallery Modes by a Single Rayleigh Scatterer: A Classical Problem in a Quantum Optical Light. *Physical Review Letters*, **99**(17):173603, 2007.
- [84] J. Zhu, S. K. Ozdemir, L. Li, Y.-F. Xiao, L. He, D.-R. Chen und L. Yang. Supplementary Information - On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator. *Nature Photonics*, **4**(1):46, 2010.
- [85] M. L. Gorodetsky und V. S. Ilchenko. Optical microsphere resonators: optimal coupling to high-Q whispering-gallery modes. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, **16**(1):147, 1999.
- [86] www.allresist.de. Datenblatt AR-N Fotolack-Serie, 2010.
- [87] C. Schäfer. *Herstellung und Charakterisierung von Mikrodisk-Resonatoren*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), 2008.
- [88] A. F. Holleman und E. Wiberg. *Lehrbuch der Anorganischen Chemie*. Gruyter, 1995.
- [89] D. J. Monk, D. S. Soane und R. T. Howe. Determination of the Etching Kinetics for the Hydrofluoric Acid/Silicon Dioxide System. *Journal of The Electrochemical Society*, **140**(8):2339, 1993.
- [90] C. Serre, S. Barret und R. Hérino. Influence of the electrolyte composition and pH on the anodic dissolution of p-type Si in aqueous HF solutions. *Journal of Electroanalytical Chemistry*, **370**(1-2):145, 1994.
- [91] J. S. Judge. A Study of the Dissolution of SiO<sub>2</sub> in Acidic Fluoride Solutions. *Journal of The Electrochemical Society*, **118**(11):1772, 1971.
- [92] K. Williams und R. Muller. Etch rates for micromachining processing. *Journal of Microelectromechanical Systems*, **5**(4):256, 1996.
- [93] C. Sailer. *Entwicklung und theoretische Untersuchung von Mikrodisk-Resonatoren*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), 2007.
- [94] Silicon (Si), refractive index. In M. S. O. Madelung, U. Rössler, Herausgeber, *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Bd. 41A1b: Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. 2002.



- 
- [95] R. Hoppe, H. Mattauch, K. M. Rödder und W. Dähne. Xenondifluorid. *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie*, **324**(3-4):214, 1963.
- [96] P. Chu, J. Chen, R. Yeh, G. Lin, J. Huang, B. Warneke und S. Pister. Controlled pulse-etching with xenon difluoride. In *Solid State Sensors and Actuators, 1997. TRANSDUCERS '97 Chicago., 1997 International Conference on*, Bd. 1, S. 665–668. 1997.
- [97] H. F. Winters und J. W. Coburn. The etching of silicon with XeF<sub>2</sub> vapor. *Applied Physics Letters*, **34**(1):70, 1979.
- [98] M. Delfino und T. Reifsteck. Laser activated flow of phosphosilicate glass in integrated circuit devices. *Electron Device Letters, IEEE*, **3**(5):116, 1982.
- [99] A. D. McLachlan und F. P. Meyer. Temperature dependence of the extinction coefficient of fused silica for CO<sub>2</sub> laser wavelengths. *Applied Optics*, **26**(9):1728, 1987.
- [100] M. Sheik-bahae und H. S. Kwok. Controlled CO<sub>2</sub> laser melting of silicon. *Journal of Applied Physics*, **63**(2):518, 1988.
- [101] C. A. Klein, R. P. Miller und D. L. Stierwalt. Surface and bulk absorption characteristics of chemically vapor-deposited zinc selenide in the infrared. *Applied Optics*, **33**(19):4304, 1994.
- [102] Zinc selenide (ZnSe) refractive index. In M. S. O. Madelung, U. Rössler, Herausgeber, *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Bd. 41B: II-VI and I-VII Compounds; Semimagnetic Compounds. 2002.
- [103] Q. Liu, K. Chiang und K. Lor. Long-period gratings in polymer ridge waveguides. *Optics Express*, **13**(4):1150, 2005.
- [104] T. Mappes. *Hochauflösende Röntgenlithografie zur Herstellung polymerer Submikrometerstrukturen mit großem Aspektverhältnis*. Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, 2006.
- [105] M. Bründel. *Herstellung photonischer Komponenten durch Heißprägen und UV-induzierte Brechzahlmodifikation von PMMA*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, 2008.
- [106] Y. Okada und Y. Tokumaru. Precise determination of lattice parameter and thermal expansion coefficient of silicon between 300 and 1500 K. *Journal of Applied Physics*, **56**(2):314, 1984.
-

