

Optische Sensorsysteme auf Polymerbasis: neuartige FBG- und WGM-Strukturen

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktorin der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation von

M.Sc. Ann Britt Petermann

2017

Referent: Prof. Dr. Uwe Morgner
Korreferent: Prof. Dr. Bernhard Roth
Tag der Promotion: 17. Mai 2017

Erklärung zur selbstständigen Anfertigung

Hiermit versichere ich, die vorgelegte Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Hannover, den 31.05.2017

Ann Britt Petermann

Abstract

The collaborative research center/transregio 123 planar optronic systems PlanOS aims to develop completely polymer based sensor networks in large-sized polymer foils. One important aspect is to omit electronic components as far as possible. The overall goal is to measure properties of the environment like pressure or temperature spatially resolved and to transform the quantities to be measured into the properties of light such as intensity or wavelength. The crucial challenges for the development of such a foil are:

- Investigation and characterization of suitable polymer materials for building optical waveguides, radiation sources, sensors and detectors,
- development of fabrication techniques compatible to the materials,
- connecting and coupling of single structures with each other.

For these problems, different solution approaches were developed in this work. Due to their material properties photosensitive polymers are particularly suitable to connect different components in the foil with high efficiency. Launching laser light into a photosensitive polymer can efficiently be realized by so called self-written-waveguides (SWW). The underlying principles are photopolymerisation and self-focusing. These waveguides are able to compensate misalignments or core mismatches, because of their self organizing properties. In cooperation with the University of Freiburg a new material for generating SWWs was developed. Moreover a manufacturing process suitable for the material was designed. This process has different advantages compared to established processes. It is simple and fast and it is, therefore, possible to produce waveguides with a solid core and cladding.

Besides connecting elements, two sensor concepts based on fiber Bragg gratings (FBGs) and whispering gallery modes (WGMs) were investigated. One advantage of FBGs is, that they are directly integrated in a waveguide. For many years FBGs on polymer basis have been used for temperature or strain measurements. The goal of this work is to analyse how FBGs embedded in a foil work. It was shown, that in case of foil embedding the choice of the fiber material, in which the FBG is written, is crucial. In addition to that the foil material should be chosen with care.

The main focus of this work was to develop a completely polymer based sensor on the basis of WGM-resonators. This is a challenge, because using polymers instead of glass as in established sensor concepts leads to low quality resonators. This means, that the life time of the light in the resonator is short and hence the sensitivity is reduced. This problem was solved by using many resonators instead of just one, thus, by applying a multiplex approach. The developed sensor was successfully used for the determination of unknown wavelengths and temperatures. Furthermore, the influence of the sphere size, the number of resonators and the linewidth of the laser used on the sensor sensitivity was explored.

Keywords: optical resonators, optical analytics, polymer waveguides

Zusammenfassung

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs/Transregio 123 Planare Optronische Systeme (kurz: PlanOS) sollen vollintegrierte Sensornetzwerke in großformatigen Polymerfolien unter weitestgehendem Verzicht auf elektronische Bestandteile entstehen. Ziel ist es, mit einer solchen Folie Eigenschaften der Umgebung wie Druck oder Temperatur orts aufgelöst erfassen zu können. Die gewünschte Messgröße soll dabei in eine Eigenschaft des Lichts beispielsweise Intensität oder Wellenlänge umgewandelt werden. Die wesentlichen Herausforderungen bei der Realisierung dieser Sensorfolie sind:

- Erforschung und Charakterisierung geeigneter Polymermaterialien für den Aufbau von Lichtwellenleitern, Strahlungsquellen, Sensoren und Detektoren
- Entwicklung von zu den Materialien passenden Herstellungsmethoden
- Ankopplung und Verbindung der Strukturen untereinander

Im Rahmen dieser Promotion entstanden hierfür verschiedene Lösungsansätze. Um verschiedene Komponenten in der Folie mit einer hohen Effizienz verbinden zu können, sind photosensitive Polymere aufgrund ihrer Materialeigenschaften gut geeignet. Durch das Einstrahlen von Laserlicht entstehen durch Photopolymerisation und einer Art Selbstfokussierung sogenannte selbstschreibende Wellenleiter (englisch: „self-written-waveguides“, kurz: SWW). Diese können aufgrund ihrer selbstanordnenden Eigenschaften Ausrichtungsfehler oder Kernfehlanspassungen ausgleichen. In Zusammenarbeit mit der Universität Freiburg wurde in dieser Arbeit ein neuartiges Material sowie ein zu diesem Material passender Herstellungsprozess für die Erzeugung von SWWs entwickelt. Vorteil ist, dass der Herstellungsprozess im Vergleich zu etablierten Prozessen einfach und schnell ist und zusätzlich die Herstellung eines Wellenleiters mit festem Kern und Mantel erlaubt.

Außer Verbindungselementen wurde zusätzlich an zwei Sensorkonzepten geforscht, Faser-Bragg-Gittern („fiber Bragg grating“, FBG) und Flüstergaleriemoden („whispering gallery mode“, WGM). Der Vorteil von FBGs ist, dass sie direkt in den Wellenleiter integriert werden. FBGs auf Polymerbasis werden seit Jahren erfolgreich als Sensoren beispielsweise für Temperatur oder Dehnung eingesetzt. Ziel dieser Arbeit war es herauszufinden, wie sich Faser-Bragg-Gitter eingebettet in eine Folie verhalten. Es konnte gezeigt werden, dass dabei insbesondere auf die Wahl des Fasermaterials, in das das FBG geschrieben wird, geachtet werden muss. Außerdem sollte bei der Auswahl des Folienmaterials berücksichtigt werden, dass es möglichst wenig in Wasser quillt und nicht zu dehnbar ist.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf der Entwicklung eines vollständig polymerbasierten Sensors auf Grundlage von WGM-Resonatoren. Schwierigkeit dabei ist, das im Gegensatz zu etablierten Sensoren, die aus Glas bestehen, bei der Verwendung von Polymeren, die Qualität der Resonatoren sinkt. Das heißt die Speicherzeit des Lichts im Resonator ist verringert und somit auch dessen Sensitivität. Gelöst werden konnte dieses Problem durch die Verwendung mehrerer Resonatoren. Anschließend wurde der entwickelte Sensor erfolgreich für die Bestimmung unbekannter Wellenlängen sowie für Temperaturmessungen eingesetzt. Außerdem wurde untersucht, welchen Einfluss die Anzahl der Resonatoren, die Kugelgröße, sowie die Linienbreite des verwendeten Lasers auf die Sensitivität haben.

Schlagwörter: optische Resonatoren, optische Analytik, Polymerwellenleiter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Selbstschreibende Wellenleiter in einer Ein-Polymer-Lösung	7
2.1	Stand der Forschung	7
2.2	Theoretische Grundlagen selbstschreibender Wellenleiter	9
2.2.1	Verfahren zur Bestimmung des Brechungsindex	12
2.3	Herstellungsverfahren für selbstschreibende Wellenleiter	14
2.4	Charakterisierung der hergestellten Wellenleiter	17
2.5	Zusammenfassung	19
3	Integration von Faser-Bragg-Gittern in eine Sensorfolie	23
3.1	Bestehendes FBG-basiertes Sensorsystem	23
3.2	Theoretische Betrachtung von Faser-Bragg-Gittern	25
3.3	Herstellung der Sensoren mittels Phasenmaskentechnik	28
3.4	Charakterisierung der Temperatursensitivität	30
3.5	Zusammenfassung	34
4	WGM-Sensoren auf Polymerbasis	37
4.1	Einleitung	37
4.2	Theorie optischer Mikroresonatoren	39
4.2.1	Flüstergaleriemoden	40
4.2.2	Charakteristische Kenngrößen	41
4.2.3	Sensorprinzip	43
4.3	Entwicklung eines Sensorkonzepts	45
4.4	Kalibrierung und Charakterisierung	50
4.4.1	Mögliche Anwendungen	51
4.5	Messung von Wellenlänge und Temperatur	53
4.5.1	Wellenlänge	53
4.5.2	Temperatur	59
4.5.3	Fixierte Kugeln	61
4.6	Weiterentwicklung	66
4.6.1	Neuer Ansatz für die Kalibrierung	66
4.6.2	Einsatz des Sensors im Wasser	68
4.6.3	Vorversuche für Brechungsindexmessungen	70
4.7	Zusammenfassung	72
5	Fazit und Ausblick	75
	Literaturverzeichnis	81

Abbildungsverzeichnis	89
Symbole und Abkürzungen	93
A MATLAB-Skripte	97
Danksagung	103

Kapitel 1

Einleitung

Das 21. Jahrhundert wird oft als Jahrhundert der Photonik bezeichnet. Bei vielen Systemen wie der elektronischen Leiterplatte basiert die Signalerzeugung, die Signalübertragung und der Signalempfang primär auf elektronischen Ansätzen. Auf dem Gebiet der Optoelektronik wird daran geforscht, das Wissen der Optik und Elektronik in idealer Weise miteinander zu kombinieren. Unter anderem soll das Potenzial der Optik dafür genutzt werden, um eine Art optische Leiterplatte zu realisieren. Eine optische Leiterplatte beinhaltet sowohl elektronische als auch optische Funktionalitäten. So kommen optische Übertragungstrecken zum Einsatz, da Lichtleiter höhere Bandbreiten besitzen und weniger anfällig gegenüber elektromagnetischen Störungen sind. In Anlehnung an die Idee der optischen Leiterplatte sollen im Rahmen des Sonderforschungsbereichs/Transregio 123 Planare Optronische Systeme (kurz: PlanOS) vollintegrierte, verteilte Sensornetzwerke in großformatigen Polymerfolien entstehen, dabei soll weitestgehend auf elektronische Bestandteile verzichtet werden.

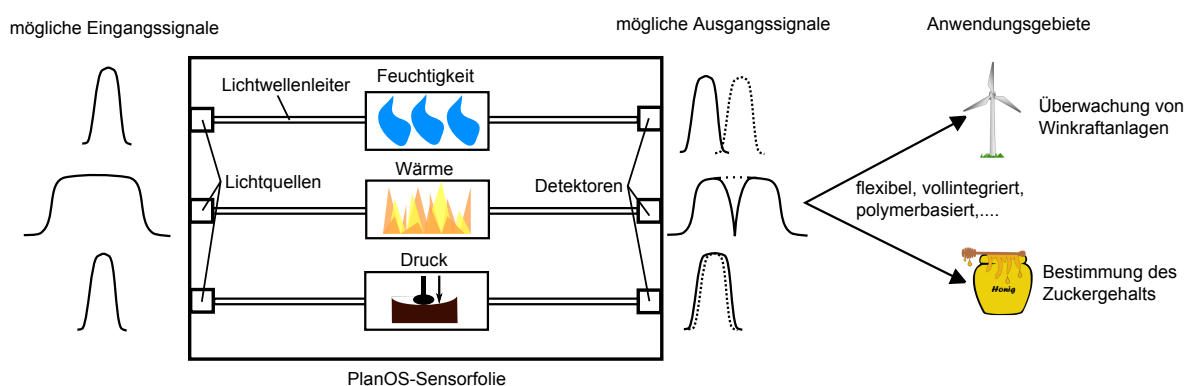


Abbildung 1.1: PlanOS: Vision der Entwicklung einer vollintegrierten, flexiblen, polymerbasierten Sensorfolie.

Diese Sensorfolie soll die orts aufgelöste, kombinierte Erfassung von Messgrößen, wie zum Beispiel Temperatur, Dehnung und Druck bis hin zu spektroskopischer Analytik in den Lebenswissenschaften ermöglichen. Da als Grundlage aller Messprozesse optische Prinzipien verwendet werden sollen, müssen alle Messgrößen in Eigenschaften des Lichts umgewandelt werden (Intensität, Phase, Wellenlänge). Außerdem sollen alle Komponenten der Folie, wie Signalquellen, Detektoren und Übertragungselemente auf Polymerbasis realisiert werden, da Polymere geringe Materialkosten aufweisen, einfach zu verarbeiten, mechanisch flexibel und somit für die Massenproduktion geeignet sind. Für die Realisierung einer solchen Sensorfolie sind insbesondere folgende Punkte von Bedeutung:

- Erforschung geeigneter Materialsysteme für den Aufbau von Lichtwellenleitern, Strahlungsquellen, Spektrometern und Detektoren
- Konzepte zur Signalgenerierung, Signaltransport und Signalverarbeitung
- Entwicklung passender Herstellungsmethoden, inklusive Ankopplungsmechanismen

Die einzelnen Gebiete lassen sich nicht immer klar voneinander abgrenzen, da zum Beispiel die Entwicklung von Koppelstrukturen immer auch die Erforschung geeigneter Materialien umfasst.

Abbildung 1.1 veranschaulicht die Idee von PlanOS. In der Folie sind sowohl Lichtquellen als auch Detektoren integriert. Die Lichtquellen können schmal- und breitbandige Signale erzeugen. Durch Feuchtigkeit, Wärme oder Druck kommt es in den Sensoren zu einer Signaländerung, die von den Detektoren erfasst werden kann. Mögliche Änderungen sind eine Signalverbreiterung, eine Signalverschiebung oder das Fehlen einer Frequenz in einem breitbandigen Signal (gestrichelte Kurven in Abbildung 1.1). Für die flexible, vollintegrierte und polymerbasierte Sensorfolie gibt es ein breites Spektrum an möglichen Anwendungsgebieten. Denkbar wäre zum Beispiel die Überwachung von Windkraftanlagen oder die Bestimmung des Zuckergehalts von Honig über Brechungsindexmessungen. Für den Zeitraum dieser Arbeit wird keine komplett auf Polymerbasis hergestellte Sensorfolie zur Verfügung stehen, da die notwendigen Herstellungsprozesse und Strukturierungsverfahren zunächst noch entwickelt werden müssen. Für den Test der einzelnen Komponenten werden deshalb zunächst hybride Ansätze, das heißt Polymer-Glas oder Polymer-Halbleiter, verwendet. Außerdem werden externe Lichtquellen und Detektoren eingesetzt.

Diese Arbeit ist im Rahmen von PlanOS entstanden und versucht verschiedene der oben genannte Aspekte zu bearbeiten und passende Lösungsansätze zu finden. Dazu gehören zwei unterschiedliche Sensorkonzepte auf Basis von Faser-Bragg-Gittern und Flüstergaleriemoden, sowie eine Möglichkeit verschiedene Komponenten mit polymerbasierten selbstschreibenden Wellenleitern zu verbinden. Dementsprechend gliedert sich die Arbeit in drei große Kapitel, die im Folgenden kurz vorgestellt werden sollen:

- Selbstschreibende Wellenleiter
- Faser-Bragg-Gitter
- Flüstergaleriemoden

Die Entwicklung von Materialien für Lichtwellenleiter ist für die Sensorfolie von besonderer Bedeutung, um verschiedene Komponenten mit einer hohen Effizienz verbinden zu können. Zusammen mit der Wellenleiterherstellung muss ein geeignetes Verfahren für die genaue Ausrichtung der Komponenten zueinander entwickelt werden. Die Toleranzen der Fertigungstechnologien für kommerzielle Leiterplattensysteme liegen im Bereich von 20 μm und weniger [FH07]. Um erfolgreich in einen einmodigen Wellenleiter einzukoppeln, sind jedoch Toleranzen von unter 1 μm notwendig. Unter diesen Voraussetzungen eignen sich besonders photosensitive Polymere für die Wellenleiterherstellung. In photosensitiven Polymeren können durch das Einstrahlen von Laserlicht sogenannte selbstschreibende Wellenleiter auf Grundlage einer durch Photopolymerisation hervorgerufenen Brechungsindexänderung erzeugt werden [Fri93, Kew96]. Sie besitzen selbstanordnende Eigenschaften und können so Ausrichtungsfehler oder Kernfehlanspassungen ausgleichen [Yos14, Hir03]. Abhängig von Material und Ausgangsfaser können die Brechungsindexstruktur (Stufenindex- oder Gradientenindexprofil) sowie der Durchmesser des geschriebenen Wellenleiters beeinflusst werden [Kew96, Kag07]. Ziel dieser Arbeit war nach einem zu der PlanOS-Sensorfolie kompatiblen Material zu forschen und einen dafür geeigneter Herstellungsprozess zu entwickeln.

Außer Verbindungselementen werden für die Sensorfolie geeignete Sensorkonzepte benötigt. Vorstellbar ist die direkte Integration von Sensoren in die Wellenleiter [Son11]. Ein Sensorkonzept, das die Messung einer Vielzahl von unterschiedlichen Messgrößen erlaubt und sich in die Wellenleiter integrieren lässt, sind Faser-Bragg-Gitter (englisch: „fiber Bragg grating“, kurz: FBG). FBGs sind Störstellen im Wellenleiter, die im Gegensatz zum restlichen Wellenleiter einen anderen Brechungsindex aufweisen. Wird eine breitbandige Lichtquelle in den Wellenleiter eingestrahlt, wird eine bestimmte Wellenlänge, die sich unter anderem aus dem Abstand der Störstellen zueinander ergibt,

reflektiert. Durch Dehnung oder Temperaturschwankungen ändert sich der Abstand der Störstellen und somit auch die reflektierte Wellenlänge. FBGs wurden bereits erfolgreich in Polymeren umgesetzt und ersetzen immer häufiger FBGs auf Basis von Siliziumdioxid [Mar15, Yua11], da sie eine hohe Flexibilität und eine größere mechanische Widerstandsfähigkeit aufweisen. Es gibt bereits Ansätze, die Fasern mit den FBGs zusätzlich in Folien einzubetten [Mar15]. In dieser Arbeit soll eine solche Folie in Anlehnung an eine zukünftige PlanOS-Sensorfolie für Temperaturmessungen getestet werden.

Das zweite Sensorkonzept, das zugleich Schwerpunkt dieser Arbeit war, beruht auf den Flüstergaleriemoden (englisch: „whispering gallery mode“, kurz: WGM). Wird Licht in einer dielektrischen Mikrostruktur eingeschlossen und mit sich selbst zur Interferenz gebracht, können nur bestimmte Frequenzen unterstützt und ohne größere Verluste in dem Resonator verbleiben [Vol12, Arn03]. Verändert sich die Geometrie des Resonators oder ändern sich seine Materialeigenschaften, zum Beispiel durch eine Verformung oder ein Erhitzen des Resonators, kann eine Änderung in den Resonanzen detektiert werden [For15]. In WGM-Resonatoren kann das Licht lange Zeit gespeichert werden. Sie sind somit hervorragend geeignet, Materie mit Licht wechselwirken zu lassen [Vol12]. So können WGM-basierte Sensoren für optische und spektroskopische Analytik eingesetzt werden und sie liefern Informationen über ihre Umgebung, zum Beispiel über Art und Konzentration von Molekülen in Luft oder Flüssigkeit [For15].

Durch das breite Anwendungsspektrum kommt ihnen eine große Bedeutung zu. In den letzten Jahren wurden sie beständig weiterentwickelt, mit dem Ziel eine hohe Einzelmolekülsensitivität bei einem ebenfalls hohen Maß an Spezifität zu erreichen [Baa14]. Die stetige Weiterentwicklung führt WGM-Sensoren an den Rand ihres theoretischen Detektionslimits [For15]. Ziel ist es die WGM-Sensoren aus dem Labor in reale Messumgebungen zu bringen, unter anderem für die Messung von Kraft und Temperatur [Str11, Iop08] oder alternativ für Gasdetektion und Biosensorik [For15]. Jedoch sind WGM-Sensoren bis jetzt teuer und aufwendig in Herstellung und Handhabung [Li10]. Im Gegensatz zu den FBGs ist die Zielsetzung bei den WGMs zunächst, ein tragfähiges polymerbasiertes Sensorkonzept zu entwickeln. Die Verwendung von Polymeren wie PMMA eröffnet zwar die Möglichkeit einer kostengünstigen Herstellung, jedoch besitzen Resonatoren aus PMMA aufgrund der größeren Streuverluste eine kürzere Lebensdauer des Lichts im Resonator im Vergleich zu Resonatoren auf Glasbasis [Fra09]. Eine weitere Herausforderung bei der Entwicklung dieses Konzepts ist, dass es sich zukünftig auch in Folien integrieren lässt.

Ziel dieser Arbeit ist die Vision von PlanOS, die Entwicklung eines empfindlichen, kostengünstigen Sensorsystems bei hoher elektromagnetischer und biologischer Ver-

träglichkeit, ein Stück weiter Realität werden zu lassen. Die Arbeit widmet sich daher den bereits in Kürze vorgestellten Themen:

- Selbstschreibende Wellenleiter
- Faser-Bragg-Gitter
- Flüstergaleriemoden

Folglich gliedert sich die Arbeit in drei große Teile. Kapitel 2 befasst sich mit der Entwicklung eines Herstellungsverfahrens für selbstschreibende Wellenleiter mit festem Kern und Mantel in einer Ein-Polymer-Lösung. Kapitel 3 behandelt die polymerbasierten Faser-Bragg-Gitter und insbesondere deren Integration in eine Folie. In Kapitel 4 wird ein für Folien geeignetes, polymerbasiertes Sensorkonzept auf Basis von Flüstergaleriemoden entwickelt. Die Arbeit schließt mit einer Diskussion der in den obigen Themengebieten erzielten Ergebnisse und deren Bedeutung für PlanOS ab. In Anhang A befinden sich die zur Auswertung verwendeten MATLAB-Skripte.

Kapitel 2

Selbstschreibende Wellenleiter in einer Ein-Polymer-Lösung

Die Verwendung von Polymeren bietet für den Bau von optischen Komponenten verschiedene Vorteile. Unter anderem weisen sie geringe Materialkosten auf und sind einfach zu verarbeiten. Dadurch haben Polymere in den letzten Jahren auch verstärkt Anwendung als Fasern oder Wellenleiter gefunden. Eine spezielle Möglichkeit der Wellenleiterherstellung bieten insbesondere selbstschreibende Wellenleiter (englisch: „self-written-waveguides“, kurz: SWW). Das zweite Kapitel dieser Arbeit widmet sich dieser speziellen Form der Wellenleiter.

2.1 Stand der Forschung

Das Gebiet der Optoelektronik beschäftigt sich mit der Erforschung von optischen Verbindungen in Computern in Form von optischen Leiterplatten [Yos14, Jok03] oder der Integration von opto-elektronischen Hybridstrukturen in Kommunikationssystemen [Dit99]. Im Zuge dieser Entwicklungen entstand auch die Idee für PlanOS, eine vollintegrierte und polymerbasierte Sensorfolie auf optischer Basis zu konstruieren. In all diesen Systemen müssen verschiedene Komponenten mit einer hohen Effizienz verbunden werden. Dabei ist nicht nur die Entwicklung von geeigneten Herstellungsmethoden, die eine Verbindung der einzelnen Komponenten mit hoher Effizienz ermöglichen, entscheidend, sondern auch die Ausarbeitung eines Verfahrens für die genaue Ausrichtung der Komponenten zueinander. Insbesondere photosensitive Polymere sind für die Erzeugung von Verbindungen zwischen unterschiedlichen Komponenten interessant, da

sie aufgrund ihrer selbstanordnenden Eigenschaften Ausrichtungsfehler und Kernfehl-
 anpassungen ausgleichen können. Außerdem hat die Verwendung von Polymeren den
 Vorteil, dass sie geringe Materialkosten aufweisen und einfach zu verarbeiten sind, so
 dass sie zukünftig eine Massenproduktion ermöglichen würden [Yam02]. Eine alterna-
 tive Technik wäre beispielsweise die Mikro-Stereolitografie. Bei dieser wird ein flüssiges
 Polymer schichtweise unter der Einwirkung von Laserstrahlung zu dreidimensionalen
 Komponenten verarbeitet [Gom16]. Im Vergleich zu den SWWs ist das Fertigungsver-
 fahren jedoch deutlich aufwendiger. Zusätzlich kann das Entfernen des verbleibenden
 flüssigen Polymers problematisch sein, da durch den Spülvorgang bestehende Struktu-
 ren zerstört werden können.

Die obere Zeile von Abbildung 2.1 zeigt wie zwei optische Komponenten mit Hilfe eines
 photosensitiven Polymers verbunden werden können. Ein Schreiblaser wird über eine
 optische Komponente in das photosensitive Material gebracht. Im Bereich des Lasers
 polymerisiert das Material und es tritt eine Art Selbstfokussierung des Strahls auf. Der
 Brechungsindex des polymerisierten Materials ist höher als der des umgebenden Ma-
 terials, so dass ein Lichtleiter, SWW, entsteht. In der unteren Zeile von Abbildung 2.1
 sind drei mögliche Anwendungsgebiete skizziert.

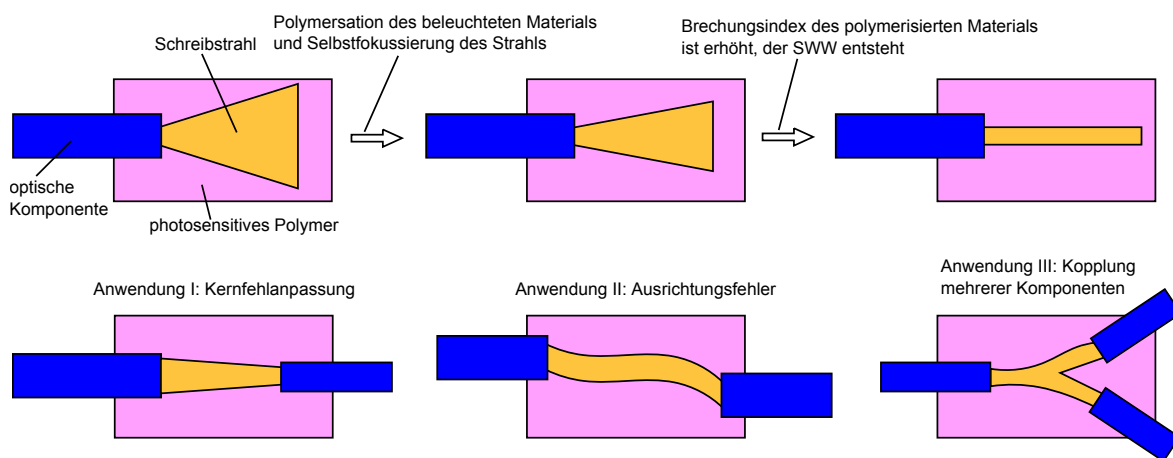


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Herstellungsprozesses von SWWs (obere Zeile), sowie möglicher Anwendungsgebiete (untere Zeile). In einem photosensitiven Material wird ein Laser eingestrahlt. Im Bereich des Lasers polymerisiert das Material und es tritt eine Art Selbstfokussierung des Strahls auf. Der Brechungsindex des polymerisierten Materials ist höher als der des umgebenden Materials. Verwendet werden können SWWs für die Verbindung mehrerer optischer Komponenten, auch mit Kernfehlانpassungen oder Ausrichtungsfehlern.

SWWs ermöglichen Verbindungen zwischen optischen Komponenten, wie zum Beispiel VCSELs mit Photodioden, mit einer optischen Koppelleffizienz von $-3,6$ dB [Kwa10]. Um eine stabile Verbindung zu gewährleisten, ist es notwendig, nicht nur einen Wel-

lenleiter zwischen den Komponenten zu erzeugen, sondern auch einen festen Mantel bzw. eine feste Einbettung des Wellenleiters zu realisieren.

In diesem Kapitel wird die Entwicklung einer neuen Zusammensetzung für ein Photopolymer vorgestellt und anschließend der Prozess für die Erzeugung eines SWWs mit festem Kern und Mantel in diesem Polymer beschrieben. Durch die Entwicklung dieser neuen Zusammensetzung konnte die Komplexität des Herstellungsprozesses von SWWs verglichen mit bereits etablierten Methoden [Mis14, Kag07, Kag12] reduziert werden. Der erste Abschnitt behandelt die theoretischen Grundlagen von SWWs. Anschließend wird der Produktionsprozess erläutert. Im dritten Abschnitt werden die einzelnen Herstellungsparameter, wie Schreibgeschwindigkeit und Aushärtezeit, sowie deren Einfluss auf die optischen Eigenschaften des SWWs, wie zum Beispiel Kopplungseffizienzen, geschildert. Die Ergebnisse werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels diskutiert.

2.2 Theoretische Grundlagen selbstschreibender Wellenleiter

Für die Erzeugung von SWWs sind photosensitive Materialien wie zum Beispiel Photopolymere notwendig. Ein Photopolymer ist ein lichthärtender Kunststoff, der bei Belichtung seine strukturellen Eigenschaften ändert, indem das Material beispielsweise aufgrund von Vernetzungen aushärtet [Phi84]. Häufig werden dabei Wellenlängen aus dem UV-Bereich verwendet.

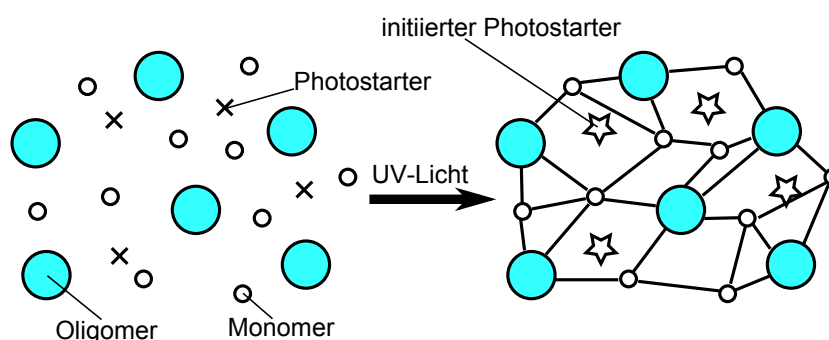


Abbildung 2.2: Eine Mischung aus Oligomeren, Monomeren und Photostartern wird durch Photopolymerisation ausgehärtet.

Abbildung 2.2 zeigt eine Mischung aus Oligomeren, Monomeren und Photostartern, die durch den Prozess der Photopolymerisation aushärtet. Dabei wird das Licht von dem Photostarter absorbiert, es entstehen freie Radikale, die eine Vernetzung der funktionalisierten Monomere und Oligomere initiieren. Monomere sind reaktionsfähige, nie-

dermolekulare Moleküle, die sich zu Polymeren zusammenschließen können. Sie beeinflussen Härtungsgeschwindigkeit und Vernetzungsdichte. Oligomere dagegen sind Makromoleküle, die aus mehreren strukturell ähnlichen Einheiten aufgebaut sind und Flexibilität und chemische Beständigkeit bestimmen [Rav06].

SWWs werden durch die Belichtung eines Photopolymers mit Laserlicht, das aus einer im Polymer platzierten Faser oder Wellenleiter ausgekoppelt wird, hergestellt. Die Entstehung eines SWWs kann mit folgender Erklärung veranschaulicht werden [Fri93]: Das Licht der Wellenlänge λ wird am Faserende gebeugt und der Ausgangsradius w_0 vergrößert sich mit dem Abstand z zum Faserende auf $w(z)$:

$$w(z) = w_0[1 + (\lambda z/\pi w_0^2)^2]^{(1/2)}. \quad (2.1)$$

Im Bereich der Strahlteile ist die Lichtintensität am größten, so dass dort das Material am schnellsten polymerisiert und der Brechungsindex des ausgehärteten Polymers lokal ansteigt. Dieser lokale Anstieg des Brechungsindex verursacht eine Selbstfokussierung des Laserlichts, das im beleuchteten Bereich aufgrund der Brechungsindexänderung geführt wird. Es entsteht ein geradliniger optischer Wellenleiter mit konstantem Durchmesser, der mit der Belichtungszeit anwächst. In Abbildung 2.3 ist dieser Prozess schematisch dargestellt. Ein Wellenleiter oder eine Faser befindet sich in einem photosensitiven Material. Mit fortlaufender Zeit ($t_2 > t_1$) wird der Schreibstrahl immer stärker fokussiert, weil das Material polymerisiert und der Brechungsindex ansteigt.

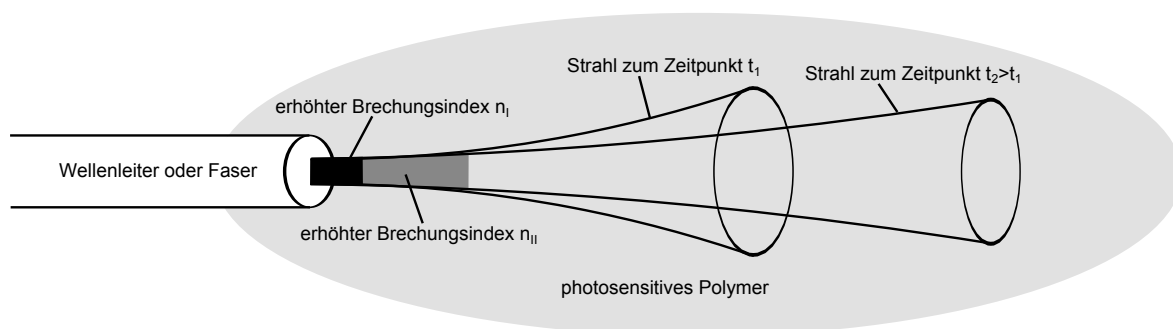


Abbildung 2.3: Ein photosensitives Material wird mit einem Schreibstrahl aus einer Faser oder einem Wellenleiter beleuchtet. Zum Zeitpunkt t_1 ist der Strahl nur kurz hinter dem Faser- bzw. Wellenleiterende fokussiert. In diesem Bereich steigt der Brechungsindex n_I an. Mit fortschreitender Zeit $t_2 > t_1$ vergrößert sich der polymerisierte Teil n_{II} .

Die Eigenschaften des gebildeten SWWs hängen von der Form und Art der Ausgangsfaser ab [Mis14]. Die Entstehung von SWWs wurde erstmals von Frisken 1993 in einem Epoxidharz mit einem Laser der Wellenlänge 532 nm und einer Intensität von 20 mW gezeigt [Fri93]. Seitdem wurden SWWs sowohl für Kopplungsstrukturen zwischen ver-

schiedenen optischen Komponenten [Mis14, Kwa10] als auch in der Sensorik verwendet [Son11].

Für die theoretische Beschreibung der Entstehung eines SWWs zwischen zwei Fasern wird folgende Annahme getroffen [Mis14, Kew96, And09]: Wenn die Polymerisation und somit der Anstieg des Brechungsindex des Kerns des SWWs (n_{Kern}) ein gleichförmiger Prozess ist und das umgebende Material, das als Mantel fungiert, unpolymerisiert bleibt und einen geringeren Brechungsindex (n_{Mantel}) aufweist, bildet sich ein SWW zwischen den beiden Fasern. Abhängig von dem exakten Brechungsindexunterschied ($\Delta n_{SWW} = n_{Kern} - n_{Mantel}$), der während der Belichtung entsteht, variieren die Faser-SWW-Faser Kopplungsverluste aufgrund von besserer oder schlechterer Modenanpassung zwischen den Fasern und dem Bereich des SWWs. Der Anstieg des Brechungsindex während der UV-Belichtung ist eine exponentielle Funktion der Zeit [Mis14]:

$$n(t) = n_0 + \Delta n_\infty \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{1}{U_0} \int_0^{t-\tau_r} |E(t')|^2 dt'\right) \right\} \quad (2.2)$$

n_0 Brechungsindex vor der Belichtung,

Δn_∞ Brechungsindexunterschied des Materials vor und nach der UV-Belichtung,

U_0 für die Polymerisation notwendige Beleuchtungsstärke in J/m^2 ,

$E(t)$ elektrisches Feld,

τ_r Lebenszeit der Radikale im Monomer.

