Bachelorarbeit

Kopplung zu temperaturkontrollierten Nanostrukturen auf ITO-Heizplatten

vorgelegt von Janine Catrice Börner 20. August 2021

Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau



Vorgelegt am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart

Eigenständigkeitserklärung

Ich erkläre mit meiner Unterschrift, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt habe. Alle Stellen dieser Arbeit, die dem Wortlaut, dem Sinn oder der Argumentation nach anderen Werken entnommen sind, einschließlich des World Wide Web und anderer elektronischer Text- und Datensammlungen, habe ich unter Angabe der Quellen vollständig kenntlich gemacht.

Die eingereichte Arbeit ist weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen. Das elektronische Exemplar stimmt mit den anderweitig abgegebenen Exemplaren überein.

Stuttgart, den 20. August 2021

Janine Börner

Abstract

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden Nanostrukturen aus Siliziumnitrid mit einem 776 nm Laser auf Resonanzeffekte untersucht und ideale Parameter für Resonanzbedingung gefunden und erläutert. Die Strukturen bestehen aus einer Vielzahl von Ringresonatoren, welche unterschiedlich untereinander und zu Wellenleitern gekoppelt sind. Für diese Studie wurde ein geeigneter Aufbau errichtet, der es ermöglicht Laserlicht in die Nanostrukturen einzukoppeln und gleichzeitig das Streulicht entlang der Strukturen abzubilden.

In this thesis nanostructures made of silicon nitride are investigated on resonance effects with a 776 nm laser beam. Furthermore, ideal parameters of the structures for resonance are determined and discussed. The used structures consist of numerous ring resonators which are coupled to each other and to waveguides in different ways. For this study a proper setup was built making it possible to couple laser light into the nanostructures as well as imaging scattered light along the structures simultaneaously.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung						
2	Theoretische Grundlagen photonischer Strukturen2.1Optische Wellenleiter2.2Funktionsweise von Gitterkopplern2.3Ringresonatoren	2 2 4 5					
3	Topologische Strukturen						
	3.1Grundlagen der Topologie	8 10					
4	Aufbau zur Einkopplung in die Nanostrukturen4.1 Design der Nanostrukturen4.2 Experimenteller Aufbau	12 12 14					
5	Charakterisierung des Laserstrahls						
6	Charakterisierung der Nanostrukturen6.1Charakterisierung der Ringresonatoren6.2Streulicht der topologischen Struktur	22 22 32					
7	Zusammenfassung und Ausblick						
Lit	_iteraturverzeichnis						

1 Einleitung

Die Topologie ist ein seit Jahrzehnten bekanntes Gebiet der Mathematik. Durch die Nobelpreisträger J. Michael Kosterlitz, F. Duncan M. Haldane und David J. Thouless und ihrem Nobelpreis zur Entdeckung topologischer Phasenübergänge und topologischer Phasen von Materie (2016), gewann die Topologie auch in der Physik an Relevanz [1]. Ein solches physikalisch-relevantes Konzept stellen topologische Isolatoren dar. Im Gegensatz zu gewöhnlichen Isolatoren sind diese an ihrer Außenfläche elektrisch leitend, während sie im Inneren dasselbe Verhalten wie Isolatoren aufweisen [2]. Die topologischen Zustände weisen einbahnige Randzustände auf, welche topologischem Schutz unterliegen. Das macht sie robust gegen Rückstreuung an Unreinheiten. Das Feld der Topologie eröffnet somit neue Möglichkeiten in technischen Anwendungen die zum Beispiel im Quantencomputing zu tragen kommen könnten [3].

Das topologische Prinzip lässt sich auch in der Photonik anwenden. Hier kann durch Realisierung topologischer Zustände Probleme wie die Rückstreuung in Wellenleitern behoben werden indem Zeit-Symmetrie gebrochen wird [4, 5]. Zeitgleich kann der Weg des Lichts in solchen topologischen Strukturen vor Defekten und Unreinheiten geschützt werden [6]. Es bietet sich also die Möglichkeit zur Herstellung von Bauteilen im Nanobereich welche zugleich unempfindlich auf Fabrikationsfehler sind [7]. Außerdem bietet sich die Gelegenheit das Licht mit solchen Strukturen beliebig zu führen [8]. *Hafezi et al.* verwirklichten erstmals eine topologische Struktur aus einer Aneinanderreihung von Ringresonatoren zu einem Gitter, welches selbst-erhaltendens Verhalten aufweist [9]. Diese Art von topologischer Struktur wird auch in dieser Arbeit untersucht.

Zu Beginn dieser Arbeit wird auf die grundlegenden, physikalischen Phänomene der Wellenleitung und das Konzept der Ringresonatoren eingegangen. Anschließend wird der Begriff der Topologie in der Physik der Nanostrukturen eingeführt, um die Verwirklichung einer topologischen Struktur aus einer Aneinanderreihung von Ringresonatoren zu beschreiben. In Kapitel 4 wird der verwendete experimentelle Aufbau, sowie die in dieser Arbeit verwendeten Nanostrukturen vorgestellt. Im nächsten Kapitel wird der verwendete Laser und im Weiteren ebenso die Ringresonatoren unterschiedlicher Strukturparameter charakterisiert. Nach dieser Auswertung werden die topologischen Strukturen anhand ihres Streulichts untersucht.

2 Theoretische Grundlagen photonischer Strukturen

Im Folgenden werden die theoretischen Grundlagen der in dieser Arbeit notwendigen physikalischen Prinzipien erklärt. Es wird auf Wellenleiter [10], die Funktionsweise von Gitterkopplern [10] und Ringresonatoren [11] eingegangen.

2.1 Optische Wellenleiter

Ein Lichtwellenleiter ermöglicht das Leiten von Licht durch Ausnutzen des Prinzips der Totalreflexion. Trifft Licht der Wellenlänge λ unter einem Winkel ϑ von einem Medium mit Brechungsindex n_1 auf ein Medium mit Brechungsindex n_2 wird es nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz $n_1 \sin(\vartheta) = n_2 \sin(\vartheta_2)$ um Winkel ϑ_2 an der Phasengrenze gebrochen. Ist jedoch $n_2 < n_1$ kommt es für Winkel größer dem kritischen Winkel

$$\vartheta_{\rm c} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$
 (2.1)

zu Totalreflexion an der Phasengrenze. Wird in diesem Winkelbereich, $\vartheta_c < \vartheta < \pi/2$, Licht in dem Medium mit Brechungsindex n_1 reflektiert, kann es im Medium geleitet werden. Das Medium mit n_1 wird in Wellenleitern auch Kern genannt, welcher vom Mantel mit n_2 umgeben ist. Dabei kann der Kern auch von Medien unterschiedlicher Brechungsindizes umgeben sein, solange jedes der Medien die Bedingung der Totalreflexion erfüllt. In Abbildung 1 ist die Reflexion im Wellenleiter dargestellt.