- [107] J. E. Mark, Herausgeber. *Polymer Data Handbook*. Oxford University Press, Inc., 1999.
- [108] H.-C. Liou, R. Willecke und P. S. Ho. Study of out-of-plane elastic properties of PMDA-ODA and BPDA-PDA polyimide thin films. *Thin Solid Films*, **323**(1-2):203, 1998.
- [109] V. Ghica und W. Glashauser. Verfahren für die spannungsrisssfreie Entwicklung von bestrahlten Polymethylmethacrylat-Schichten. *Deutsche Offenlegungsschrift*, **DE 30 39 110**, 1982.
- [110] D. Daly, R. F. Stevens, M. C. Hutley und N. Davies. The manufacture of microlenses by melting photoresist. *Measurement Science and Technology*, **1**(8):759, 1990.
- [111] L. A. Giannuzzi und F. A. Stevie. *Introduction to Focused Ion Beams*. Springer, 2005.
- [112] T. H. P. Chang. Proximity effect in electron-beam lithography. *Journal of Vacuum Science and Technology*, **12**(6):1271, 1975.
- [113] www.gwyddion.net. Gwyddion, 2011.
- [114] J. Raja, B. Muralikrishnan und S. Fu. Recent advances in separation of roughness, waviness and form. *Precision Engineering*, **26**(2):222, 2002.
- [115] L. Tong und E. Mazur. Glass nanofibers for micro- and nano-scale photonic devices. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **354**(12-13):1240, 2008.
- [116] dbmOptics. Datenblatt Wellenlängenreferenz, 2011.
- [117] L. S. Rothman, I. E. Gordon, A. Barbe, Benner, P. F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue und J. P. Champion. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **110**(9-10):533, 2009.
- [118] www.corning.com. Datenblatt Conring, 2011.
- [119] Y. Jung, G. Brambilla und D. J. Richardson. Broadband single-mode operation of standard optical fibers by using a sub-wavelength optical wire filter. *Optics Express*, **16**(19):14661, 2008.
- [120] R. Black, S. Lacroix, F. Gonthier und J. Love. Tapered single-mode fibres and devices. II. Experimental and theoretical quantification. *Optoelectronics, IEEE Proceedings J*, **138**(5):355, 1991.

- [121] J. Love, W. Henry, W. Stewart, R. Black, S. Lacroix und F. Gonthier. Tapered single-mode fibres and devices. I. Adiabaticity criteria. *Optoelectronics, IEEE Proceedings Journal of*, **138**(5):343, 1991.
- [122] H. Kogelnik und C. V. Shank. Stimulated emission in a periodic structure. *Applied Physics Letters*, **18**(4):152, 1971.
- [123] G. Griffel, S. Arnold, D. Taskent, A. Serpengüzel, J. Connolly und N. Morris. Excitation of Morphology Dependent Resonances of Microspherical Cavities Using Optical Fibers. *Optics & Photonics News*, **6**(12):21, 1995.
- [124] G. Griffel, S. Arnold, D. Taskent, A. Serpengüzel, J. Connolly und N. Morris. Morphology-dependent resonances of a microsphere-optical fiber system. *Optics Letters*, **21**(10):695, 1996.
- [125] G. Thompson. A theory for filamentation in semiconductor lasers including the dependence of dielectric constant on injected carrier density. *Optical and Quantum Electronics*, **4**:257, 1972.
- [126] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König und T. W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications*, **117**(5-6):541, 1995.
- [127] M. G. Littman und H. J. Metcalf. Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. *Applied Optics*, **17**(14):2224, 1978.
- [128] L. Hildebrandt, R. Knispel und J. R. Sacher. Diodenlaser mit externem Resonator und entspiegelter 'blauer' Laserdiode. *Photonik*, **2**:4, 2002.
- [129] Toptica. Datenblatt DL100. [www.topitca.de](http://www.topitca.de), 2011.
- [130] Thorlabs. Datenblatt INTUN TL1300-B. [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com), 2011.
- [131] J. R. Buck und H. J. Kimble. Optimal sizes of dielectric microspheres for cavity QED with strong coupling. *Physical Review A*, **67**(3):033806, 2003.
- [132] X. Wu, H. Li, L. Liu und L. Xu. High Quality Direct Photo-Patterned Micro-disk Lasers With Organic-Inorganic Hybrid Materials. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, **44**(1):75, 2008.
- [133] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, D. K. Armani und K. J. Vahala. Fabrication and coupling to planar high-Q silica disk microcavities. *Applied Physics Letters*, **83**(4):797, 2003.