Bei einer Belichtung mit einer über die Zeit gleichbleibenden Intensität ist das elektrische Feld zeitlich konstant $|E(t)| = E$. Gleichung (2.2) vereinfacht sich zu:

$$n(t) = n_0 + \Delta n_\infty \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t - \tau_r}{\tau}\right) \right\} \quad (2.3)$$

mit der Zeitkonstanten $\tau = U_0 |E|^{-2}$.

Für eine Anwendung von SWWs in der Praxis, zum Beispiel in opto-elektronischen Bauteilen, ist ein möglichst stabiler SWW notwendig. Diese Stabilität kann durch einen festen Mantel bzw. einer Einbettung des SWWs erreicht werden. Eine Möglichkeit, dies zu realisieren, ist die Verwendung von zwei Photopolymeren. Nachdem der SWW in einem ersten Photopolymer geschrieben wurde, wird üblicherweise das restliche flüssige Material entfernt, zum Beispiel durch Aceton, und ein zweites Photopolymer als Mantelmaterial aufgebracht und anschließend durch eine gleichförmige UV-Belichtung ausgehärtet [Mis14, Kag07]. Nachteil dieser Methode ist, dass durch das Abwaschen des restlichen flüssigen Photopolymers häufig auch die Verbindung des SWW zur Faser bzw. zum Wellenleiter abreißt.

Dieses Problem besteht nicht, wenn ein Material verwendet wird, das bereits aus zwei Photopolymeren zusammengesetzt ist. Kern und Mantel können in einem solchen Material durch die Beleuchtung bei zwei unterschiedlichen Wellenlängen erzeugt werden [Kag12]. Kagami et al. verwendeten dafür eine Mischung aus Acrylmonomeren, einem Farbstoff mit einer Sensitivität im roten Spektralbereich und Photostartern. Diese Mischung wurde gleichzeitig mit zwei verschiedenen Lichtquellen beleuchtet, um Kern und Mantel zu erzeugen. Für das Schreiben des Kerns wurde ein Laser mit einer Wellenlänge von 850 nm verwendet und für die Erzeugung des festen Mantels eine UV-Lampe mit einer Wellenlänge unterhalb von 400 nm. Nachteilig ist jedoch, dass eine sehr exakte Einstellung der einzelnen Komponenten in der Mischung notwendig ist und die einzelnen Bestandteile nicht miteinander copolymerisieren dürfen [Kag01].

Um diesen zeitaufwändigen und komplexen Herstellungsschritt zu umgehen, zeigten Missinne et al. 2014, dass es auch kommerziell erhältliche Materialien gibt, in denen sowohl Wellenleiter als auch Mantel prozessiert werden können [Mis14]. Sie verwendeten den Klebstoff NOA 68 (Norland Optical Adhesive, New Jersey, USA). Für das Schreiben des SWWs setzten sie einen Laser mit einer Wellenlänge von 406 nm und einer Leistung von 10 μ W ein. Den festen Mantel erreichten sie anschließend durch eine Flutbelichtung des kompletten Materials mit dem geschriebenen SWW bei 365 nm und einer Intensität von 2 mW/cm². Allerdings sind die entstandenen Wellenleiter instabil [And09] und daher für die PlanOS-Sensorfolien ungeeignet.

2.2.1 Verfahren zur Bestimmung des Brechungsindex

Bei der Herstellung von Wellenleitern und Koppelstrukturen ist das Brechungsindexprofil der hergestellten Struktur entscheidend, denn es beeinflusst sowohl die Verluste bei der Lichtleitung als auch Ein- und Auskoppelverluste. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Abbe-Refraktometer (AR4, A.KRÜSS Optronic GmbH, Hamburg, Deutschland) für die Bestimmung der Brechungsindizes, der eingesetzten Materialien und ein Indexprofilometer (RINCK elektronik, Jena, Deutschland) für die Vermessung der Brechungsindexprofile der produzierten Strukturen verwendet. Die Funktionsweise beider Geräte soll im Folgenden kurz erläutert werden.

Das Refraktometer, Abbildung 2.4, besteht aus einem Prisma mit einem bekannten sehr hohen Brechungsindex. Auf dieses Prisma wird die zu untersuchende Probe aufgebracht und Licht von der Seite eingestrahlt (streifender Einfall, gestrichelte Linie in Abbildung 2.4). An der Grenzfläche zwischen Probe und Prisma wird das Licht gebrochen. Ist der Brechungsindex der Probe viel kleiner als der Brechungsindex des Prismas, dann ist der Brechungswinkel groß (Fall (2) in Abbildung 2.4). Ist dagegen

der Brechungsindexunterschied zwischen Prisma und Probe gering, ist der Brechungswinkel klein (Fall (1) in Abbildung 2.4). Das gebrochene Licht wird mit Hilfe einer Linse und eines Detektors aufgenommen, so dass über das Brechungsgesetz der Brechungswinkel und somit der Brechungsindex der Probe bestimmt werden kann.

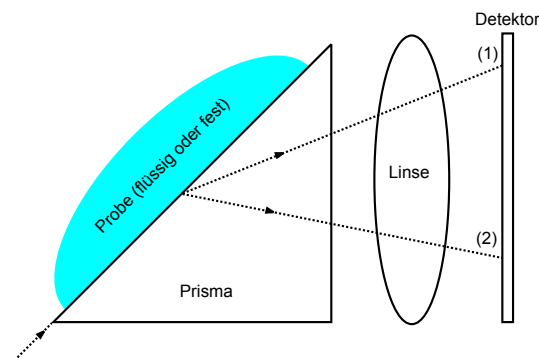


Abbildung 2.4: Die Funktionsweise eines Abbe-Refraktometers basiert auf der Lichtbrechung an der Grenzfläche zwischen Prisma und Probe.

Mit einem Refraktometer kann der homogene Brechungsindex einer Probe ermittelt werden. Für die Vermessung von Brechungsindexprofilen reicht ein Refraktometer daher nicht aus. Somit wurde um die Brechungsindexprofile der hergestellten Strukturen zu bestimmen, statt des Refraktometers ein Indexprofilometer verwendet. Die Funktionsweise des Profilometers beruht auf der Brechungs-Nahfeld-Methode [Gör86] und ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Mit diesem Profilometer ist es möglich das Brechungsindexprofil von Wellenleiterstrukturen zu bestimmen, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Für den Brechungsindex n_W des Wellenleiters gilt $n_W = n_W(x)$ beziehungsweise $n_W = n_W(x, y)$.
- Der Verlauf des Brechungsindexes ist entlang der z -Achse konstant.

Für die Vermessung des Brechungsindexprofils wird die Probe, bestehend aus Substrat und Wellenleiter wie in Abbildung 2.5 zwischen zwei Glasblöcken mit einem konstanten Brechungsindex n_G gehalten. Auf die Endfacette der Probe wird ein Laserstrahl unter dem Winkel Θ_1 fokussiert. Der Strahl wird mehrfach gebrochen und tritt unter dem Winkel Θ_2 aus dem Glasblock aus. Unter obigen Bedingungen lässt sich der Brechungsindex n_1 am Auftreffpunkt des Lasers wie folgt berechnen [Gör86]:

$$n_1^2 = \sin^2(\Theta_1) + n_G - \sin^2(\Theta_2). \quad (2.4)$$

Durch ein Verfahren des Laserstrahls entlang der kompletten Stirnfläche der Probe und Vermessung der zugehörigen Winkel Θ_1 und Θ_2 , kann unter Verwendung von

Gleichung (2.4) das Brechungsindexprofil berechnet werden.

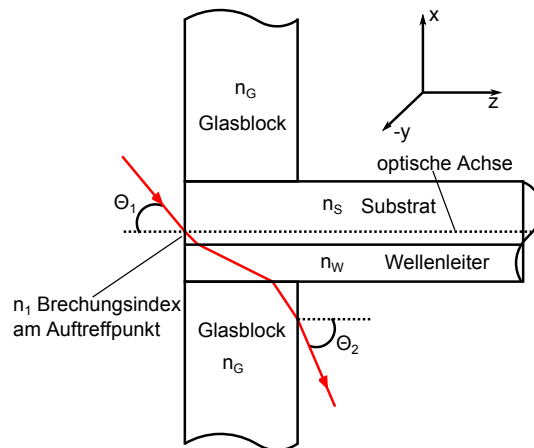


Abbildung 2.5: Die Funktionsweise eines Indexprofilometers beruht auf dem Prinzip der Brechungs-Nahfeld-Methode [Gör86].

2.3 Herstellungsverfahren für selbstschreibende Wellenleiter

Wie im vorangegangenen Abschnitt 2.2 erläutert, gibt es Materialien, wie das kommerziell erhältliche NOA 68, in dem SWWs inklusive festem Mantel in einem zweistufigen Herstellungsprozess erzeugt werden können. Bei der Verwendung von kommerziell erhältlichen Materialien gibt es verschiedene Nachteile, wie zum Beispiel eine ungenügende Stabilität, das heißt, dass die Wellenleiter nach einigen Stunden oder Tagen degenerieren [Yos14]. Daneben ist die individuelle Einstellung des Brechungsindex von Kern und Mantel, um eine optimale Modenanpassung und somit geringe Verluste zwischen den zu koppelnden Elementen zu gewährleisten, nicht möglich. Außerdem ist nicht immer eine konstante chemische Zusammensetzung garantiert. Bei der Suche nach geeigneten alternativen Materialien ist entscheidend, dass auch nach der Flutbelichtung zur Generierung des Mantels ein Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel vorhanden ist [Mis14]. Mit dem Ziel, eine einfache und effiziente Methode für die Herstellung von selbstschreibenden, stabilen Verbindungselementen zu konzipieren, wurde daher im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiges Photomaterial, SynIII genannt, getestet. Entwickelt wurde SynIII am IMTEK der Universität Freiburg. Im Vergleich zu NOA 68 härtet SynIII bei kürzeren Wellenlängen und die generierten SWW weisen kein Gradientenindex- sondern ein Stufenindexprofil auf [Mis14, Gün15]. In diesem Abschnitt soll sowohl die Herstellung von SynIII als auch die Prozessierung

von SWW in diesem neuartigen Photomaterial erläutert werden.

Für die Herstellung von SynIII wurde Syntholux (Synthopol, Buxtehude, Deutschland) als Matrixpolymer verwendet. Syntholux basiert auf einem Epoxid-Acrylat, das unter UV-Belichtung aushärtet. Als UV-sensitiver Photostarter (vergleiche Abbildung 2.2) wurde 1-Hydroxy-Cyclohexan-Phenyl-Keton (Ciba Irgacure 184, BASF, Basel, Schweiz) mit einem Massenanteil von 2,1 wt. % eingesetzt. Die Komponenten wurden bis zu 1 min mit einem Hochgeschwindigkeitsdispenser (Ultra-Turrax, IKA, Staufen, Deutschland) mit bis zu 30 000 rpm bei Standardbedingungen gemischt, um eine gute Homogenisierung zu erzielen. Dabei entstandene Luftblasen wurden anschließend in einem Ultraschallbad entfernt. Die gebildete, flüssige Monomer-Mischung ist transparent und hat eine Viskosität von 49,7 Pa s bei 20 °C mit einer Scherrate von $1,11 \text{ s}^{-1}$ bis $49,0 \text{ s}^{-1}$. Für die Viskositätsmessungen wurde ein Kegel-Platten-Viskosimeter (Bohlin CVO 50, Malvern Instruments Ltd., Worcestershire, UK) verwendet.

In dieser Arbeit wurde ein geeignetes Herstellungsverfahren entwickelt, um in dem Matrixpolymer SynIII SWWs mit festem Kern und Mantel erzeugen zu können [Gün15]. Die einzelnen Herstellungsschritte sind in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt.

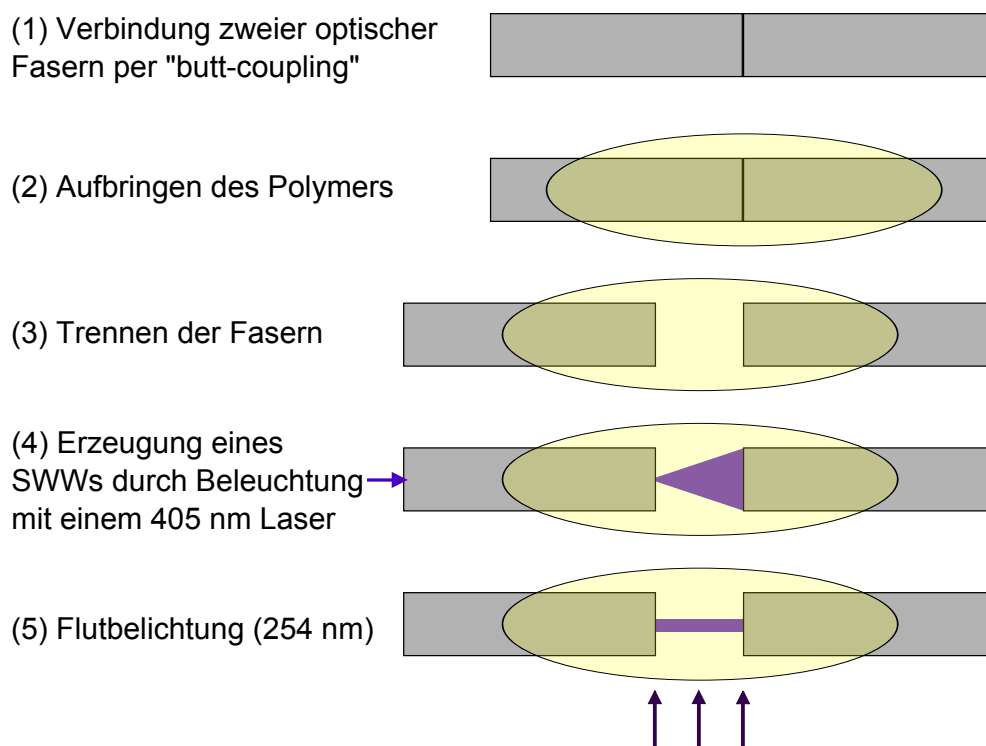


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Herstellungsschritte für die Erzeugung eines SWWs [Gün15].

- (1) Zunächst wurden zwei optische Fasern voneinander platziert. Die Positionierung wurde optimiert, indem die Transmission eines 638 nm Lasers (MCLS1-638, Thorlabs, Newton, USA) durch die beiden Fasern gemessen und maximiert wurde. Um dabei ein möglichst genaues Positionieren der Fasern zu ermöglichen, waren diese auf Fünf-Achsen-Präzisions-Positioniereinheiten befestigt. Die Intensität wurde am Ende der Kollektorfaser (rechte Faser in Abbildung 2.6) gemessen. Bei optimaler Stoßkopplung (englisch: „butt-coupling“) lag die Dämpfung im Bereich von 0,38 dB. Zwischen den Fasern verbleibt immer ein kleiner Luftspalt und somit ein Brechungsindexunterschied, so dass die Dämpfung nicht Null betrug. Die gemessene transmittierte Intensität diente als Referenz für spätere Dämpfungsmessungen.
- (2) Im zweiten Schritt wurde ein Tropfen des SynIII auf die Fasern aufgebracht.
- (3) Im dritten Schritt wurden die Fasern mit Hilfe der Verfahreinheiten voneinander getrennt. Der maximale Abstand, der aufgrund der Flexibilität der Fasern und der verwendeten Verfahreinheiten erreicht werden konnte, betrug 3 mm.
- (4) Anschließend wurde durch die Schreibfaser (linke Faser in Abbildung 2.6) das SynIII mit Laserlicht der Wellenlänge 406 nm (MCLS1-406, Thorlabs, Newton, USA) bei einer Leistung von 80 μ W beleuchtet und somit ein SWW erzeugt.
- (5) Zuletzt wurde das verbleibende flüssige Material durch eine Flutbelichtung ausgehärtet. Dafür wurde eine Sterilisationslampe (40-VL-208 G, Bio-Budget, Krefeld, Deutschland) mit einer Intensität von 1,8 mW/cm^2 und einer Wellenlänge von 254 nm verwendet.

Um die optimalen Belichtungs- bzw. Aushärtezeiten für die Erzeugung stabiler SWWs mit festem Kern und Mantel zu evaluieren, wurden die Herstellungsschritte (4) und (5) genauer betrachtet. Dafür wurde der Wellenleiter in Schritt (4) für 12 min geschrieben. Am Ende der Kollektorfaser wurde währenddessen die transmittierte Intensität gemessen. Diese stieg solange an, bis ein Wellenleiter zwischen Kollektor und - Schreibfaser entstanden war. Ab dem Zeitpunkt, ab dem ein SWW beide Fasern miteinander verband, blieb die transmittierte Intensität konstant. Dasselbe Messverfahren wurde angewendet, während das restliche Polymer in Schritt (5) ausgehärtet wurde. Die transmittierte Intensität wurde hierbei über einen Zeitraum von 30 min detektiert. Nach 30 s im Schreibprozess (4) und 120 s im Aushärtungsprozess (5) konnte keine weitere signifikante Änderung der transmittierten Intensität beobachtet werden (während des Schreibprozesses stieg die transmittierte Intensität anschließend in 12 min lediglich um

3% und während des Aushärtungsprozesses sank sie in 30 min um 2,5%). Deshalb wurde im Folgenden bei der Herstellung eine Schreiddauer von 30 s in Schritt (4) und eine Belichtungszeit von 120 s in Schritt (5) gewählt.

Als Machbarkeitsstudie wurde eine Situation nachgeahmt, in der zwei Fasern bzw. Wellenleiter miteinander verbunden werden sollen. Dafür wurden zwei Gradientenindexfasern (OM2) mit einem Kerndurchmesser von 50 μm in Schritt (1) mit einem Abstand von 300 μm bis 800 μm in Schritt (3) verwendet. Im Durchschnitt ergab sich eine Dämpfung von $-0,013\text{ dB}$ zwischen den beiden durch einen SWW verbundenen Fasern im Vergleich zur Stoßkopplung. Die geringere Dämpfung wird verursacht durch kleinere Verluste an den Verbindungspunkten. Durch die Existenz des SWWs ist die Brechungsindexanpassung zwischen den Fasern besser als im Falle einer reinen Stoßkopplung.

2.4 Charakterisierung der hergestellten Wellenleiter

Für den Einsatz eines SWWs als Verbindungselement zwischen optischen Komponenten ist sowohl die Dämpfung des SWWs als auch sein Brechungsindexprofil von Bedeutung. Deshalb wurden für die SWWs, hergestellt in SynIII, Dämpfungsmessungen bei verschiedenen Wellenlängen durchgeführt und das Brechungsindexprofil vermessen. Für die Dämpfungsmessungen wurden, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, SWWs zwischen einer Gradientenindexfaser (OM2) mit einem Kerndurchmesser von 50 μm und einer Stufenindexfaser mit einem Kerndurchmesser von 105 μm erzeugt. Die Gradientenindexfaser diente hierbei als Schreibfaser und die Stufenindexfaser als Kollektorfaser (vergleiche Abbildung 2.6). Der große Kern der Stufenindexfaser wurde gewählt, um möglichst nur Verluste, verursacht durch den SWW und nicht durch eine mögliche fehlerhafte Faserausrichtung, zu messen. Als Referenzwert wurde die Dämpfung in einem SWW bei einem Abstand der Fasern von 100 μm verwendet [Hir03]. Die Dämpfung wurde bei vier verschiedenen Wellenlängen, 406 nm, 638 nm, 685 nm und 850 nm (MCLS1, Thorlabs, Newton, USA), gemessen. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst und stimmen gut mit den Werten überein, die von anderen Gruppen gemessen wurden (1 dB bis 2 dB bei einer Wellenlänge von 850 nm [Hir03]).

Tabelle 2.1: Dämpfungsmessungen.

Wellenlänge (nm)	Dämpfung (dB/cm)
406	12,5
638	1,0
685	1,5
850	0,8

Diese Ergebnisse werden durch das Transmissionsspektrum des ausgehärteten und flüssigen SynIII Polymers, gemessen mit einem Spektralphotometer (UVIKON 931, Kontron, Augsburg, Deutschland), untermauert. Wie anhand des Spektrums in Abbildung 2.7 zu sehen, besitzt SynIII eine Absorptionskante, das heißt die Transmission ist kleiner als 80 %, bei 430 nm für das flüssige SynIII und 530 nm für das feste SynIII. Somit sind alle Dämpfungswerte oberhalb von 500 nm klein (vergleiche Tabelle 2.1). Die hohe Absorptionsrate des SynIII im Bereich der Schreibwellenlänge von 406 nm verursacht die hohe Dämpfung bei dieser Wellenlänge. Dies wiederum ist eine Grundvoraussetzung für das Schreiben von SWW mit der in dieser Arbeit vorgestellten Methode.

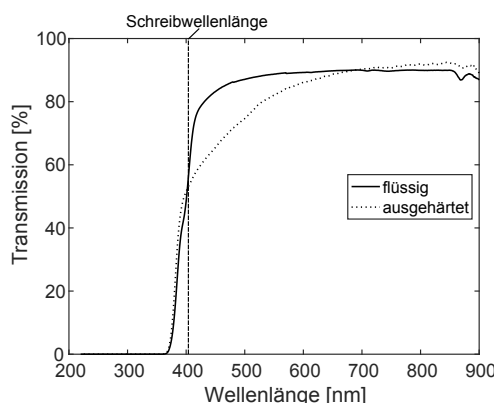
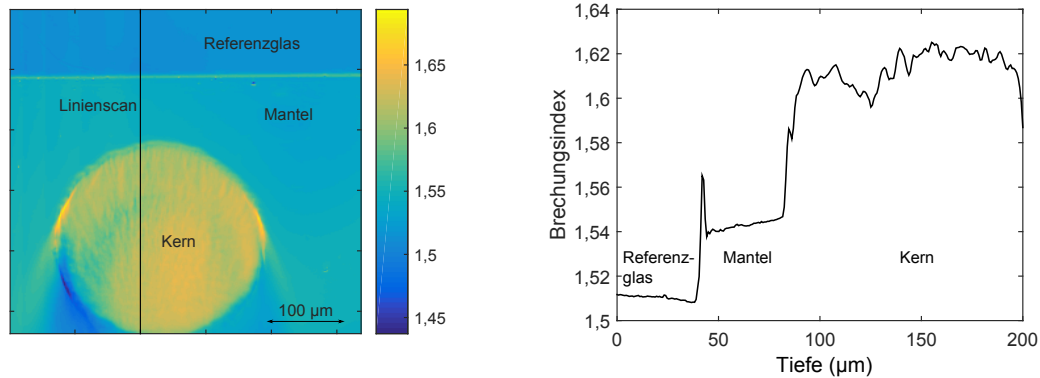


Abbildung 2.7: Transmissionsspektrum des UV-härtenden Polymers SynIII. Die Probendicke betrug 10 mm [Gün15].

Zusätzlich zur Dämpfung wurde auch das Brechungsindexprofil eines SWWs in SynIII vermessen. Mit Hilfe des Brechungsindexprofilometers (siehe Kapitel 2.2.1) wurde die Brechungsindexverteilung entlang des Querschnitts des hergestellten SWWs, wie in [Gör86] beschrieben, ermittelt. Für die Messung wurde ein SWW in SynIII mit einer Faser, die einen Kerndurchmesser von 105 μm hatte, geschrieben. Der Schreibprozess wurde begrenzt, indem ein Deckglas senkrecht zur Schreibrichtung in 1 mm Entfernung zur Faser platziert wurde. Das Deckglas gewährleistete eine glatte Endfacette, die für eine Messung mit dem Profilometer notwendig ist. Die gemessene Brechungsindexverteilung eines SWWs ist in Abbildung 2.8a dargestellt. Der SWW weist einen

nahezu runden Kerndurchschnitt mit einer gleichmäßigen Brechungsindexverteilung auf. Abbildung 2.8b zeigt das Brechungsindexprofil entlang der schwarzen Linie aus Abbildung 2.8a.



(a) Brechungsindexverteilung eines SWW in SynIII als Falschfarbendarstellung [Gün15].

(b) Brechungsindexprofil entlang der schwarzen Linie in (a). Die Spitze bei $40\ \mu\text{m}$ ist ein Messartefakt [Gün15].

Abbildung 2.8: Messung der Brechungsindexverteilung.

Das gemessene Profil des SWWs entspricht einem Stufenindexprofil mit einem Kerndurchmesser von etwa $200\ \mu\text{m}$. Damit ist der Kerndurchmesser des SWWs größer als der Kern der Schreibfaser. Mögliche Ursache hierfür ist das Streulicht, unter anderem hervorgerufen durch das Einbringen des Deckglases. Die Brechungsindexmessung ergab Werte von $1,61 \pm 0,005$ für den Kern und $1,54 \pm 0,005$ für den Mantel bei einer Wellenlänge von $639\ \text{nm}$. Dies entspricht einem Brechungsindexunterschied von $\Delta n_{SWW} = 0,07$ und ist somit zehnmal größer als Brechungsindexunterschiede in SWWs, die von anderen Gruppen gemessen wurden [Yos14]. Zusätzlich wurde mit einem Refraktometer (siehe Kapitel 2.2.1) der Brechungsindex des flüssigen SynIII gemessen. Es ergaben sich Werte von $1,5281 \pm 0,0002$ bei $680\ \text{nm}$ und $1,5504 \pm 0,0004$ für die Schreibwellenlänge.

2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Idee, optische Verbindungen zwischen Licht leitenden Strukturen wie Fasern und Wellenleitern mit Hilfe von SWWs zu erzeugen, deren Entstehung auf einem selbstfokussierenden Effekt in photopolymerisierenden Materialien beruht, vorgestellt. Dafür wurde ein neues Polymer, SynIII, entwickelt, dessen Eigenschaften für die Erzeugung von SWWs optimiert wurden. Die Verwendung von SynIII bietet die Möglichkeit sowohl einen festen Kern als auch einen festen Mantel zu er-

zeugen, ohne zwei verschiedene Polymere zu verwenden. Dadurch ist ein Entfernen des verbleibenden flüssigen Polymers mit Aceton nach dem Schreiben des Kerns nicht mehr erforderlich. Dies ist insbesondere in Situationen von Vorteil, in denen ein fester Mantel erforderlich ist und das Aceton eventuell auch umliegende (Polymer)-Strukturen angreifen würde.

Der für SynIII entwickelte zweistufige Herstellungsprozess beinhaltet im ersten Schritt das Schreiben des SWWs mit einem Dauerstrich-Laser im blauen Wellenlängenbereich und das anschließende Aushärten. Damit konnte die Komplexität des Herstellungsprozesses im Vergleich zu anderen Verfahren reduziert werden. Der Prozess ist (kosten-)effizient, simpel und einfach zu implementieren. Die flexible aber feste Struktur des SWWs eröffnet ein breites Anwendungsgebiet, zum Beispiel bei der Reparatur von Wellenleitern, Erzeugung von Koppelstrukturen mit geringen Verlusten oder dem Einsatz als Sensor. Abbildung 2.9 zeigt eine mit Hilfe von SynIII hergestellte SWW zwischen zwei Fasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern. Das umliegende Material bildet eine flexible aber feste Struktur und somit einen optimalen Schutz für den SWW.

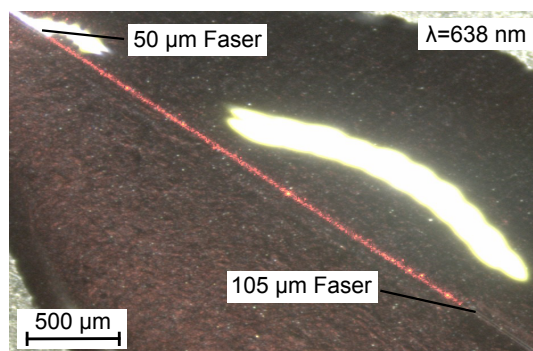


Abbildung 2.9: Verbindung zwischen zwei Fasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern mit einem SWW. Das umliegende Material ist fest und bildet einen robusten Mantel [Gün15].

Bei der Kopplung verschiedener optischer Komponenten ist entscheidend, dass die Kopplungsverluste möglichst gering sind. Die Verluste bei der Kopplung sind von der Brechungsindexanpassung von Schreibfaser und Photopolymer, von der Intensität und Wellenlänge der zum Schreiben des SWWs verwendeten Lichtquelle [Mis14] sowie der korrekten Ausrichtung der zu koppelnden Elemente zueinander abhängig. Die Einstellung einer gewünschten Intensität oder Wellenlänge wäre zum Beispiel zukünftig über das Einbringen von Farbstoffen, sättigbaren Absorbern oder nichtlinearen Elementen möglich [Fri93, Kag12]. Kagami et al. fügten zum Beispiel ihrem photosensitiven Material einen Farbstoff mit einer Sensitivität im Bereich von 850 nm hinzu [Kag12]. Damit erreichten sie eine Verschiebung der Schreibwellenlänge für einen SWW in diesem Material vom ultravioletten in den infraroten Spektralbereich.

Aufgrund all dieser Eigenschaften ist das entwickelte Polymer SynIII, sowie der zugehörige Herstellungsprozess für SWWs ideal für einen Einsatz im Rahmen von PlanOS zur Realisierung einer polymerbasierten Sensorfolie. So könnte zum Beispiel mit Hilfe von SynIII eine Lichtquelle mit einem Sensor verbunden werden. Zwei mögliche Sensorkonzepte für PlanOS sollen in den nächsten Kapiteln vorgestellt werden.

Kapitel 3

Integration von Faser-Bragg-Gittern in eine Sensorfolie

Im vorangegangenen Kapitel wurde eine Möglichkeit vorgestellt optische Komponenten schnell und kostengünstig mit der Hilfe von selbstschreibenden Wellenleitern zu verbinden. Dies ist insbesondere für PlanOS von Vorteil, da in der Sensorfolie Komponenten, die mit unterschiedlichen Herstellungsverfahren produziert wurden, verknüpft werden müssen. Zu den Komponenten gehören beispielsweise Sensoren auf Basis von Faser-Bragg-Gittern (englisch: „fiber Bragg grating“, kurz: FBG). Der Vorteil dieses Sensorkonzepts ist, dass es direkt im Wellenleiter hergestellt werden kann. Um Erfahrungen im Umgang mit FBG-basierten Sensoren zu entwickeln und deren Verhalten bei einer Integration in eine Folie, wie es in PlanOS vorgesehen ist, zu untersuchen, wurden polymerbasierte FBGs in ein Diaphragma integriert und ihre Temperatursensitivität erforscht.

3.1 Bestehendes FBG-basiertes Sensorsystem

Faser-Bragg-Gitter in Polymerfasern (englisch: „polymer optical fiber Bragg grating“, kurz: POFBG) ersetzen immer häufiger FBGs auf Basis von Siliziumdioxid in Sensoranwendungen [Mar15, Yua11]. Abbildung 3.1 zeigt die Funktionsweise eines FBGs. In einer Faser bzw. einem Wellenleiter befindet sich eine periodische Variation des Brechungsindex mit der Periode Λ_g . Wird eine breitbandige Lichtquelle eingestrahlt, re-

flektiert das Gitter die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} . Durch verschiedene Umwelteinflüsse, wie Temperatur und Druck ändert sich die Periode Λ_g und somit auch die reflektierte Wellenlänge λ_{Bragg} ($\lambda_{Bragg} \propto \Lambda_g$).

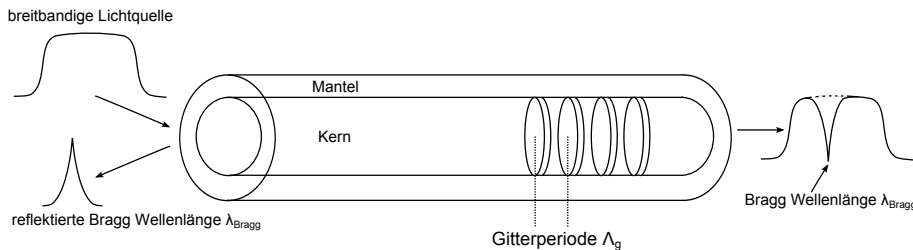


Abbildung 3.1: Funktionsweise eines Faser-Bragg-Sensors: Bei der Einstrahlung einer breitbandigen Lichtquelle reflektiert das Gitter mit der Periode Λ_g die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} . Verschiedene Größen, wie Temperatur oder Dehnung, beeinflussen die Gitterperiode und somit die reflektierte Wellenlänge.

Die Verwendung von Polymeren hat verschiedene Vorteile, die zum Teil bereits im vorherigen Kapitel genannt wurden. Sie besitzen eine hohe Flexibilität, eine größere mechanische Widerstandsfähigkeit gegenüber Stößen und Vibrationen und sind günstig und robust [Mar15]. Außerdem weisen speziell Polymersensoren eine hohe Genauigkeit auf, sind kompakt und gut geeignet für die Massenproduktion [Zha12, Pet10]. In den vergangenen Jahren wurden POFBG bereits für Messungen von Temperatur, Feuchtigkeit und Dehnung eingesetzt [Pet10], aber auch für die Bestimmung von Flüssigkeitspegeln [Mar15]. In PlanOS sollen POFBGs zusätzlich in eine Folie integriert werden.

In dieser Arbeit sollte untersucht werden, ob die Sensoren in einer Folie funktionsfähig bleiben und welche Sensitivitäten erzielt werden können. Verwendet wurde dafür ein Sensorkonzept von Marques et al., die mit ihrem neuartigen Flüssigkeitsstandsensoren zeigten, dass POFBGs auch in Folien einsetzbar sind [Mar15]. Dafür wurden POFBG in einem Diaphragma aus Silikongummi eingebettet und anschließend über einen Container aus Metall befestigt, vergleiche Abbildung 3.2a. Befindet sich dieser Container in einer Flüssigkeit, übt abhängig von der Tiefe, die Flüssigkeit einen variablen Druck auf das Diaphragma und somit auf den Sensor aus. Durch die Verwendung mehrerer Sensoren in unterschiedlichen Höhen, kann der Flüssigkeitsstand durch lineare Regression ermittelt werden (siehe Abbildung 3.2b). Die Verwendung mehrerer Sensoren hat gegenüber der Verwendung eines einzelnen Sensors verschiedene Vorteile. Einerseits können nicht funktionierende Sensoren erkannt und deren Ausfall kompensiert werden. Andererseits gleichen sich sowohl durch Temperatur induzierte Wellenlängenverschiebungen in den einzelnen Sensoren, als auch die durch Temperaturschwankungen verursachte Variation in der Drucksensitivität, aus.