Abbildung 1: Skizze zur Totalreflexion in Wellenleitern. Trifft Licht von einem optisch dichteren Medium mit n_1 unter dem Winkel ϑ auf ein optisch dünneres Medium $n_0 < n_1$, so wird es für genügend große Winkel an der Phasengrenze total reflektiert. Die Ausbreitungskonstante β ist die Parallelkomponente des Wellenvektors im Wellenleiter. Durch bestimmte Winkel $\vartheta = \vartheta_m$ kommt es zur Bildung von geführten Moden $m \in \mathbb{N}$ durch konstruktive Interferenz des Lichts im Wellenleiter. Die Ausbreitungskonstante

$$\beta_m = n_1 k \sin(\vartheta_m) = n_{\text{eff}} k \tag{2.2}$$

ist die Parallelkomponente des Wellenvektors \vec{k} mit $|\vec{k}| = k \cdot n_1$ im Wellenleiter der *m*-ten Mode. Aufgrund der Reflexionen im Wellenleiter unter Winkel ϑ_m bewegt sich das Licht parallel zum Wellenleiter langsamer, als wenn es diesen gerade durchlaufen würde. Man definiert deshalb einen effektiven Brechungsindex $n_{\text{eff}} = c_0/c$. Wobei *c* die Phasengeschwindigkeit parallel zum Wellenleiter und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

In Abbildung 2 a) ist der Aufbau eines Wellenleiters dieser Arbeit gegeben. Hier wird das Licht in Siliziumnitrid (Si₃N₄) geleitet. Es befindetet sich auf einem Glassubstrat aus Siliziumdioxid (SiO₂) und ist ansonsten von Luft umgeben. Der Brechungsindex bei $\lambda = 776$ nm von Siliziumdioxid $n_2 = 1,46$ [12], sowie der Brechungsindex von Luft $n_0 = 1$ sind kleiner als der Brechungsindex von Si₃N₄ $n_1 = 2,03$ [13]. Somit ist die Bedingung der Totalreflexion erfüllt und damit einhergehend ein Leiten von Licht in Siliziumnitrid möglich. Die Größe der Wellenlei-



Abbildung 2: a) Schematischer Aufbau eines Siliziumnitrid (Si₃N₄) Wellenleiters auf Quarzglas (SiO₂). Die Medien haben unterschiedliche Brechungsindizes n. b) Die elektrische Feldstärkenverteilung der Grundmode im verwendeten Wellenleiter aus Simulation mit COMSOL Multiphysics.

ter kann so klein gewählt werden, dass für eine Wellenlänge λ nur die Grundmode m = 0 darin geführt werden kann. Für den Fall eines Wellenleiters wie in Abbildung 2 mit einer Höhe von 150 nm und einer Breite von 750 nm ergibt sich aus Simulation mit COMSOL Multiphysics ein effektiver Brechungsindex von $n_{\text{eff}} = 1,58$. Abbildung 2 b) zeigt die elektrische Feldverteilung der Grundmode im Wellenleiter.

2.2 Funktionsweise von Gitterkopplern

Die Enden der Wellenleiter befinden sich meist nicht am Rand des dielektrischen Substrats. So muss von oben in die Wellenleiter eingekoppelt werden. Dabei ist die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ über die Wellenlänge des Lichts definiert. Um effizient Licht in den Kern des Wellenleiters einzukoppeln, muss Phasenanpassung zwischen der Ausbreitungskonstanten β_m aus Gleichung (2.2) und dem einfallenden Licht

$$\beta_m = n_{\text{eff}} k \stackrel{!}{=} n_0 k \sin\left(\vartheta_0\right) \tag{2.3}$$

mit Einfallswinkel ϑ_0 herrschen. Aus der Bedingung der Totalreflexion folgt aber, dass $n_{\text{eff}} > n_0$. Eine Phasenanpassung durch direktes Einstrahlen auf den Wellenleiter kann also nicht erreicht werden.

Um dennoch Phasenanpassung zu erreichen, kann ein Gitterkoppler mit Gitterperiode Λ verwendet werden. Die periodische Störung durch das Gitter führt zu einem weiteren Term in der Gittergleichung [14]

$$\beta_m = n_0 k \sin\left(\vartheta_0\right) + q \cdot \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{2.4}$$

mit $q \in \mathbb{N}^+ \setminus \{0\}$, womit nun das Anregen einer geführten Mode im Wellenleiter möglich ist. In Abbildung 3 ist der Aufbau des beschriebenen Gitterkopplers gezeigt. In selber Weise kann der Gitterkoppler für das Auskoppeln von Licht verwendet werden.



Abbildung 3: Schematischer Aufbau eines Gitterkopplers mit Gitterperiode A. Licht im Einfallswinkel ϑ_0 gelangt über den Gitterkoppler in den Wellenleiter. Die Mode *m* besitzt es eine Ausbreitungskonstante β_m . Die Brechungsindizes der Umgebung und des Substrats n_0 und n_1 sind kleiner als die vom Material des Gitterkopplers und Wellenleiters mit Brechungsindex n_1 .

2.3 Ringresonatoren

Ein Ringresonator bezeichnet einen geschlossenen Wellenleiter. In diesen kann durch ein evaneszentes Feld eines nahe liegenden weiteren Wellenleiters Licht eingekoppelt werden. Abbildung 4 zeigt den schematischen Aufbau eines Ringresonators in Abstand g zu einem passiven Wellenleiter. Im Kopplungsbreich der Länge ℓ teilt sich das einlaufende Licht in beiden Wellenleitern auf. Ein Anteil κ wechselt den Wellenleiter, während ein transmittierter Anteil t nicht eingekoppelt wird. Nach einer Umrundung im Resonator wird erneut ein Anteil t^* transmittiert und verbleibt im Ring, während der Anteil κ^* den Ring verlässt. Dabei symbolisiert * das komplex konjugierte des jeweiligen Kopplungsparameters. Die Lichtanteile werden durch

$$\begin{pmatrix} E_{\text{out}} \\ E_{\text{t}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & \kappa^* \\ \kappa & t^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{in}} \\ E_{\text{i}} \end{pmatrix}$$
(2.5)

beschrieben. Dabei ist $E_{\rm in}$ die elektrische Feldkomponente des Lichts welches in die Struktur eingestrahlt wird. Der Anteil $E_{\rm out}$ verlässt den Wellenleiter wieder. Der Lichtanteil $E_{\rm t}$ am Beginn des Ringresonators, verändert sich nach einer Umdrehung in $E_{\rm i} = \alpha e^{-i\theta} E_{\rm t}$ und unterscheidet sich von $E_{\rm t}$ unter Vernachlässigung von Verlusten α nur in seiner Phase θ .



Abbildung 4: Skizze eines Ringresonators mit Umfang L in Abstand g zum Wellenleiter. Das einlaufende Licht E_{in} wird entlang der Kopplungslänge ℓ zu einem Anteil κ in den Ringresonator eingekoppelt. Das restliche Licht im Anteil t verlässt mit dem wieder eingekoppelten Anteil κ^* den Wellenleiter. Im Anteil t^* verbleibt das Licht E_i im Ringresonator.

Im Wellenleiter legt das Licht mit einer Umrundung im Resonator mit Umfang L eine optische Weglänge von Ln_{eff} zurück. Entspricht diese einem ganzzahligen

Vielfachen der Wellenlänge des Lichts λ , so ist die Interferenzbedingung

$$\lambda m = n_{\text{eff}} L, m \in \mathbb{N},\tag{2.6}$$

erfüllt und es kommt zu konstruktiver Interferenz im Ring.

Dieser Aufbau kann durch einen weiteren geraden Wellenleiter zu einem Filter erweitert werden. Der weitere Wellenleiter läuft parallel zur oberen Kante des Ringresonators und ermöglicht ein weiteres Auskoppeln aus dem Ring zum Resonanzkoppler, gegenüber von $E_{\rm in}$. Abbildung 5 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Filters.

Resonanzkoppler



Abbildung 5: Erweiterung eines Ringresonators aus Abbildung 4. Bei Resonanz wird das Licht am Resonanzkoppler ausgekoppelt, ansonsten verlässt das Licht die Struktur am direkten Koppler. Analog zu dem Ringresonantor ergibt sich ein zweiter Kopplungsbereich mit dazugehörigen Kopplungsparametern t_2^* und κ_2^* .

Die Leistung am Resonanzkoppler

$$P_{\rm r} = |E_{\rm r}|^2 = P_{\rm in} \cdot \frac{(1 - |t_1|^2)(1 - |t_2|^2) \cdot \alpha}{1 - 2\alpha |t_1| |t_2| \cos\left(\theta + \varphi\right) + \alpha^2 |t_1|^2 |t_2|^2}$$
(2.7)

 mit

$$\theta = 2\pi \frac{n_{\text{eff}} \cdot L}{\lambda} \tag{2.8}$$

ist im Resonanzfall $(\theta + \varphi) = 2\pi m, m \in \mathbb{Z}$ maximal. Der Phasenverschub φ entsteht durch Kopplung an den beiden Resonatorseiten. Abbildung 6 zeigt die Resonanzkurve nach Gleichung (2.7) für unterschiedliche Transmissionsanteile bei identischen Kopplungsbereichen $t = t_1 = t_2$.