- [134] T. Großmann. *Wellenleiter und Mikroresonatoren zur Moleküldetektion*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2009.
- [135] A. L. Martin, D. K. Armani, L. Yang und K. J. Vahala. Replica-molded high-Q polymer microresonators. *Optics Letters*, **29**(6):533, 2004.
- [136] T. Carmon, L. Yang und K. Vahala. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities. *Optics Express*, **12**(20):4742, 2004.
- [137] E. P. Ostby. *Photonic whispering-gallery resonators in new environments*. Diplomarbeit, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2009.
- [138] M. Han und A. Wang. Temperature compensation of optical microresonators using a surface layer with negative thermo-optic coefficient. *Optics Letters*, **32**(13):1800, 2007.
- [139] J. M. Cariou, J. Dugas, L. Martin und P. Michel. Refractive-index variations with temperature of PMMA and polycarbonate. *Applied Optics*, **25**(3):334, 1986.
- [140] Z. Zhang, P. Zhao, P. Lin und F. Sun. Thermo-optic coefficients of polymers for optical waveguide applications. *Polymer*, **47**(14):4893, 2006.
- [141] T. J. Kippenberg. *Nonlinear Optics in Ultra-high-Q Whispering-Gallery Optical Microcavities*. Diplomarbeit, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2004.
- [142] H. S. Choi und A. M. Armani. Thermal nonlinear effects in hybrid optical microresonators. *Applied Physics Letters*, **97**(22):223306, 2010.
- [143] R. M. Waxler, D. Horowitz und A. Feldman. Optical and physical parameters of Plexiglas 55 and Lexan. *Applied Optics*, **18**(1):101, 1979.
- [144] S. Agan, F. Ay, A. Kocabas und A. Aydinli. Stress effects in prism coupling measurements of thin polymer films. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **80**:341, 2005.
- [145] T. Koyama, Y. Zhu, T. Otsuka, T. Takada und Y. Murooka. An automatic measurement system for 2-dimensional birefringence vector distribution. *Proceedings of the 1998 IEEE 6th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics. ICSD '98.*, S. 557–560, 1998.
- [146] H. Ohkita, K. Ishibashi, D. Tsurumoto, A. Tagaya und Y. Koike. Compensation of the photoelastic birefringence of a polymer by doping with an anisotropic molecule. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **81**:617, 2005.

- [147] P. Huguet-Chantôme, L. Escoubas und F. Flory. Guided-wave Technique for the Measurement of Dielectric Thin-Film Materials' Thermal Properties. *Applied Optics*, **41**(16):3127, 2002.
- [148] K. J. Vahala. Optical microcavities. *Nature*, **424**:839, 2003.
- [149] T. Aoki, B. Dayan, E. Wilcut, W. P. Bowen, A. S. Parkins, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala und H. J. Kimble. Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator. *Nature*, **443**:671, 2006.
- [150] J. K. Poon, L. Zhu, G. A. DeRose und A. Yariv. Transmission and group delay of microring coupled-resonator optical waveguides. *Optics Letters*, **31**(4):456, 2006.
- [151] S. Boriskina, T. Benson, P. Sewell und A. Nosich. Highly efficient design of spectrally engineered whispering-gallery-mode microlaser resonators. *Optical and Quantum Electronics*, **35**:545, 2003.
- [152] S. V. Boriskina, T. M. Benson und P. Sewell. Photonic molecules made of matched and mismatched microcavities: new functionalities of microlasers and optoelectronic components. Bd. 6452, S. 64520X. SPIE, 2007.
- [153] F. Xia, L. Sekaric und Y. Vlasov. Ultracompact optical buffers on a silicon chip. *Nature Photonics*, **1**:65, 2007.
- [154] T. Baba. Slow light in photonic crystals. *Nature Photonics*, **2**(8):465, 2008.
- [155] F. Vollmer. *Resonant Detection of Nano to Microscopic Objects Using Whispering Gallery Modes*. Dissertation, Rockefeller University, New York, 2004.
- [156] Y. P. Rakovich, J. F. Donegan, M. Gerlach, A. L. Bradley, T. M. Connolly, J. J. Boland, N. Gaponik und A. Rogach. Fine structure of coupled optical modes in photonic molecules. *Physical Review A*, **70**(5):051801, 2004.
- [157] M. Bayer, T. Gutbrod, J. P. Reithmaier, A. Forchel, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, A. A. Dremin und V. D. Kulakovskii. Optical Modes in Photonic Molecules. *Physical Review Letters*, **81**(12):2582, 1998.
- [158] D. Flöß. *Numerische Simulation von Mikroresonatoren (vorläufiger Titel)*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2011.
- [159] C. Schmidt, A. Chipouline, T. Käsebier, E.-B. Kley, A. Tünnermann, T. Pertsch, V. Shuvayev und L. I. Deych. Observation of optical coupling in microdisk resonators. *Physical Review A*, **80**(4):043841, 2009.