Dieses Prinzip ist auch für PlanOS interessant, da auch in den PlanOS-Sensorfolien

mehrere Sensoren zum Einsatz kommen sollen, um Querempfindlichkeiten zu eliminieren. In der Praxis wiesen jedoch die Sensoren, die sich oberhalb der Flüssigkeit befanden, eine geringere Temperatursensitivität (im Bereich von $-46 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$) im Vergleich zu den eingetauchten Sensoren ($-54 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$) auf [Mar15]. Wäre die Sensitivität unabhängig davon, ob der Sensor sich ober- oder unterhalb der Flüssigkeitsgrenze befindet, würden Temperaturschwankungen keinen Fehler bei der Bestimmung des Flüssigkeitsstands verursachen [Mar15]. Das heißt, dass die Genauigkeit des Systems momentan durch die Temperaturabhängigkeit der Sensoren limitiert wird.

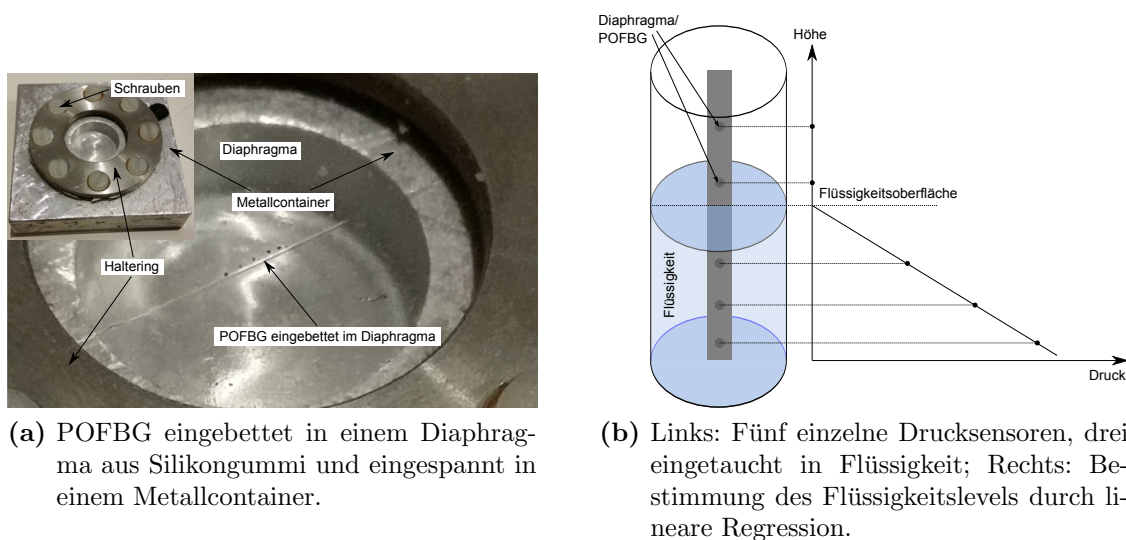


Abbildung 3.2: Flüssigkeitsstandsensoren auf Basis von POFBG [Mar15].

In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich POFBGs in Folie und ohne Folie in verschiedenen Umgebungen, in Wasser und in Luft, bei Temperaturvariationen verhalten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde außer PMMA zusätzlich TOPAS getestet, das gegenüber PMMA eine deutlich kleinere Feuchtigkeitsempfindlichkeit aufweist [Yua11]. Der erste Abschnitt beschreibt die generellen Eigenschaften von FBGs in Polymerfasern. Anschließend wird die Herstellung von FBGs erläutert. Die Ergebnisse werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels diskutiert.

3.2 Theoretische Betrachtung von Faser-Bragg-Gittern

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, besitzen Polymere verschiedene Vorteile, wie eine größere mechanische Widerstandsfähigkeit gegenüber Stößen und Vibrationen [Mar15]. Diese und weitere Eigenschaften, wie Robustheit und Flexibilität, machen

Polymere zum idealen Material für Sensoren auf Basis von FBGs. In diesem Abschnitt werden die Grundlagen von Sensoren auf Basis von FBGs erläutert.

Die mathematische Beschreibung von FBGs sowie von Reflexions- und Transmissionsgittern ist analog. Abbildung 3.3 zeigt zwei erhabene Strukturen eines Reflexionsgitters mit der Gitterperiode Λ_{PM} und ein unter dem Winkel Θ_i einfallenden UV-Laser der Wellenlänge λ_{UV} .

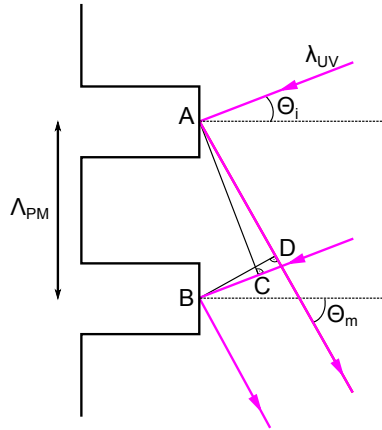


Abbildung 3.3: Reflexionsgitter mit einer Gitterperiode Λ_{PM} und einem unter dem Winkel Θ_i einfallenden UV-Laserstrahl der Wellenlänge λ_{UV} .

Der Gangunterschied Δr zwischen den im Winkel Θ_m reflektierten Wellen beträgt:

$$\Delta r = \overline{AD} - \overline{BC} = \Lambda_{PM} \sin(\Theta_m) - \Lambda_{PM} \sin(\Theta_i). \quad (3.1)$$

Damit es zu konstruktiver Interferenz kommt, muss der Gangunterschied ein Vielfaches m der Wellenlänge betragen. Somit ergibt sich die allgemeine Gittergleichung:

$$\Lambda_{PM}(\sin(\Theta_m) - \sin(\Theta_i)) = m\lambda_{UV}. \quad (3.2)$$

Im Gegensatz zu Reflexions- oder Transmissionsgittern ist ein FBG eine periodische Modulation des Brechungsindex entlang des Kerns einer Faser, wie in Abbildung 3.1 dargestellt.

Wird ein FBG mit einer breitbandigen Lichtquelle beleuchtet, interferieren die Reflexionen aus jedem Segment mit geändertem Brechungsindex miteinander. Konstruktive Interferenz tritt nur für eine spezifische Wellenlänge, der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} (Gleichung (3.3)), auf. Alle übrigen Wellenlängen werden transmittiert. λ_{Bragg} wird durch die Bragg-Bedingung bestimmt [Mel13]:

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda_g. \quad (3.3)$$

n_{eff} ist der effektive Brechungsindex des Kerns und Λ_g die Gitterperiode. Der effektive Brechungsindex liegt zwischen den Brechungsindizes von Kern und Mantel und ist abhängig von der Wellenlänge. Je langwelliger das Licht, desto mehr wird die Mode auch im Mantel geführt und desto geringer ist der effektive Brechungsindex. Sowohl der effektive Brechungsindex n_{eff} als auch die Gitterperiode Λ_g sind von der Temperatur T und dem Gehalt an Wasser w innerhalb des FBGs abhängig [Zha14]:

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}(T, w)\Lambda_g(T, w). \quad (3.4)$$

Bei konstanter relativer Luftfeuchtigkeit (englisch: „relative humidity“, kurz: RH) kann die Änderung der Bragg-Wellenlänge $\Delta\lambda_{Bragg}$ mit der Temperatur ΔT vereinfacht ausgedrückt werden als [Zha14]:

$$\frac{\Delta\lambda_{Bragg}}{\lambda_{0Bragg}} = (\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T. \quad (3.5)$$

λ_{0Bragg} ist die Ausgangswellenlänge, α_Λ ist der thermische Expansionskoeffizient und α_n der thermo-optische Koeffizient. Für Polymerfasern hat der thermische Expansionskoeffizient ein positives und der thermo-optische Koeffizient, im Gegensatz zu Glasfasern, ein negatives Vorzeichen. Bei einer durch eine Temperaturschwankung induzierten Wellenlängenänderung überwiegt in der Regel der thermo-optische Effekt [Zha14]. Eine zusätzliche Dehnung ϵ der Faser verursacht ebenfalls eine Änderung der ursprünglichen Bragg-Wellenlänge λ_{0Bragg} [Mar15, Pet10]:

$$\frac{\Delta\lambda_{Bragg}}{\lambda_{0Bragg}} = (1 - \rho_0)\epsilon + (\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T. \quad (3.6)$$

ρ_0 ist der photoelastische Koeffizient und hat bei Polymerfasern wie bei Glasfasern ein positives Vorzeichen. Die Gleichungen (3.4), (3.5) und (3.6) verdeutlichen, warum FBGs hervorragend als Sensoren geeignet sind. Umwelteinflüsse wie Temperaturschwankungen, Feuchtigkeit oder Dehnungen verursachen sowohl eine Änderung der Gitterperiodizität als auch des Brechungsindex und somit eine Verschiebung der Bragg-Wellenlänge. Diese Verschiebung kann zum Beispiel mit einem Spektrumanalysator detektiert werden.

Wie bei der Erzeugung von SWW (vergleiche Kapitel 2) ist die Grundlage für die Herstellung von FBGs in Polymerfasern die Photosensitivität der Polymere. Die Photosensitivität ist bis heute nicht komplett verstanden. Vermutlich ist nicht ein bestimmter Effekt, sondern ein von der Wellenlänge und Intensität der Lichtquelle abhängiges Zusammenspiel verschiedener Phänomene, wie zum Beispiel Photopolymerisation oder Photodegeneration, verantwortlich für die Photosensitivität [Web15]. Welcher Effekt

dominiert, ist stark von der Art der Herstellung des Polymers, der Menge und Art des Starters, des Kettentransferwirkstoffes (englisch: „chain transfer agent“), dem Grad der Polymerisation und der molekularen Gewichtsverteilung des Polymers abhängig [Web15]. Kettentransferwirkstoffe besitzen mindestens eine schwache chemische Bindung und regulieren das molekulare Gewicht während der Polymersynthese. Bei der Herstellung von FBGs kommen verschiedene Verfahren zum Einsatz. Möglich sind holographische Methoden, bei denen die Überlagerung von zwei Lichtstrahlen ein periodisches Interferenzmuster erzeugt [Mel89], oder auch interferometrische Methoden, die auf dem Talbot-Effekt basieren [Dye96]. Eine weitere Methode ist die Phasenmaskentechnik [Mel13]. Dabei wird auf der Faser eine Maske mit der Gitterperiode Λ_{PM} platziert. Häufig wird ein in eine Siliziumdioxidplatte geätztes Gitter als Phasenmaske verwendet. Bei der Beleuchtung dieses Gitters mit einem UV-Laser wird das Licht durch das Gitter räumlich phasenmoduliert und das sich dabei bildende Interferenzmuster erzeugt im Faserkern eine periodische Brechungsindexvariation aufgrund der Photosensitivität. Das Interferenzmuster entsteht durch die Überlagerung der verschiedenen Beugungsordnungen, die sich bei der Beugung des Lichts am Gitter ausbilden. Mit dem Winkel des einfallenden Strahls Θ_i , der Wellenlänge λ_{UV} , und den Beugungswinkeln Θ_m der Beugungsordnungen $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ gilt für die Gitterperiode Λ_{PM} mit der allgemeinen Gittergleichung (3.2) [Mel13]:

$$\Lambda_{PM} = \frac{m\lambda_{UV}}{\sin(\Theta_m) - \sin(\Theta_i)}. \quad (3.7)$$

Das Interferenzmuster, das durch die plus erste Ordnung und minus erste Ordnung erzeugt wird, hat eine Periode Λ_g , welche genau der Hälfte der Gitterperiode der Phasenmaske entspricht [Mel13]:

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin(\Theta_m)} = \frac{\lambda_{UV}}{2 \frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{PM}}} = \frac{\Lambda_{PM}}{2}. \quad (3.8)$$

3.3 Herstellung der Sensoren mittels Phasenmaskentechnik

Ziel ist es ein POFBG herzustellen und dieses in ein Diaphragma einzubetten, um einen späteren Einsatz von FBGs in der Sensorfolie von PlanOS zu imitieren. Bei der Herstellung der Sensoren wurde wie in [Mar15] beschrieben, vorgegangen. Allerdings wurden als Grundlage für die FBGs andere Fasertypen eingesetzt. Statt einer PMMA-Faser mit einem $8 \mu\text{m}$ Kern und einem $125 \mu\text{m}$ Cladding wurde im Rahmen

dieser Arbeit eine Faser aus TOPAS mit einem $50\ \mu\text{m}$ großen Kern benutzt. TOPAS ist ein Cyclo-Olefin-Copolymer (kurz: COC), das eine deutlich geringere Empfindlichkeit gegenüber Feuchtigkeit im Vergleich zu PMMA aufweist [Yua11, Wei14a]. Für den Vergleich mit den Sensoren aus [Mar15] wurden ergänzend auch POFBGs in PMMA-Fasern geschrieben. Deren Kerndurchmesser betrug $7\ \mu\text{m}$ und wurde zusätzlich mit Benzyl Dimethyl Ketal (kurz: BDK) angereichert. Durch die Anreicherung mit verschiedenen Stoffen, wie unter anderem BDK, kann die Photosensitivität des Materials erhöht werden [Hu13, SR13], wodurch sich die Schreibzeit auf wenige Minuten verringert [Hu13]. Bei allen Fasertypen handelte es sich um Stufenindexfasern.

Für den FBG-Schreibprozess wurden die etwa 10 cm langen Polymerfasern durch ein Polyimid-Tape, das ein Verrutschen der Faser während des Schreibprozesses vermeiden sollte, in einem v-groove befestigt (Abbildung 3.4).

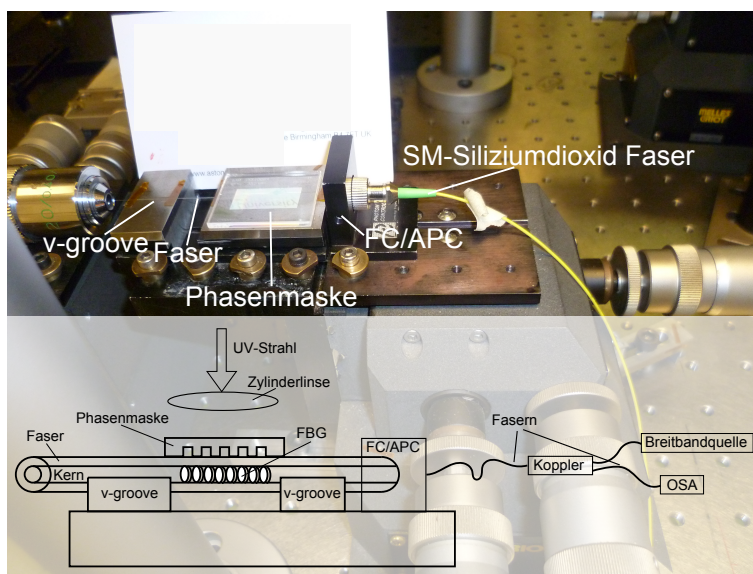
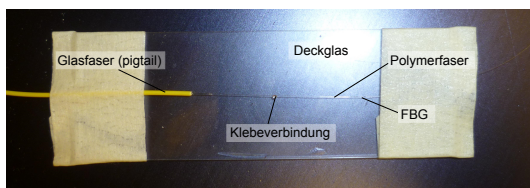


Abbildung 3.4: Experimenteller Aufbau für die Herstellung von POFBGs.

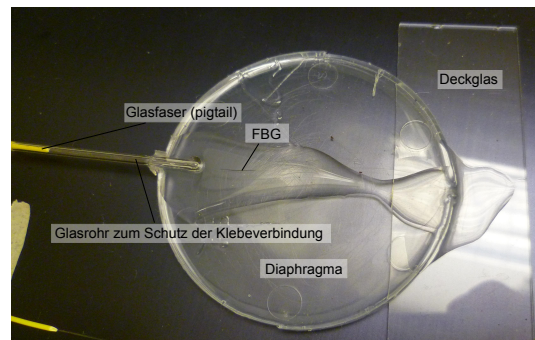
Oberhalb der Faser wurde die Phasenmaske ($\Lambda_{PM}=1044\ \text{nm}$) platziert. Durch eine Zylinderlinse mit einer Fokusslänge von 10 cm wurde das Laserlicht in den Faserkern fokussiert. Als Laser wurde ein Helium-Cadmium Laser (IK5751I-G, KIMMON KOHA CO. LTD, Tokio, Japan) mit einer Wellenlänge von 325 nm und einer Ausgangsleistung von 30 mW verwendet. Ein Ende der Polymerfaser wurde per Stoßkopplung (englisch: „butt coupling“) mit einer 1550 nm einmodigen Siliziumdioxidfaser verbunden. Zuvor wurden jeweils auf die Faserenden einige Tropfen Indexöl gegeben, um die Fresnel-Reflexionen und somit das Hintergrundrauschen zu verringern. Zur Kontrolle des Schreibprozesses wurde das entstehende FBG mit Hilfe einer Breitbandquelle (ASE-FL7002-C4, Thorlabs GmbH, Newton, USA) mit einer Zentralwellenlänge von 1560 nm beleuchtet. Das reflektierte Licht wurde mit einem optischen Spektrumanalysator (kurz: OSA) (70004A

oder 86142A, HP GmbH, Böblingen, Deutschland) detektiert. Dadurch konnte während des Schreibprozesses die Intensität und Breite der Bragg-Wellenlänge, die typischerweise im Bereich von 0,3 nm liegt [Yua11], kontrolliert werden. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Nach dem Schreiben des Gitters, wurde die Polymerfaser mit einem UV-Kleber (LOCTITE AA 3936, Henkel AG & Co. KGaA, Düsseldorf, Deutschland) an eine Glasfaser, die am anderen Ende einen FC/APC Stecker besitzt, geklebt (englisch: „pigtail“) (Abbildung 3.5a). Für das Diaphragma wurde Silikongummi (SILASTIC T-4, DOW Corning GmbH, Wiesbaden, Deutschland) mit einem Vernetzer in einem Volumenverhältnis von 100 : 10 per Hand gemischt. Diese Mischung wurde anschließend in einen Plastikcontainer mit einer Höhe von 1,1 mm und einem Durchmesser von 50 mm gegeben. Die Faser mit dem FBG wurde in die Mischung eingebettet, bevor diese anschließend bei Raumtemperatur für 24 Stunden aushärtete (Abbildung 3.5b).



(a) POFBG mit einem UV-Kleber an eine einmodige Siliziumdioxidfaser (englisch: „pigtail“) befestigt.



(b) POFBG an eine Siliziumdioxidfaser geklebt und in einem Diaphragma eingebettet.

Abbildung 3.5: Probenherstellung.

3.4 Charakterisierung der Temperatursensitivität

Um die Temperatursensitivität von POFBGs aus verschiedenen Polymeren zu untersuchen, wurden zwei unterschiedliche Fasertypen, PMMA und TOPAS, für die Herstellung der POFBGs verwendet. Von jedem Fasertyp wurden vier unterschiedliche Sensorkonfigurationen getestet: ohne Diaphragma in Luft und Wasser (vergleiche Abbildung 3.5a) und mit Diaphragma in Luft und Wasser (vergleiche Abbildung 3.5b). Um deren Temperaturabhängigkeit zu ermitteln, wurden alle Sensoren in einer Klimakammer (Sanyo Gallenkamp) platziert. Anschließend wurde die Temperatur von

25 °C bis 45 °C in 5 °C Schritten erhöht. Nach jeder Temperaturerhöhung wurde die Temperatur für eine Stunde konstant gehalten, bevor die Bragg-Wellenlänge vermessen wurde. Abbildung 3.6 zeigt den experimentellen Aufbau und Abbildung 3.7 zeigt exemplarisch das Temperaturverhalten eines PMMA- und eines TOPAS-POFBGs für die vier verschiedenen Sensorkonfigurationen, mit und ohne Diaphragma in Wasser und Luft. Sowohl die PMMA (siehe Abbildung 3.7a) als auch die auf TOPAS (siehe Abbildung 3.7b) basierten POFBG weisen mit Diaphragma eine positive Verschiebung und ohne Diaphragma eine negative Verschiebung der Bragg-Wellenlänge mit ansteigender Temperatur auf.

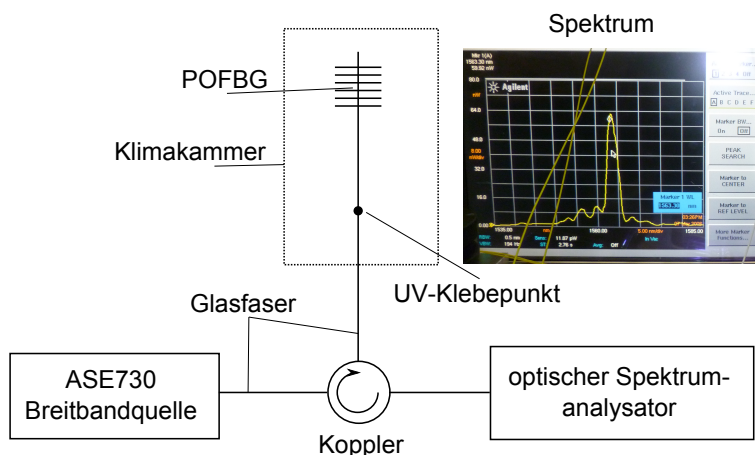


Abbildung 3.6: Experimenteller Aufbau, um die Temperaturabhängigkeit der POFBGs in der Klimakammer zu testen.

Von den POFBG in PMMA wurden neun Sensoren ohne Diaphragma in Wasser, zwölf mit Diaphragma in Wasser, vierzehn ohne Diaphragma in Luft und fünfzehn mit Diaphragma in Luft hergestellt. Von den POFBG in TOPAS entsprechend vier, fünf, sechs und zwei (Anmerkung: Die unterschiedlichen Sensoranzahlen sind bedingt durch die begrenzte Laborzeit). Für alle Sensoren wurde die Temperatursensitivität mit Hilfe von Gleichung (3.5) und einer linearen Regression ermittelt. Anschließend wurde der Mittelwert über alle berechneten Sensitivitäten gebildet und die Standardabweichung berechnet. Die Werte sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Tabelle 3.1: Temperatursensitivität für POFBG in PMMA und TOPAS-Fasern bei unterschiedlichen Sensorkonfigurationen.

Sensorkonfiguration	PMMA	TOPAS
Luft ohne Diaphragma	$(-66,0 \pm 5,3) \text{ pm}/^\circ\text{C}$	$(-49,4 \pm 4,2) \text{ pm}/^\circ\text{C}$
Luft mit Diaphragma	$(108,4 \pm 6,0) \text{ pm}/^\circ\text{C}$	$(39,0 \pm 11,0) \text{ pm}/^\circ\text{C}$
Wasser ohne Diaphragma	$(-80,8 \pm 4,7) \text{ pm}/^\circ\text{C}$	$(-31,2 \pm 3,3) \text{ pm}/^\circ\text{C}$
Wasser mit Diaphragma	$(67,6 \pm 5,8) \text{ pm}/^\circ\text{C}$	$(80,3 \pm 4,0) \text{ pm}/^\circ\text{C}$

Wie bei den in Abbildung 3.7 exemplarisch dargestellten POFBGs weisen die in einem Diaphragma eingebetteten Fasern eine positive und die Fasern ohne Diaphragma eine negative Temperatursensitivität auf. Die Sensitivität für die Sensoren ohne Diaphragma liegen in einem Bereich, der bereits von anderen Gruppen für Polymerfasern beobachtet wurde, $-10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ bis $-360 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ [Zha14]. POFBG in PMMA-Fasern eingebettet in ein Diaphragma besitzen eine höhere Temperatursensitivität in einer Flüssigkeit als außerhalb von dieser [Mar15]. Diese Beobachtung konnte für die im Rahmen dieser Arbeit getesteten POFBG in PMMA nicht bestätigt werden (Tabelle 3.1).

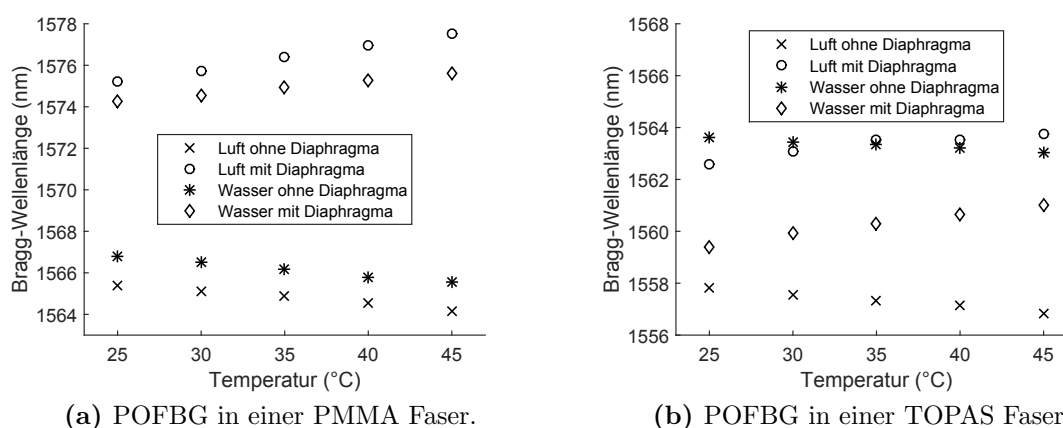


Abbildung 3.7: Verschiebung der Bragg-Wellenlänge mit der Temperatur für verschiedene Sensorkonfigurationen.

Zunächst überraschend ist außerdem die positive Temperatursensitivität der eingebetteten POFBG, die nicht mit bisherigen Veröffentlichungen konsistent ist [Mar15, Wei14a, Zha14, Hu13]. Nach Gleichung (3.6) kann eine positive Verschiebung der Bragg-Wellenlänge beobachtet werden, wenn die Dehnung und die thermische Expansion größer sind als der thermo-optische Effekt. Das verwendete Diaphragma scheint genau diesen Effekt zu verursachen. Wassereinlagerungen im Diaphragma und eine Ausdehnung des Diaphragmas mit steigender Temperatur führen zu einer zusätzlichen Dehnung des POFBGs und somit zu einer positiven Verschiebung der Bragg-Wellenlänge. Um diesen Effekt zu vermeiden, muss die Ausdehnung der Faser und des Diaphragmas unterdrückt werden.

Dies gelingt zum Beispiel durch eine Befestigung des Diaphragmas in einem Metallcontainer [Mar15]. Dazu wird das Diaphragma wie in Abbildung 3.2a dargestellt über einem Metallblock mit Loch platziert und anschließend mit einem Haltering und Schrauben fixiert. Dies wirkt wie eine Vordehnung der Faser [Mar15]. Durch die angelegte Dehnung kann sich die Länge der Faser mit einer Temperaturvariation nicht ändern, vorausgesetzt die angelegte Dehnung ist größer als die durch die Temperatur verursachte Dehnung [Zha14].

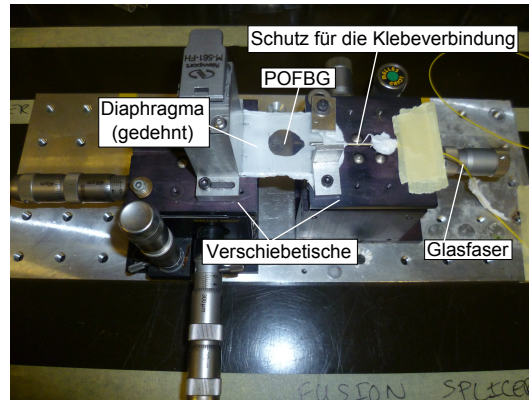
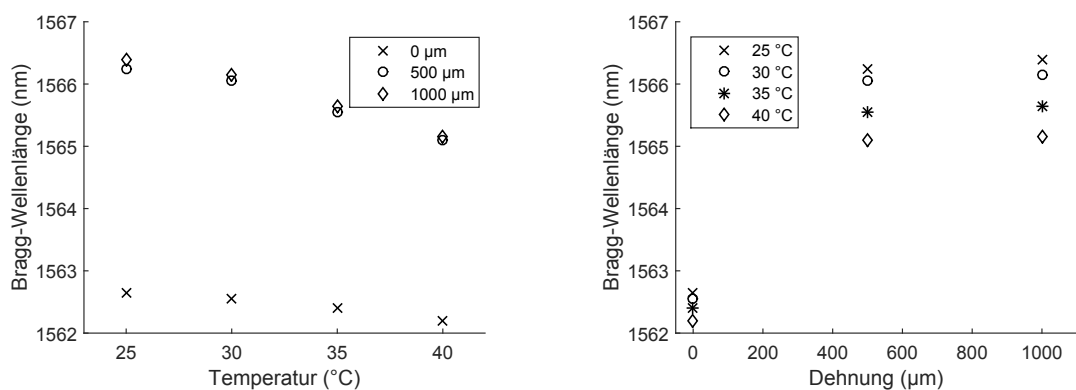


Abbildung 3.8: TOPAS-Sensor eingeklemmt zwischen zwei Verschiebetischen für die Messung der Dehnungsempfindlichkeit.

In diesem Fall beruht die Temperatursensitivität allein auf dem thermo-optischen Koeffizienten. Um diese Vermutung zu überprüfen, wurde ein POFBG in einer TOPAS Faser in ein Diaphragma eingebettet und zwischen zwei Verschiebetischen, siehe Abbildung 3.8, eingeklemmt. Anschließend wurde das Diaphragma in 500 μm Schritten gedehnt und die Temperatur in 5 $^{\circ}\text{C}$ -Schritten erhöht.



(a) Konstante Dehnung bei variierender Temperatur.

(b) Konstante Temperatur bei variierender Dehnung.

Abbildung 3.9: Dehnungsverhalten eines TOPAS-POFBG.

Im Gegensatz zu den nicht gedehnten Sensoren in einem Diaphragma in Luft (vergleiche Tabelle 3.1) weist der gedehnte Sensor eine negative Temperatursensitivität auf, siehe Abbildung 3.9a. Das Einklemmen ist vergleichbar mit einem Einspannen in den Metallcontainer. Die Länge der Faser kann sich nicht ändern und die Temperatursensitivität beruht nur auf dem thermo-optischen Effekt. Bei gleichbleibender Temperatur aber ansteigender Dehnung konnte wie erwartet eine positive Verschiebung beobachtet werden, siehe Abbildung 3.9b [Oli15].

3.5 Zusammenfassung

POFBGs sind sensitiv gegenüber Temperatur [Hu13], Feuchtigkeit [Wei14a] und Dehnung [Oli15], siehe Gleichungen (3.4), (3.5) und (3.6). Eine Dehnung verursacht ebenso wie Feuchtigkeit eine positive Wellenlängenverschiebung. Eine Änderung der Temperatur dagegen bewirkt abhängig davon, ob der thermo-optische Effekt oder die thermische Expansion überwiegt, eine negative oder positive Wellenlängenverschiebung. Dehnung, Temperatur und Feuchtigkeit weisen untereinander Querempfindlichkeiten auf, siehe Gleichung (3.4). So sinkt die Empfindlichkeit gegenüber der Feuchtigkeit mit steigender Temperatur [Wei14a]. Des Weiteren ist die Temperatursensitivität stark vom Fasertyp, dem Wassergehalt und dem Kernmaterial der Faser sowie von einer gegebenenfalls vorhandenen Vordehnung der Faser abhängig [Zha14]. Diese Faktoren und die Querempfindlichkeiten verursachen eine starke Schwankungsbreite in den beobachteten Werten für die Temperatursensitivität von POFBGs [Zha14].

Ziel dieser Untersuchungen war es herauszufinden, wie sich POFBGs eingebettet in Folie verhalten. Getestet wurden zwei verschiedene Fasertypen und als Folie wurde ein Diaphragma aus Silikongummi verwendet. Vergleichbar mit einer Folie, ist dieses Diaphragma flexibel und dehnbar. Das Sensorkonzept entstand an Anlehnung an Marques et al., als Fasertypen wurden deshalb eine PMMA-Faser ähnlich zu der in [Mar15] verwendeten Faser untersucht (Unterschied ist der mit BDK angereicherte Kern für eine schnellere Schreibzeit des POFBGs) und eine TOPAS-Faser, die gegenüber Feuchtigkeit unempfindlicher ist [Yua11]. Diese wurden mit und ohne Diaphragma in Luft und Wasser auf ihre Temperatursensitivität untersucht.

Die Beobachtung, dass die Temperatursensitivität außerhalb des Wassers geringer ist [Mar15], konnte nicht bestätigt werden, vergleiche Tabelle 3.1. Überraschend war außerdem das positive Vorzeichen der Temperatursensitivität [Mar15, Zha14, Hu13]. Ursache hierfür ist vermutlich die starke Ausdehnung des Diaphragmas durch Wassereinschlüsse. Die dadurch auf die Faser ausgeübte Dehnung ist größer als der thermo-optische Effekt. Wie in [Zha14] beschrieben, konnte durch Anlegen einer Dehnung diese Expansion unterdrückt werden und der erwartete negative Zusammenhang zwischen Temperatur und Bragg-Wellenlänge beobachtet werden (siehe Abbildung 3.9). Anzumerken ist hierbei, dass bereits durch das Befestigen des Diaphragmas zwischen den Verschiebetischen ohne ein Verstellen der Mikrometerschrauben eine Dehnung des Diaphragmas besteht. Diese Vordehnung wurde in [Mar15] durch das Einspannen in einen Metallcontainer verursacht.

Außer in PMMA-Fasern wurden POFBGs auch in TOPAS-Fasern geschrieben. TOPAS wurde als Material gewählt, weil es eine geringere Empfindlichkeit gegenüber

Feuchtigkeit im Vergleich zu PMMA besitzt. Wie die Ergebnisse in Tabelle 3.1 zeigen, konnte auch mit POFBGs auf Basis von TOPAS kein Sensor realisiert werden, der inner- und außerhalb von Wasser dieselbe Temperatursensitivität aufweist. Allerdings wird dieses Ergebnis ebenfalls durch das Anschwellen des Diaphragmas in Wasser und darüber hinaus durch die geringe Anzahl der getesteten Sensoren verfälscht. Wäre die Sensitivität unabhängig davon, ob der Sensor sich in Flüssigkeit befindet, würden Temperaturschwankungen keinen Fehler bei der Bestimmung des Flüssigkeitsstands verursachen. Als Ergebnis bleibt festzuhalten, dass insbesondere Feuchtigkeit ein Problem ist, so dass für eine spätere Integration von POFBGs in PlanOS folgende Punkte von besonderer Bedeutung sind:

- Wahl eines Fasertyps mit geringer Querempfindlichkeit
- Wahl eines Folienmaterials, das möglichst wenig in Wasser quillt
- Berücksichtigung der Dehnbarkeit der Folie
- Verwendung von Schutzschichten

Das POFBG ist ein relativ einfaches, gut erforschtes und bereits auf Folienbasis umgesetztes Sensorkonzept. In PlanOS sollen jedoch verschiedene Konzepte zum Einsatz kommen, um zum Beispiel Querempfindlichkeiten zu eliminieren. Ein komplexeres Sensorkonzept, das bis jetzt noch nicht in Folie integriert werden konnte, basiert auf den sogenannten Flüstergaleriemoden. Die ersten Schritte zur Folienintegration eines solchen Sensors sind Gegenstand des nächsten Kapitels.