Abbildung 6: Resonanzkurve der Struktur aus Abbildung 5 über die Frequenz ν . Mit geringeren Transmissionsanteilen $t = t_1 = t_2$ steigt die Halbwertsbreite $\delta \nu$ der Resonanzpeaks. Die FSR, sowie die Resonanzfrequenz ν_m bleibt davon unbeeinflusst.

Der Bereich zwischen zwei benachbarten Resonanzpeaks wird freier spektraler Bereich FSR genannt. Der freie spektrale Bereich entspricht dem inversen der Umlaufdauer

$$FSR = \frac{c_0}{n_{\text{eff}}L} \tag{2.9}$$

durch den Resonator. Diese kann durch die Resonatorlänge L, den effektiven Brechungsindex des Wellenleiters $n_{\rm eff}$ und der Lichtgeschwindigkeit c_0 bestimmt werden. Aus der Halbwertsbreite der Resonanzpeaks $\delta \nu$ kann der Gütefaktor

$$Q = \frac{\nu_{\rm R}}{\delta\nu} \tag{2.10}$$

des Ringresonators bei der Resonanzfrequenz $\nu_{\rm R}$ bestimmt werden. Dabei ist ein besonders hoher Gütefaktor ein Zeichen für wenig Verluste im Resonator. Die Finesse $\mathcal{F} = \mathrm{FSR}/\delta\nu$ ist ein weiteres Charakterisierungsmerkmal eines Resonators. Je höher die Finesse, desto kleiner ist die Halbwertsbreite $\delta\nu$ der Resonanzpeaks. Sie ist demnach ein Maß für das Auflösungsvermögen eines Resonators.

3 Topologische Strukturen

Analog zu topologischen Randzuständen wie bei dem quantenmechanischen Hall-Effekt, lässt sich auch für Ringresonatoren eine topologische Struktur realisieren. Im Jahr 2013 zeigten *Hafezi et al.* [9], dass diese selbst-erhaltend konstruiert werden können, wenn sie durch einen Defekt gestört werden. Die folgenden Grundlagen zur Beschreibung der Topologie beziehen sich auf die Inhalte aus [6, 15]. Die beschriebene Realisierung einer solchen Struktur aus Ringresonatoren sind [6, 9, 16] entnommen.

3.1 Grundlagen der Topologie

Objekte, die unter stetiger Verformung in ein anderes Objekt überführt werden könnten, zählen zum selben topologischen Geschlecht G. Das Geschlecht gibt die Anzahl der Löcher eines Objektes an. So besitzt ein Torus das topologische Geschlecht G = 1, während eine Kugel dem Geschlecht G = 0 zugeordnet wird. Eine topologische Größe, welche unter einer solchen Verformung gleich bleibt, ist topologisch invariant. Hierzu zählt neben dem Geschlecht G auch die Chern-Zahl C. Sie ist die topologische Invarinate im zweidimensionalen reziproken Raum eines Materials. Eine Veränderung einer topologisch invarianten Größe ist mit einem topologischen Phasenübergang verbunden.

Der Hamiltonoperator von Teilchen in einem periodischen Potential wird durch die Bloch-Funktionen $u_{n,k}$ mit den Eigenfunktionen $\psi_{n,k} = u_{n,k}\exp(-i\vec{k}\vec{r})$ gelöst. Dabei ist \vec{k} der Wellenvektor und n die Nummer des Dispersionsbandes. Bewegt sich ein Teilchen auf einem geschlossenen Weg, so gewinnt es nach einer Umrundung eine Berry-Phase

$$\gamma = \oint \vec{A}_n(\vec{k}) \mathrm{d}\vec{k},\tag{3.1}$$

mit der Berry-Verbindung $\vec{A}_n(\vec{k}) = i \langle u_{n,k} | \nabla_{\vec{k}} | u_{n,k} \rangle$. Die Chern-Zahl

$$C_n = \frac{1}{2\pi} \int (\nabla_{\vec{k}} \times \vec{A}_n(\vec{k})) \mathrm{d}^2 k \tag{3.2}$$

wird über die Berry-Krümmung in der ersten Brillouin-Zone definiert. Sie ist immer ganzzahlig. Die topologisch invariante Größe von Interesse, ist die Summe über die Chern-Zahlen aller besetzten Dispersionsbänder $C = \sum_n C_n$ bis zur Bandlücke. Diese entspricht der Anzahl lückenloser Randzustände zwischen zwei Bändern. Die Summe der Chern-Zahlen über alle Bänder eines Systems ergibt Null. Dabei ist die Chern-Zahl C_n für ein Band eines nicht entarteten Zustands n, in welchem Zeit-Symmetrie herrscht, immer Null. Dies ist zum Beispiel für Isolatoren der Fall [15]. Ein bekanntes Beispiel für ein System mit Chern-Zahl $C \neq 0$ stellt der quantenmechanische Hall-Effekt dar. Zwischen Bändern unterschiedlicher Chern-Zahlen C findet ein topologischer Phasenübergang statt, wodurch sich die Bandlücke schließt. Hier entstehen topologisch geschützte Randzustände. Das sind Zustände, welche es aufgrund der Topologie eines Systems geben muss.

Der quantenmechanische Hall-Effekt

Beim quantenmechanischen Hall-Effekt wird ein zwei dimensionales Elektronengas einem dazu senkrechten Magnetfeld *B* ausgesetzt. Die Elektronen beginnen sich in Zyklotronbewegung mit Landaufrequenz ω zu bewegen. Die Elektronen können dabei die diskreten Energien $E = \hbar \omega (c + 1/2), c \in \mathbb{N}$ annehmen. Im magnetischen Feld mit dem Vektorpotential \vec{A} wird die Entartung der Elektronenspins, up bzw. down, aufgehoben. Dabei erhalten die Elektronen bei einer Umrundung eine Aharonov-Bohm Phase

$$\phi = \oint \vec{A}(\vec{r}) \mathrm{d}\vec{r},\tag{3.3}$$

welche vom Drehsinn der Elektronen abhängt. Durch den Zeeman-Effekt wird also die Zeit-Symmetrie gebrochen, wodurch nicht-triviale topologische Zustände entstehen $C \neq 0$. Durch die unterschiedlichen Chern-Zahlen des Elektronengases mit seiner Umgebung, entstehen am Rand des Systems topologische Randzustände. Während der Gesamtstrom im Inneren Null ist, entsteht am Rand des Elektronengases ein Strom ungleich Null, welcher topologisch geschützt ist. Abbildung 7 zeigt das Verhalten der Elektronen beim quantenmechanischen Hall-Effekt.



Abbildung 7: Visualisierung des quantenmechanischen Hall-Effekts. Die Elektronen gewinnen im B-Feld je nach Spin-Orientierung eine Phase $+\phi$ bzw. $-\phi$. Am Rand fließt ein Strom entgegen des Uhrzeigersinns. [6]

3.2 Topologische Strukturen aus Ringresonatoren

Um eine topologische Struktur aus photonischen Strukturen zu realisieren, werden Ringresonatoren (vgl. Kapitel 2.3) zu einem Resonatorgitter angeordnet. In entsprechender Anordnung verhält sich das Licht in diesem Gitter analog zu einem zwei dimensionalen Elektronengas in einem Magnetfeld. Das Resonatorgitter setzt sich aus den Hauptresonatoren und den Verbindungsresonatoren zusammen. Abbildung 8 zeigt eine Zelle aus einem Resonatorgitter. Es besteht aus vier Hauptresonatoren, welche über vier weitere Verbindungsresonatoren miteinander verknüpft sind. Die Hauptresonatoren haben einen Umfang von L, während die Verbindungs-



Abbildung 8: Ausschnitt aus einem Resonatorgitter. Die Hauptresonatoren mit Länge L sind über die Verbindungsresonatoren, mit Länge $L+\epsilon$, miteinander verknüpft. In x-Richtung sind die Verbindungsresonatoren um Δx_{ij} von der Symmetrieachse (orangene Linie) der Hauptresonatoren versetzt.

resonatoren einen größeren Umfang von $L + \epsilon$ besitzen. Dies führt dazu, dass die Ringresonatoren unterschiedliche Resonanzfrequenzen haben.