- [160] X. Li, R. Myers, F. Mendoza, D. Awschalom und N. Samarth. Polarized Emission From Twin Microdisk Photonic Molecules. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, **45**(8):932, 2009.
- [161] S. V. Boriskina. Theoretical prediction of a dramatic Q-factor enhancement and degeneracy removal of whispering gallery modes in symmetrical photonic molecules. *Optics Letters*, **31**(3):338, 2006.
- [162] S. Boriskina. *Photonic Molecules and Spectral Engineering*. Photonic Microresonator Research and Applications. Springer, 2010.
- [163] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm und S. Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics Letters*, **11**(5):288, 1986.
- [164] S. Arnold, D. Keng, S. I. Shopova, S. Holler, W. Zurawsky und F. Vollmer. Whispering gallery mode carousel - a photonic mechanism for enhanced nanoparticle detection in biosensing. *Optics Express*, **17**(8):6230, 2009.
- [165] M. Povinelli, S. Johnson, M. Lonèar, M. Ibanescu, E. Smythe, F. Capasso und J. Joannopoulos. High-Q enhancement of attractive and repulsive optical forces between coupled whispering-gallery-mode resonators. *Optics Express*, **13**(20):8286, 2005.
- [166] E. M. Purcell. Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies. *Physical Review*, **69**(11-12):681, 1946.
- [167] M. Meystre, Pierre ; Sargent. *Elements of quantum optics*. Springer, Berlin [u.a.], dritte Aufl., 1999. ISBN 3-540-64220-X.
- [168] P. Michler, Herausgeber. *Single Quantum Dots*. Springer, 2003.
- [169] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto und J. Vučković. Controlling the Spontaneous Emission Rate of Single Quantum Dots in a Two-Dimensional Photonic Crystal. *Physical Review Letters*, **95**(1):013904, 2005.
- [170] C. Klingshirn. *Semiconductor Optics*. Springer, Berlin, dritte Aufl., 2007.
- [171] J. M. Fink, M. Goppl, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, A. Blais und A. Wallraff. Climbing the Jaynes-Cummings ladder and observing its  $\sqrt{n}$  nonlinearity in a cavity QED system. *Nature*, **454**:315, 2008.
- [172] S. Schleede. *Farbstoffdotierte, polymere Mikroresonator-Laser mit niedriger Schwelle*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2010.