Kapitel 4

WGM-Sensoren auf Polymerbasis

Das zweite Sensorkonzept, neben den FBGs, das im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, basiert auf Flüstergaleriemoden (englisch: „whispering gallery mode“, kurz: WGM). WGMs sind in den letzten Jahren verstärkt im Hinblick auf ihren Einsatz als physikalische und biologische Sensoren erforscht worden. Sie besitzen eine hohe Sensitivität und eignen sich für die Messung von Druck, Temperatur, unbekanntem Wellenlängen und Brechungsindizes sowie für die Detektion von Molekülen. So konnten mit WGM-basierten Sensoren bereits einzelne Influenzaviren, Nanopartikel aus Polystyren mit einem Radius von 30 nm [He11] oder die molare Masse von Insulin oder BSA detektiert werden [Not05]. Anders als WGMs wurden FBGs bereits erfolgreich in Polymeren integriert (POFBGs) und im vorangegangenen Kapitel wurde die zusätzliche Integration in eine Folie untersucht. Im Gegensatz dazu liegt der Schwerpunkt bei den WGM-basierten Sensoren darauf, zunächst ein tragfähiges Konzept auf Polymerbasis zu realisieren.

4.1 Einleitung

Bei einer Anregung mit einer elektromagnetischen Welle weisen sphärische Objekte schmale optische Resonanzen bei spezifischen Wellenlängen, WGMs genannt, auf. Sie entsprechen Lichtwellen, die innerhalb des Resonators aufgrund von Totalreflexion dicht an der Oberfläche umlaufen. Nach einem Umlauf kehrt die Lichtwelle an denselben Punkt mit derselben Phase zurück und interferiert mit sich selbst. Die Resonanzwellenlänge hängt somit sowohl vom Radius als auch von dem Brechungsindex des Resonators und des umgebenden Mediums ab [Vol12]. Alle physikalischen Einflüsse, die

einen dieser Parameter beeinflussen, können mit einem solchen Resonator detektiert und quantifiziert werden, da sie eine Resonanzwellenlängenverschiebung, eine Verbreiterung der Resonanz oder ein Aufspalten der Moden verursachen, wie in Abbildung 4.1 dargestellt [For15, Vol12].

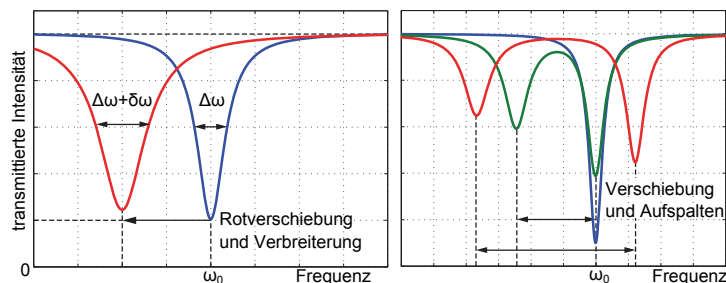


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der transmittierten spektralen Linienform mit der Resonanzfrequenz ω_0 . Die linke Grafik zeigt die Linienform vor (blau) und nach (rot) einer Resonanzverschiebung mit einer zusätzlichen Resonanzverbreiterung $\delta\omega$. Die rechte Grafik zeigt die Linienform vor (blau) und nach einem Aufspalten der Moden durch die Anlagerung eines Moleküls (grün) oder mehrerer Moleküle (rot) [For15].

Der Qualitätsfaktor (Q-Faktor) eines Resonators beschreibt die Lebensdauer eines Photons im Resonator. Hohe Q-Faktoren sind folglich äquivalent zu geringen Halbwertsbreiten der Resonanzen. In Kombination mit einem großen freien Spektralbereich, das heißt der Abstand zweier benachbarter Resonanzen, können mit WGM-Sensoren Sensitivitäten erreicht werden, die für die Detektion einzelner Moleküle ausreichen. In Materialien, in denen Licht verlustarm propagieren kann, wurden Q-Faktoren von bis zu 10^9 beobachtet [Lin14]. So wurden WGM-Sensoren bereits für die Messung von Temperatur, Druck, Wellenlänge, Brechungsindex und als Biosensoren eingesetzt [Str11, Iop08]. In vielen dieser Anwendungen kommen Systeme zum Einsatz, die teuer und aufwendig in Herstellung und Handhabung sind. Ziel dieser Arbeit war es daher einen kleinen, günstigen und einfach herzustellenden Sensor mit einem möglichst kleinen Sensitivitätsverlust gegenüber den etablierten Systemen zu realisieren.

Die Sensitivität eines WGM-Sensors ist umso größer, je kleiner die noch detektierbare Verschiebung $\Delta\lambda_R/\lambda_R$ der Resonanzwellenlänge ist. Sie ist umso größer je besser benachbarte Resonanzen unterschieden werden können. Die Finesse eines Resonators beschreibt, wie gut benachbarte Resonanzen unterschieden werden können, das heißt eine große Finesse ist äquivalent zu einer hohen Sensitivität [For15]. Die Sensitivität wird beeinflusst vom Radius des Resonators und bei der Verwendung mehrerer Resonatoren zusätzlich von der Anzahl [Wei09] und Position der Resonatoren zueinander [Fra09]. Im Rahmen dieser Arbeit dienen als Resonatoren PMMA-Sphären, das heißt

zusätzlich zur Wahl eines passenden Radius der Sphären, muss bei der Verwendung von PMMA berücksichtigt werden, dass die Materialverluste größer sind als in Glas und dadurch der Q-Faktor weiter reduziert wird [Fra08].

Dieses Kapitel behandelt die Entwicklung eines PMMA-basierten WGM-Sensors und die Wahl geeigneter Resonatoren bezüglich Größe, Material, Anzahl und Position zueinander, um eine möglichst hohe Sensitivität zum Beispiel bei der Temperaturmessung zu erzielen. Im ersten Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen von optischen Mikroresonatoren erläutert, insbesondere mit Blick auf die für diese Arbeit relevanten charakteristischen Kenngrößen. Dabei sollen die folgenden bisher nur kurz erläuterten Größen und ihre Bedeutung für die Auslegung eines WGM-basierten Sensors genauer eingeführt werden:

- Q-Faktor
- Freier Spektralbereich (FSR)
- Halbwertsbreite (FWHM)
- Finesse

Anschließend wird der in dieser Arbeit hergestellte WGM-basierte Sensor vorgestellt. Die Kalibrierung und Charakterisierung des Systems behandelt der dritte Abschnitt dieses Kapitels. Die Evaluierung der Sensitivität und Zuverlässigkeit des Systems bei der Bestimmung unbekannter Messgrößen wird im vierten Abschnitt präsentiert. Insbesondere soll in diesem Abschnitt geklärt werden, wie viele Resonatoren von welcher Größe notwendig sind, um zuverlässige Ergebnisse zu erzielen. Eine Diskussion der Ergebnisse erfolgt im letzten Abschnitt.

4.2 Theorie optischer Mikroresonatoren

In Resonatoren mit den unterschiedlichsten Geometrien, häufig rotationssymmetrisch wie Kugeln oder Ringe, aber auch in nicht rotationssymmetrischen Strukturen, kann Licht aufgrund von Totalreflexion eingeschlossen werden. Die entsprechenden Wellenlängen bzw. Frequenzen, für die dies möglich ist, werden Resonanzwellenlängen/-frequenzen genannt und durch Geometrie und Material des Resonators bestimmt. Lord

Rayleigh beschreibt zu Beginn des 20. Jahrhunderts das Phänomen der Flüstergaleriemoden (englisch: „whispering gallery mode“, kurz: WGM) in der St. Paul’s Kathedrale in London. An der Innenseite der Kuppel wird der Schall so reflektiert, dass geflüsterte Worte an der gegenüberliegenden Seite verständlich sind. Diese Schallwellen stellen das akustische Analogon zu den optischen Moden in Mikroresonatoren dar, siehe Abbildung 4.2. In diesem Abschnitt soll zunächst die Nomenklatur der Moden sowie die wichtigsten Größen zu ihrer Charakterisierung erklärt werden. Anschließend wird der Einsatz von WGM-Resonatoren erläutert.

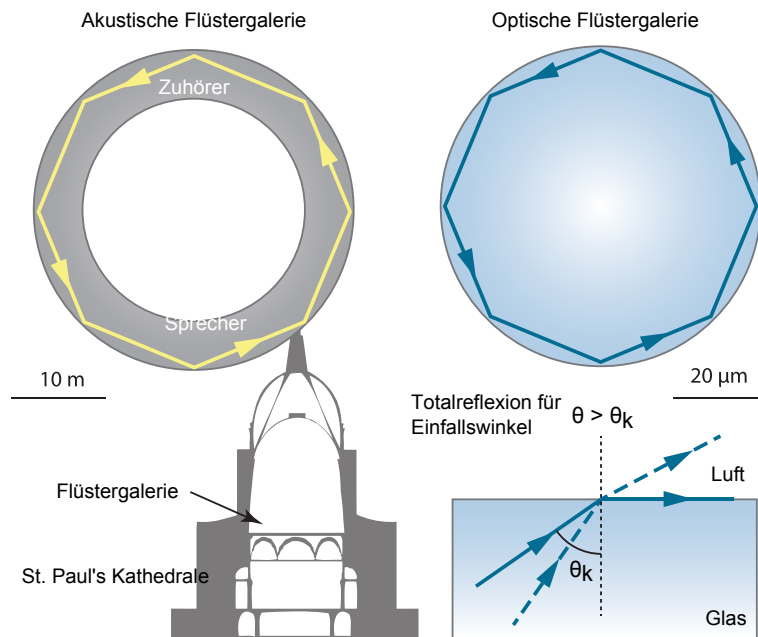


Abbildung 4.2: WGMs entstehen durch interne Totalreflexion entweder einer akustischen Welle (links) oder einer optischen Welle (rechts) [For15].

4.2.1 Flüstergaleriemoden

Die exakte Form der Moden entsprechen Lösungen der Wellengleichung [Mat06, Lit99]:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) - k_0^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (4.1)$$

Die Resonatorgeometrie wird durch $\epsilon(\vec{r})$ beschrieben und die Resonanzfrequenz ν_R durch die Wellenzahl $k_0 = (2\pi\nu_R)/c_0$. Die Lösungen $TE_{n_M,l}^m$ und $TM_{n_M,l}^m$ werden unterteilt in transversal elektrische Moden TE, deren elektrisches Feld parallel zur Oberfläche ist, und transversal magnetische Moden TM, deren magnetisches Feld parallel zur Oberfläche ist. Um vollständig im dreidimensionalen Resonator eingeschlossen zu sein, müssen die Moden drei Resonanzbedingungen erfüllen. Jede Mode wird deshalb

zusätzlich durch die drei Modenzahlen n_m , l und m charakterisiert. Die azimutale Quantenzahl m gibt die Anzahl der Intensitätsmaxima entlang des Resonatorumfangs an. Die radiale Modenzahl n_m beschreibt die Feldmaxima entlang des Radius und der Wert $m - l + 1$ bestimmt die Anzahl der Feldmaxima in polarer Richtung. In Abbildung 4.3 sind die Modenzahlen grafisch veranschaulicht.

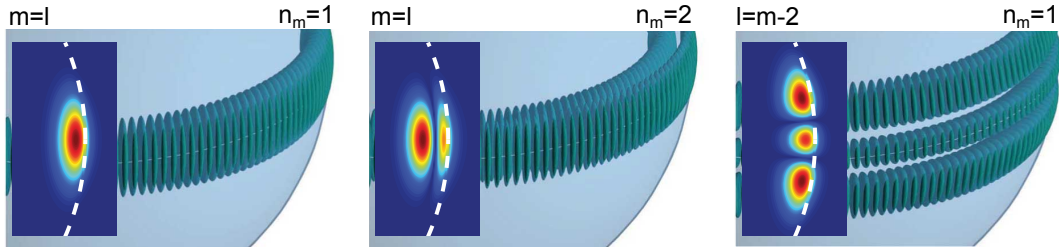


Abbildung 4.3: Exemplarische Darstellung von drei verschiedenen Moden eines sphärischen Resonators. Links: fundamentale Mode $l = m$, Mitte: Mode zweiter Ordnung in radialer Richtung $n_m = 2$, Rechts: Polare Mode mit $l = m - 2$ [For15].

Die Modenzahl l kann $2m - 1$ mögliche Werte annehmen. In perfekten Kugeln sind die Moden, die sich in l unterscheiden, entartet. Als fundamentale Moden werden die Moden mit $n_m = 1$ und $l = m$ bezeichnet. Die Kugel ist die einzige kurvenförmige Struktur, für die analytische Lösungen existieren. Im strahlenoptischen Bild kann der Lichteinschluss vereinfacht durch die wiederholte Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Resonator und Umgebung dargestellt werden. Aus der Übertragung in die Wellenoptik ergibt sich dadurch für rotationssymmetrische Körper eine einfache Resonanzbedingung. Eine WGM bildet sich aus, wenn der optische Weg $2\pi R n_s$, d.h. der Umfang des Resonators, ein Vielfaches der Wellenlänge λ_R entspricht. In diesem Fall interferieren die im Resonator umlaufenden Wellen konstruktiv miteinander [Vol08]:

$$2\pi R n_s = m \lambda_R. \quad (4.2)$$

wobei R der Radius und $n_s = \sqrt{\epsilon}$ der Brechungsindex des Resonators ist. m entspricht der obigen azimutalen Modenzahl.

4.2.2 Charakteristische Kenngrößen

Im Folgenden sollen die Charakterisierungsparameter für WGM-Resonatoren vorgestellt werden, die im Zusammenhang mit der Anwendung der WGMs als Sensoren Verwendung finden. Die Auswahl beschränkt sich auf die für diese Arbeit relevanten Größen. Dies sind der Qualitätsfaktor, der freie Spektralbereich und die Finesse. Die

zugehörigen Gleichungen basieren auf numerischen Näherungen oder Annahmen, um ein einfacheres Verständnis zu gewährleisten und nützliche Werkzeuge für die Arbeit mit Mikroresonatoren zur Verfügung zu stellen.

Der Qualitätsfaktor Q beschreibt die Güte eines Resonators. Er ist das Verhältnis aus der im Resonator gespeicherten Energie U zum Leistungsverlust dU/dt und entspricht der Lebensdauer τ_P eines Photons im Resonator mit der Resonanzfrequenz ω_0 [Vol12]:

$$Q = \omega_0 \frac{\text{gespeicherte Energie}}{\text{Leistungsverlust}} = \omega_0 \frac{U}{-dU/dt} = \omega_0 \tau_P. \quad (4.3)$$

Aus Gleichung (4.3) ergibt sich für den zeitlichen Verlauf der im Resonator gespeicherten Energie:

$$U(t) = U_{0R} e^{-\omega_0 t / Q}, \quad (4.4)$$

sowie für den zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes:

$$E_R(t) = E_0 e^{-\omega_0 t / (2Q)}. \quad (4.5)$$

Durch eine Fouriertransformation des elektrischen Feldes kann die spektrale Form der Resonanzkurve berechnet werden [Vol12]:

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 (\omega_0 / (2Q))^2}. \quad (4.6)$$

Die Resonanz hat die Form einer Lorentzkurve mit der Halbwertsbreite $\Delta\omega = \omega_0 / Q$. Der Q-Faktor kann somit experimentell aus der Linienbreite der Resonanz bestimmt werden, wobei eine schmale Resonanz einem großen Q-Faktor entspricht. In einem idealen Resonator könnte ein Photon unendlich lange umlaufen, das heißt die Photonenlebensdauer und somit der Q-Faktor wären unendlich groß. Verschiedene Faktoren limitieren den Q-Faktor. Dazu gehören Verluste im Resonatormaterial, Streuverluste aufgrund der Krümmung des Resonators, Oberflächendefekte, Kontaminationen der Oberfläche und Verluste beim Einkoppeln von Licht in den Resonator. Die Deformation des Resonators bedingt durch Herstellung und Lichteinkopplung verursacht zusätzlich eine Aufhebung der Entartung der Moden. Die fundamentale Mode besitzt den höchsten Q-Faktor. Für Siliziumkugeln wurden Q-Faktoren von bis zu 10^9 beobachtet [Lin14], bei Polymerkugeln von bis zu 10^4 [Bra16].

Der freie Spektralbereich (englisch: „free spectral range“, kurz: FSR) ist der Frequenzabstand zweier benachbarter azimuthaler Moden mit m und $m + 1$ und beschreibt die spektrale Verteilung der Moden. Für $R \gg \lambda$ kann der freie Spektralbereich (FSR)

$\Delta\lambda_{FSR}$ abgeschätzt werden [For15]:

$$\Delta\lambda_{FSR} \approx \frac{\lambda^2}{2\pi R n_s}. \quad (4.7)$$

n_s ist der Brechungsindex und R der Radius des Resonators. Die Polymerkugeln in dieser Arbeit haben einen Durchmesser im Bereich von 15 μm bis 165 μm , der entsprechende FSR einer PMMA-Kugel reicht bei einer Wellenlänge von 638 nm von 0,3 nm bis 3 nm.

Die Finesse eines Resonators beschreibt wie gut benachbarte Moden unterschieden werden können. Sie ist das Verhältnis aus freiem Spektralbereich zu Halbwertsbreite [For15]:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\omega} = \frac{\lambda Q}{2\pi n_s R}. \quad (4.8)$$

Die Finesse ist aufgrund der hohen Q-Faktoren von Mikroresonatoren ebenfalls sehr groß.

4.2.3 Sensorprinzip

Flüstergalerieresonatoren eignen sich aus verschiedenen Gründen hervorragend als Sensoren. Unter anderem ist das elektrische Feld im Resonator dicht unter der Oberfläche lokalisiert. Dadurch entsteht außerhalb des Resonators in einem Bereich von 200 nm ein evaneszentes Feld, das heißt ein Teil des elektrischen Feldes ragt aus dem Resonator heraus und klingt exponentiell ab. Dadurch wird eine Wechselwirkung zwischen umgebenden Medium und Resonator ermöglicht. Hohe Q-Faktoren, also lange Lebenszeiten der Photonen im Resonator, sorgen für lange Wechselwirkungszeiten. Wie genau die WGMs durch eine Änderung der Umgebung des Resonators, sei es durch Anlagerung von Molekülen, Änderung des Probenmediums oder der Temperatur, beeinflusst werden, erfordert eine komplexe mathematische Beschreibung.

Gleichung (4.2) ermöglicht jedoch ein anschauliches Verständnis. Ein Resonator mit Radius R und Brechungsindex n_s befindet sich in Resonanz mit der Resonanzwellenlänge λ_R . Durch eine Veränderung der Umgebung des Resonators, zum Beispiel durch die Anlagerung von Molekülen oder einer Temperaturschwankung, ändern sich auch die Resonanzbedingungen. Eine Anlagerung von Molekülen kann wie eine Vergrößerung des Radius verstanden werden. Variationen in der Temperatur können sowohl eine Änderung im Brechungsindex als auch im Radius verursachen (vergleiche hierzu

Gleichung (3.6) in Kapitel 3.2). Wenn der neue Radius $R+\Delta R$ und der neue Brechungsindex $n_s+\Delta n_s$ beträgt, ist Gleichung (4.2) nicht mehr gültig. Um die Bedingung erneut zu erfüllen, bei gleichbleibender Modenzahl, muss die Resonanzwellenlänge λ_R sich um $\Delta\lambda_R$ verschieben, und zwar im selben Verhältnis wie der Radius und der Brechungsindex variieren:

$$\Delta\lambda_R/\lambda_R = \Delta R/R + \Delta n_s/n_s. \quad (4.9)$$

Abbildung 4.4 zeigt dies schematisch für einen Kugelausschnitt.

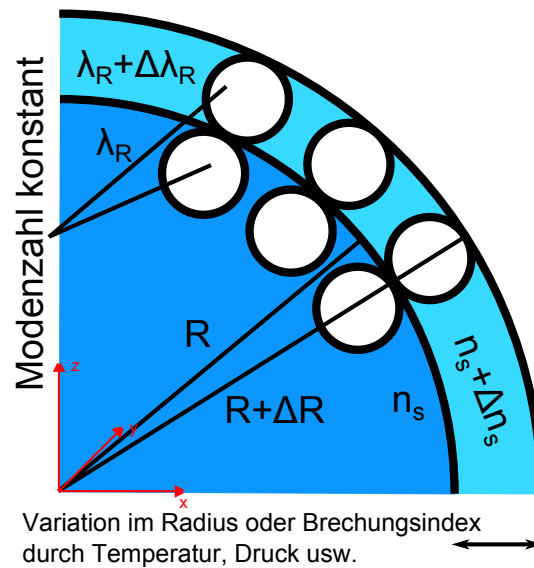


Abbildung 4.4: Ausschnitt aus einer Kugel. Damit die Modenzahl (dargestellt als weiße Kugeln) bei einer Änderung von Radius ΔR oder des Brechungsindex Δn_s konstant bleibt, muss sich die Resonanzwellenlänge verschieben $\Delta\lambda_R$.

Nach Gleichung (4.9) verursacht eine Vergrößerung des Radius oder ein Anstieg des Brechungsindex eine Rotverschiebung der Resonanzwellenlänge. Das Verhältnis von $\Delta\lambda_R/\lambda_R$ ist zusätzlich ein Maß für die Sensitivität. Es beschreibt die Änderung der Resonanzwellenlänge bei einer Änderung der Umgebungsparameter, das heißt je kleiner $\Delta\lambda_R/\lambda_R$ desto größer die Sensitivität.

Natürlich verursachen nicht nur die Anlagerung von Molekülen oder Temperaturschwankungen Änderungen im Radius und Brechungsindex, sondern auch Druckvariationen, Feuchtigkeitsänderungen und ein Austausch des umgebenden Mediums. Unter Berücksichtigung, dass ein Großteil des Resonators insensitiv ist, weil sich das Feld vor allem am Äquator bildet, lässt sich folgender Zusammenhang zwischen Sensitivität und Resonatorradius zeigen [Vol08]:

$$\Delta\lambda_R/\lambda_R \propto R^{-5/2}. \quad (4.10)$$

Eine Verkleinerung des Radius führt somit zu einer Vergrößerung der Sensitivität. Allerdings bedeutet ein kleinerer Radius größere Verluste, unter anderem durch Streuung und somit einen kleineren Qualitätsfaktor. Ein kleiner Qualitätsfaktor ist äquivalent zu einer kurzen Photonenlebenszeit im Resonator beziehungsweise einer großen Halbwertsbreite der Resonanz. Große Halbwertsbreiten machen eine Detektion einer Resonanzverschiebung schwieriger. Um also eine möglichst hohe Sensitivität zu erreichen, reicht es nicht aus, nur einen Parameter zu betrachten, sondern es ist notwendig R/Q zu minimieren [Vol08].

Eine Änderung der Temperatur T führt zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz ν_R , da sie sowohl eine Änderung des Brechungsindex des Resonators aufgrund des thermo-optischen Effekts als auch eine Änderung des Radius des Resonators aufgrund der thermischen Expansion verursacht [Str11]:

$$\frac{1}{\nu_R} \frac{d\nu_R}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = 0. \quad (4.11)$$

Der zweite Summand entspricht dem thermo-optischen Effekt und der dritte Summand der thermischen Expansion, wie in Kapitel 3.2 in Gleichung (3.6) bereits erläutert.

4.3 Entwicklung eines Sensorkonzepts

Es gibt verschiedene Möglichkeiten WGMs in einem Resonator anzuregen.

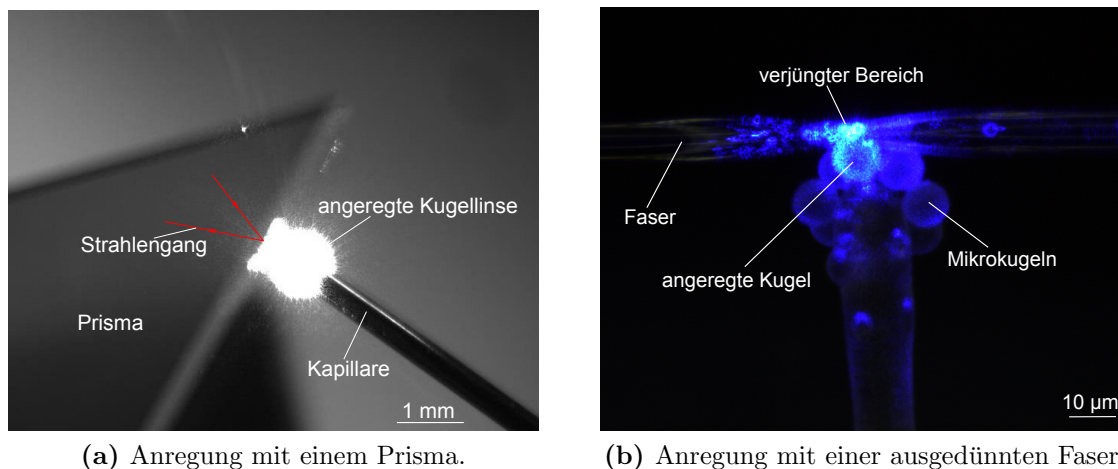


Abbildung 4.5: Mögliche Anregungsmethoden: (a) Prisma, (b) ausgedünnte Faser. Als Resonatoren wurden Kugeln aus Polystyren (rechts) und eine Kugellinse aus Siliziumdioxid (links) verwendet.

Zwei der am häufigsten eingesetzten Methoden verwenden zur Anregung entweder ein Prisma oder eine ausgedünnte Faser [For15]. Entscheidend ist die Erzeugung eines starken evaneszenten Feldes. Durch Platzierung des Resonators in diesem Feld kann Licht in den Resonator einkoppeln und bei passender Wellenlänge WGMs angeregt werden, siehe Abbildung 4.5. Im Prisma wird das evaneszente Feld erzeugt, indem ein Laser innerhalb des Prismas auf eine der Stirnflächen fokussiert wird. Bei passendem Winkel zwischen eingestrahlttem Laser und Stirnfläche tritt Totalreflexion auf und außerhalb des Prismas entsteht ein evaneszentes Feld. In Abbildung 4.5a ist der Strahlengang in rot eingezeichnet. In der ausgedünnten Faser tritt ein evaneszentes Feld im ausgedünnten Bereich auf, da der Faserdurchmesser dort nur wenige Mikrometer beträgt.

Das im Prisma totalreflektierte Licht bzw. das in der Faser transmittierte Licht wird detektiert. Befindet sich im evaneszenten Feld ein Resonator und wird der eingestrahlte Laser in der Wellenlänge durchgestimmt, treten im detektierten Spektrum Minima auf. Diese Minima entsprechen den Resonanzwellenlängen des Resonators. Durch einen Vergleich mit zum Versuchsaufbau passenden Simulationen, können den Resonanzwellenlängen die zugehörigen Modenzahlen zugeordnet werden, siehe Abbildung 4.6 (die Minima sind hier Maxima für eine bessere Sichtbarkeit). Durch eine Änderung der Umgebungsparameter kommt es zu einer Verschiebung der Resonanzwellenlänge, in Abbildung 4.6 durch das Anlegen von Druck.

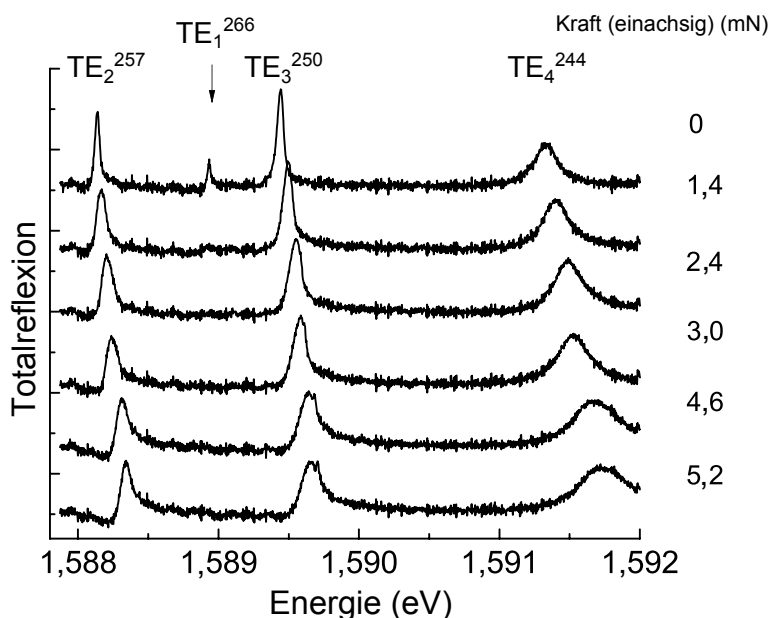


Abbildung 4.6: Transversal elektrische Moden einer etwa 40 μm großen Kugel. Beim Anlegen von Druck kommt es zu einer Verschiebung und Verbreiterung der Resonanzen [Wag13].

Sowohl die eben beschriebene Anregungs- als auch die Auswertungsmethode sind in einer Sensorfolie, wie sie in PlanOS geplant ist, nur schwer umsetzbar. Einerseits gestaltet sich die Herstellung eines Prismas oder einer ausgedünnten Faser, sowie die

entsprechende Platzierung eines geeigneten Resonators mit den in PlanOS zur Verfügung stehenden Herstellungsmethoden, wie zum Beispiel Heißprägen, problematisch. Andererseits ist die Detektion einzelner Resonanzwellenlängen in Polymerresonatoren aufgrund des geringen Q-Faktors schwierig. Je kleiner der Q-Faktor, desto breiter sind die einzelnen Resonanzen. Bei sehr kleinen Q-Faktoren kann es passieren, dass die Resonanzen so breit sind, dass sie sich überlagern und nicht voneinander getrennt werden können. Eine Zuordnung der Modenzahlen über Simulationen würde das Verfahren unnötig aufwendig machen.

Deshalb wurde, auch mit dem Ziel einen kostengünstigen und einfach herzustellenden WGM-basierten Sensor zu entwickeln, in Anlehnung an das Konzept von Schweiger et al. [Sch07, Wei09] ein Sensor wie in Abbildung 4.7 entwickelt und realisiert.

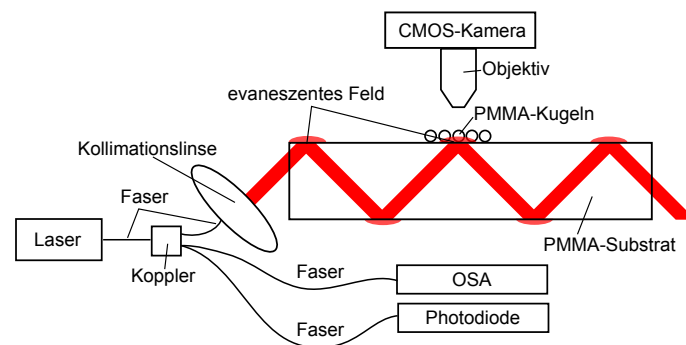


Abbildung 4.7: Die Intensität eines durchstimmbaren Lasers wird im Verhältnis 90:10 aufgeteilt. Zehn Prozent der Intensität werden entweder mit einem optischen Spektrumanalysator (kurz: OSA) oder mit einer Photodiode detektiert. Die übrigen neunzig Prozent der Laserintensität werden kollimiert und unter einem Winkel von 45° in ein PMMA-Substrat eingestrahlt und in diesem aufgrund von Totalreflexion geführt. Im evaneszenten Feld an der Oberfläche des Substrats werden PMMA-Kugeln platziert. Die Intensitätsverteilung der PMMA-Kugeln wird über ein Objektiv mit einer CMOS-Kamera aufgenommen.

Grundlage bildeten wieder Polymere, da sie geringe Materialkosten aufweisen und einfach zu verarbeiten sind. Ein durchstimmbarer schmalbandiger Laser (TLB-6700, Newport Spectra-Physics, Darmstadt, Deutschland) mit einer Durchstimmgeschwindigkeit von 5 nm s^{-1} , einer Linienbreite von unter 200 kHz und einer Auflösung von $0,01 \text{ nm}$ wird kollimiert und unter einem Winkel von 45° in ein PMMA-Substrat mit den Maßen $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ eingestrahlt. Aufgrund von Totalreflexionen fungiert das Substrat als Wellenleiter. An der Oberfläche des Substrats entstehen an den Punkten der Totalreflexion evaneszente Felder. In diesen Feldern werden kommerziell erhältliche PMMA-Kugeln (Bangs Laboratories, Indiana, USA) mit einer zufälligen Verteilung und Positionierung platziert. Im Folgenden werden diese Verteilungen mehrerer Kugeln

in dem evaneszenten Feld des Substrats als Array oder Sensorarray bezeichnet.

Wie in den Abschnitten 4.1 und 4.2 erläutert, ist für eine hohe Sensitivität des Sensors ein hoher Q-Faktor und ein großer freier Spektralbereich notwendig. Durch die Verwendung von kommerziell erhältlichen PMMA-Kugeln ist der Q-Faktor deutlich geringer im Vergleich zu Q-Faktoren, die in Glas erzielt werden können [Lin14, Bra16, Wel08]. Außerdem ist der Radius der PMMA-Sphären entscheidend. Einerseits verursacht eine Verkleinerung des Radius eine Verringerung des Q-Faktors, andererseits jedoch eine Vergrößerung des freien Spektralbereichs. Um den Einfluss der Kugelgröße auf die Sensitivität des in dieser Arbeit realisierten Sensors zu untersuchen, wurden Arrays mit unterschiedlichen Kugelgrößen verwendet. Die Durchmesser betragen laut Herstellerspezifikationen $14,74\ \mu\text{m}$ (mit einer Standardabweichung von $\pm 1,26\ \mu\text{m}$), $74,44\ \mu\text{m}$ (alle Kugeln kleiner als $90\ \mu\text{m}$) und $165\ \mu\text{m}$ (Durchmesser zwischen $150\ \mu\text{m}$ und $180\ \mu\text{m}$). Abbildung 4.8 zeigt drei Arrays mit jeweils einer Kugelgröße.

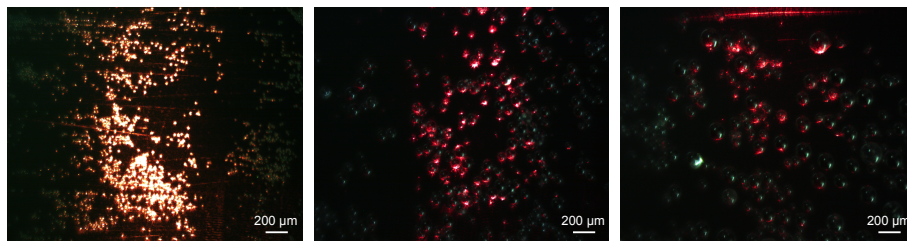


Abbildung 4.8: Drei Arrays mit den jeweils unterschiedlichen Kugelgrößen, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Mittlerer Durchmesser: Links: $14,74\ \mu\text{m}$, Mitte: $74,44\ \mu\text{m}$, Rechts: $165\ \mu\text{m}$. Die Kugeln liegen auf dem PMMA-Substrat im evaneszenten Feld, das hier durch einen Laser mit der Wellenlänge $635\ \text{nm}$ erzeugt wurde. Zusätzlich wurden die Arrays für eine bessere Sichtbarkeit von oben beleuchtet und zehnfach vergrößert [Pet16b].