Im Gegensatz zu den Elektronen im magnetischen Feld, welche dem Zeemann-Effekt unterliegen, ist der Drehsinn der Photonen entartet. Dadurch entsteht keine vom Drehsinn abhängige Phase in den Resonatoren. Um dies dennoch zu erhalten, unterscheiden sich die Verbindungsresonatoren von den Hauptresonatoren des Weiteren in ihrer Positionierung. Sie sind in x-Richtung um Δx_{ij} von der Symmetrieachse der Hauptresonatoren versetzt. In y-Richtung sind die Resonatoren nicht verschoben. Der Übergang zwischen zwei Hauptresonatoren entlang y geht mit einem Phasenverschub

$$\phi(x_{ij}) = \frac{4\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} \Delta x_{ij} \tag{3.4}$$

einher, welcher durch den Versatz Δx_{ij} von der Symmetrieachse der Hauptresonatoren entsteht. Dieses erzeugt, im Vergleich zum quantenmechanischen Hall Effekt, ein synthetisches magnetisches Feld, welches eine Phase über den gesamten Gitterausschnitt von $2\pi\alpha = \phi(\Delta x_{34} - \Delta x_{12})$ verursacht. Damit führt ein Wechsel des Drehsinns in den Hauptresonatoren zu einer Phasenänderung. Jedoch liegt dennoch keine Brechung der Zeit-Symmetrie vor. Die Versetzung in *x*-Richtung nimmt linear zu, was zu einem konstanten α über das gesamte Gitter führt. Ein Hüpfen in *x*-Richtung hingegen geht ohne Phasensprung einher. Für Kopplung nur zum nächsten Nachbarresonator ergibt sich der selbe Hamiltonoperator wie bei der Beschreibung eines Elektronengases in einem Magnetfeld im Tight-Binding-Modell aus der Festkörperphysik [17]. In der beschriebenen Anordnung des Resonatorgitters lässt sich das selbe topologische Verhalten wie bei dem quantenmechanischen Hall-Effekt erwarten.

4 Aufbau zur Einkopplung in die Nanostrukturen

In diesem Kapitel werden die verwendeten Nanostrukturen, sowie der experimentelle Aufbau vorgestellt. Der Aufbau ermöglicht ein Einkoppeln in die Nanostrukturen und ein Messen des Lichts an den Auskopplern. Zeitgleich kann das Streulicht des Lichts an den Strukturen betrachtet werden.

4.1 Design der Nanostrukturen

Bei den verwendeten Nanostrukturen handelt es sich um Siliziumnitrid Wellenleiter auf Quarzglas. In Abbildung 9 a) ist die Zeichnung einer verwendeten Struktur zu sehen. Die Strukturen unterscheiden sich in ihrer Kopplungslänge ℓ , sowie dem Abstand g zwischen den Wellenleitern (vgl. Kapitel 2.3). Mit Vergrößerung der Kopplungslänge vergrößert sich ebenso der Umfang des Resonators von $L = 655,39 \,\mu\text{m}$ bis zu 669,79 μ m. Die Wellenleiter sind für weitere Anwendungen zum Schutz vor chemischer Reaktion mit der Umgebung (z.B.: Rubidium) mit einer Siliziumdioxid ähnlichen Schicht aus Hydrogen Silsesquioxan (HSQ) beschichtet. In diesem Experiment ist der frei liegende Teil des Wellenleiters jedoch nur von Luft umgeben. Wird auf den mit Pfeil gekennzeichneten Gitterkoppler Licht eingestrahlt, wird der Koppler auf der rechten Seite als direkter Koppler und der auf der linken Seite liegende Auskoppler als Resonanzkoppler bezeichnet.



Abbildung 9: a) Zeichnung einer der untersuchten Nanostrukturen. Die Gitterkoppler befinden sich über quadratischen Aluminiumschichten. Die gesamte Struktur aus Si₃N₄ befindet sich auf SiO₂ und ist von HSQ und Luft umgeben. b) Foto einer Struktur mit Hilfe von Kamera 1 aus dem verwendeten Aufbau.

Abbildung 10 zeigt die Zeichnung einer der vorliegenden topologischen Strukturen. Das Resonatorgitter besteht aus 7x7 Ringresonatoren. Die Hauptresonatoren des Resonatorgitters haben dieselben Strukturparameter, wie jeweils eine der kleinen Strukturen. Der Verbindungsresonator ist um $\epsilon = 1 \,\mu$ m länger als die Hauptresonatoren. Durch die große Entfernung der Gitterkoppler von den Ringen der topologischen Struktur wird die Abbildung der Struktur weniger von dem am Gitterkoppler gestreuten Licht beeinträchtigt.

Die drei kleineren Strukturen in Abbildung 10, sind die aus Abbildung 9 bekannten Strukturen. Diese drei sind identisch und haben die gleichen Strukturparameter wie die gezeigte topologische Struktur. Sie wurden angefertigt um Fabrikationsfehlern vorzubeugen.



Abbildung 10: Zeichnung einer der verwendeten topologischen Strukturen. Mit einem der Kopplern A bzw. B, oder A' bzw. B' kann in die topologische Struktur eingekoppelt werden. Die Hauptresonatoren haben die selben Parameter wie die abgebildeten Nanostrukturen (vgl. Abb. 9).

4.2 Experimenteller Aufbau

Abbildung 11 zeigt vereinfacht den verwendeten experimentellen Aufbau zur Einkopplung in die Nanostrukturen und zur Messung der Leistung des ausgekoppelten Lichts, sowie zur Abbildung der Nanostrukturen des Chips. Zur Einkopplung muss ein Freistrahl mit Wellenlänge $\lambda = 776$ nm auf etwa 21 µm große Gitterkoppler fokussiert werden.

Über die $\lambda/2$ -Platte und den polarisationsabhängigen Strahlteiler (PBS) wird der Strahl zunächst geteilt und an ein Fabry-Pérot-Interferometer (FPI) geleitet. Der zweite Teil des Laserstrahls soll zur Kopplung in die Strukturen genutzt werden. Dazu wird dieser zunächst geformt und anschließend aufgeweitet, um dann durch die asphärische Kopplungslinse unter 10° auf die Nanostruktur fokussiert zu werden. Bei der Kopplungslinse handelt es sich um eine asphärische Linse mit einer effektiven Brennweite von f = 17,5 mm und einer numerischen Apertur von NA = 0,64.



Abbildung 11: Skizze des verwendeten experimentellen Aufbaus. Das Laserlicht wird unter 10° in die Nanostrukturen eingekoppelt. Diese liegen auf einem ITO Plättchen zur thermischen Regulation. Das ausgekoppelte Licht wird über einen 90:10 Strahlteiler an einer Photodiode gemessen. Das Streulicht der topologischen Strukturen (gestrichelte Linie) wird über die Rückseite auf einer Kamera abgebildet. Die hohe NA ermöglicht es, einen großen Anteil des ausgekoppelten Lichts einzufangen. Um mit dieser Linse den gewünschten Fokusdurchmesser zu erreichen, muss der einfallende Strahl mit dem Teleskop vergrößert werden. Die Faserkoppler sind mit einer Monomoden-Faser verbunden und ermöglichen ein ausschließen höherer Moden. Die $\lambda/2$ -Platte nach dem 90:10 Strahlteiler dient zur Veränderung der Polarisation des Lichts, da die Einkopplung in die Gitterkoppler polarisationsabhängig ist. Da der Ein- und Auskoppler nahe beieinander liegen, kann durch die Kopplungslinse das ausgekoppelte Licht eingesammelt werden.