- [173] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song und S. Noda. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, **425**(6961):944, 2003.
- [174] B. Schuler, E. A. Lipman und W. A. Eaton. Probing the free-energy surface for protein folding with single-molecule fluorescence spectroscopy. *Nature*, **419**(6908):743, 2002.
- [175] J. K. Jaiswal und S. M. Simon. Imaging single events at the cell membrane. *Nature Chemical Biology*, **3**(2):92, 2007.
- [176] X. Fan, I. M. White, S. I. Shopova, H. Zhu, J. D. Suter und Y. Sun. Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review. *Analytica Chimica Acta*, **620**(1-2):8, 2008.
- [177] K. Matsubara, S. Kawata und S. Minami. Optical chemical sensor based on surface plasmon measurement. *Applied Optics*, **27**(6):1160, 1988.
- [178] D. Monzón-Hernández und J. Villatoro. High-resolution refractive index sensing by means of a multiple-peak surface plasmon resonance optical fiber sensor. *Sensors and Actuators B: Chemical*, **115**(1):227, 2006.
- [179] A. Ymeti, J. S. Kanger, J. Greve, P. V. Lambeck, R. Wijn und R. G. Heideman. Realization of a multichannel integrated Young interferometer chemical sensor. *Applied Optics*, **42**(28):5649, 2003.
- [180] R. G. Heideman und P. V. Lambeck. Remote opto-chemical sensing with extreme sensitivity: design, fabrication and performance of a pigtailed integrated optical phase-modulated Mach-Zehnder interferometer system. *Sensors and Actuators B: Chemical*, **61**(1-3):100, 1999.
- [181] K. Schroeder, W. Ecke, R. Mueller, R. Willsch und A. Andreev. A fibre Bragg grating refractometer. *Measurement Science and Technology*, **12**(7):757, 2001.
- [182] H.-C. Ren, F. Vollmer, S. Arnold und A. Libchaber. High-Q microsphere biosensor - analysis for adsorption of rodlike bacteria. *Optics Express*, **15**(25):17410, 2007.
- [183] F. Vollmer und S. Arnold. Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules. *Nature Methods*, **5**(7):591, 2008.
- [184] S. Arnold, M. Khoshshima, I. Teraoka, S. Holler und F. Vollmer. Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption. *Optics Letters*, **28**(4):272, 2003.

- [185] S. Arnold, S. I. Shopova und S. Holler. Whispering gallery mode bio-sensor for label-free detection of single molecules - thermo-optic vs. reactive mechanism. *Optics Express*, **18**(1):281, 2010.
- [186] G. M. Hale und M. R. Querry. Optical Constants of Water in the 200-nm to 200- $\mu\text{m}$  Wavelength Region. *Applied Optics*, **12**(3):555, 1973.
- [187] P. Schiebener, J. Straub, J. M. H. L. Sengers und J. S. Gallagher. Refractive index of water and steam as function of wavelength, temperature and density. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **19**(3):677, 1990.
- [188] G.-D. Kim, G.-S. Son, H.-S. Lee, K.-D. Kim und S.-S. Lee. Integrated photonic glucose biosensor using a vertically coupled microring resonator in polymers. *Optics Communications*, **281**(18):4644, 2008.
- [189] B. Sweryda-Krawiec, H. Devaraj, G. Jacob und J. J. Hickman. A New Interpretation of Serum Albumin Surface Passivation. *Langmuir*, **20**(6):2054, 2004.
- [190] O. Mori und T. Imae. AFM investigation of the adsorption process of bovine serum albumin on mica. *Colloids and Surfaces B: Biointerfaces*, **9**(1-2):31, 1997.
- [191] D. Turner und A. Abell. Water sorption of poly(methyl methacrylate): 2. Effects of crosslinks. *Polymer*, **28**(2):297, 1987.
- [192] H. K. Hunt, C. Soteropulos und A. M. Armani. Bioconjugation Strategies for Microtoroidal Optical Resonators. *Sensors*, **10**(10):9317, 2010.
- [193] S. Lenhart, P. Sun, Y. Wang, H. Fuchs und C. A. Mirkin. Massively Parallel Dip-Pen Nanolithography of Heterogeneous Supported Phospholipid Multilayer Patterns. *Small*, **3**(1):71, 2007.
- [194] K. Salaita, Y. Wang und C. A. Mirkin. Applications of dip-pen nanolithography. *Nature Nanotechnology*, **2**(3):145, 2007.
- [195] S. Rozhok, R. Piner und C. A. Mirkin. Dip-Pen Nanolithography: What Controls Ink Transport? *The Journal of Physical Chemistry B*, **107**(3):751, 2003.
- [196] J. Fischer. *Aufbau und Charakterisierung eines Femtoliterdruckers zur Funktionalisierung von optischen Mikroresonatoren*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2010.