Da der Kugeldurchmesser auch innerhalb jedes Arrays leicht variiert, sind bei einer gegebenen Wellenlänge nur einige der Kugeln in Resonanz, und das Intensitätsmuster der Kugel ändert sich mit der eingestrahelten Wellenlänge, das heißt Intensitätsmuster und eingestrahelte Wellenlänge korrelieren direkt miteinander. Die Intensitätsverteilung wurde mit einer CMOS-Kamera (DCC1645C, Thorlabs, Newton, USA), ausgestattet mit einem Mikroskopobjektiv (M-10X, Newport Spectra Physics, Darmstadt, Deutschland), aufgenommen. Um den Einfluss der Schwankungen in der Intensität des Lasers auf die Messungen zu reduzieren, wurden immer zehn Prozent der Laserintensität mit einer Photodiode (PDA36A-EC, Thorlabs, Newton, USA) detektiert. Diese Werte wurden anschließend verwendet, um die Bilder zu normieren. Die exakte Wellenlänge des Lasers wurde mit einem optischen Spektrumanalysator (OSA201, Thorlabs, Newton, USA) bestimmt.

Damit der Sensor robuster gegenüber Umwelteinflüssen wird und zu einem späteren Zeitpunkt auch der Brechungsindex von Flüssigkeiten mit dem Sensor gemessen werden kann, ist eine zusätzliche Fixierung der Kugeln auf dem Substrat notwendig. Für die Fixierung wurde der UV härtende, polymerbasierte Kleber OG675 (EPO-TEK[®], John P. Kummer GmbH, Augsburg, Deutschland) verwendet. Folgendermaßen wurde vorgegangen, um eine möglichst dünne Schicht zu realisieren: Zunächst wurde eine Klebeschicht mit 12 000 rpm für 4 min auf das Substrat durch Spincoating aufgetragen. Anschließend wurden die Kugeln auf diese Schicht gegeben und vorsichtig angedrückt. Danach wurde das Substrat mit Klebeschicht und Kugeln für 10 min bei 365 nm mit einer Intensität von $4 \mu\text{W}$ beleuchtet, um die Klebeschicht auszuhärten.

Für die Messung des Brechungsindex einer Flüssigkeit, muss ein Austausch der den Sensor umgebenden Flüssigkeit möglich sein. Deshalb wurde eine zu dem Sensor passende Fluidikzelle, wie in Abbildung 4.9b dargestellt, entworfen und hergestellt. Sie besitzt zwei Anschlüsse für den Zu- und Abfluss einer Probenflüssigkeit, eine Nut für die Befestigung eines Dichtungsringes und außerdem zwei Löcher für eine Halterung mit Posts, siehe Abbildung 4.9. In Abbildung 4.9a ist die fertiggestellte Fluidikzelle mit integriertem Sensor zu sehen. Das PMMA-Substrat mit den fixierten Kugeln wird umgekehrt auf der Fluidikzelle festgeschraubt, so dass sich die PMMA-Kugeln innerhalb der Zelle befinden.

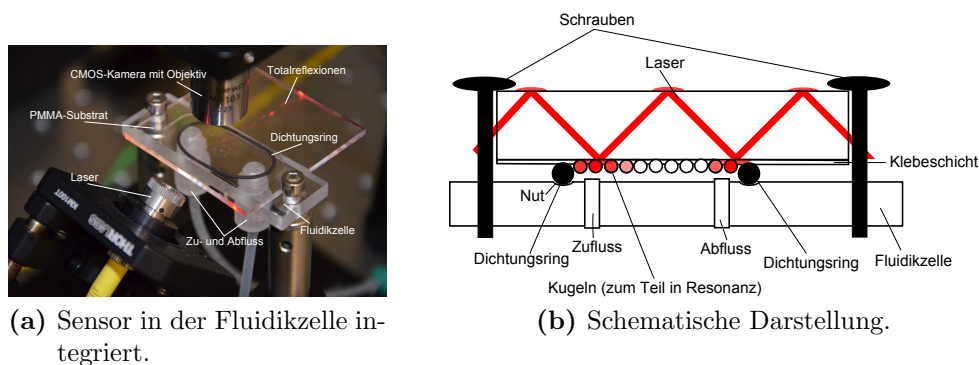
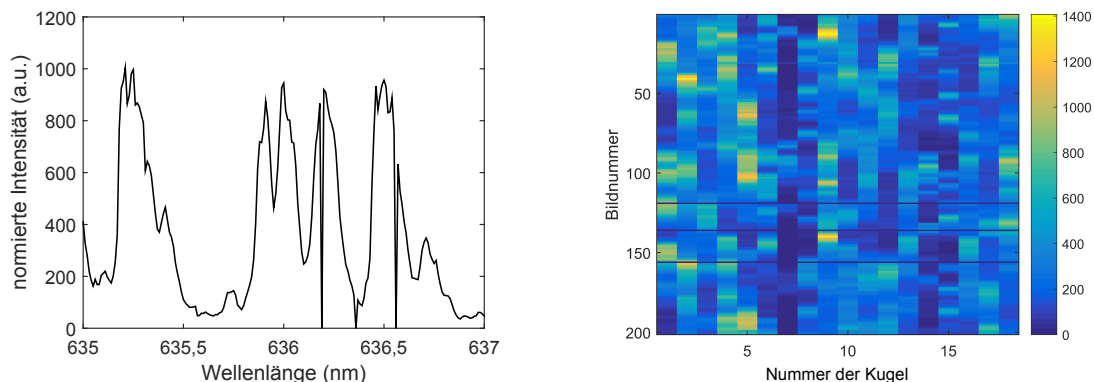


Abbildung 4.9: Fluidikzelle mit integriertem Sensor. In das PMMA-Substrat wird Licht eingestrahlt. Die fixierten Kugeln befinden sich an der Unterseite des Substrats innerhalb der Zelle.

4.4 Kalibrierung und Charakterisierung

Bevor ein Sensorarray, hergestellt nach oben erläuterten Verfahren, für die Messung von Wellenlänge oder Temperatur verwendet werden kann, muss es einmalig kalibriert werden. Dafür wurde der Laser von 635 nm bis 638 nm mit einer Geschwindigkeit von $0,01 \text{ nm s}^{-1}$ in $0,01 \text{ nm}$ Schritten durchgestimmt. Dabei wurde bei jeder Wellenlänge eine Aufnahme der Intensitätsverteilung des Arrays mit der CMOS-Kamera gemacht (vergleiche Abbildung 4.7). Außerdem wurde für jeden Wellenlängenwert die zugehörige Intensität mit der Photodiode aufgenommen. Folglich gehören zu jeder Aufnahme eines Kugelarrays zwei weitere Werte, der Intensitätswert der Photodiode und der Wellenlängenwert, ausgegeben vom Lasertreiber. Anschließend wurden die Kugeln identifiziert, die die größten Intensitätsschwankungen aufwiesen und die zugehörigen Pixelwerte der CMOS-Kamera über die Fläche der jeweiligen Kugeln addiert. Die addierten Intensitätswerte aller Kugeln in einem Bild, das heißt für eine bestimmte Wellenlänge, wurden zusammen in einem Datensatz gespeichert.

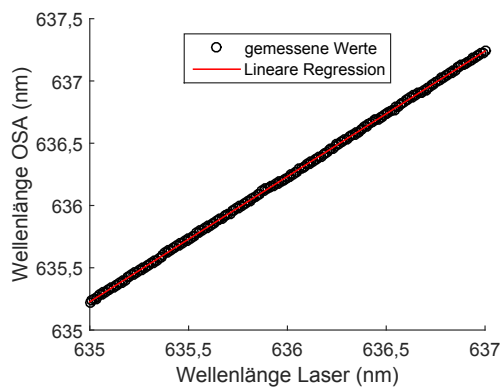


- (a) Exemplarisches Resonanzspektrum für eine Kugel (mittlerer Durchmesser $74,44 \mu\text{m}$) aufgenommen mit der CMOS-Kamera. Maxima entstehen, wenn Licht über das evaneszente Feld aus dem PMMA-Substrat in die Kugel inkoppelt.
- (b) Intensität aller Kugeln zusammengefasst in einer Modenkarte (hier 18 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $74,44 \mu\text{m}$). Die Bildnummer ist äquivalent zur Wellenlänge und bei den Wellenlängen mit den blauen Streifen existiert kein Bild (verursacht durch die Messsoftware).

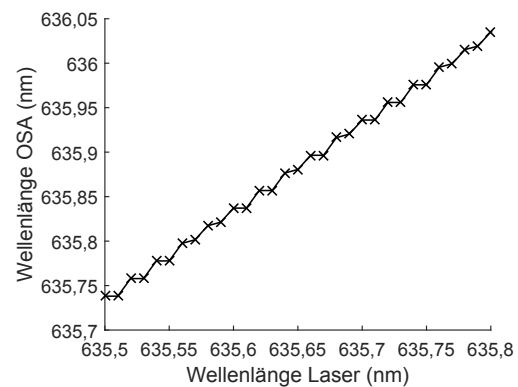
Abbildung 4.10: Kalibrierung eines WGM-Sensorarrays.

Um Unsicherheiten aufgrund der Schwankungen in der Laserintensität zu vermeiden, wurden die integrierten Pixelwerte durch die zugehörigen, von der Photodiode gemessenen, Laserintensitäten geteilt. Somit ergab sich für jede Wellenlänge ein Datensatz. Alle Datensätze eines bestimmten Sensorarrays wurden in einer Modenkarte gespeichert. Abbildung 4.10a zeigt die Wellenlängenabhängigkeit einer einzelnen Kugel und Abbildung 4.10b die Modenkarte für ein Array, das aus 18 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $74,44 \mu\text{m}$ bestand.

Bis zu diesem Punkt entsprach die jedem Bild zugeordnete Wellenlänge dem Wert, der vom Lasertreiber angegeben wurde. Um sicher zu stellen, dass jeder Intensitätsaufnahme der Kugeln die korrekte Wellenlänge zugeordnet wurde, wurde in einem zweiten Kalibrierungsschritt der Wert des Laserdisplays simultan mit dem Wert eines optischen Spektrumanalysators (kurz: OSA), siehe Abbildung 4.7, verglichen. Abbildung 4.11a zeigt die Wellenlänge, gemessen mit dem OSA, im Vergleich zu der Wellenlänge, die vom Laserdisplay angezeigt wurde.



(a) Wellenlänge gemessen mit dem OSA im Vergleich zum Laserdisplay.



(b) Eine Vergrößerung von (a) für den Bereich 635,5 nm bis 635,8 nm zeigt, dass der Laser nicht kontinuierlich durchgestimmt wird, sondern in diskreten Schritten, bedingt durch die Datenerfassungskarte der Scaneinheit.

Abbildung 4.11: Wellenlängenkalibrierung mit einem optischen Spektrumanalysator (kurz: OSA).

Eine lineare Regression ergab einen Offset von 0,226 nm, das heißt bei zukünftigen Wellenlängenvermessungen mit dem Sensor muss diese Differenz berücksichtigt werden. Die theoretisch erreichbare Genauigkeit wurde durch die Auflösung des OSAs, die 0,01 nm betrug, begrenzt. Aufgrund der langsamen Auslesegeschwindigkeit des OSAs musste der Laser für den Vergleich schrittweise durchgestimmt werden. Wegen der Auflösung der Datenerfassungskarte der Scaneinheit des Lasers erfolgte daher das Durchstimmen der Wellenlänge nicht kontinuierlich, sondern in kleinen Schritten, wie in Abbildung 4.11b zu sehen.

4.4.1 Mögliche Anwendungen

Die für ein Sensorarray erstellte Modenkarte (vergleiche Abbildung 4.10b) kann unter anderem für die Bestimmung einer unbekanntes Wellenlänge genutzt werden. Dafür wird die Intensitätsverteilung des Arrays bei der unbekanntes Wellenlänge auf-

genommen und mit der Modenkarte über die Korrelationsfunktion verglichen $r(\lambda)$ [Pet16b, Wei10]:

$$r(\lambda) = \sum_{j=1}^N |I_j^{DB}(\lambda) - I_j|. \quad (4.12)$$

I_j^{DB} ist die Intensität der j -ten Sphäre in der Modenkarte und I_j die Intensität der j -ten Kugel bei der unbekanntenen Wellenlänge. Bei der unbekanntenen Wellenlänge weist die Korrelationsfunktion ein Minimum auf. Abbildung 4.12 zeigt die Korrelationsfunktion für ein Array mit $N = 18$ Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $74,44 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von 636 nm .

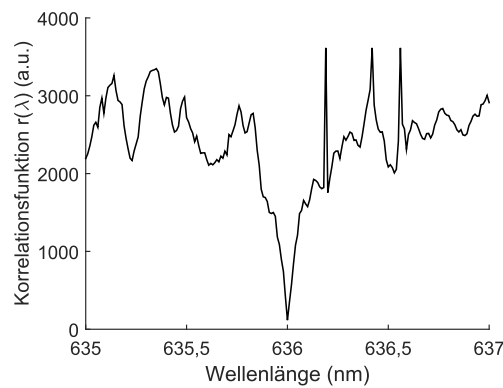


Abbildung 4.12: Korrelationsfunktion $r(\lambda)$ für ein Array mit 18 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $74,44 \mu\text{m}$. Bei der tatsächlichen Wellenlänge von 636 nm weist die Korrelationsfunktion ein ausgeprägtes Minimum auf.

Dasselbe Array kann ebenfalls für die Messung von Temperaturen verwendet werden. Für die Messung der Temperatur kann das System entweder wie bereits oben erläutert durch ein Durchstimmen der Wellenlänge kalibriert werden, oder alternativ durch eine Veränderung der Temperatur, wobei die Wellenlänge konstant gehalten wird [Wei14b]. Um zu zeigen, dass der im Rahmen dieser Arbeit realisierte Sensor für Temperaturmessungen geeignet ist, wurden ein Peltierelement (193550, Conrad Electronic SE, Hirschau, Deutschland) und ein Temperatursensor (QC-PC-CC-12, Quick-Ohm Küpper & Co. GmbH, Wuppertal, Deutschland) auf einem Substrat mit $74,44 \mu\text{m}$ Kugel platziert. Die Temperatur wurde mit einem PID-Temperaturregler (QC-PC-CC-12, Quick-Ohm Küpper & Co. GmbH, Wuppertal, Deutschland) kontrolliert. Bei verschiedenen Temperaturen wurde die Intensitätsverteilung mit der CMOS-Kamera aufgenommen.

4.5 Messung von Wellenlänge und Temperatur

Im vorangegangenen Kapitel wurde sowohl die Kalibrierung eines Arrays, die notwendig ist, um es als Sensor verwenden zu können, als auch der Messvorgang und die Auswerterroutine speziell für die Messung von unbekanntem Wellenlängen beschrieben. Im Anschluss daran behandelt dieses Kapitel die mit dem Sensorarray erzielten Ergebnisse, insbesondere die Sensitivität, die bei der Messung von Wellenlänge und Temperatur erreicht werden konnte. Außerdem sollen Arrays mit und ohne Fixierung verglichen werden, um den Einfluss einer Fixierung der Kugeln auf die Sensitivität zu untersuchen.

4.5.1 Wellenlänge

Die Genauigkeit bei der Bestimmung einer unbekanntem Wellenlänge hängt von verschiedenen Faktoren ab, unter anderem der Anzahl der Kugeln, die verwendet wurden, um die Modenkarte zu erstellen, und der Linienbreite des eingestrahlt Lasers [Wei09, Wei10]. Zusätzlich werden beide Parameter von der Größe der verwendeten Kugeln beeinflusst.

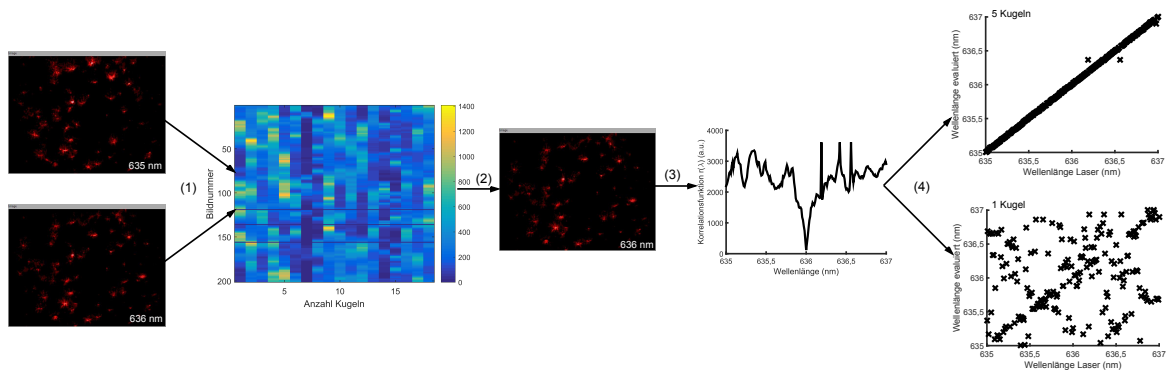


Abbildung 4.13: Vorgehen, um die Abhängigkeit von der Kugelanzahl bei der Genauigkeit der Wellenlängenbestimmung zu evaluieren.

Um die Abhängigkeit von der Kugelanzahl zu untersuchen wird wie in Abbildung 4.13 schematisch dargestellt, vorgegangen:

- (1) Für ein Array wird die Wellenlänge durchgestimmt und bei jeder Wellenlänge wird eine Intensitätsaufnahme erstellt.
- (2) Mit diesen Aufnahmen wird eine Modenkarte erstellt (siehe Abschnitt 4.4).

- (3) Anschließend wird die Wellenlänge erneut durchgestimmt. Die Intensitätsaufnahme bei einer bestimmten Wellenlänge wird mit der Modenkarte über die Korrelationsfunktion verglichen (Gleichung (4.12)).
- (4) Der Schritt (3) wird für alle Wellenlängen wiederholt. Dabei wird im selben Array immer eine unterschiedliche Kugelanzahl berücksichtigt. Beim Auftragen der auf diese Weise evaluierten Wellenlängen in Abhängigkeit von den tatsächlichen Wellenlängen sollte sich im Idealfall eine Gerade ergeben (in Abbildung 4.13 für eine Kugel (unten) und für fünf Kugeln (oben) dargestellt).

Dieser Prozess wurde für drei Arrays mit Kugeln mit verschiedenen mittleren Durchmessern ($14,74\ \mu\text{m}$, $74,44\ \mu\text{m}$ und $165\ \mu\text{m}$) wiederholt. Abbildung 4.14 zeigt die Ergebnisse der drei Arrays jeweils für drei verschiedene Kugelanzahlen.

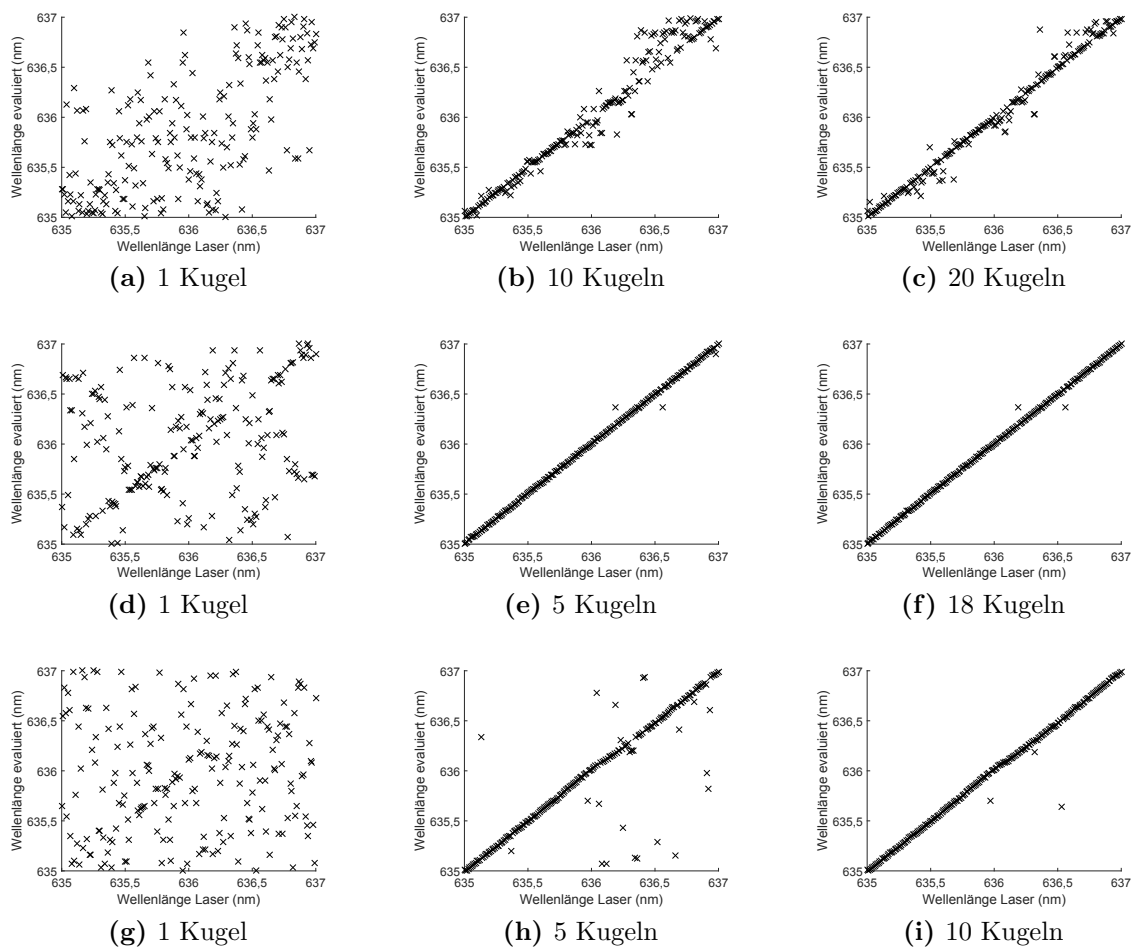


Abbildung 4.14: Abhängigkeit von der Anzahl der Kugeln bei der Wellenlängenbestimmung. Kugeldurchmesser: (a)-(c) $14,74\ \mu\text{m}$, (d)-(f) $74,44\ \mu\text{m}$ und (g)-(i) $165\ \mu\text{m}$ [Pet16b].

Die erzielte Genauigkeit A wurde für jedes Array und jede Kugelanzahl nach Gleichung (4.13) berechnet und in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Genauigkeit A

$$A = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\lambda_i - \lambda_{LU})^2} \quad (4.13)$$

vergleicht den Unterschied, der zwischen der evaluierten Wellenlänge λ_i und der tatsächlichen Wellenlänge λ_{LU} besteht [Pet16a].

In der linken Spalte von Abbildung 4.14, das heißt 4.14a, 4.14d und 4.14g, wurde nur eine Kugel bei der Auswertung verwendet. Wie erwartet und an der großen Streuung der Datenpunkte zu sehen, ist die Genauigkeit bei der Wellenlängenbestimmung gering. Allerdings weist das Array mit einem Kugeldurchmesser von $74,44 \mu\text{m}$ bereits eine erhebliche Anzahl an korrekt bestimmten Wellenlängenwerten auf. Deshalb führt bereits eine Hinzunahme von weiteren vier Kugeln bei dieser Größe zu einer nennenswerten Steigerung der Genauigkeit (siehe Tabelle 4.1 und Abbildung 4.14e). Die Berücksichtigung weiterer Kugeln bei der Auswertung führt somit zu keiner weiteren Steigerung der Genauigkeit (Abbildung 4.14f und Tabelle 4.1). Wenn die Genauigkeit A kleiner als $0,4 \text{ nm}$ ist, wurde die Streuung der evaluierten Wellenlängenwerte als akzeptabel eingestuft. Für ein Array mit Kugeln, die einen mittleren Durchmesser von $165 \mu\text{m}$ besitzen wird dieser Wert für eine kleinere Kugelanzahl erreicht (Abbildung 4.14h bzw. 4.14i und Tabelle 4.1) als bei den Arrays mit dem kleinsten Kugeldurchmesser (Abbildung 4.14b bzw. 4.14c und Tabelle 4.1).

Tabelle 4.1: Genauigkeit A bei der Wellenlängenbestimmung (nm).

Kugelgröße	Anzahl der Kugeln				
	1	5	10	18	20
$14,74 \mu\text{m}$	0,51	-	0,13	-	0,08
$74,44 \mu\text{m}$	0,78	0,02	-	0,02	-
$165 \mu\text{m}$	0,78	0,27	0,07	-	-

Die Sensitivität eines WGM-Sensors ist definiert als die kleinste noch detektierbare Verschiebung in der Resonanzfrequenz einer Kugel als Antwort auf eine Änderung in der Umgebung der Kugel. Je genauer die detektierbare Verschiebung der Resonanzwellenlänge ist, desto höher ist die Sensitivität. Ein großer FSR und ein kleine Halbwertsbreite (englisch: „full width at half maximum“, kurz: FWHM) vereinfachen eine Unterscheidung verschiedener Resonanzfrequenzen und somit eine Detektion ihrer Verschiebung. Deshalb steigern einerseits kleine Radien die Sensitivität, da sie zu einem großen FSR führen (skaliert mit $1/R$), andererseits besitzen kleine Kugeln meistens einen geringeren Q-Faktor, der wiederum Resonanzen mit einem großen FWHM

entspricht. Wie in Kapitel 4.2.2 erläutert, setzt sich der Qualitätsfaktor aus verschiedenen Verlustmechanismen zusammen. Die Streuverluste aufgrund der Krümmung des Resonators fließen in die Strahlungsverluste Q_{rad} ein. Als grobe Näherung kann der Zusammenhang $Q_{rad} \propto \exp(R)$ [Oxb07] zwischen Strahlungsverlusten und Resonatorradius angenommen werden. Abbildung 4.15 zeigt den qualitativen Verlauf von FSR und Q_{rad} in Abhängigkeit vom Radius.

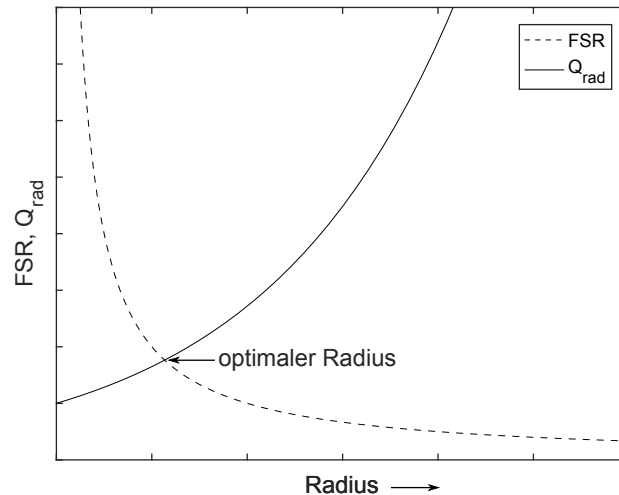


Abbildung 4.15: Abhängigkeit des freien Spektralbereichs ($FSR \propto 1/R$) und der Strahlungsverluste ($Q_{rad} \propto \exp(R)$) vom Resonatorradius R . Der Schnittpunkt der beiden Graphen entspricht dem optimalen Radius, für den sich die beiden konkurrierenden Effekte ausgleichen.

Wie bereits oben erläutert, führt eine Vergrößerung des Radius zu einem kleinen freien Spektralbereich und einem großen Qualitätsfaktor, das heißt es gibt einen optimalen Radius (Schnittpunkt in Abbildung 4.15), für den sich die beiden konkurrierenden Effekte ausgleichen. Diesen Radius zu berechnen ist komplex, da sowohl der freie Spektralbereich als auch die Strahlungsverluste zusätzlich von der eingestrahlten Wellenlänge, der Modenzahl und weiteren Faktoren abhängen. Durch das Testen unterschiedlicher Kugelradien konnte jedoch gezeigt werden, dass sich für das in dieser Arbeit verwendete Sensorkonzept die Kugeln mit einem Durchmesser von $74,44 \mu\text{m}$ am besten eignen. Im Falle der Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $165 \mu\text{m}$ wird der positive Effekt eines kleinen FWHM, also einem höheren Q-Faktor als bei den kleineren Kugeln, durch einen kleinen FSR kompensiert. Bei dem kleinsten untersuchten Kugeldurchmesser von $14,74 \mu\text{m}$ ist es umgekehrt. Aufgrund des größeren Krümmungsradius ist der Q-Faktor verkleinert und das FWHM verbreitert. Außerdem ist der Dynamikbereich der gemessenen Intensität für die kleinen Kugel geringer, da bei der Kalibrierung über einen kleineren Kugelbereich integriert wurde.

Diese Ergebnisse zeigen, dass eine passende Wahl der Größe und Anzahl der Kugel bei

der Herstellung eines Sensorarrays auf Basis von WGMs für dessen Genauigkeit entscheidend ist. Die Genauigkeit, die mit den in dieser Arbeit realisierten Sensorarrays erreichte wurde, ist konkurrenzfähig zu vergleichbaren Systemen. Bei der Verwendung von Kugeln mit einem Durchmesser von $74,44\ \mu\text{m}$ benötigt das hier realisierte Sensorarray anstatt 16 Kugeln, mit einem Durchmesser um die $120\ \mu\text{m}$ wie in [Wei09], nur fünf Kugeln, um eine unbekannte Wellenlänge zu bestimmen.

Nicht nur die Anzahl und Größe der verwendeten Kugeln beeinflusst die Genauigkeit bei der Bestimmung einer unbekanntes Wellenlänge, sondern auch die spektrale Breite des eingestrahltens Lasers. Die maximal akzeptable Linienbreite ist somit ein weiterer wesentlicher Parameter dieses Systems. Um den Einfluss der Linienbreite auf das Messergebnis zu untersuchen und zu überprüfen, ob die maximal akzeptable Linienbreite von der Größe der Kugeln abhängt, muss die Linienbreite der Lichtquelle variiert werden. Da dies experimentell nicht möglich war, wurde eine numerische Simulation des Effekts durchgeführt. Für die Arrays wurden neue Modenkarten erzeugt, indem alle Intensitätsprofile der Kugeln mit einer Gauß-Funktion gefaltet wurden [Pet16b, Wei09, Wei10]:

$$g(\lambda) = g_0 e^{-(\lambda-\lambda_0)^2/b^2}. \quad (4.14)$$

g_0 ist ein Normalisierungskoeffizient und die Linienbreite $\Delta\lambda$ des Lasers ist im Skalierungsfaktor b enthalten:

$$b = \frac{\Delta\lambda}{2\sqrt{\ln 2}}. \quad (4.15)$$

In der Modenkarte sind die Intensitätsprofile aller Kugeln bei verschiedenen Wellenlängen gespeichert. $I_j^{DB}(i)$ ist die Intensität der j -ten Kugel im i -ten Bild (vergleiche Abbildung 4.10b). Die Faltung von $I_j^{DB}(i)$ mit der Gaußfunktion $g(\lambda)$ ergibt:

$$I_j^{neu}(\lambda) = \sum_{i=1}^M g(\lambda_i) I_j^{DB}(i). \quad (4.16)$$

M ist die Anzahl der Intensitätsaufnahmen. Wie in Kapitel 4.4 erläutert, gehört zu jeder Aufnahme eines Arrays eine Wellenlänge λ_i (siehe auch Abbildung 4.10b). $I_j^{neu}(\lambda)$ ist die Intensität der j -ten Kugel in der neuen Modenkarte bei der Wellenlänge λ . Dabei wurde angenommen, dass das Ergebnis der Intensitätsverteilung eines Arrays entspricht, in dem WGMs mit einem Laser mit der Linienbreite aus der Gauß-Funktion angeregt wurden. Außerdem wurde vorausgesetzt, dass die Linienbreite kleiner als der FSR ist. Anderfalls würde es zu einer Überlagerung der Moden kommen, die somit nicht mehr unterschieden werden könnten.

Diese Methode wurde für alle Modenkarten $D_{Kugeldurchmesser}^{Original}$, die im Kapitel 4.4 im Rahmen der Kalibrierung für jede Kugelgröße berechnet wurden, angewendet. Für jede Kugelgröße wurden mehrere neue Modenkarten jeweils mit einer anderen Linienbreite berechnet $D_{Kugeldurchmesser}^{Linienbreite}$. Anschließend wurde die Korrelationsfunktion unter der Annahme einer eingestrahnten Wellenlänge von 636 nm mit diesen neuen Modenkarten berechnet. Abbildung 4.16 und 4.17 zeigt die Korrelationsfunktionen für verschiedene Linienbreiten und Kugeldurchmesser. Die Korrelationsfunktion sollte bei 636 nm ein Minimum aufweisen (vergleiche Abbildung 4.12).

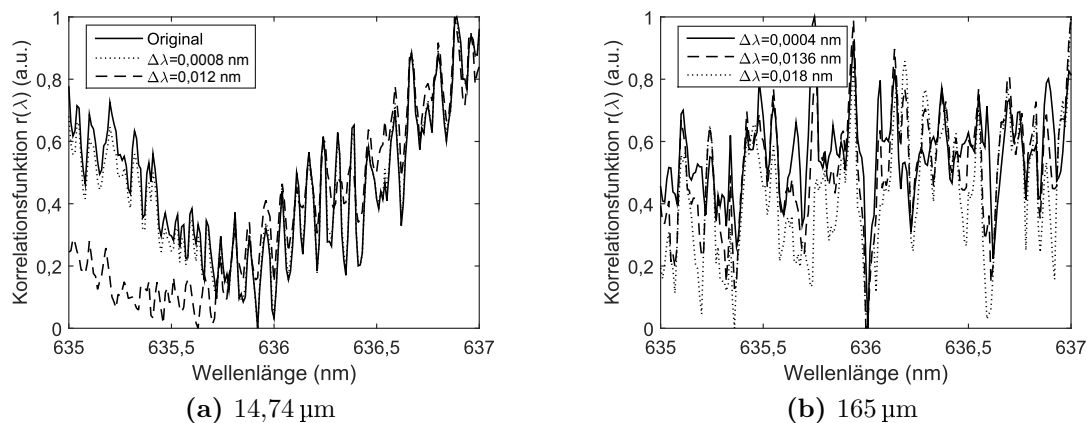


Abbildung 4.16: Korrelationsfunktion $r(\lambda)$ um 636 nm für verschiedene Linienbreiten. Kugeldurchmesser: (a) 14,74 μm (b) 165 μm .