Das Licht, welches die Nanostruktur am Resonanzkoppler oder am direkten Koppler wieder verlässt, gelangt dann über den 90:10 Strahlteiler auf die Kamera bzw. die Photodiode. Der 90:10 Strahlteiler im Laserpfad ermöglicht eine Abbildung der Strukturen in Transmissionsrichtung der LED, sowie die Messung der ausgekoppelten Lichtleistung. Die Kamera dient zum Finden und groben Einkoppeln in die Struktur. Abbildung 12 zeigt ein Bild durch Verwendung von Kamera 1. Mit der Lochblende, welche in x- und z- Richtung bewegt werden kann, wird einer der Gitterkoppler räumlich von restlichen Reflexionen getrennt. Über das Spannungssignal U der Photodiode am Oszilloskop wird anschließend die Kopplung an dem jeweiligen Auskoppler maximiert. Zur Maximierung der Kopplung wird sowohl die Translationsplattform in x- und y- Richtung verfahren, als auch die Kopplungslinse in z-Richtung bewegt.

Optimierung der beidseitigen Abbildung

Die verwendete Kamera 1 zur Abbildung der Nanostrukturen von der Oberseite hat einen Kamerasensor mit einer Auflösung von 1936 \times 1216 Pixel mit einer Größe von $5,86\,\mu\text{m} \ge 5,86\,\mu\text{m}$. Daraus ergibt sich eine Sensorgröße von $11,3\,\text{mm} \ge 6$ 7,13 mm. Um eine Nanostruktur mit einer Größe von etwa $1 \text{ mm} \ge 0.5 \text{ mm}$ bestmöglich auf dem Sensor aufzulösen, wird eine 10x Vergrößerung benötigt. Für die Linse des oberen Abbildungspfads, direkt nach dem 90:10 Strahlteiler, wird deshalb eine Brennweite von $f = 150 \,\mathrm{mm}$ verwendet. Damit ergibt sich aus Verhältnis dieser zur Brennweite der Kopplungslinse eine Vergrößerung von $V = 150/17, 5 \approx 9$. Die tatsächliche Vergrößerung liegt bei V = 8.7. Diese Abweichung kann durch die Verwendung einer asphärischen statt sphärischen Linse verursacht sein, dies verhindert aber nicht die Abbildung der Nanostrukturen auf der Kamera. Der Ausschnitt eines Fotos, welches mit Kamera 1 aufgenommen wurde, ist in Abbildung 12 zu sehen. Die Neigung des Nanochips von 10° zum Laserpfad nimmt wegen der minimalen Änderung des Fokus entlang einer Struktur wenig Einfluss auf die Bildqualität. Diese relative Neigung ist notwendig, um in die Struktur einzukoppeln. Da das ausgekoppelte Licht parallel zum einfallenden Licht aus dem Gitterkoppler austritt ist dies im Weiteren kein Hindernis.

Die verwendete Lichtquelle zur Beleuchtung ist eine monochromatische LED bei



Abbildung 12: Typische Aufnahme von Kamera 1, für Lichteinkopplung bei Resonanz. Das Licht wird auf den Einkoppler (Pfeil) eingestrahlt und verlässt die Struktur zu einem Anteil am Resonanzkoppler und zum anderen Teil am direkten Koppler. Der Pfad des Lichts kann dem Streulicht entnommen werden. Zur Veranschaulichung wurde das Streulicht am Einkoppler aus dem Foto gefiltert.

 $\lambda=780\,\mathrm{nm},$ wodurch chromatische Aberrationen verhindert werden. Zur Aufnahme der Bilder im oberen Abbildungspfad mit Kamera 1 wird der Spiegel unter der Plattform in einem 45° Winkel montiert.

Zum Abbilden des Streulichts (gestrichelte orange Linie in Abbildung 11) der topologischen Strukturen wird ein weiterer Abbildungspfad benötigt, weil hier eine kleinere Vergrößerung zur Abbildung benötigt wird. Die Abbildung erfolgt von der Unterseite der Struktur. Eine Abbildung von der Oberseite ist nicht möglich, weil eine Abbildung durch die Kopplungslinse hindurch die Abbildung der (1,5 mm x 1,5 mm) großen Struktur stark beeinträchtigen würde. Die verwendete Kamera hat eine Auflösung von 2048 × 2048 Pixel mit einer Größe von 5,5 μ m × 5,5 μ m. Der Sensor ist also 11,3 mm x 11,3 mm groß. Zur Abbildung auf dem Sensor unter Ausnutzung der gesamten Sensorfläche wird eine Vergrößerung von V = 7 benötigt. Die Brennweite der gesuchten Linse muss größer als f = 50 mmsein, da sie sonst nicht unabhängig von der Translationsplattform platziert werden kann. Andererseits sollte sie sich nicht zu weit weg von den Strukturen befinden, da ansonsten weniger vom Streulicht aufgesammelt werden kann. Unter Betrachtung dieser Anforderungen wird eine Brennweite von f = 75 mm gewählt. Für die anschließende Linse zur Abbildung auf Kamera 2, wird demnach eine Linse mit Brennweite f = 300 mm gewählt, womit eine Vergrößerung von V = 5,3 erreicht wird.

Zum Abbilden über diesen Pfad wird der Spiegel unter der Plattform auf einen 50° Winkel umgestellt, um das gesamte Streulicht, welches aus der 10° geneigten Ebene kommt, auf der Kamera abzubilden. Abbildung 13 zeigt das reflektierte Licht der LED an einem USAF 2951 Auflösungstestbild. Der vergrößerte Ausschnitt dient zur Bestimmung des Auflösungsvermögens. Für das Linienpaar mit Linienbreite von 4,38 μ m ist eine Auflösung nach dem Rayleigh-Kriterium noch möglich. Das Rayleigh-Kriterium ist dann erfüllt, wenn das Intensitätsmaximum und das Intensitätsminimum der Linienpaare sich um über 20% unterscheiden [10]. Somit liegt das Auflösungsvermögen des unteren Abbildungspfads bei 114 Linienpaare pro Millimeter.



Abbildung 13: a) Reflexion der LED an einem Auflösungstestbild (USAF 2951) im unteren Abbildungspfad. b) Vergrößerter Ausschnitt. c) An der gestrichelten Linie wird die Intensität entlang des untersten Linienpaars dargestellt.

Temperaturkontrolle der Nanostrukturen

Unter dem Nanochip liegt ein mit Indiumzinnoxid (ITO) beschichtetes Glasplättchen, welches über einen Temperatursensor mit einen PID-Regler und über Elektroden mit einem Netzgerät verbunden ist. Bei ITO handelt es sich um einen transparenten, leicht gelblichen Feststoff, welcher elektrisch und thermisch leitfähig ist. So ist es in diesem Aufbau möglich, den Nanochip zu erhitzen und zeitgleich die Nanostrukturen zu beobachten. An das ITO-Plättchen sind Kupferstreifen mit Silberepoxid befestigt, an welche Kupferklemmen angelegt werden können. Ein Foto von diesem Aufbau ist in Abbildung 14 zu sehen. Über das Netzgerät wird an die



Abbildung 14: Foto des Aufbaus zur Kopplung in die Nanostrukturen samt ITO-Heizsystem. Das ITO ist über Elektroden an ein Netzgerät angeschlossen. Über einen Temperaturfühler auf dem Chip und einem PID-Regler wird die Temperatur der Strukturen reguliert.