- [197] O. Yogi, T. Kawakami, M. Yamauchi, J. Y. Ye und M. Ishikawa. On-Demand Droplet Spotter for Preparing Pico- to Femtoliter Droplets on Surfaces. *Analytical Chemistry*, **73**(8):1896, 2001.
- [198] P. Kebarle und Y. Ho. *Electrospray ionization mass spectroscopy: fundamentals, instrumentation & applications*. John Wiley & Sons, 1997.
- [199] E. Diamandis und T. Christopoulos. The biotin-(strept)avidin system: principles and applications in biotechnology. *Clinical Chemistry*, **37**(5):625, 1991.
- [200] C. F. Carlborg, K. B. Gylfason, A. Kazmierczak, F. Dortu, M. J. Banuls Polo, A. Maquieira Catala, G. M. Kresbach, H. Sohlstrom, T. Moh, L. Vivien, J. Popplewell, G. Ronan, C. A. Barrios, G. Stemme und W. van der Wijngaart. A packaged optical slot-waveguide ring resonator sensor array for multiplex label-free assays in labs-on-chips. *Lab on a Chip*, **10**:281, 2010.
- [201] Q. Xu, V. R. Almeida, R. R. Panepucci und M. Lipson. Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material. *Optics Letters*, **29**(14):1626, 2004.
- [202] D.-X. Xu, M. Vachon, A. Densmore, R. Ma, A. Del age, S. Janz, J. Lapointe, Y. Li, G. Lopinski, D. Zhang, Q. Y. Liu, P. Cheben und J. H. Schmid. Label-free biosensor array based on silicon-on-insulator ring resonators addressed using a WDM approach. *Optics Letters*, **35**(16):2771, 2010.
- [203] Y. Chen, L. Lei, K. Zhang, J. Shi, L. Wang, H. Li, X. M. Zhang, Y. Wang und H. L. W. Chan. Optofluidic microcavities: Dye-lasers and biosensors. *Biomicrofluidics*, **4**(4):043002, 2010.
- [204] S. I. Shopova, R. Rajmangal, Y. Nishida und S. Arnold. Ultrasensitive nanoparticle detection using a portable whispering gallery mode biosensor driven by a periodically poled lithium-niobate frequency doubled distributed feedback laser. *Review of Scientific Instruments*, **81**(10):103110, 2010.
- [205] S. Klinkhammer, T. Grossmann, K. Lull, M. Hauser, C. Vannahme, T. Mappes, H. Kalt und U. Lemmer. Diode-Pumped Organic Semiconductor Microcone Laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **23**(8):489, 2011.
- [206] T. Grossmann, M. Hauser, C. Vannahme, T. Mappes, T. Beck und H. Kalt. Mikrooptisches Bauelement und Verfahren zu seiner Herstellung. Europ ische Patentanmeldung EP 09010782.2 - 1524, zugleich US-Patentanmeldung US 12/860.354, 2011.

- [207] G. Brambilla, F. Xu und X. Feng. Fabrication of optical fibre nanowires and their optical and mechanical characterisation. *Electronics Letters*, **42**(9):517, 2006.
- [208] J. Pomplun, S. Burger, F. Schmidt, A. Schliwa, D. Bimberg, A. Pietrzak, H. Wenzel und G. Erbert. Finite element simulation of the optical modes of semiconductor lasers. *physica status solidi (b)*, **247**(4):846, 2010.
- [209] J. Sacher, D. Baums, P. Panknin, W. Elsässer und E. O. Göbel. Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection, and delayed feedback. *Physical Review A*, **45**(3):1893, 1992.
- [210] C. J. Hawthorn, K. P. Weber und R. E. Scholten. Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam. *Review of Scientific Instruments*, **72**(12):4477, 2001.
- [211] A. S. Arnold, J. S. Wilson und M. G. Boshier. A simple extended-cavity diode laser. *Review of Scientific Instruments*, **69**(3):1236, 1998.