Abbildung 4.16a zeigt drei Korrelationsfunktionen für Kugeln mit einem Durchmesser von 14,74 μm . Für die Berechnung wurden die ursprüngliche Modenkarte $D_{14,74 \mu\text{m}}^{Original}$ und die beiden neuen Modenkarten $D_{14,74 \mu\text{m}}^{0,008 \text{ nm}}$ und $D_{14,74 \mu\text{m}}^{0,012 \text{ nm}}$ verwendet. Sogar die Korrelationsfunktion, die auf der ursprünglichen Modenkarte $D_{14,74 \mu\text{m}}^{Original}$ basiert, besitzt kein ausgeprägtes Minimum bei der tatsächlichen Wellenlänge von 636 nm (durchgehende Kurve in Abbildung 4.16a).

Dies bestätigt obiges Ergebnis, dass selbst 20 Kugeln nicht ausreichend sind, um eine zufriedenstellende Genauigkeit bei dieser Kugelgröße und Linienbreite zu erreichen (siehe Abbildung 4.14). Wird die Linienbreite weiter vergrößert $D_{14,74 \mu\text{m}}^{0,008 \text{ nm}}$ (gepunktete Kurve in Abbildung 4.16a) und $D_{14,74 \mu\text{m}}^{0,012 \text{ nm}}$ (gestrichelte Linie in Abbildung 4.16a) entstehen Minima bei weiteren Wellenlängenwerten.

In Abbildung 4.16b sind die Korrelationsfunktionen für die 165 μm -Kugeln mit den Modenkarten $D_{165 \mu\text{m}}^{0,0004 \text{ nm}}$ (durchgezogene Kurve), $D_{165 \mu\text{m}}^{0,0136 \text{ nm}}$ (gestrichelte Kurve) und $D_{165 \mu\text{m}}^{0,018 \text{ nm}}$ (gepunktete Kurve) dargestellt. Bei dieser Kugelgröße weist die Korrelationsfunktion bis zu einer Linienbreite von $\Delta\lambda = 0,0136 \text{ nm}$ ein Minimum bei der korrekten Wellenlänge von 636 nm auf. Damit ist die maximal akzeptable Linienbreite größer als für die 14,74 μm -Kugeln.

Die Korrelationsfunktionen für Kugeln mit einem Durchmesser von 74,44 μm mit den

Modenkarten $D_{74,44\ \mu\text{m}}^{0,0004\ \text{nm}}$ (durchgezogene Kurve), $D_{74,44\ \mu\text{m}}^{0,0136\ \text{nm}}$ (gestrichelte Kurve) und $D_{74,44\ \mu\text{m}}^{0,018\ \text{nm}}$ (gepunktete Kurve) sind in Abbildung 4.17 zu sehen. Bis zu einer Linienbreite von $\Delta\lambda = 0,018\ \text{nm}$ hat die Korrelationsfunktion ihr Minimum beim korrekten Wellenlängenwert von $636\ \text{nm}$. Diese Ergebnisse bestätigen obige Beobachtungen (siehe Abbildung 4.14), dass Kugeln mit einem Durchmesser von $74,44\ \mu\text{m}$ am besten für Wellenlängenmessungen geeignet sind.

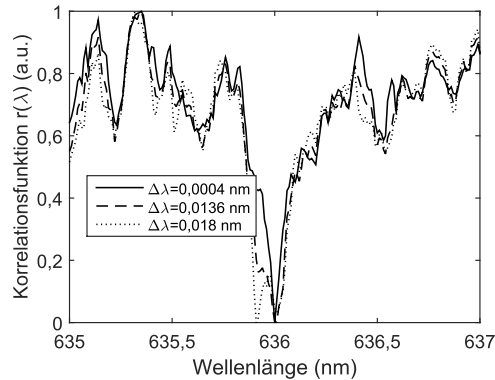


Abbildung 4.17: Korrelationsfunktion $r(\lambda)$ um $636\ \text{nm}$ für verschiedene Linienbreiten. Kugeldurchmesser $74,44\ \mu\text{m}$.

Die konkurrierenden Effekte eines geringen Q-Faktors und eines großen FSR gleichen sich bei dieser Kugelgröße von allen getesteten Größen am besten aus. Außerdem ist die maximal akzeptable Linienbreite von $\Delta\lambda = 0,018\ \text{nm}$ größer als die Linienbreite die mit vergleichbaren Sensorkonzepten ($\Delta\lambda = 0,008\ \text{nm}$) erzielt werden konnte [Wei09]. Zusätzlich konnte eine Verbreiterung des Minimums der Korrelationsfunktion mit steigender Linienbreite beobachtet werden, vergleiche Abbildung 4.17. Es konnte somit gezeigt werden, dass der Sensor auf Basis von PMMA-Kugeln erfolgreich für die Bestimmung der Wellenlänge verwendet werden kann. Die Genauigkeit hängt dabei von der Anzahl und Größe der verwendeten Kugeln und der Linienbreite des verwendeten Lasers ab. Je schmalbandiger der Laser, desto genauer ist die Wellenlängenmessung. Umgekehrt kann der Sensor auch für die Vermessung der Linienbreite eingesetzt werden.

4.5.2 Temperatur

Die in dieser Arbeit realisierten Sensorarrays eignen sich nicht nur für die Bestimmung der Wellenlänge, sondern auch für Temperaturmessungen [Wei14b]. Klassisch wird mit einem WGM-Sensor die Temperatur gemessen, indem die Resonanzverschiebung eines einzelnen Resonators detektiert wird [Str11]. Für solche Messungen ist ein schmal-

bandiger, mit hoher Genauigkeit durchstimmbarer Laser und ein optischer Spektrumanalysator mit einer hohen Auflösung notwendig. Ein Vorteil des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Sensorarrays ist, dass kein teures Equipment notwendig ist. Der Sensor kann entweder durch einen Wellenlängenscan oder durch einen Scan der später zu vermessenden Größe, hier der Temperatur, bei konstanter Wellenlänge, kalibriert werden [Wei14b]. Wenn für die Kalibrierung ein Temperaturscan gewählt wird, kann eine günstige Lichtquelle mit nur einer Wellenlänge verwendet werden.

Um zu zeigen, dass der hier entwickelte Sensor für Temperaturmessungen geeignet ist, wurde ein Array mit 74,44 μm -Kugel verwendet und die Temperatur von 25 $^{\circ}\text{C}$ bis 35,8 $^{\circ}\text{C}$ variiert. Es wurden Kugeln mit einem Durchmesser von 74,44 μm gewählt, da sie wie im vorangegangenen Kapitel 4.5.1 erläutert, die besten Messeigenschaften aufwiesen. Abbildung 4.18 zeigt die Wellenlängenabhängigkeit bei verschiedenen Temperaturen einer einzelnen Kugel dieses Arrays.

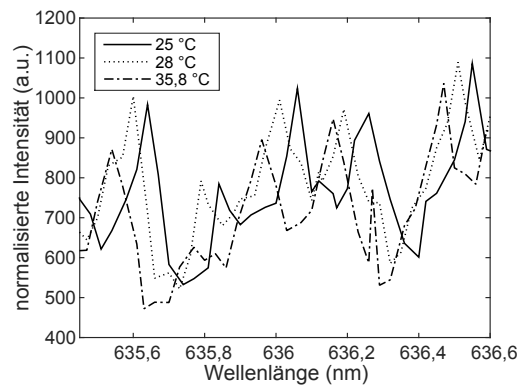


Abbildung 4.18: Wellenlängenabhängigkeit bei unterschiedlichen Temperaturen einer einzelnen Kugel eines Arrays (mittlerer Kugeldurchmesser im Array: 74,44 μm).

Im Gegensatz zu Glas wurde statt einer Rotverschiebung eine Blauverschiebung beobachtet [Wei14b]. Es ergab sich eine Sensitivität von 0,001 nm K^{-1} aus den gemessenen Werten. Damit ist die Sensitivität zweimal besser als bei einem vergleichbaren Glassensor (0,0005 nm K^{-1}) [Wei14b]. In erster Näherung hängt die relative Resonanzverschiebung $\Delta\lambda/\lambda$ linear mit dem thermischen Expansionskoeffizienten α_{Λ} und dem thermo-optischen Koeffizienten α_n von der Temperaturänderung ΔT ab (vergleiche Kapitel 4.2 Gleichung (4.11)):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = (\alpha_{\Lambda} + \alpha_n)\Delta T. \quad (4.17)$$

Anders als bei Quarzglas, haben α_{Λ} und α_n für PMMA unterschiedliche Vorzeichen (siehe auch Kapitel 3.2). Für PMMA hat der thermo-optische Koeffizient ein negatives Vorzeichen. Ob eine Rot- oder Blauverschiebung der Resonanzwellenlängen auftritt,

hängt folglich davon ab, ob die thermische Expansion oder der thermo-optische Koeffizient überwiegt. Dies wiederum ist von der individuellen Zusammensetzung des PMMAs abhängig, das als Resonatormaterial verwendet wird. Somit können auf PMMA basierte Resonatoren auch höhere Sensitivitäten besitzen, als in dieser Arbeit erzielt wurden [Li10].

4.5.3 Fixierte Kugeln

Um den Sensor nicht nur im Labor, sondern auch in zum Beispiel feuchten oder windigen Umgebungen verwenden zu können, ist eine Fixierung der Kugeln am Substrat nötig. Diese Fixierung muss verschiedene Bedingungen erfüllen, da der Abstand zwischen Substrat und Kugeln erheblich die Sensitivität des Sensors beeinflusst [Cai00, Sed14]. Deshalb sind meistens piezoelektrische Positioniereinheiten in WGM-basierten Sensoren vorhanden [Swa13] oder sehr genaue Fertigungstechniken bei der Herstellung von integrierten Systemen notwendig [Wie15]. Mit dem Ziel einen WGM-Sensor mit einfachen Mitteln ohne spezielles Equipment herzustellen, sollte auf teure Positioniereinheiten und aufwendige Fertigungsverfahren verzichtet werden. Wie in Kapitel 4.3 erläutert, wurde deshalb eine Fixierung durch eine mit Spincoating aufgetragene Klebeschicht aus einem kommerziell erhältlichen Kleber verwendet.

Um zu untersuchen, ob die Genauigkeit eines Sensors mit fixierten Resonatoren vergleichbar zu der Genauigkeit eines Sensors ohne Fixierung ist, werden in diesem Kapitel beide Sensoren bezüglich ihrer Genauigkeit bei der Bestimmung einer unbekanntenen Wellenlänge verglichen. Die Genauigkeit wurde dafür mit Gleichung (4.13) berechnet und der Einfluss der Kugelgröße wurde berücksichtigt, indem Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $74,44\ \mu\text{m}$ und $165\ \mu\text{m}$ verwendet wurden. Auf die $14,47\ \mu\text{m}$ -Kugeln wurde verzichtet, weil sie bereits ohne Fixierung die geringste Sensitivität aufwiesen (vergleiche Abbildung 4.14).

Die Anforderungen an eine geeignete Fixierung sind [Tis99, Lut08]:

- Der Brechungsindex muss kleiner sein als der Brechungsindex von Substrat und Kugel, um sicherzustellen, dass das Licht weiterhin im Substrat aufgrund von interner Totalreflexion geführt wird.
- Die Fixierungsschicht muss dünn genug sein, damit eine Kopplung über das evaneszente Feld zwischen Substrat und Kugeln bestehen bleibt und die Anregung von WGMs möglich ist.

- Die Fixierungsschicht sollte einfach herzustellen und polymerbasiert sein.

Aus diesen Gründen wurde der UV-Kleber OG675 (EPO-TEK[®], John P. Kummer GmbH, Augsburg, Deutschland) gewählt und mit diesem eine Fixierung, wie in Kapitel 4.3 erläutert, hergestellt. Um den Abstand zwischen Substrat und Kugeln bzw. die Eindringtiefe der Kugeln in die Fixierungsschicht zu untersuchen, wurde ein Indexprofilometer (RINCK elektronik, Jena, Deutschland) und ein 3D-Laser-Scanning-Mikroskop (Keyence VK-X200, Itasca, USA) verwendet.

Durch eine Darstellung der Fixierungsschicht mit dem Indexprofilometer ist sowohl die Bestimmung der Schichtdicke als auch die Messung des Brechungsindex der Schicht möglich. Für das PMMA-Substrat ergab sich ein Brechungsindex von 1,490 und für die durch Spincoating aufgetragene Klebeschicht eine Dicke von 10 μm und ein Brechungsindex von 1,488. Wie gefordert ist der Brechungsindex der Klebeschicht kleiner als der Brechungsindex des Substrats. Die Eindringtiefe d des evaneszenten Feldes liegt in der Größenordnung der verwendeten Wellenlänge λ ($d \sim \lambda$) [Ped02].

Durch das Anpressen der Kugeln in die Klebeschicht bevor diese ausgehärtet wurde, konnte ein Abstand zwischen Kugeln und Substrat realisiert werden, der klein genug ist, um WGMs über das evaneszente Feld in den Kugeln anzuregen. Abbildung 4.19 zeigt eine Aufnahme mit dem 3D-Laser-Scanning-Mikroskop einer 74,44 μm -Kugel und deren Umgebung, wie sie bei dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Herstellungsprozess entsteht.

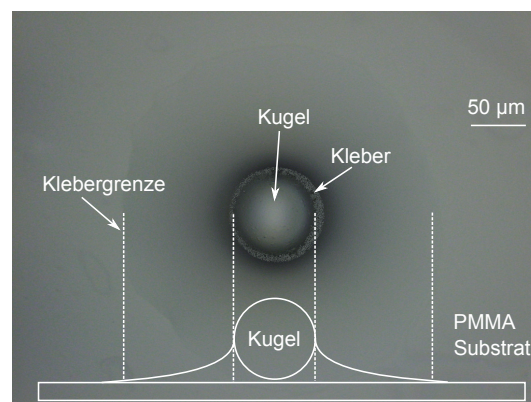


Abbildung 4.19: Mikroskopaufnahme mit Fokus auf dem PMMA-Substrat. Der Kleber befindet sich nur in der Umgebung der Kugel und formt eine nestähnliche Struktur um die Kugel.

Der Kleber ist im Bereich der Kugel konzentriert und formt eine nestähnliche Struktur. Auf dem Rest des Substrats ist kein Kleber mehr vorhanden. Aus der Aufnahme mit dem 3D-Laser-Scanning-Mikroskop kann auf eine Schichtdicke zwischen Kugel und Substrat von unter 1 μm geschlossen werden. Eine genauere Messung war aufgrund von

Messartefakten am Übergang zwischen Kleber und Kugel nicht möglich. Unter der Voraussetzung, dass das Gewicht, mit dem die Kugeln in die Klebeschicht gedrückt werden, ein flaches Profil hat, würde sich nur für die größten Kugeln ein Abstand von unter $1\ \mu\text{m}$ einstellen. Deshalb sind wahrscheinlich auch noch weitere Kräfte, wie zum Beispiel Adhäsionskräfte, die eine Art Saugeffekt verursachen, beteiligt. Abhängig von der Kugelgröße variiert die Stärke dieses Effekts, so dass unterschiedlich große Abstände zwischen Substrat und Kugel entstehen. Für eine hohe Kopplungseffizienz und somit eine hohe Sensitivität ist eine präzise Einstellung des Abstandes zwischen Resonator und optischem Koppler entscheidend [Gor99, Lut08].

Der Abstand ist optimal, wenn die Kopplungseffizienz ein Maximum aufweist. In diesem Fall wird von kritischer Kopplung gesprochen: die intrinsischen Verluste, zu denen unter anderem die Absorption im Resonatormaterial gehört, sind identisch zur externen Verlustrate, verursacht durch die Kopplung des Resonators. Bei der Unterkopplung dominieren die intrinsischen Verluste und bei der Überkopplung die externen Verluste. Die Sensitivität eines WGM-Sensors entspricht der minimalen Frequenzverschiebung, die noch detektiert werden kann. Kleinere oder größere Abstände führen daher zu einer Verringerung der Kopplungseffizienz und der Sensitivität [Gor99, Cai00].

Da der Q-Faktor der verwendeten PMMA-Kugel relativ gering ist (im Bereich von 10^4 [Bra16]), ist die Sensitivität im Vergleich zu Sensoren mit einem hohen Q-Faktor, wie er zum Beispiel in Glas realisiert werden kann, bereits verringert. Hinzu kommt durch die Fixierungsschicht ein nicht kontrollierbarer Abstand, der einen weiteren Sensitivitätsverlust verursachen könnte. Umso entscheidender ist es die Leistungsfähigkeit des Sensors mit einer Fixierungsschicht zu überprüfen.

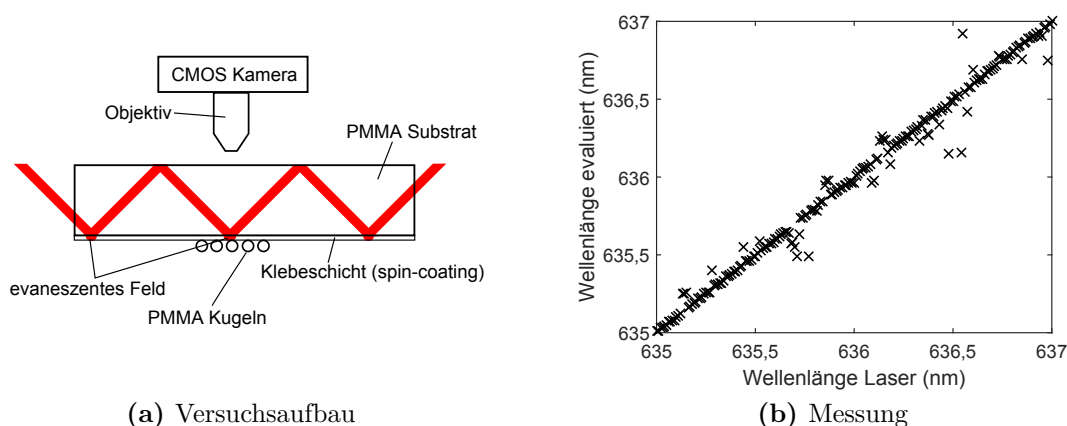


Abbildung 4.20: Test der Fixierung: (a) Invertierter Sensor, (b) Wellenlängenmessung (12 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $165\ \mu\text{m}$).

Als erster Test der Fixierung wurde der Sensor umgedreht, siehe Abbildung 4.20a. Die Intensitätsprofile der Kugeln wurden durch das PMMA-Substrat hindurch aufgenommen

men. Abbildung 4.20b zeigt eine mit dieser Konfiguration erfolgreich durchgeführte Wellenlängenmessung nach der Methode aus Kapitel 4.5.1. Es wurden 12 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $165\ \mu\text{m}$ verwendet. Die Möglichkeit den Sensor zu invertieren und die Intensitätsprofile durch das PMMA-Substrat hindurch aufzunehmen, ermöglicht eine flexiblere Nutzung des Sensors.

Wie in Kapitel 4.5.1 dargestellt, ist die Genauigkeit des Sensorarrays bei der Wellenlängenbestimmung im Wesentlichen von zwei Faktoren abhängig: der Kugelanzahl und der Kugelgröße (vergleiche Abbildung 4.14). Um zu untersuchen, ob die Genauigkeit des Sensors mit Fixierung vergleichbar zu der des Sensors ohne Fixierung ist und um den Einfluss der Kugelgröße zu berücksichtigen, wurden Sensorarrays mit Kugelgrößen von $165\ \mu\text{m}$ und $74,44\ \mu\text{m}$ getestet und mit den Ergebnissen aus Kapitel 4.5.1 verglichen.

Das Vorgehen ist identisch zu Kapitel 4.5.1, für jedes Array wurde die Wellenlänge zweimal durchgestimmt. Mit dem ersten Scan wurde für jedes Array eine Modenkarte erstellt. Die Werte aus dem zweiten Scan wurden verwendet, um die Anzahl der Kugeln zu ermitteln, die notwendig sind, um die korrekte Wellenlänge zu bestimmen. Dafür wurden die Intensitätsaufnahmen des zweiten Scans mit der jeweiligen Modenkarte für jeden einzelnen Wellenlängenwert verglichen. Dies wurde für jedes Array mehrmals durchgeführt, wobei jeweils die Anzahl der Kugeln, die verglichen wurden, variierte. Anschließend wurde, um die Arrays miteinander vergleichen zu können, die Genauigkeit nach Gleichung (4.13) berechnet. Für jede Kugelgröße wurden zehn Arrays getestet. Abbildung 4.21 zeigt die erzielten Ergebnisse.

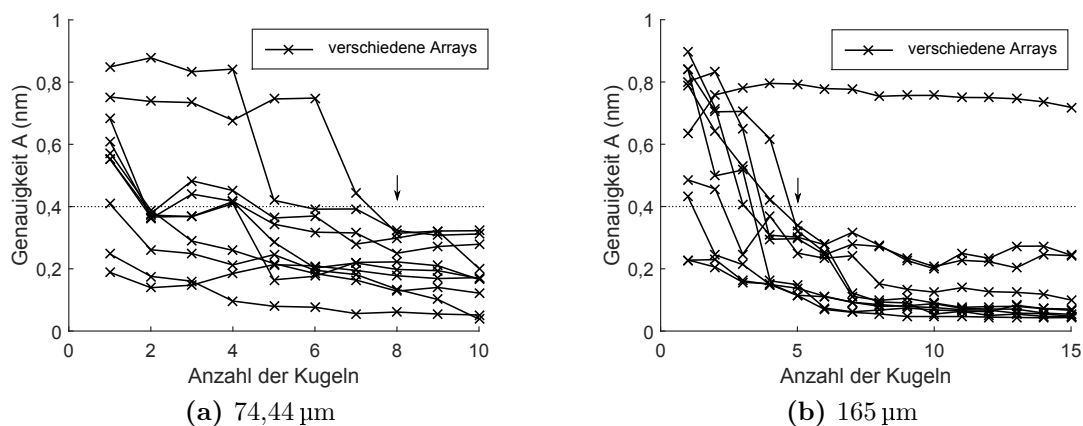


Abbildung 4.21: Die Genauigkeit A in Abhängigkeit von der Kugelanzahl für verschiedene Arrays. Kugeldurchmesser: (a) $74,44\ \mu\text{m}$ und (b) $165\ \mu\text{m}$.

Damit die Streuung der evaluierten Wellenlängenwerte möglichst gering ist, muss die Genauigkeit A unter einem Wert von $0,4$ nm liegen. Somit sind acht Kugeln bei der Verwendung von $74,44\ \mu\text{m}$ -Arrays (Abbildung 4.21a) und fünf Kugeln für $165\ \mu\text{m}$ -Arrays (Abbildung 4.21b) notwendig. Bei der Verwendung von Arrays ohne eine Fixierungs-

schicht sind sowohl für 165 μm -Arrays als auch für 74,44 μm -Arrays fünf Kugeln erforderlich, um eine Genauigkeit unter 0,4 nm zu erzielen (Tabelle 4.1). Diese Ergebnisse zeigen, dass eine Fixierungsschicht wie erwartet die Genauigkeit reduziert, dies jedoch durch eine Hinzunahme zusätzlicher Kugeln ausgeglichen werden kann.

Wie bereits erwähnt, gibt es einen optimalen Abstand zwischen Resonator und Substrat bei dem die Koppleffizienz maximal wird. Größere und kleinere Abstände führen zu einer Verringerung in der Koppleffizienz und somit zu einer Verminderung der Sensitivität [Cai00].

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Methode zur Fixierung der Kugeln erlaubt keine Kontrolle des Abstandes, so dass jedes Sensorarray Kugeln mit einer hohen Sensitivität bis zu Kugeln in denen keine WGMs angeregt werden können, enthält. Ein nicht funktionsfähiges Array entsteht also, wenn der Abstand zwischen Kugeln und Substrat bedingt durch die Klebeschicht so groß ist, dass keine evaneszente Kopplung, die für die Anregung von WGMs notwendig ist, auftreten kann. In diesem Fall entsprechen die beim Durchstimmen des Lasers beobachteten Intensitätsschwankungen in der Kugel Änderungen im Umgebungslicht oder der Laserintensität. In Abhängigkeit von der Wellenlänge ergibt sich somit kein regelmäßiges Intensitätsprofil, sondern ein Profil mit scheinbar willkürlichen Fluktuationen, siehe Abbildung 4.22a. In diesem Fall führt auch eine Hinzunahme zusätzlicher Kugeln in die Auswertung zu keiner Steigerung der Genauigkeit (Abbildung 4.22b), da bei diesen zusätzlichen Kugeln die Klebeschicht ebenfalls zu dick ist.

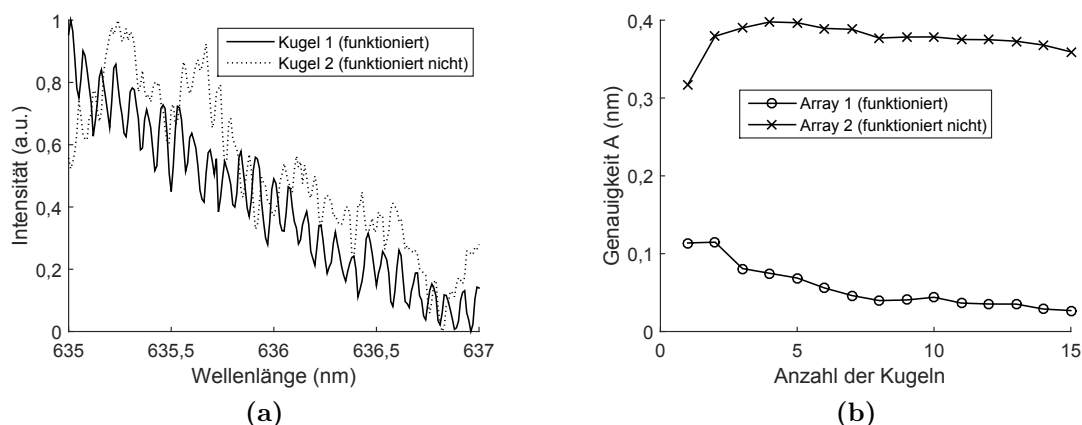


Abbildung 4.22: (a) Vergleich der Intensitätsprofile von zwei Kugeln mit einem Durchmesser von 165 μm . In Kugel 1 werden WGMs angeregt, in Kugel 2 nicht. (b) Genauigkeit A der zugehörigen Arrays.

Von allen getesteten Sensoren konnte dies lediglich bei einem Array mit 165 μm -Kugeln beobachtet werden. Dies entspricht einer Quote von 10%. Damit konnte gezeigt werden, dass die hier vorgestellte Methode zur Fixierung der Resonatoren in den meisten

Fällen die Herstellung funktionsfähiger Sensoren erlaubt. Das heißt, es besteht trotz vorhandener Klebeschicht eine evaneszente Kopplung zwischen Anregungsquelle und Resonator, obwohl keine kontrollierte Einstellung der Klebeschichtdicke möglich war.

4.6 Weiterentwicklung

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Sensor soll nicht nur für die Messung von Temperaturen oder die Bestimmung unbekannter Wellenlängen eingesetzt werden, sondern auch zum Beispiel für Brechungsindexmessungen. Außerdem ist die bisher angewendete Auswertemethode, bei der jede Kugel manuell identifiziert werden muss, für eine spätere PlanOS-Sensorfolie nicht praktikabel. In diesem Abschnitt sollen deshalb verschiedene Ansätze und erste experimentelle Umsetzungen vorgestellt werden, um den Sensor für zukünftige Anwendungen zu verbessern.

4.6.1 Neuer Ansatz für die Kalibrierung

Um in einer polymerbasierten Sensorfolie erfolgreich integriert werden zu können, muss der Sensor möglichst autonom arbeiten. Wie in Kapitel 4.4 erläutert, muss der Sensor zunächst einmalig kalibriert werden, bevor er als Messinstrument eingesetzt werden kann. Ein Vorteil des hier verwendeten Sensorkonzepts ist, dass der Sensor entweder kalibriert werden kann, indem der Parameter, der später gemessen werden soll variiert wird, wobei die Wellenlänge konstant gehalten wird, oder durch ein Durchstimmen der Wellenlänge [Wei14b].

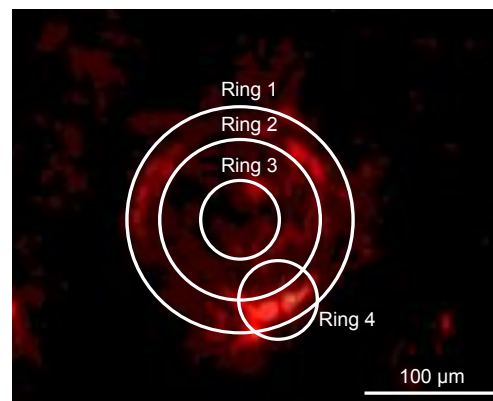


Abbildung 4.23: Definition der Kugelbereiche für die Kalibrierung. Ring 1: voller Kugelbereich, Ring 2: Zwischenbereich, Ring 3: mittiger Bereich und Ring 4: Bereich höchster Intensität.

Unabhängig von der gewählten Kalibrierungsmethode müssen die Kugeln in den CCD-Aufnahmen identifiziert werden, um die zugehörigen Pixelwerte addieren zu können. Dieser Prozess ist zeitaufwendig und somit nachteilig für spätere Anwendungen. Um den Prozess zu beschleunigen, wurde untersucht, welches der optimale bzw. minimale Bereich ist, über den in den Kameraaufnahmen addiert werden sollte. Dafür wurden zwei Arrays mit fixierten Kugel hergestellt (Kugeldurchmesser: $74,44\ \mu\text{m}$ und $165\ \mu\text{m}$) und, wie in Kapitel 4.4 und 4.5.3 beschrieben, kalibriert. Für dasselbe Array wurde dabei die Kalibrierung mehrfach durchgeführt. Bei jeder Kalibrierung wurde der Kugelbereich, für den die Pixelwerte addiert wurden, geändert, siehe Abbildung 4.23.

Es wurde der volle Kugelbereich (Ring 1 in Abbildung 4.23), der Zwischenbereich (Ring 2 in Abbildung 4.23), der mittlere Bereich (Ring 3 in Abbildung 4.23) und der Bereich höchster Intensität (Ring 4 in Abbildung 4.23) verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.24 dargestellt, als Maß wurde wie in Kapitel 4.5.3 die Genauigkeit A berechnet.

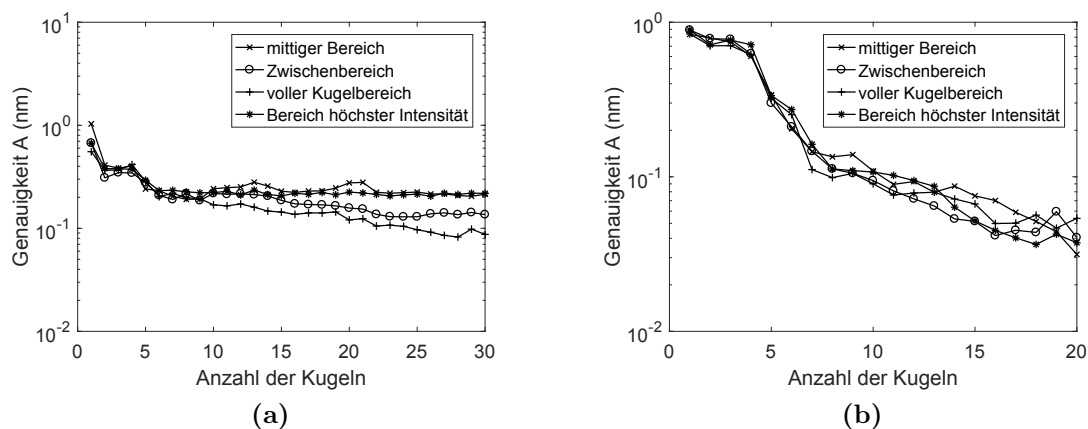


Abbildung 4.24: Abhängigkeit der Genauigkeit bei der Wellenlängenmessung von dem während der Kalibrierung gewählten Integrationsbereich. Kugeldurchmesser: (a) $74,44\ \mu\text{m}$ (b) $165\ \mu\text{m}$.

Die Ergebnisse zeigen, dass eine Verringerung oder eine Verschiebung des Kalibrierbereichs keine signifikante Änderung in der Genauigkeit verursacht. Für zukünftige Kalibrierungen ist es somit nicht notwendig jede einzelne Kugel manuell zu identifizieren. Stattdessen ist es möglich ausreichend viele Kugeln mit den höchsten Intensitäten zu wählen. Diese können leicht durch ein Bildverarbeitungsprogramm identifiziert werden, so dass der Kalibrierungsprozess beschleunigt und die Messung vereinfacht wird.

4.6.2 Einsatz des Sensors im Wasser

Nicht nur in Luft, sondern auch in Wasser besitzen WGM-Sensoren hohe Q-Faktoren, im Bereich von 10^8 für Resonatoren aus MgF_2 [Sed14] und 10^5 für Resonatoren aus Polystyren [Lut08]. Somit eignen sich WGM-Sensoren nicht nur für den Einsatz in einer trockenen Umgebung, zum Beispiel für die Detektion von Gasen, sondern auch für die Bestimmung von Flüssigkeitsbestandteilen [For15]. So können WGM-Sensoren mit einem hohen Q-Faktor eine Brechungsindexsensitivität im Bereich von bis zu $3,26 \text{ nm RIU}^{-1}$ aufweisen [Sed14].

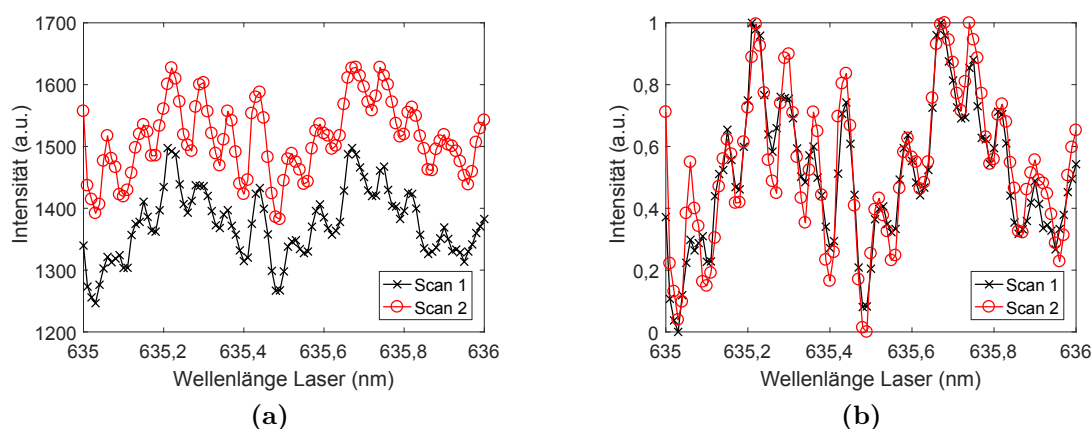


Abbildung 4.25: Intensitätsprofil einer $165 \mu\text{m}$ Kugel im ersten und zweiten Scan. (a) Nur mit der Laserintensität normiert und (b) zusätzlich mit dem Intensitätsmaximum normiert.