Kupferelektroden eine Spannung angelegt, sodass sich der Nanochip erhitzt und thermisch reguliert werden kann. Dazu wird an der Oberseite des Chips ein Temperaturfühler befestigt. Die am Temperaturfühler gemessene Temperatur schwankt um etwa ± 1 °C bei hohen Temperaturen und um etwa $\pm 0,1$ °C bei Temperaturen unter 50 °C. Zur elektrischen und thermischen Isolation liegt das ITO-Plättchen auf einem temperaturbeständigen Kunststoff aus Polyetheretherketon (TecaPEEK). Wird unter hohen Temperaturen das ITO-Plättchen dem Kunststoff zu lange ausgesetzt, verbinden sich beide unter Bläschenbildung miteinander. Um das zu vermeiden, wird unter das ITO eine dünne zusätzliche Glasscheibe gelegt, die den direkten Kontakt zum TecaPEEK verhindert.

5 Charakterisierung des Laserstrahls

Querschnittsprofil

Der Laserstrahl divergiert nach Austritt aus dem Laser in vertikaler Richtung. Deshalb wird der Laserstrahl zunächst mit zwei Zylinderlinsen zu einem runden Strahlprofil geformt. Durch Verfahren einer Rasierklinge durch das Querschnittsprofil des Laserstrahls wird der Radius in horizontaler und vertikaler Richtung bestimmt. An die Messpunkte wird die Errorfunktion [18]

$$P(x) = P_0 + \frac{P_{\max}}{2} \cdot \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2} \cdot x}{r}\right)\right)$$
(5.1)

gefittet. Für die horizontale Richtung ergibt sich ein Strahlenradius von $r_1 = (0.81 \pm 0.04)$ mm, in der Vertikalen ist $r_2 = (0.81 \pm 0.02)$ mm. Hieraus lässt sich erkennen, dass ein rundes Strahlprofil erreicht wurde mit einem mittleren Durchmesser von (1.62 ± 0.10) mm.

Im Anschluss durchläuft der Laserstrahl eine Einzelmoden-Faser um andere eventuell vorliegenden Moden zu unterdrücken. Die Veränderung des Strahlprofils ist für eine hohe Kopplungseffizienz vorteilhaft. Durch den Faser-Koppler verändert sich der Durchmesser des Laserstrahls zu 2,08 mm.



Abbildung 15: Die Ergebnisse der Knife-Edge Methode nach Veränderung des asymmetrischen Strahlprofils. Blau zeigt die Ergebnisse für die Horizontale, während in rot die Ergebnisse der vertikalen Richtung dargestellt sind. Die Errorfunktionen beider Richtungen liegen aufeinander.

Fokusvermessung der Kopplungslinse

Die vorliegenden Gitterkoppler sind halbkreisförmig mit einem Radius von etwa 21 μ m. Ist der Querschnitt des eingestrahlten Lichts größer als der Gitterkoppler kommt es zu Verlusten und somit geringeren Effizienzen. Bei Querschnittsgrößen weit kleiner dem Gitterkoppler führen Störfaktoren wie beispielsweise Temperaturänderung oder mechanische Erschütterung zu geringer Stabilität. Als Kompromiss aus Stabilität und Effizienz wird ein Fokusdurchmesser von etwa 5 μ m gesucht. Um dies zu erreichen, wird der Strahl mit zwei Linsen ($f_1 = 125 \text{ mm}, f_2 = 50 \text{ mm}$) auf einen Durchmesser von 5,11 mm vergrößert.

Um die Fokusgröße zu bestimmen, wird der Strahl mit der Kopplungslinse fokussiert und anschließend eine Lochblende mit einem Öffnungsradius $R = 5 \,\mu \text{m}$ entlang dem fokussierten Strahl bewegt. Für unterschiedliche Positionen z vor und nach dem Fokus wird die Leistung P direkt hinter der Lochblende gemessen. Das Signal am Powermeter wird durch Verfahren der Lochblende in x- und y- Richtung jeweils maximiert. Dabei beschreibt z die Längsachse des Laserstrahls. Der Querschnitt eines Laserstrahls zeigt ein gaußförimges Intensitätsprofil

$$I(r,z) = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right),$$
(5.2)

bei einer Entfernung r vom Mittelpunkt des Laserstrahls und der maximalen Intensität I_0 . Dabei nimmt der Radius des Laserstrahls $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_{\rm R}^2}$ mit Entfernung vom Fokus mit Fokusgröße w_0 zu. Nach der Rayleighlänge

$$z_{\rm R} = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda} \tag{5.3}$$

hat sich der Radius des Laserstrahls auf $\sqrt{2}w_0$ aufgeweitet.[19] Aus Integration der Intensität in Gleichung (5.2) über die Öffnung der Lochblende ergibt sich eine Näherung für die Abhängigkeit der Leistung von der Entfernung vom Fokus z

$$P(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^R I(r,z) \, r \, \mathrm{d}r \mathrm{d}\varphi = P_{\max}\left(1 - \exp\left(\frac{-2R^2}{w_0^2(1+z^2/z_r^2)}\right)\right). \tag{5.4}$$

An die aufgenommen Messdaten wird Gleichung (5.4) gefittet. Das Fitergebnis ist in Abbildung 16 zusehen.

Mit der Näherung, dass $P \propto w$ kann die Rayleighlänge $z_{\rm R}$ bestimmt werden. Aus den resultierenden Schnittpunkten bei $z_1 = -27.4 \,\mu{\rm m}$ und $z_2 = 27.4 \,\mu{\rm m}$ aus Abbildung 16 erhält man über Gleichung (5.3) die Fokusgröße

$$w_{0} = \sqrt{\frac{z_{R}\lambda}{\pi}} = \sqrt{\frac{(z_{2} - z_{1})\lambda}{\pi}}$$
$$= \sqrt{\frac{(27,4\,\mu\text{m} - (-27,4\,\mu\text{m})) \cdot 776\,\text{nm}}{\pi}} = 2,60\,\mu\text{m}.$$

Damit liegt der Durchmesser des Fokuses mit $5,2 \,\mu$ m nahe an den anvisierten $5 \,\mu$ m. Die Messpunkte weichen an den unteren Flanken etwas von der gesuchten Linienform ab. Dies kann zum einen durch fehlendes Erreichen einer maximalen Kopplung verursacht sein, zum anderen stellt die verwendete Gleichung zum Fitten der Funktion (5.4) nur eine Näherung der physikalischen Verhältnisse dar.



Abbildung 16: Leistung hinter einer Lochblende mit Radius $h = 5 \,\mu m$ für verschiedene Positionen z vor und nach dem Fokus der Kopplungslinse. Die gestrichelte Linie gibt die Leistung nach der Rayleighlänge an. Die Distanz zwischen beiden Schnittpunkten entspricht der Rayleighlänge.

6 Charakterisierung der Nanostrukturen

In diesem Kapitel werden die Ringresonatoren auf ihre Charakteristiken untersucht. Anschließend wird aus den gewonnen Informationen über geeignete Strukturparameter das Streulicht einer entsprechenden topologischen Struktur auf Resonanzeffekte untersucht.