# Danksagung

Das letzte Kapitel möchte ich den Menschen widmen, die durch ihre Hilfe und Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ich danke:

- Prof. Dr. Heinz Kalt für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Betreuung dieser Arbeit. Insbesondere für sein Interesse an meiner Arbeit, das in mich gesetzte Vertrauen und den Freiraum bei der Bearbeitung dieses spannenden Projekts.
- Prof. Dr. Uli Lemmer für die Bereitschaft, das Korreferat dieser Arbeit zu übernehmen.
- meinen beiden Mitdoktoranden Torsten Beck und Tobias Großmann für die erlebnis- und ereignisreiche Zeit inner- und außerhalb des Labors, ihre Unterstützung und die ausgezeichnete Zusammenarbeit.
- den von mir betreuten und teilweise betreuten Diplomanden für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit: Christian Schäfer, Cristian Gohn-Kreuz, Tobias Großmann, Julian Fischer, Simone Schleede, Dominik Flöß, Saskia Becker, Marcel Dornbusch, sowie den Physik-Studenten Timo Musiol und Philipp Brenner für ihre engagierte Mitarbeit im Rahmen ihrer Bachelorarbeit.
- Alexander Hepting dafür, dass er für jedes aufgetretene technische Problem stets die passende Lösung gefunden hat und dafür, dass ich von ihm so viel lernen durfte.
- Christian Sailer und Dr. Wolfgang Löffler für ihre Unterstützung zu Beginn des Projekts.
- Heinz Leonhard und den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt für die

- technische Umsetzung jedes noch so ausgefallenen Wunsches.
- den ehemaligen und aktuellen Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt, Heinz Hoffmann, Helmuth Lay und Werner Gilde, für die geduldige Unterstützung bei allen Fragen rund um die Computer und die Herstellung vieler Schaltungen.
  - den ehemaligen und aktuellen Mitarbeiterinnen des Sekretariats für die Hilfe bei allen verwaltungstechnischen Problemen: Renate Helfen, Monika Brenkmann, Gisela Habitzreither, Christa Weissenburger, Renate Bender und Kerstin Hundsdorf.
  - allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Kalt und der ehemaligen Arbeitsgruppe Klingshirn für die tolle Arbeitsatmosphäre.
  - Jacques Hawecker und Stefan Kühn für die Unterstützung am Rasterelektronenmikroskop.
  - Patrice Brenner für die Hilfe beim Erstellen der FIB-Schnitte.
  - den Mitarbeitern des Instituts für Mikrostrukturtechnik (IMT) für die fruchtbare Zusammenarbeit: Christian Vannahme, Tobias Wienhold und Dr. Timo Mappes.
  - Thomas Vallaitis vom Institut für Photonik und Quantenelektronik (IPQ) für die unbürokratische Hilfe und das Ausleihen diverser technischer Geräte, sowie Oswald Speck für das Spleißen der Glasfasern.
  - Dr. Clemens Franz und Lu Dao für die gute Zusammenarbeit, sowie die Unterstützung beim Erstellen der AFM-Bilder.
  - Dr. Antje Bergmann für die gute Zusammenarbeit bei der Betreuung der Staatsexamenskandidaten, sowie diesen selbst: Felix Fähnrich, Bernd Gottselig, Christian Busch.
  - den Mitarbeitern der Verwaltung des Centrums für Funktionelle Nanostrukturen (CFN) für die stetige und freundliche Hilfe bei allen administrativen Problemen, insbesondere Brigitte Steffens, Monika Hornung (†), Ursula Mösele, Renate Bender, sowie Dr. Christian Röthig, der bereits einen Stellplatz für

---

die XeF<sub>2</sub>-Ätzanlage zusicherte, noch bevor das Fundament des CFN-Gebäudes errichtet war.

- Torsten Beck, Tobias Großmann und Kathrin Hamleh für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- dem Centrum für Funktionelle Nanostrukturen (CFN) bzw. der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Finanzierung des Projekts und der bereitgestellten Geräteinfrastruktur.
- der Karlsruhe School of Optics and Photonics (KSOP) für die Vernetzung, die zahlreichen Weiterbildungsangebote und die finanzielle Unterstützung.
- meinen Eltern für ihre Liebe und Unterstützung.
- Kathrin für die Aufmunterung und ihre Geduld, ihre Unterstützung, ihre Liebe und unser gemeinsames Leben.

Mario Hauser

Karlsruher Institut für Technologie (KIT)  
Institut für Angewandte Physik  
Wolfgang-Gaede-Straße 1  
D-76131 Karlsruhe

[www.apf.kit.edu](http://www.apf.kit.edu)  
[mario.hauser@physik.uni-karlsruhe.de](mailto:mario.hauser@physik.uni-karlsruhe.de)