Um zu testen, ob der in dieser Arbeit realisierte WGM-Sensor ebenfalls in feuchten Umgebungen funktionsfähig ist, wurde die Wellenlängenmessung aus den obigen Kapiteln in destilliertem Wasser wiederholt. Dazu wurde ein Sensorarray mit $165 \mu\text{m}$ -Kugeln, die mit OG675 fixiert wurden, wie in Abbildung 4.9 in einer Fluidikzelle befestigt. Zunächst wurde die Wellenlänge von 635 nm bis 636 nm in $0,01 \text{ nm}$ Schritten im trockenen Zustand zweimal (Scan 1 und Scan 2) hintereinander durchgestimmt (Wiederholung von Schritt 1 in Abbildung 4.13). Zwischen den beiden Scans wurde am Aufbau nichts verändert. Abbildung 4.25a zeigt exemplarisch den zugehörigen Intensitätsverlauf für eine Kugel während des ersten und zweiten Scans. Die Verläufe stimmen qualitativ, aber nicht quantitativ überein. Deshalb wurde zusätzlich zu der in Kapitel 4.4 erläuterten Normierung auf Basis der Laserintensität das Intensitätsminimum subtrahiert und auf das Intensitätsmaximum normiert. Wie Abbildung 4.25b zeigt, stimmen die Verläufe anschließend qualitativ und quantitativ überein.

Sowohl mit den ursprünglichen als auch mit den neu normierten Intensitätsprofilen wurde nachfolgend für jede Wellenlänge die Korrelationsfunktion berechnet (vergleiche Ab-

schnitt 4.5.1), um eine Wellenlängenbestimmung durchzuführen. Wie Abbildung 4.25a vermuten ließ, ist eine korrekte Wellenlängenbestimmung ohne die zusätzliche Normierung nicht möglich, siehe Abbildung 4.26.

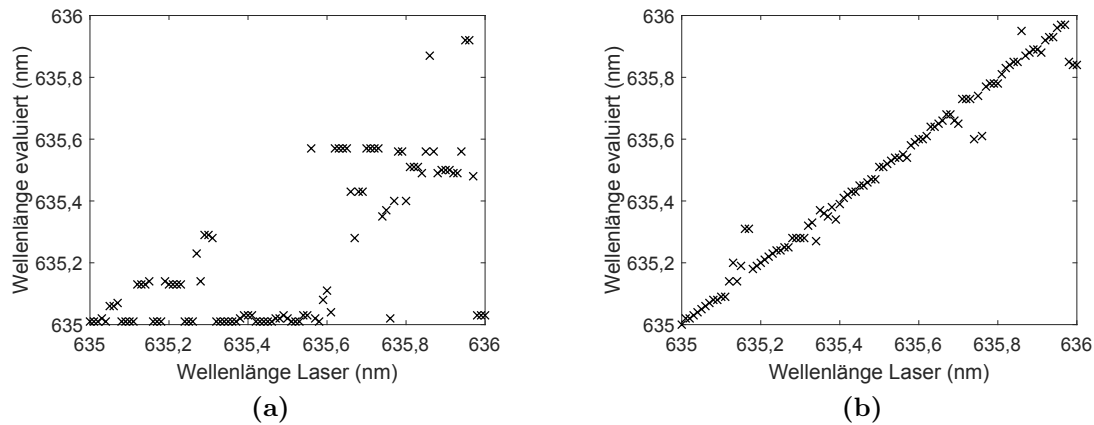


Abbildung 4.26: Wellenlängenmessung (20 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $165 \mu\text{m}$). (a) Nur mit der Laserintensität normiert und (b) zusätzlich mit dem Intensitätsmaximum normiert.

Im Anschluss daran wurde mit Hilfe der Fluidikzelle destilliertes Wasser auf das Sensorarray gegeben und die Wellenlänge erneut zweimal hintereinander durchgestimmt. Die Ergebnisse der mit diesen Scans durchgeführten Wellenlängenbestimmung sind in Abbildung 4.27 dargestellt.

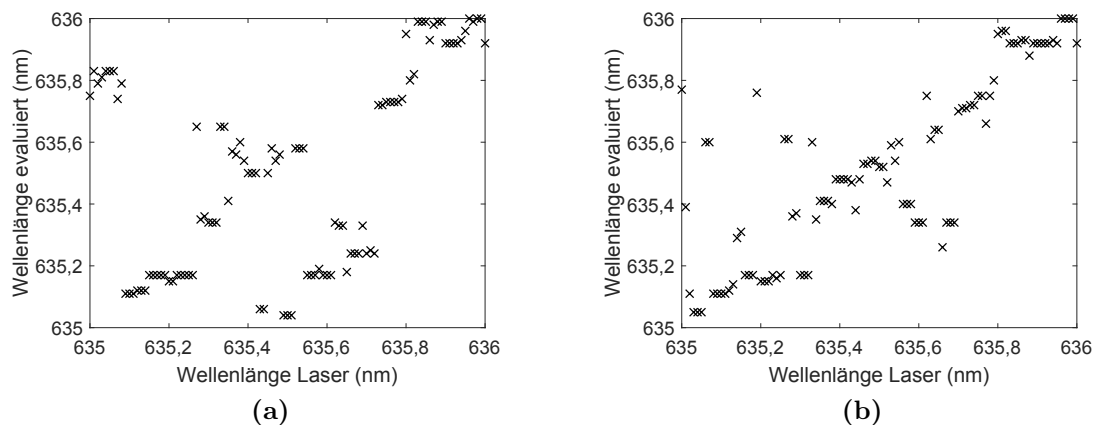


Abbildung 4.27: Wellenlängenmessung in Wasser (mittlerer Kugeldurchmesser $165 \mu\text{m}$). (a) 20 Kugeln (b) 11 Kugeln.

Eine korrekte Wellenlängenmessung war zunächst nicht möglich, da ein Großteil der Kugeln bei jedem Wellenlängenscan ein neues Intensitätsprofil aufwies. Bei der Berechnung für Abbildung 4.27b wurden die Kugeln, die die größten Unterschiede aufwiesen, ausgeschlossen. Statt den ursprünglichen 20 Kugeln wurden somit nur 11 Kugeln für die

Auswertung verwendet. Dabei wurde angenommen, dass die Intensitätsschwankungen nicht durch die Anregung von WGMs verursacht wurden, sondern durch Artefakte, wie zum Beispiel Lichtreflexionen an Bauteilen der Fluidikzelle. Eine Berechnung der Genauigkeit nach Gleichung (4.13) ergab eine Verbesserung um 40 %. Dies zeigt ebenfalls ein Vergleich von Abbildung 4.27a und Abbildung 4.27b.

4.6.3 Vorversuche für Brechungsindexmessungen

Für die Bestimmung der Brechungsindexsensitivität von Sensoren werden oft Glucose- oder Glycerin-Lösungen verwendet [Sed14]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde Glucose in destilliertem Wasser gelöst. Der Brechungsindex wurde mit einem Abbe-Refraktometer (siehe Kapitel 2.2.1) vermessen. Es wurden zwei Lösungen mit den Brechungsindizes 1,3375 und 1,3475 angesetzt. Durch die Zugabe von Glucose ändert sich der die Resonatoren umgebende Brechungsindex und verursacht, wie in Kapitel 4.5.2 für eine Temperaturvariation beobachtet, eine Verschiebung der Intensitätsprofile der Kugeln. Die Berechnung der Korrelationsfunktion zwischen dem Wasser-Intensitätsprofil und dem Glucose-Intensitätsprofil ergäbe somit eine Gerade wie in Abbildung 4.26. Allerdings läge der y-Achsenabschnitt nicht bei 635 nm, sondern entsprechend dem Brechungsindex der Glucoselösung verschoben. Dieses Vorgehen wurde für die zwei Brechungsindexkonzentrationen sowie jeweils für zwei verschiedenen Kugelanzahlen angewendet. Abbildung 4.28 zeigt die Ergebnisse.

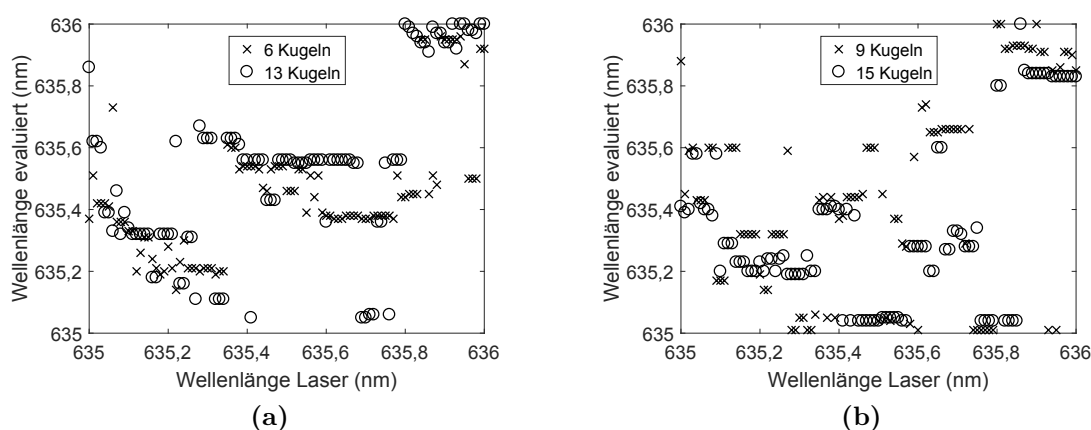


Abbildung 4.28: Messungen mit Glucose (mittlerer Kugeldurchmesser 165 μm). Brechungsindex: (a) 1,3375 (b) 1,3475.

Unabhängig vom getesteten Brechungsindex und von der berücksichtigten Kugelanzahl ergibt sich keine Gerade. Dies kann verschiedene Ursachen haben. Für eine Gerade müssten sich die Minima und Maxima einer Kugel alle um denselben Betrag verschie-

ben. Jedes Maximum entspricht einer Mode bzw. einer Mischung aus verschiedenen Moden. Jede Mode erfährt eine unterschiedlich starke Verschiebung durch eine Änderung des Brechungsindex [Sed14], so dass sich ein neues Intensitätsprofil ergibt, das mit dem Intensitätsprofil in Wasser nicht zwangsläufig vergleichbar ist. Da dieses Problem jedoch nicht bei den Temperaturmessungen auftrat (vergleiche Abbildung 4.18) und sich bereits beim Vergleich von zwei Wasserintensitätsprofilen (vergleiche Abbildung 4.27) Unterschiede in den Verläufen zeigten, ist eine der folgenden Ursachen wahrscheinlicher:

- Aufquellen der Polymere
- Luftblasen in der Fluidikzelle
- Änderung der Flüssigkeitsmenge in der Fluidikzelle durch undichte Stellen

Ein Aufquellen der Polymere würde zu einer Änderung der Radien der Kugeln und somit einer Verschiebung der Resonanzfrequenz führen. Diese Ursache kann jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, da der Quellvorgang auf einer Zeitskala von Stunden erfolgt und eine Versuchsreihe nicht länger als 30 Minuten dauerte. Sowohl Luftblasen als auch die Flüssigkeit auf dem Sensor wirken wie eine zusätzliche Linse. Liegt zum Beispiel in einem Wellenlängenscan eine Luftblase über einer Kugel und im zweiten Scan nicht, wird das Licht in beiden Scans unterschiedlich gebrochen und die Intensitätsprofile der Kugeln in den beiden Scans sind nicht vergleichbar.

Eine Änderung der Flüssigkeitsmenge würde einen ähnlichen Effekt verursachen. Beim Austausch der Probenflüssigkeit in der Fluidikzelle konnte es passieren, dass an der Seite Flüssigkeit austrat. Da Luftblasen nicht beobachtet werden konnten ist somit eine Änderung der Flüssigkeitsmenge als mögliche Ursache am wahrscheinlichsten. Wie in der schematischen Darstellung der Fluidikzelle in Abbildung 4.9b zu sehen, ist der Druck auf den Dichtungsring, ausgeübt durch die Schrauben, nicht an allen Stellen gleich groß. Dies führt dazu, dass insbesondere in der Mitte der Zelle, Flüssigkeit austreten kann. Für zukünftige Arbeiten könnte dieses Problem durch die Konstruktion einer neuen Fluidikzelle mit einer verbesserten Abdichtung behoben werden.

4.7 Zusammenfassung

Es wurde ein kleiner und komplett polymerbasierter WGM-Sensor realisiert. Die Verwendung von PMMA anstatt Glas ermöglichte eine kostengünstige und einfache Herstellung. Diese beinhaltet auch eine unkomplizierte Methode für die Befestigung der Resonatoren auf dem Substrat. Bei einer Fixierung muss insbesondere darauf geachtet werden, dass die Schicht dünn genug ist und der Brechungsindex angepasst ist, um eine evaneszente Kopplung zwischen Kugeln und Substrat zu gewährleisten. Erreicht wurde dies durch Spincoating des UV-Klebers OG675 mit einem Brechungsindex von $n_{\text{OG675}} = 1.488 < n_{\text{PMMA}} = 1.490$. Da die durch Spincoating minimal erreichbare Schichtdicke von $10 \mu\text{m}$ zu dick für eine evaneszente Kopplung war, wurden die Kugeln zusätzlich vor dem Aushärten in die Schicht gedrückt. So konnte ein Abstand von unter $1 \mu\text{m}$ erzielt werden.

Die Sensitivität eines WGM-Sensors hängt von verschiedenen Faktoren ab. Einerseits sind kleine Kugeln vorteilhaft, um einen großen freien Spektralbereich zu erzielen, der eine Detektion einer Frequenzverschiebung vereinfacht, andererseits haben große Kugeln den Vorteil, dass sie aufgrund einer besseren Oberflächenqualität einen größeren Qualitätsfaktor und somit eine schmalere Linienbreite besitzen. Außerdem beeinflusst der Abstand und der Brechungsindex zwischen Substrat und Resonator die Kopplungseffizienz und somit die Sensitivität. Um den Einfluss dieser Größen auf die Sensitivität des realisierten Sensors zu ermitteln, wurde die Genauigkeit bei der Wellenlängenbestimmung evaluiert. Getestet wurden verschiedene Konfigurationen, mit und ohne Fixierung, in Wasser und in Luft, sowie unterschiedliche Kugelgrößen und -anzahlen. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass der Sensor eine Genauigkeit, sowohl bei der Wellenlängenbestimmung ($0,01 \text{ nm}$) als auch bei der Temperaturmessung ($0,001 \text{ nm K}^{-1}$), besitzt, die vergleichbar zu glasbasierten Sensoren ist. Limitiert wurde die Genauigkeit und die spektrale Auflösung durch die Unsicherheit beim Auslesen der Wellenlänge, sowie der Schrittweite des durchstimmbaren Lasers, der für die Kalibration genutzt wurde. Weiterhin beschränkt der Scanbereich den Wellenlängenbereich, in dem eine unbekannte Wellenlänge vermessen werden kann.

Zusätzlich haben numerische Berechnungen gezeigt, dass eine unbekannte Wellenlänge eine Linienbreite von bis zu $\Delta\lambda = 0.018 \text{ nm}$ aufweisen darf und diese durch die Breite der Korrelationsfunktion auch ermittelt werden kann. Außerdem konnte die Kalibrierung vollständig automatisiert werden, um einen schnellen Kalibrier- und Messprozess zu erreichen.

Der realisierte Sensor bietet ein breites Anwendungsgebiet und ist dabei einfach herzustellen. Die Fixierung benötigt keine genaue Einstellung der Schichtdicke und die Resonatorqualität kann gering sein. Ferner ist der Sensor einfach in der Handhabung und die Messroutine simpel. Für eine erfolgreiche Brechungsindexmessung ist jedoch eine neue Konstruktion der Fluidikzelle, die besser an den Sensor angepasst ist, notwendig.

Kapitel 5

Fazit und Ausblick

Abbildung 1.1 zeigt die Idee einer vollintegrierten, flexiblen, polymerbasierten Sensorfolie. Statt auf elektronischen Bauteilen soll die Folie auf optischen Komponenten basieren, so sind unter anderem Lichtquellen und Detektoren, sowie Sensoren für Druck, Temperatur und Feuchtigkeit in der Folie integriert. Alle Komponenten werden durch Lichtwellenleiter verbunden. Die Verwendung von Licht ermöglicht den Einsatz größerer Bandbreiten und die Verwendung von Polymeren soll die Folie kostengünstig in der Herstellung machen.

Die Entwicklung einer solchen Folie erfordert viel Forschung in Bezug auf geeignete Materialsysteme und Herstellungsmethoden. Abbildung 5.1 zeigt die zu Beginn in der Einleitung vorgestellte Idee der Sensorfolie, allerdings ergänzt um die im Rahmen dieser Arbeit erforschten Teilkomponenten.

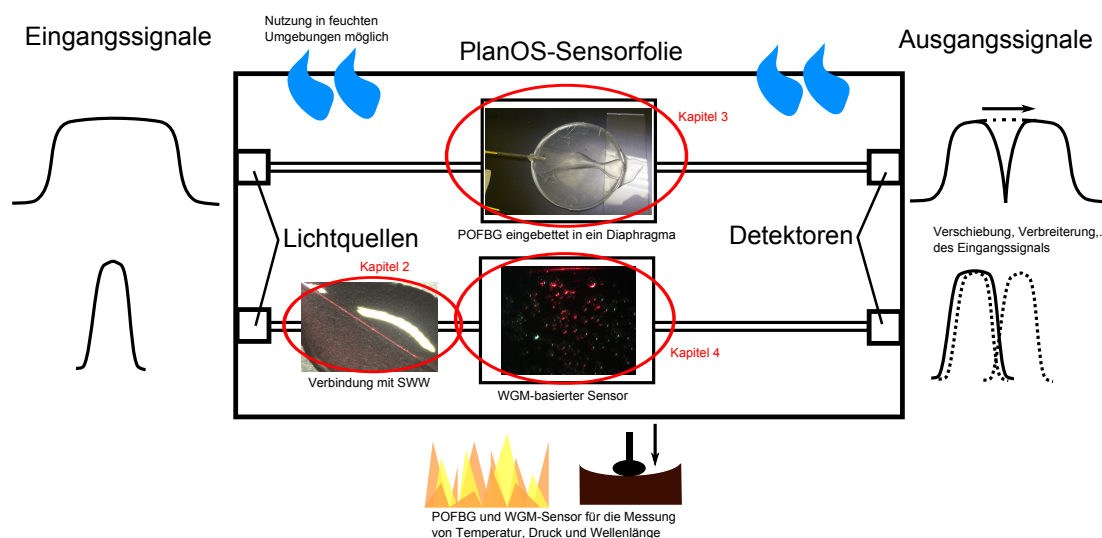


Abbildung 5.1: Entwicklung einer vollintegrierten, flexiblen, polymerbasierten Sensorfolie. Die Teilbereiche, die in dieser Arbeit bearbeitet wurden, sind rot umrandet.

In Kapitel 2 wurde eine Möglichkeit erforscht, die verschiedenen Komponenten der Folie durch Lichtwellenleiter auf Basis der selbstschreibenden Wellenleitern zu verbinden. Es wurde die erfolgreiche Entwicklung eines Materials (SynIII) in Kooperation mit dem IMTEK der Universität Freiburg vorgestellt, indem sowohl ein fester Mantel als auch ein fester Kern realisiert werden konnten. Die Verwendung eines innerhalb von PlanOS selbst hergestellten Materials eröffnet die Möglichkeit der individuellen Einstellung des Brechungsindex je nach Anwendungssituation. Außerdem garantiert sie eine konstante chemische Zusammensetzung. Des Weiteren konnte die Komplexität des Herstellungsprozesses reduziert werden. Insgesamt war die Verknüpfung zweier Fasern mit einer hohen Effizienz möglich (vergleiche Tabelle 2.1), auch wenn diese unterschiedliche Kernradien besaßen.

Wie Abbildung 2.1 zeigt, ist damit jedoch das Potenzial der SWW noch nicht ausgeschöpft. Sie können auch genutzt werden um Ausrichtungsfehler auszugleichen oder mehrere Komponenten zu koppeln. Der Ausgleich von lateralen Fehlanpassungen ist insbesondere bei der Verwendung im Rahmen von PlanOS entscheidend. Denkbar wäre zum Beispiel folgendes Szenario: Eine Lichtquelle und ein Sensor wurden mit zwei verschiedenen Herstellungsmethoden auf der Folie platziert. Um anschließend den Sensor mit der Lichtquelle mit einer hohen Effizienz zu verbinden, wären selbst anordnende SWWs ideal.

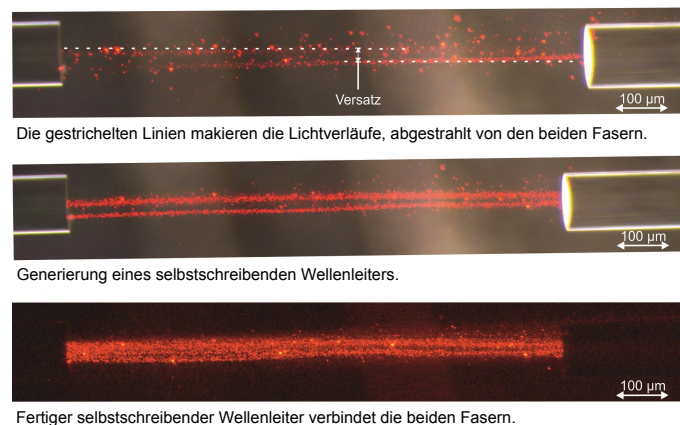


Abbildung 5.2: Ausgleich einer lateralen Fehlanpassung mit Hilfe von selbstschreibenden Wellenleitern.

Von verschiedenen Gruppen wurde deshalb in den letzten Jahren verstärkt daran gearbeitet, Kopplungsverluste durch laterale Fehlanpassungen auszugleichen [Yos16]. Die Idee dabei ist, Licht von beiden Seiten in das Matrixpolymer einzustrahlen. Die Polymerisation startet jedoch erst, wenn von außen eine Weißlicht LED zugeschaltet wird. Die Verluste liegen im Bereich von $0,76 \text{ dB cm}^{-1}$ bei 638 nm und es wurden laterale Fehlanpassungen von bis zu $25 \mu\text{m}$ überbrückt, siehe Abbildung 5.2. Dies ist ausreichend für die $10 \mu\text{m}$ Platzierungsgenauigkeit von Standard „pick-and-place“ Prozessen,

die auch in PlanOS für die Platzierung von Lichtquellen auf der Folie genutzt werden. In Zukunft sollen die SWWs mit weiteren Herstellungsmethoden kombiniert werden, um so immer mehr Komponenten miteinander verbinden zu können.

Außer Verbindungselementen wie die SWWs wurden auch zwei Sensorkonzepte erforscht, siehe Abbildung 5.1. In Kapitel 3 wurde das bereits erfolgreich in Polymerfasern integrierte Prinzip der Faser-Bragg-Gitter zusätzlich in ein Diaphragma eingebettet, um zu testen wie sich die Sensoren in einer Folie verhalten werden. Diese Vorstufe einer Sensorfolie konnte erfolgreich für die Messung von Temperatur und Druck verwendet werden (siehe Abbildung 3.7 und 3.9). Allerdings traten verschiedene Probleme auf, die einen entscheidenden Einfluss auf die Sensitivität zukünftiger Sensorfolien haben werden:

- Verrutschen des POFGs in dem Diaphragma unter Dehnung
- Querempfindlichkeiten zwischen Druck, Temperatur und Feuchtigkeit

Die Einbettung in ein Diaphragma wurde verwendet, um das Verhalten von POFBGs in einer Folie zu untersuchen. Bei der Verwendung anderer Herstellungsmethoden, wie zum Beispiel Heißprägen sind Folie, Wellenleiter und FBG fest miteinander verbunden, so dass kein Verrutschen auftreten kann. Im Gegensatz zur Einbettung in ein Diaphragma ist es außerdem möglich das Heißprägen später auch in Rolle-zu-Rolle-Verfahren zu integrieren. Dies ist entscheidend da so eine kostengünstige Herstellung in großer Stückzahl denkbar ist. Der Vorteil bei der Verwendung von FBGs ist, dass die Integration von mehreren Gittern in einer Faser realisierbar ist. Durch unterschiedliche Gitterperioden können verschiedene Bragg-Wellenlängen erzeugt werden, so dass ein getrenntes Auslesen möglich ist (Stichwort: Multiplexing). Dadurch könnte ein Sensor die Temperatur messen und ein weiterer die Feuchtigkeit und somit Störgrößen eliminiert werden. Ein alternativer Ansatz ist die Verwendung von Materialien, die zum Beispiel gegenüber Feuchtigkeit unempfindlich sind (vergleiche Kapitel 3.4).

Der Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Entwicklung von Sensoren basierend auf Flüstergaleriemoden. Im Gegensatz zu den FBGs musste für die WGMs zunächst in Kapitel 4 ein funktionsfähiges Konzept auf Polymerbasis entwickelt und realisiert werden. Es konnte gezeigt werden, dass sowohl die Bestimmung einer unbekanntes Wellenlänge (siehe Abbildung 4.14), als auch Temperaturmessungen (siehe Abbildung 4.18) mit dem entwickelten Sensor möglich sind. Außerdem wurde erfolgreich ein Verfahren getestet, die Resonatoren am Substrat zu befestigen. Das Sensorkonzept ist zwar polymerbasiert, im Gegensatz zu den FBGs jedoch noch nicht in eine Folie integriert worden.

Abbildung 5.3 zeigt eine Möglichkeit wie das in Kapitel 4.3 entwickelte Konzept auf eine Folie übertragen werden könnte.

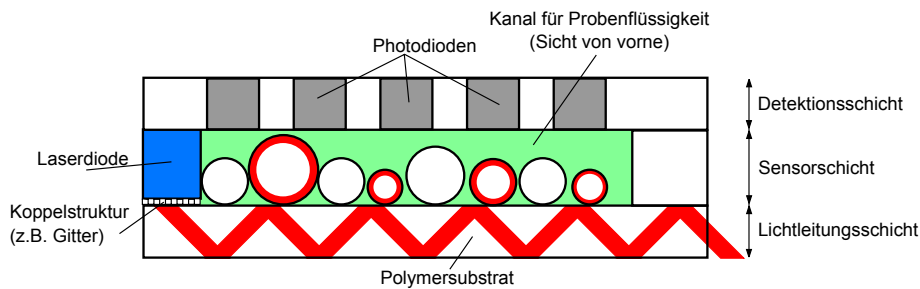


Abbildung 5.3: Schnittbild eines folienintegrierten WGM-Sensorarrays. Das Anregungslicht einer integrierten Strahlquelle wird in die Wellenleiterstruktur unterhalb des WGM-Arrays eingekoppelt. Die Kugelresonatoren sind auf dem Wellenleiter in einem mikrofluidischen Kanal fixiert; und ihre Intensitätsschwankungen werden durch das integrierte Photodiodenarray ausgelesen.

Außer den WGM-Sensoren sind hier bereits auch Lichtquelle und Detektor integriert. Das System besteht aus mehreren Schichten. Unten befindet sich die Lichtleitungsschicht, das heißt eine Folie, in der das Licht aufgrund von Totalreflexion geführt wird. Das Licht wird in diese eingekoppelt, indem auf der Folie ein Gitter mit einer Laserdiode aufgebracht wird. Diese bilden zusammen mit den Resonatoren die zweite Schicht, die Sensorschicht. Die dritte Schicht ist die Detektionsschicht, eine Folie, in der Photodioden integriert sind. Diese Schicht ersetzt die CCD-Kamera, vergleiche Abbildung 4.7. Wie Abbildung 5.3 zeigt, können diese drei Schichten so angeordnet werden, dass wie bei der Fluidikzelle ein Kanal für die Probenflüssigkeit entsteht.

Werden WGMs als Sensoren verwendet, tritt wie bei den FBGs das Problem der Querempfindlichkeit auf. Ein WGM-Sensor ist simultan sensitiv für Temperatur, Dehnung und weiterer Parameter. Bei den FBGs kann dieses Problem gelöst werden, indem in einen Wellenleiter mehrere FBGs mit unterschiedlichen Gitterperioden eingebracht werden. Ein Lösungsansatz für die WGMs zeigt Abbildung 5.4.

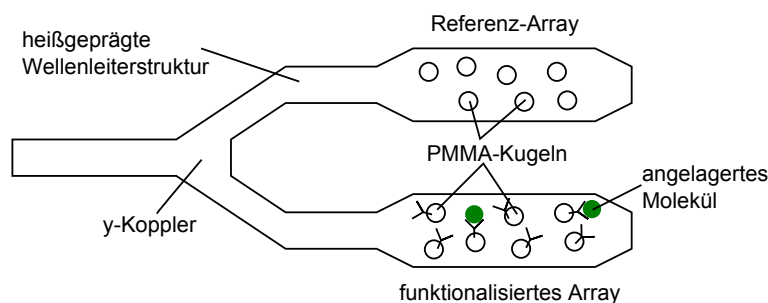


Abbildung 5.4: Elimination von Querempfindlichkeiten durch Referenzsensoren im Netzwerk.

In eine Folie wird eine Struktur heißgeprägt, die aus einem y-Koppler besteht und zwei Flächen auf denen die WGM-Resonatoren platziert werden können. Ein Sensorarray dient als Referenzarray, das andere misst die gewünschte Größe, wie die Temperatur. Es ist ebenfalls möglich das Referenzarray abzudecken, damit es gegenüber einer Probenflüssigkeit geschützt ist. Außerdem denkbar ist die Funktionalisierung der Kugeln eines Arrays.

Die selbstschreibenden Wellenleiter, sowie die Sensorkonzepte basierend auf Faser-Bragg-Gittern und Flüstergaleriemoden sind nur ein kleiner Teil der vollständig polymerbasierten Sensorfolie. So wird auf vielen weiteren Arbeitsgebieten geforscht, die sich unter anderem mit alternativen Wellenleiterkonzepten [Pät16], geeigneten Herstellungsmethoden [Rez14] und neuen Sensorkonzepten befassen [Kel15], mit dem Ziel die Folie Realität werden zu lassen.

Literaturverzeichnis

- [And09] Anderson, A. und Peters, K. Finite element simulation of self-writing waveguide formation through photopolymerization. *Journal of Lightwave Technology*, 27:5529–5536, 2009.
- [Arn03] Arnold, S., Khoshsima, M., Teraoka, I., Holler, S. und Vollmer, F. Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption. *Optics Letters*, 28:272–274, 2003.
- [Baa14] Baaske, M., Foreman, M. und Vollmer, F. Single-molecule nucleic acid interactions monitored on a label-free microcavity biosensor platform. *nature nanotechnology*, 9:933–939, 2014.
- [Bra16] Braam, D., Kushida, S., Niemöller, R., Prinz, G., Saito, H., Kanbara, T., Kuwabara, J., Yamamoto, Y. und Lorke, A. Optically induced mode splitting in self-assembled, high quality-factor conjugated polymer microcavities. *Scientific Reports*, 6:19635, 2016.
- [Cai00] Cai, M., Painter, O. und Vahala, K. Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system. *Physical Review Letters*, 85:74–77, 2000.
- [Dit99] Dittrich, P., Montemezzani, M., Bernasconi, P. und Günter, P. Fast, reconfigurable light-induced waveguides. *Optics Letters*, 24:1508–1510, 1999.
- [Dye96] Dyer, P., Farley, R. und Giedl, R. Analysis and application of a 0/1 order talbot interferometer for 193 nm laser grating formation. *Optics Communications*, 129:98–108, 1996.
- [FH07] Fischer-Hirchert, U. *Fünfter ITG-Workshop Photonische Aufbau- und Verbindungstechnik*. Cuvillier Verlag, 2007.

- [For15] Foreman, M., Swaim, J. und Vollmer, F. Whispering gallery mode sensors. *Advances in Optics and Photonics*, 7:168–240, 2015.
- [Fra08] Francois, A. und Himmelhaus, M. Optical biosensor based on whispering gallery mode excitations in clusters of microparticles. *Applied Physics Letters*, 92:141107, 2008.
- [Fra09] Francois, A. und Himmelhaus, M. Whispering gallery mode biosensor operated in the stimulated emission regime. *Applied Physics Letters*, 94:031101, 2009.
- [Fri93] Frisken, S. Light-induced optical waveguide uptapers. *Optics Letters*, 18:1035–1037, 1993.
- [Gom16] Gomez, L., Spangenberg, A., Ton, X., Fuchs, Y., Bokeloh, F., Malval, J., Bui, B., Thuau, D., Ayela, C., Haupt, K. und Soppera, S. Rapid prototyping of chemical microsensors based on molecularly imprinted polymers synthesized by two-photon stereolithography. *Advanced Materials*, 28:5931–5937, 2016.
- [Gör86] Göring, R. und Rothhardt, M. Application of the refracted near-field technique to multimode planar and channel waveguides in glass. *Journal of Optical Communications*, 7:82–85, 1986.
- [Gor99] Gorodetsky, M. und Ilchenko, V. Optical microsphere resonators: optimal coupling to high-Q whispering-gallery modes. *Journal of the Optical Society of America B*, 16:147–154, 1999.
- [Gün15] Günther, A., Petermann, A., Gleissner, U., Hanemann, T., Reithmeier, E., Rahlves, M., Meinhardt-Wollweber, M., Morgner, U. und Roth, B. Cladded self-written multimode step-index waveguides using a one-polymer approach. *Optics Letters*, 40:1830–1833, 2015.
- [He11] He, L., Özdemir, S., Zhu, J., Kim, W. und Yang, L. Detecting single viruses and nanoparticles using whispering gallery microlasers. *nature nanotechnology*, 6:428–432, 2011.
- [Hir03] Hirose, N. und Ibaragi, O. Optical component coupling using self-written waveguides. *Proc. SPIE Integrated Optoelectronic Devices*, 4987:206–214, 2003.