6.1 Charakterisierung der Ringresonatoren

Die Resonanzbedingung nach Gleichung (2.6) wird in diesem Experiment durch variieren der Temperatur T erreicht, während die Wellenlänge $\lambda = 776$ nm unverändert bleibt. Dies bietet sich dann an, wenn eine feste Wellenlänge für eine Anwendung vorgesehen ist. Dazu zählt beispielsweise das Anregen von atomaren Zuständen. Durch Erwärmung der Strukturen kommt es zu zwei Änderungen in dem Winkel θ aus Gleichung (2.8), welcher die Resonanzpositionen bestimmt. Zum einen ändert sich durch thermische Ausdehnung der Umfang des Resonators L mit dem Wärmeausdehnungskoeffizient α zu

$$L_{\rm T}(T) = L \cdot (1 + \alpha \Delta T). \tag{6.1}$$

Die Temperaturänderung $\Delta T = (T - T_0)$ zur Raumtemperatur T_0 ändert außerdem den Brechungsindex des Wellenleiters n_{eff} in erster Ordnung zu

$$n(T) = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} \cdot \Delta T + n_{\mathrm{eff}}.$$
(6.2)

Die Änderung des Brechungsindex für Siliziumnitrid liegt bei $dn/dT =: \eta = 2,45 \cdot 10^{-5} (^{\circ}C)^{-1}$ [20], während der thermische Ausdehnungskoeffizient für Siliziumnitrid bei $\alpha = 9,80 \cdot 10^{-7} \text{ m/}^{\circ}C$ liegt [21]. Durch Ausdehnung des Siliziumnitrids wird das Licht der Wellenleitermode ebenso ein anderen effektiven Brechungsindex erfahren. Da die thermische Ausdehnung, für die geringe Breite $b = 0,75 \,\mu\text{m}$ und Höhe $h = 150 \,\text{nm}$, des Wellenleiters klein ist, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Um die Temperaturänderung in eine Änderung der Resonanzfrequenz zu übersetzen, wird eine effektive Wellenlänge

$$\lambda_{\text{eff}}(T) = \frac{\lambda}{(1 + \Delta T \cdot \eta / n_{\text{eff}})(1 + \alpha \Delta T)}$$
(6.3)

aus Gleichungen (2.8), (6.1) und (6.2) definiert. Aus einer Temperaturdifferenz von zwei Temperaturen kann mit $c = \nu \lambda$ folglich eine Frequenzdifferenz

$$\Delta\nu(T_1, T_2) = \frac{c_0}{n_{\text{eff}}} \frac{\lambda_{\text{eff}}(T_2) - \lambda_{\text{eff}}(T_1)}{\lambda_{\text{eff}}(T_2) \cdot \lambda_{\text{eff}}(T_1)}$$
(6.4)

definiert werden, womit Größen wie die FSR sowie die Halbwertsbreite bestimmt werden.

Präzission der Einkopplung

Für die Bestimmung der Messunsicherheit beim Einkoppeln in die Struktur, wird drei Mal hintereinander in dieselbe Struktur eingekoppelt. Dies wird bei fünf Temperaturen an derselben Struktur wiederholt. Aus den Spannungswerten wird die Standardabweichung bestimmt, aus dessen Verhältnis zum Mittelwert der Messwerte ein durchschnittlicher Einkopplungsfehler von $\delta = 11,6\%$ ermittelt wurde. Dieser wird im Folgenden als Messunsicherheit aller Spannungen angenommen. Die Größe des Fehlers ist der verwendeten Translationsplattform geschuldet. Aufgrund ihrer Staffelung nach je 10 μ m ist diese nicht geeignet um sich auf dem 20 μ m großen Koppler exakt zu bewegen.

Die Spannung am Resonanzkoppler und direktem Auskoppler werden für verschiedene Temperaturen im Intervall T = 30 °C bis 100 °C gemessen. In Abbildung 20 sind die gemessenen Spannungen U über die Temperatur T für eine der untersuchten Strukturen abgebildet. Aus diesen Messdaten wird das Verhältnis des ausgekoppelten Lichts am Resonanzkoppler U_r zum gesamten ausgekoppelten Licht,

$$P = \frac{U_{\rm r}}{U_{\rm r} + U_{\rm d}} \tag{6.5}$$

gebildet. Dieses ist proportional zur relativen Leistung am Resonanzkoppler. Das Verhältnis P wird gebildet, um etwaige Unterschiede in den Kopplungsfehlern der Messung zu unterdrücken. Aus dem Fehler der Kopplung δ ergibt sich aus Fehlerfortpflanzung ein Größtfehler für die normierte Leistung

$$\delta P = \left| \frac{\partial P}{\partial U_r} \right| \cdot \delta \cdot U_r + \left| \frac{\partial P}{\partial U_d} \right| \cdot \delta \cdot U_d = \frac{\delta \cdot U_r (U_d - U_r)}{(U_r + U_d)^2} + \frac{\delta \cdot U_r}{U_r + U_d}, \tag{6.6}$$

welcher in den folgenden Plots dargestellt ist.

Maximale Transmission am Resonanzkoppler

In Abbildung 17 ist das maximal gemessene Verhältnis des Lichts am Resonanzkoppler nach Gleichung (6.5) aus allen Temperaturmessungen dargestellt. Es zeigt sich, dass nicht alle Strukturen in dem untersuchten Temperaturintervall T = 30 °C bis 100 °C einen signifikanten Anstieg der Leistung am Resonanzkoppler zeigen. Dies kann auf unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden.

Zum einen könnte die Resonanztemperatur nicht innerhalb des gemessenen Bereichs liegen. Nach Gleichung (2.9) wird für die FSR etwa 285 GHz erwartet. Das entspricht einem Temperaturintervall von $\Delta T \approx 70$ °C, womit die Resonanz im Messbereich zumindest durch einen kleinen Anstieg angedeutet werden sollte.

Eine andere Ursache könnte ein hoher Verlust im Resonator sein. Dann ist die Höhe des Resonanzpeaks geringer und am direkten Koppler wird mehr Licht ausgekoppelt als am Resonanzkoppler, wodurch das Verhältnis P selbst bei Resonanz



Abbildung 17: Das maximale Verhältnis der Leistung am Resonanzkoppler zur gesamten ausgekoppelten Leistung aus allen Temperaturmessungen für alle untersuchten Strukturen. Auf die benannten Strukturen wird sich im Folgenden der Auswertung bezogen.

niedrig bleibt. Struktur \mathbf{A} ist eine dieser Strukturen, welche später näher betrachtet wird und in Abbildung 20 zu sehen ist.

Außerdem sind defekte Gitterkoppler, oder Defekte im Wellenleiter möglich, welche die Kopplungseffizenz drastisch minimieren. In diesem Fall ist die Leistung an beiden Auskopplern sehr gering. Die Strukturen in Abbildung 17, welche mit Stern gekennzeichnet sind, stellen ein solches Beispiel dar. Hier liegt die gesamte ausgekoppelte Leistung zu keiner Temperatur über einem Drittel der maximal gemessenen Leistung. Diese werden deshalb von weitergehenden Vergleichen der Auswertung ausgeschlossen.

Zudem ist es möglich, dass ein paar der gewählten Parameter nicht geeignet sind um das gewünschte Verhalten vorzuweisen. Für die Produktion wurde eine Vielzahl an Konfigurationen hergestellt um geeignete Strukturen zu finden. Abbildung 17 zeigt, dass die Strukturen mit einem Abstand $g = 0,170 \,\mu\text{m}$ bis $0,180 \,\mu\text{m}$ eine hohe Transmission am Resonanzkoppler zeigen. Die Wahl der Kopplungslänge ist weniger einflussreich, bei $\ell = 23,6 \,\mu\text{m}$ bis $24,0 \,\mu\text{m}$ sind die Transmissionen in Kombination mit den genannten Abständen jedoch besonders hoch.

Temperaturabhängigkeit der Transmission

Abbildung 18 zeigt das Verhältnis P aller gemessenen Strukturen für vier verschiedene Temperaturen T. Es zeigt sich, dass bei T = 50 °C der ausgekoppelte Lichtanteil am Resonanzkoppler für alle Strukturen relativ klein ist. Bei T = 70 °C steigt dieser Anteil an, bis er bei T = 80 °C bei den meisten Strukturen im Maximum liegt. Es zeigt sich, dass die untersuchten Strukturen mit Kopplungslänge $\ell > 23,4 \,\mu$ m großflächig in der Nähe von T = 80 °C ihre Resonanz erreichen. Wäh-



Abbildung 18: Die normierte Transmission P am Resonanzkoppler für alle untersuchten Strukturen mit Kopplungslänge ℓ und Abstand g bei verschiedenen Temperaturen T. a) T = 50 °C. b) T = 70 °C. c) T = 80 °C. d) T = 100 °C.

rend dazu im Vergleich bei $T = 100^{\circ}$ die Resonanz für Strukturen mit kleineren Kopplungslängen $\ell < 23,4 \,\mu\text{m}$ verschoben ist. Die Temperatur bei Resonanz $T_{\rm R}$ liegt also nicht immer im gleichen Bereich. Mit kleinerer Kopplungslänge sinkt auch der Umfang des Resonators, wodurch sich die Temperatur bei welcher Resonanz vorliegt $T_{\rm R}$ erhöht.