- [Hu13] Hu, X., Kinet, D., Chah, K., Megret, P. und Caucheteur, C. Bragg gratings inscription at 1550 nm in photosensitive step-index polymer optical fiber. *Proc. SPIE Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, 8794:87942Q, 2013.
- [Iop08] Ioppolo, T., Kozhevnikov, M., Stepaniuk, V., Ötügen, M. und Sheverev, V. Micro-optical force sensor concept based on whispering gallery mode resonators. *Applied Optics*, 47:3009–3014, 2008.
- [Jok03] Jokerst, N., Brooke, M., Cho, S., Wilkinson, S., Vrazel, M., Fike, S., Tabler, J., Joo, Y., Seo, S., Wils, D. und Brown, A. The heterogeneous integration of optical interconnections into integrated microsystems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9:350–360, 2003.
- [Kag01] Kagami, M., Yamashita, T. und Ito, H. Light-induced self-written three-dimensional optical waveguide. *Applied Physics Letters*, 79:1079–1081, 2001.
- [Kag07] Kagami, M., Yamashita, Y., Yonemura, M. und Matsui, T. Light-induced self-written optical waveguides. *IECE Transaction on Electronics*, 90:1061–1070, 2007.
- [Kag12] Kagami, M., Yamashita, T., Yonemura, M., Kawasaki, A., Watanabe, O. und Tomiki, M. Photopolymer-based three-dimensional optical waveguide devices. *SPIE OPTO*, 8258:825812, 2012.
- [Kel15] Kelb, C., Rahlves, M., Reithmeier, E. und Roth, B. Realization and performance of an all-polymer optical planar deformation sensor. *IEEE Sensors Journal*, 15:7029–7035, 2015.
- [Kew96] Kewitsch, A. S. und Yariv, A. Self-focusing and self-trapping of optical beams upon photopolymerization. *Optics Letters*, 21:24–26, 1996.
- [Kwa10] Kwack, M., Kanda, M., Mikami, O., Yonemura, M. und Kagami, M. 180 degree light path conversion device with tapered self-written waveguide for optical interconnection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22:1126–1128, 2010.
- [Li10] Li, B., Wang, Q., Xiao, Y., Jiang, X., Li, Y., Xiao, L. und Gong, Q. On chip, high-sensitivity thermal sensor based on high-Q polydimethylsiloxane-coated

- microresonator. *Applied Physics Letters*, 96:251109, 2010.
- [Lin14] Lin, G., Diallo, S., Henriët, R., Jacquot, M. und Chembo, Y. Barium fluoride whispering-gallery-mode disk-resonator with one billion quality-factor. *Optics Letters*, 39:6009–6012, 2014.
- [Lit99] Little, B., Laine, J. und Hermann, H. Analytic theory of coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators. *Journal of Lightwave Technology*, 17:704–715, 1999.
- [Lut08] Lutti, J., Langbein, W. und Borri, P. A monolithic optical sensor based on whispering-gallery modes in polystyrene microspheres. *Applied Physics Letters*, 93:151103, 2008.
- [Mar15] Marques, C., Peng, G. und Webb, D. Highly sensitive liquid level monitoring system utilizing polymer fiber bragg gratings. *Optics Express*, 23:6058–6072, 2015.
- [Mat06] Matsko, A. und Ilchenko, V. Optical resonators with whispering gallery modes I: basics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12:3–14, 2006.
- [Mel89] Meltz, G., Morey, W. und Glenn, W. Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics Letters*, 14:823–825, 1989.
- [Mel13] Melo, M. und Marques, P. Fabrication of tailored bragg gratings by the phase mask dithering/moving technique. *Photonic Sensors*, 3:81–96, 2013.
- [Mis14] Missine, J., Beri, S., Dash, M., Samal, S. K., Dubruel, P., Watte, J. und Van-Steenberge, G. Curing kinetics of step-index and graded-index single mode polymer self-written waveguides. *Optics Materials Express*, 4:1324–1335, 2014.
- [Not05] Noto, M., Khoshsima, M., Keng, D., Teraoka, I., Kolchenko, V. und Arnold, S. Molecular weight dependence of a whispering gallery mode biosensor. *Applied Physics Letters*, 87:223901, 2005.
- [Oli15] Oliveira, R., Bilro, L. und Nogueira, R. Bragg gratings in a few mode microstructured polymer optical fiber in less than 30 seconds. *Optics express*,

- 23:10181–10187, 2015.
- [Oxb07] Oxborrow, M. Traceable 2-D finite-element simulation of the whispering-gallery modes of axisymmetric electromagnetic resonators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 55:1209–1218, 2007.
- [Pät16] Pätzold, W., Reinhardt, C., Demircan, A. und Morgner, U. Cascaded-focus laser writing of low-loss waveguides in polymers. *Optics Letters*, 41:1269–1272, 2016.
- [Ped02] Pedrotti, F., Pedrotti, L., Bausch, W. und Schmidt, H. *Optik für Ingenieure*. Springer, 2002.
- [Pet10] Peters, K. Polymer optical fiber sensors - a review. *Smart Materials and Structures*, 20:013002, 2010.
- [Pet16a] Petermann, A., Rezem, M., Roth, B., Morgner, U. und Meinhardt-Wollweber, M. Surface-immobilized whispering gallery mode resonator spheres for optical sensing. *Sensors and Actuators A: Physical*, 252:82–88, 2016.
- [Pet16b] Petermann, A., Varkentin, A., Roth, B., Morgner, U. und Meinhardt-Wollweber, M. All-polymer whispering gallery mode sensor system. *Optics Express*, 24:6052–6062, 2016.
- [Phi84] Phillips, R. Photopolymerisation. *Journal of Photochemistry*, 25:79–82, 1984.
- [Rav06] Ravve, A. *Light-Associated Reactions of Synthetic Polymers*. Springer, 2006.
- [Rez14] Rezem, M., Günther, A., Rahlves, M., Roth, B. und Reithmeier, E. Hot embossing of polymer optical waveguides for sensing applications. *Procedia Technology*, 15:514–520, 2014.
- [Sch07] Schweiger, G., Nett, R. und Weigel, T. Microresonator array for high-resolution spectroscopy. *Optics Letters*, 32:2644–2646, 2007.
- [Sed14] Sedlmeir, F., Zeltner, R., Leuchs, G. und Schwefel, H. High-Q MgF₂ whispering gallery mode resonators for refractometric sensing in aqueous environment. *Optics Express*, 22:30934–30942, 2014.

- [Son11] Song, Y. und Peters, K. A self-repairing polymer waveguide sensor. *Smart Materials and Structures*, 20:065005, 2011.
- [SR13] Saez-Rodriguez, D., Nielsen, K., Rasmussen, H., Bang, O. und Webb, D. Highly photosensitive polymethyl methacrylate microstructured polymer optical fiber with doped core. *Optics Letters*, 38:3769–3772, 2013.
- [Str11] Strekalov, D., Thompson, R., Baumgartel, L., Grudinin, I. und Yu, N. Temperature measurement and stabilization in a birefringent whispering gallery mode resonator. *Optics Express*, 19:14495–14501, 2011.
- [Swa13] Swaim, J., Knittel, J. und Bowen, W. Detection of nanoparticles with a frequency locked whispering gallery mode microresonator. *Applied Physics Letters*, 102:183106, 2013.
- [Tis99] Tishinin, D., Dapkus, P., Bond, A., Kim, I., Lin, C. und Brien, J. Vertical resonant couplers with precise coupling efficiency control fabricated by wafer bonding. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11:1003–1005, 1999.
- [Vol08] Vollmer, F. und Arnold, S. Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules. *nature methods*, 5:591–596, 2008.
- [Vol12] Vollmer, F. und Yang, L. Review label-free detection with high-Q microcavities: a review of biosensing mechanisms for integrated devices. *Nanophotonics*, 1:267–291, 2012.
- [Wag13] Wagner, H., Schmitzer, H., Lutti, J., Borri, P. und Langbein, W. Effects of uniaxial pressure on polar whispering gallery modes in microspheres. *Journal of Applied Physics*, 113:243101, 2013.
- [Web15] Webb, D. Fibre bragg grating sensors in polymer optical fibres. *Measurement Science and Technology*, 26:092004, 2015.
- [Wei09] Weigel, T., Nett, R. und Schweiger, G. Microresonator array sensor. *SPIE Europe Microtechnologies for the New Millennium*, 7366:73660H, 2009.
- [Wei10] Weigel, T., Nett, R., Schweiger, G. und Ostendorf, A. High resolution spectroscopy with a microparticle array sensor. *SPIE Photonics Europe*, 7726:77260C, 2010.

- [Wei14a] Wei, Z. und Webb, D. Humidity responsivity of poly(methyl methacrylate)-based optical fiber bragg grating sensors. *Optics Letters*, 39:3026–3029, 2014.
- [Wei14b] Weigel, T., Dobbstein, H., Esen, C., Schweiger, G. und Ostendorf, A. Spherical optical microresonator array as a multi-purpose measuring device. *SPIE LASE*, 8960:89600H, 2014.
- [Wei08] Weller, A., Liu, F., Dahint, R. und Himmelhaus, M. Whispering gallery mode biosensors in the low-Q limit. *Applied Physics B*, 90:561–567, 2008.
- [Wie15] Wienhold, T., Kraemmer, S., Wondimu, S., Siegle, T., Bog, I., Weinzierl, U., Schmidt, S., Becker, H., Kalt, H., Mappes, T., Koeber, S. und Koos, C. All-polymer photonic sensing platform based on whispering-gallery mode microgoblet lasers. *Lab on a Chip*, 15:3800–3806, 2015.
- [Yam02] Yamashita, T., Kagami, M. und Ito, H. Waveguide shape control and loss properties of light-induced self-written (LISW) optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 20:1556–1562, 2002.
- [Yos14] Yoshimura, T., Iida, M. und Nawata, H. Self-aligned optical couplings by self-organized waveguides toward luminescent targets in organic/inorganic hybrid materials. *Optics Letters*, 39:3496–3499, 2014.
- [Yos16] Yoshimura, T., Takeda, D., Sato, T., Kinugasa, Y. und Nawata, H. Polymer waveguides self-organized by two-photon photochemistry for self-aligned optical couplings with wide misalignment tolerances. *Optics Communications*, 362:81–86, 2016.
- [Yua11] Yuan, W., Khan, L., Webb, D., Kalli, K., Rasmussen, H., Stefani, A. und Bang, O. Humidity insensitive TOPAS polymer fiber bragg grating sensor. *Optics Express*, 19:19731–19739, 2011.
- [Zha12] Zhang, W. und Webb, D. Polymer optical fiber bragg grating acting as an intrinsic biochemical concentration sensor. *Optics Letters*, 37:1370–1372, 2012.
- [Zha14] Zhang, W. und Webb, D. Factors influencing the temperature sensitivity of PMMA based optical fiber bragg gratings. *Proc. SPIE Micro-structured and Specialty Optical Fibres III*, 9128:91280M, 2014.

Abbildungsverzeichnis

1.1	PlanOS: Vision der Entwicklung einer vollintegrierten, flexiblen, polymerbasierten Sensorfolie.	1
2.1	Schematische Darstellung des Herstellungsprozesses von SWWs (obere Zeile), sowie möglicher Anwendungsgebiete (untere Zeile). In einem photosensitiven Material wird ein Laser eingestrahlt. Im Bereich des Lasers polymerisiert das Material und es tritt eine Art Selbstfokussierung des Strahls auf. Der Brechungsindex des polymerisierten Materials ist höher als der des umgebenden Materials. Verwendet werden können SWWs für die Verbindung mehrerer optischer Komponenten, auch mit Kernfehlanspassungen oder Ausrichtungsfehlern.	8
2.2	Eine Mischung aus Oligomeren, Monomeren und Photostartern wird durch Photopolymerisation ausgehärtet.	9
2.3	Ein photosensitives Material wird mit einem Schreibstrahl aus einer Faser oder einem Wellenleiter beleuchtet. Zum Zeitpunkt t_1 ist der Strahl nur kurz hinter dem Faser- bzw. Wellenleiterende fokussiert. In diesem Bereich steigt der Brechungsindex n_I an. Mit fortschreitender Zeit $t_2 > t_1$ vergrößert sich der polymerisierte Teil n_{II}	10
2.4	Die Funktionsweise eines Abbe-Refraktometers basiert auf der Lichtbrechung an der Grenzfläche zwischen Prisma und Probe.	13
2.5	Die Funktionsweise eines Indexprofilometers beruht auf dem Prinzip der Brechungs-Nahfeld-Methode [Gör86].	14
2.6	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Herstellungsschritte für die Erzeugung eines SWWs [Gün15].	15
2.7	Transmissionsspektrum des UV-härtenden Polymers SynIII. Die Probendicke betrug 10 mm [Gün15].	18
2.8	Messung der Brechungsindexverteilung.	19
2.9	Verbindung zwischen zwei Fasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern mit einem SWW. Das umliegende Material ist fest und bildet einen robusten Mantel [Gün15].	20

3.1	Funktionsweise eines Faser-Bragg-Sensors: Bei der Einstrahlung einer breitbandigen Lichtquelle reflektiert das Gitter mit der Periode Λ_g die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} . Verschiedene Größen, wie Temperatur oder Dehnung, beeinflussen die Gitterperiode und somit die reflektierte Wellenlänge. . . .	24
3.2	Flüssigkeitsstandsensoren auf Basis von POFBG [Mar15].	25
3.3	Reflexionsgitter mit einer Gitterperiode Λ_{PM} und einem unter dem Winkel Θ_i einfallenden UV-Laserstrahl der Wellenlänge λ_{UV}	26
3.4	Experimenteller Aufbau für die Herstellung von POFBGs.	29
3.5	Probenherstellung.	30
3.6	Experimenteller Aufbau, um die Temperaturabhängigkeit der POFBGs in der Klimakammer zu testen.	31
3.7	Verschiebung der Bragg-Wellenlänge mit der Temperatur für verschiedene Sensorkonfigurationen.	32
3.8	TOPAS-Sensor eingeklemmt zwischen zwei Verschiebetischen für die Messung der Dehnungsempfindlichkeit.	33
3.9	Dehnungsverhalten eines TOPAS-POFBG.	33
4.1	Schematische Darstellung der transmittierten spektralen Linienform mit der Resonanzfrequenz ω_0 . Die linke Grafik zeigt die Linienform vor (blau) und nach (rot) einer Resonanzverschiebung mit einer zusätzlichen Resonanzverbreiterung $\delta\omega$. Die rechte Grafik zeigt die Linienform vor (blau) und nach einem Aufspalten der Moden durch die Anlagerung eines Moleküls (grün) oder mehrerer Moleküle (rot) [For15].	38
4.2	WGMs entstehen durch interne Totalreflexion entweder einer akustischen Welle (links) oder einer optischen Welle (rechts) [For15].	40
4.3	Exemplarische Darstellung von drei verschiedenen Moden eines sphärischen Resonators. Links: fundamentale Mode $l = m$, Mitte: Mode zweiter Ordnung in radialer Richtung $n_m = 2$, Rechts: Polare Mode mit $l = m - 2$ [For15].	41
4.4	Ausschnitt aus einer Kugel. Damit die Modenzahl (dargestellt als weiße Kugeln) bei einer Änderung von Radius ΔR oder des Brechungsindex Δn_s konstant bleibt, muss sich die Resonanzwellenlänge verschieben $\Delta\lambda_R$	44
4.5	Mögliche Anregungsmethoden: (a) Prisma, (b) ausgedünnte Faser. Als Resonatoren wurden Kugeln aus Polystyren (rechts) und eine Kugellinse aus Siliziumdioxid (links) verwendet.	45
4.6	Transversal elektrische Moden einer etwa 40 μm großen Kugel. Beim Anlegen von Druck kommt es zu einer Verschiebung und Verbreiterung der Resonanzen [Wag13].	46

4.7	Die Intensität eines durchstimmbaren Lasers wird im Verhältnis 90:10 aufgeteilt. Zehn Prozent der Intensität werden entweder mit einem optischen Spektrumanalysator (kurz: OSA) oder mit einer Photodiode detektiert. Die übrigen neunzig Prozent der Laserintensität werden kollimiert und unter einem Winkel von 45° in ein PMMA-Substrat eingestrahlt und in diesem aufgrund von Totalreflexion geführt. Im evaneszenten Feld an der Oberfläche des Substrats werden PMMA-Kugeln platziert. Die Intensitätsverteilung der PMMA-Kugeln wird über ein Objektiv mit einer CMOS-Kamera aufgenommen.	47
4.8	Drei Arrays mit den jeweils unterschiedlichen Kugelgrößen, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Mittlerer Durchmesser: Links: $14,74\ \mu\text{m}$, Mitte: $74,44\ \mu\text{m}$, Rechts: $165\ \mu\text{m}$. Die Kugeln liegen auf dem PMMA-Substrat im evaneszenten Feld, das hier durch einen Laser mit der Wellenlänge $635\ \text{nm}$ erzeugt wurde. Zusätzlich wurden die Arrays für eine bessere Sichtbarkeit von oben beleuchtet und zehnfach vergrößert [Pet16b].	48
4.9	Fluidikzelle mit integriertem Sensor. In das PMMA-Substrat wird Licht eingestrahlt. Die fixierten Kugeln befinden sich an der Unterseite des Substrats innerhalb der Zelle.	49
4.10	Kalibrierung eines WGM-Sensorarrays.	50
4.11	Wellenlängenkalibrierung mit einem optischen Spektrumanalysator (kurz: OSA).	51
4.12	Korrelationsfunktion $r(\lambda)$ für ein Array mit 18 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von $74,44\ \mu\text{m}$. Bei der tatsächlichen Wellenlänge von $636\ \text{nm}$ weist die Korrelationsfunktion ein ausgeprägtes Minimum auf.	52
4.13	Vorgehen, um die Abhängigkeit von der Kugelanzahl bei der Genauigkeit der Wellenlängenbestimmung zu evaluieren.	53
4.14	Abhängigkeit von der Anzahl der Kugeln bei der Wellenlängenbestimmung. Kugeldurchmesser: (a)-(c) $14,74\ \mu\text{m}$, (d)-(f) $74,44\ \mu\text{m}$ und (g)-(i) $165\ \mu\text{m}$ [Pet16b].	54
4.15	Abhängigkeit des freien Spektralbereichs ($FSR \propto 1/R$) und der Strahlungsverluste ($Q_{rad} \propto \exp(R)$) vom Resonatorradius R . Der Schnittpunkt der beiden Graphen entspricht dem optimalen Radius, für den sich die beiden konkurrierenden Effekte ausgleichen.	56
4.16	Korrelationsfunktion $r(\lambda)$ um $636\ \text{nm}$ für verschiedene Linienbreiten. Kugeldurchmesser: (a) $14,74\ \mu\text{m}$ (b) $165\ \mu\text{m}$	58
4.17	Korrelationsfunktion $r(\lambda)$ um $636\ \text{nm}$ für verschiedene Linienbreiten. Kugeldurchmesser $74,44\ \mu\text{m}$	59
4.18	Wellenlängenabhängigkeit bei unterschiedlichen Temperaturen einer einzelnen Kugel eines Arrays (mittlerer Kugeldurchmesser im Array: $74,44\ \mu\text{m}$).	60

4.19	Mikroskopaufnahme mit Fokus auf dem PMMA-Substrat. Der Kleber befindet sich nur in der Umgebung der Kugel und formt eine nestähnliche Struktur um die Kugel.	62
4.20	Test der Fixierung: (a) Invertierter Sensor, (b) Wellenlängenmessung (12 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von 165 μm).	63
4.21	Die Genauigkeit A in Abhängigkeit von der Kugelanzahl für verschiedene Arrays. Kugeldurchmesser: (a) 74,44 μm und (b) 165 μm	64
4.22	(a) Vergleich der Intensitätsprofile von zwei Kugeln mit einem Durchmesser von 165 μm . In Kugel 1 werden WGMs angeregt, in Kugel 2 nicht. (b) Genauigkeit A der zugehörigen Arrays.	65
4.23	Definition der Kugelbereiche für die Kalibrierung. Ring 1: voller Kugelbereich, Ring 2: Zwischenbereich, Ring 3: mittlerer Bereich und Ring 4: Bereich höchster Intensität.	66
4.24	Abhängigkeit der Genauigkeit bei der Wellenlängenmessung von dem während der Kalibrierung gewählten Integrationsbereich. Kugeldurchmesser: (a) 74,44 μm (b) 165 μm	67
4.25	Intensitätsprofil einer 165 μm Kugel im ersten und zweiten Scan. (a) Nur mit der Laserintensität normiert und (b) zusätzlich mit dem Intensitätsmaximum normiert.	68
4.26	Wellenlängenmessung (20 Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von 165 μm). (a) Nur mit der Laserintensität normiert und (b) zusätzlich mit dem Intensitätsmaximum normiert.	69
4.27	Wellenlängenmessung in Wasser (mittlerer Kugeldurchmesser 165 μm). (a) 20 Kugeln (b) 11 Kugeln.	69
4.28	Messungen mit Glucose (mittlerer Kugeldurchmesser 165 μm). Brechungsindex: (a) 1,3375 (b) 1,3475.	70
5.1	Entwicklung einer vollintegrierten, flexiblen, polymerbasierten Sensorfolie. Die Teilbereiche, die in dieser Arbeit bearbeitet wurden, sind rot umrandet.	75
5.2	Ausgleich einer lateralen Fehlanpassung mit Hilfe von selbstschreibenden Wellenleitern.	76
5.3	Schnittbild eines folienintegrierten WGM-Sensorarrays. Das Anregungslicht einer integrierten Strahlquelle wird in die Wellenleiterstruktur unterhalb des WGM-Arrays eingekoppelt. Die Kugelresonatoren sind auf dem Wellenleiter in einem mikrofluidischen Kanal fixiert; und ihre Intensitätsschwankungen werden durch das integrierte Photodiodenarray ausgelesen.	78
5.4	Elimination von Querempfindlichkeiten durch Referenzsensoren im Netzwerk.	78

Symbole und Abkürzungen

A	Genauigkeit
α_Λ	thermischer Expansionskoeffizient
α_n	thermo-optischer Koeffizient
BDK	Benzyl Dimethyl Ketal
b	Skalierungsfaktor
CMOS	complementary metal-oxide-semiconductor, ergänzender Metall-Oxid-Halbleiter
COC	Cyclo-Olefin-Copolymer
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
D	Modenkarte
d	Eindringtiefe
$\Delta\lambda$	Linienbreite Laser
$\Delta\lambda_{Bragg}$	Änderung der Bragg-Wellenlänge
$\Delta\lambda_{FSR}$	freier Spektralbereich
$\Delta\lambda_R$	Änderung der Resonanzwellenlänge
Δn_∞	Brechungsindexunterschied vor und nach der Beleuchtung
Δn_{SWW}	Brechungsindexunterschied beim SWW
Δn_s	Änderung des Resonatorbrechungsindex
ΔR	Änderung des Resonatorradius
Δr	Gangunterschied
ΔT	Temperaturänderung
$\Delta\omega$	Halbwertsbreite
dU/dt	Leistungsverlust
$\Delta\lambda/\lambda$	Resonanzverschiebung
$\Delta\lambda_R/\lambda_R$	Verschiebung der Resonanzwellenlänge
E_0	elektrische Feld zum Zeitpunkt $t = 0$
$E(t)$	elektrisches Feld zum Zeitpunkt t
$E_R(t)$	elektrisches Feld im Resonator zum Zeitpunkt t
$E(\omega)$	elektrisches Feld bei der Frequenz ω
$\vec{E}(\vec{r})$	elektrischer Feldvektor am Ort \vec{r}
ϵ	Dehnung

$\epsilon(\vec{r})$	Resonatorgeometrie
F	Finesse
FBG	fiber bragg grating, Faser-Bragg-Gitter
FSR	free spectral range, freier Spektralbereich
FWHM	full width at half maximum, Halbwertsbreite
g_0	Normalisierungskoeffizient
$g(\lambda)$	Gaußfunktion
IMTEK	Institut für Mikrosystemtechnik
I_j	Intensität der j-ten Kugel bei der unbekanntem Wellenlänge
I_j^{DB}	Intensität der j-ten Kugel in der Modenkarte
I_j^{neu}	Intensität der j-ten Kugel in der neuen Modenkarte
k_0	Wellenzahl im Vakuum
l	polare Modenzahl
Λ_g	Gitterperiode
Λ_{PM}	Gitterperiode der Phasenmaske
λ	Wellenlänge
λ_0	ursprüngliche Wellenlänge
λ_{0Bragg}	Ausgangswellenlänge
λ_{Bragg}	Bragg-Wellenlänge
λ_{LU}	tatsächliche Wellenlänge
λ_R	Resonanzwellenlänge
λ_{UV}	Wellenlänge UV-Laser
λ_i	evaluierte Wellenlänge
m	azimuthale Modenzahl
N	Kugelanzahl
NOA	Norland Optical Adhesive (Kleber)
n	Brechungsindex
n_0	Brechungsindex vor der Beleuchtung
n_1	Brechungsindex im Fokuspunkt
n_I	Brechungsindex des polymerisierten Materials
n_{II}	Brechungsindex des polymerisierten Materials zu einem späteren Zeitpunkt
n_G	Brechungsindex Glasblock
n_{Kern}	Brechungsindex Kern
n_{Mantel}	Brechungsindex Mantel
n_{OG675}	Brechungsindex des Klebers OG675
n_{PMMA}	Brechungsindex PMMA
n_S	Brechungsindex Substrat
n_W	Brechungsindex Wellenleiter
n_{eff}	effektiver Brechungsindex

n_m	radiale Modenzahl
n_s	Brechungsindex Resonator
$n(t)$	Brechungsindex zur Zeit t
ν_R	Resonanzfrequenz
OSA	optischer Spektrumanalysator
PID	proportional-integral-derivative
PlanOS	Planare Optronische Systeme
PMMA	Polymethylmethacrylat
POFBG	polymer optical fiber Bragg grating, Polymer-Faser-Bragg-Gitter
Q-Faktor	Qualitätsfaktor
Q_{rad}	Strahlungsverluste
R	Resonatorradius
RH	relative humidity, relative Luftfeuchtigkeit
$r(\lambda)$	Korrelationsfunktion
\vec{r}	Ortsvektor
ρ_0	photoelastischer Koeffizient
SM	single-mode, einmodig
SWW	self written waveguide, selbschreibender Wellenleiter
T	Temperatur
TE	transversal elektrisch
TM	transversal magnetisch
t	Zeit
$t_{1,2}$	Zeitpunkte bei der Polymerisation
τ	Zeitkonstante
τ_P	Lebensdauer eines Photons im Resonator
τ_r	Lebenszeit der Radikale im Monomer
Θ	Einfallswinkel
Θ_1	Einfallswinkel Laser im Profilometer
Θ_2	Beugungswinkel
Θ_i	Einfallswinkel
Θ_k	kritischer Winkel
Θ_m	Beugungswinkel
U	im Resonator gespeicherte Energie
UV	Ultraviolett
U_0	Schwellwertenergie für die Photopolymerisation
U_{0R}	Energie im Resonator zum Zeitpunkt $t = 0$
$U(t)$	Energie zum Zeitpunkt t
VCSEL	vertical-cavity surface-emitting laser, Oberflächenemitter
WGM	whispering gallery mode, Flüstergaleriemode

w	Wassergehalt
w_0	Ausgangsradius
ω	Frequenz
ω_0	Resonanzfrequenz
$\omega(z)$	Radius eines Laserstrahls im Abstand z zum Faserende
z	Abstand

Anhang A

MATLAB-Skripte

Skript für die Normierung

```
%Dieses Skript normiert die Kugelintensitäten mit den Werten der Photodiode
close all; clear all;
%Dateinamen der gewünschten Dateien in filename laden
DN = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
a=load(DN);
[m,n]=size(a);
%Leere Matrix für die Ergebnisse erstellen
res1=zeros(m,n-1);
for l=1:m
    res1(l,1)=a(l,1);
end
%Normierung mit den Werten von der Photodiode
for l=1:m
    for k=2:n-1
        res1(l,k)=a(l,k+1)/a(l,2);
    end
end
%Name für die Datei festlegen, in der die Ergebnisse gespeichert werden
%sollen
Na = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
dlmwrite(Na,res1,'delimiter','\t','precision','%.6f');
```

Skript für die Sortierung

```
%Dieses Skript bildet den Mittelwert bei identischen Wellenlängen
close all; clear all;
%Dateinamen der gewünschten Dateien in filename laden
DN = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
a=load(DN);
[m,n]=size(a);
%Matrix für die Ergebnisse erzeugen
element=unique(a(:,1));
s=length(element);
res=zeros(s,n);
%Bildung des Mittelwerts aller Intensitätswerte bei der selben Wellenlänge
for k=1:s;
for l=2:n
    res(k,1)=element(k);
    h=find(a(:,1)==element(k));
    res(k,l)=mean(a(h,l));
end
end
%Name für die Datei festlegen, in der die Ergebnisse gespeichert werden
%sollen
Na = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
dlmwrite(Na,res,'delimiter','\t','precision','%0.6f');
```

Skript für die Bestimmung der Wellenlänge

```
%Dieses Skript bestimmt die Wellenlänge
close all; clear all;
%Dateinamen der gewünschten Datei, die die Modenkarten enthalten,
%in filename laden
DN = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
DNA = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
a=load(DN);
b=load(DNA);
[n,m]=size(a);
```

```

%Festlegen, wie viele Kugeln miteinander verglichen werden sollen
A = input('Anzahl der Kugeln, die verglichen werden sollen: ');
%Bildung der Korrelationsfunktion für alle Wellenlängenwerte
for l=1:n;
    for k=1:A;
        dif(:,k)=a(l,k)-b(:,k);
        difsum(:,l)=sum(abs(dif),2);
    end
end
difsum(difsum == 0)= NaN;
[Min, minInd] = min(difsum);
res=634.99+0.01*minInd;
c=(635:0.01:636);
%Darstellung der evaluierten Wellenlänge im Vergleich zur tatsächlichen
%Wellenlänge
plot(c,res,'bx');
xlabel('Wellenlänge Laser [nm]');
ylabel('Wellenlänge evaluiert [nm]');

```

Skript für die Bestimmung der Wellenlänge II

```

%Dieses Skript bestimmt ebenfalls die Wellenlänge, allerdings werden die
%Intensitäten zuvor noch normiert.
close all; clear all;
%Dateinamen der gewünschten Datei in filename laden
DN = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
DNA = input('Dateiname mit Anführungszeichen und .txt eingeben: ');
a=load(DN);
b=load(DNA);
[n,m]=size(a);
A = input('Anzahl der Kugeln, die verglichen werden sollen: ');
%Bestimmen des Minimums und anschließende Subtraktion
for l=1:m;
    minb=min(b(:,l));
    mina=min(a(:,l));
    for k=1:n;

```

```

        newb(k,l)=b(k,l)-minb;
        newa(k,l)=a(k,l)-mina;
    end
end
%Normierung mit dem Intensitätsmaxima
for l=1:m;
    maxb=max(newb(:,l));
    maxa=max(newa(:,l));
    for k=1:n;
        newB(k,l)=newb(k,l)/maxb;
        newA(k,l)=newa(k,l)/maxa;
    end
end
%Bestimmen der Wellenlänge
for l=1:n;
    for k=1:A;
        dif(:,k)=newA(l,k)-newB(:,k);
        difsum(:,l)=sum(abs(dif),2);
    end
end
difsum(difsum == 0)= NaN;
[Min, minInd] = min(difsum);
res=634.99+0.01*minInd;
c=(635:0.01:636);
plot(c,res,'bx');
xlabel('Wellenlänge Laser (nm)');
ylabel('Wellenlänge evaluiert (nm)');

```

Skript für Änderung der Linienbreite

```

%% Init
%load 'I.mat'
%load 'I_DB.mat'

% Reset I, I_DB
if (exist('I_old')==1 && exist('I_DB_old')==1) == 1

```

```
I = I_old;
    I_DB = I_DB_old;
end

I_old = I;
I_DB_old = I_DB;

I(I==0)=NaN;
I_DB(I_DB==0)=NaN;

% Wavelength
lambda_vec = transpose(635:0.01:637);
Temp = [lambda_vec I];
Temp_DB = [lambda_vec I_DB];

Temp = Temp(~any(isnan(Temp),2),:);
Temp_DB = Temp_DB(~any(isnan(Temp_DB),2),:);

I = Temp(:,2:end);
I_DB = Temp_DB(:,2:end);
lambda_vec = Temp(:,1);
lambda_vec_DB = Temp_DB(:,1);

[l, m] = size(I);

%% Correlation
lambda_I = 636;
% selected "unknown" lambda from dataset I
index_l_I = find(lambda_vec==lambda_I);
% index of selected lambda

% Correlation for one particular lambda_I
result = sum(abs(bsxfun(@minus, I_DB, I(index_l_I,:))),2);
corr_I = (result-min(result))/(max(result)-min(result));

% Correlation for all possible lambda_I
for i = 1:l
    result = sum(abs(bsxfun(@minus, I_DB, I(i,:))),2);
    corr_I_all(:,i) = (result-min(result))/(max(result)-min(result));
```

```

end
% figure(1)
% subplot(2,1,1)
% plot(lambda_vec_DB, corr_I_all(:,index_l_I))
%% Weighting
num = 10;
delta_lambda_vec = linspace(0.0004, 0.04,num);
%delta_lambda_vec = [0.4, 0.004];
for k=1:length(delta_lambda_vec)
    delta_lambda = delta_lambda_vec(k);
    b = delta_lambda/(2*sqrt(log(2)));
    g = @(la,la_0) exp(-((la-la_0).^2)/(b^2));

    % for one particular lambda_I
    g_vec = g(lambda_vec, lambda_I);
    mod_I = sum(bsxfun(@times, g_vec, I),1);

    % for all possible lambda_I
    for i = 1:l
        g_vec = g(lambda_vec, lambda_vec(i));
        mod_all_I(i,:) = sum(bsxfun(@times, g_vec, I),1);
    end

    % Correlation for all possible lambda_I on mod_I
    for i = 1:l
        result = sum(abs(bsxfun(@minus, I_DB, mod_all_I(i,:))),2);
        corr_mod_I_all(:,i) = (result-min(result))/(max(result)-min(result));
    end
    corr_mod_I_3D(:,:,k) = corr_mod_I_all;
end

D_Name = [{'orig'}, arrayfun(@num2str, delta_lambda_vec, 'Uniform', false)]';
corr_mod_I_3D_plot = horzcat(corr_I,squeeze(corr_mod_I_3D(:,index_l_I,:)));
h_ax1 = plot(lambda_vec_DB, corr_mod_I_3D_plot);
set(h_ax1, {'DisplayName'}, D_Name);
hold on
xlabel('wavelength(nm)');
ylabel('correlation function r(\lambda)');

```


Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die mich unterstützt und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle gilt mein Dank meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Uwe Morgner für seine wissenschaftliche und methodische Unterstützung während der gesamten Bearbeitungsphase meiner Dissertation. Weiterhin gilt mein Dank Prof. Dr. Bernhard Roth für die Betreuung als Zweitgutachter, aber auch für die zahlreichen Diskussionen auf fachlicher und persönlicher Ebene, die mir immer in ganz besonderer Erinnerung bleiben werden. Dr. Merve Wollweber danke ich für die hilfsbereite und freundliche wissenschaftliche Betreuung, sowie die zahlreichen Ideen für neue Denkansätze.

Zusammen mit Merve und Bernhard möchte ich ausdrücklich Vera für ihr Verständnis und ihre Unterstützung auf persönlicher Ebene, außerhalb der Forschung danken. Allen Mitarbeitern des HOT, insbesondere Jenny, Arthur, Axel, Christian, Maik und Maher, bin ich dankbar für die zahlreiche Unterstützung sowie die konstruktive Zusammenarbeit.

Mein außerordentlicher Dank gilt meinen Freunden Christina, Gesa, Laura und Stefanie ohne deren liebevolle Unterstützung, unendliche Geduld und moralischen Beistand diese Arbeit nie entstanden wäre. Für ihr unglaubliches Verständnis, ihre ehrlichen und aufmunternden Worte gilt mein ganz besonderer Dank Sandra (XOXO).

Meinen Geschwistern Lone, Jördis und Caj möchte ich für ihren Rückhalt auf meinem bisherigen Lebensweg danken.

*„Mögest du die Kraft haben, die Richtung zu ändern,
wenn du die alte Straße nicht mehr gehen kannst.“*

Irischer Segenswunsch