Den Verlauf der Transmission am Resonanzkoppler über die Temperatur ist auch anhand des Streulichtes sichtbar. Abbildung 19 verdeutlicht die Temperaturabhängigkeit der Resonanz von den Ringresonatoren. Die gezeigte Struktur **C** hat eine Kopplungslänge von $\ell = 24,0 \,\mu\text{m}$ und einen Abstand $g = 0,180 \,\mu\text{m}$. Dort wo das HSQ am Wellenleiter aufgetragen ist, ist das Streulicht schlecht zu erkennen.



Abbildung 19: Fotos der Struktur C bei verschiedenen Temperaturen. Das Streulicht markiert den Weg des Lichts durch die Struktur. Die Intensität am Resonanzkoppler steigt mit Annäherung an die Resonanz, von a) zu c), T = 80 °C. Gleichermaßen steigt die Intensität des Streulichts im Ring. Die Zeichnung der Struktur ist in rosa aufprojeziert.

Resonanzkurven

Im Folgenden werden verschiedene Strukturen auf ihre Abhängigkeit der Temperatur untersucht. Die Ermittlung der charakteristischen Größen der Ringresonatoren werden anhand von Struktur **A** ausführlich gezeigt. Abbildung 20 a) zeigt die gemessenen Spannungen am direkten Koppler und Resonanzkoppler der Struktur **A**. Daneben in Abbildung 20 b) ist der daraus bestimmte Transmissionsanteil P zusehen. Es ist trotz des relativ kleinen maximalen Transmissionsanteils (vgl. Abb. 17) eine Resonanzkurve zu erkennen.

An das bestimmte Spannungsverhältnis wird eine Funktion nach Gleichung (2.7) mit $\theta(T) = \theta(\lambda = \lambda_{\text{eff}})$ aus (6.3) gefittet. Die Schnittpunkte der Fitkurve mit der Geraden, welche die Höhe der Halbwertsbreite angibt (gestrichelte Linie in Abb. 20 b)), liegen bei $T_{s1} = 85.7^{\circ}$ und $T_{s2} = 71.5^{\circ}$. Mit dem effektiven Brechungsindex der Struktur $n_{\text{eff}} = 1.58$, der Wellenlänge $\lambda = 776$ nm des Lasers, der Raumtemperatur $T_0 = 21^{\circ}$ C und den Temperaturen dieser Schnittpunkte kann mit Gleichung



Abbildung 20: a) Mit der Photodiode gemessene Spannung U an den Auskopplern für Struktur **A**. b) Das Verhältnis P der Spannung am Resonanzkoppler zum gesamten ausgekoppelten Licht. In rot ist das Fitergebnis nach (2.7) dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die Spannung bei der Halbwertsbreite.

(6.4) die Halbwertsbreite des Resonanzpeaks

$$\delta\nu = \frac{c_0}{n_{\rm eff}} \frac{\lambda_{\rm eff}(T = 85,7\,^{\circ}\text{C}) - \lambda_{\rm eff}(T = 71,5\,^{\circ}\text{C})}{\lambda_{\rm eff}(T = 85,7\,^{\circ}\text{C}) \cdot \lambda_{\rm eff}(71,5\,^{\circ}\text{C})} = 57,2\,\text{GHz}$$

bei $T_{\rm R} = 78,7$ °C bestimmt werden. Die Temperatur im Resonanzfall $T_{\rm R}$ entspricht nach Gleichung (6.3) einer effektiven Wellenlänge von

$$\begin{split} \lambda_{\rm R} &= \frac{\lambda}{(1 + (T_{\rm R} - T_0) \cdot \eta / n_{\rm eff})(1 + \alpha (T_{\rm R} - T_0))} \\ &= \frac{776 \,\mathrm{nm}}{(1 + (78,7\,^{\circ}\mathrm{C} - 21\,^{\circ}\mathrm{C}) \cdot 2,45 \cdot 10^{-5} \,\frac{1}{^{\circ}\mathrm{C}}/1,58\,)(1 + 0.98\,\frac{\mu\mathrm{m}}{^{\circ}\mathrm{C}} \cdot (78,7\,^{\circ}\mathrm{C} - 21\,^{\circ}\mathrm{C}))} \\ &= 775,3 \,\mathrm{nm}. \end{split}$$

Aus Gleichung (2.10) ergibt sich für diese Struktur ein Gütefaktor von

$$Q = \frac{\lambda_{\rm R}}{\delta\lambda} = \frac{775,26\,{\rm nm}}{0,1695\,{\rm nm}} = 4,57\cdot10^3\,.$$

Analog ergeben sich die Werte für die anderen untersuchten Strukturen, welche in Tabelle 1 wiedergegeben sind. Abbildung 22 zeigt einige Resonanzkurven für

unterschiedliche Strukturen.

Für ein paar der untersuchten Strukturen lassen sich trotz hohem Transmissionsanteil am Resonanzkoppler keine Resonanzkurven erkennen. Die Struktur \mathbf{g} aus Abbildung 22 ist hier ein besonders auffälliges Beispiel. Ein sehr geringer Transmissionsanteil t ist charakteristisch für einen solchen Verlauf. Allerdings lässt sich keine Resonanzkurve erkennen. Möglich wären Defekte in der Struktur, welche zu einer Rückstreuung des Lichts im Wellenleiter führen konnten. An dem bisher nicht betrachteten dritten Auskoppler wurde für diese Struktur ebenfalls Licht ausgekoppelt, was für eine Rückstreuung spricht. Für alle Strukturen mit sichtbarer Resonanzkurve wurde der Gütefaktor bestimmt und in Tabelle 1 wiedergegeben. In Abbildung 21 sind die Resonanzpeaks für drei unterschiedliche Strukturen abgebildet. Struktur A zeigt einen kleineren Ausschnitt der zuvor berechneten Struktur. Der Gütefaktor nimmt für schmalere Peaks zu. Für **B** liegt der Gütefaktor bei $Q = 5.51 \cdot 10^3$ und für C bei $Q = 9.89 \cdot 10^3$. Der Gütefaktor Q der Strukturen ist bei größeren Kopplungslängen ℓ höher. Der Abstand g zeigt geringeren Einfluss. Die Struktur mit dem höchsten Gütefaktor ist Struktur f mit einer Kopplungslänge 23,8 μ m und einem Abstand $g = 0,180 \,\mu$ m.



Abbildung 21: Resonanzpeaks unterschiedlicher Strukturen. Die Messdaten sind mit Gleichung (2.7) gefittet. Die gestrichtelte Linie zeigt die Position der Halbwertsbreite. Die Strukturen besitzen die folgenden Kopplungsparameter A: $g = 0.165 \,\mu\text{m}, \,\ell = 23.4 \,\mu\text{m}$ B: $g = 0.190 \,\mu\text{m}, \,\ell = 23.6 \,\mu\text{m}$ C: $q = 0.180 \,\mu\text{m}, \,\ell = 24.0 \,\mu\text{m}.$



Abbildung 22: Beispiele für Transmissionskurven am Resonanzkoppler P über die Temperatur T für unterschiedliche Strukturen. An die Daten wurden, wenn möglich, Resonanzkurven nach (2.7) gefittet. Die Parameter der Strukturen sind in Tabelle 1 gegeben.

Tabelle 1: Übersicht der ermittelten Gütefaktoren Q und Halbwertsbreiten $\delta \nu$ der Resonanzpeaks für Strukturen mit unterschiedlichen Abständen g und Kopplungslängen ℓ . Neben der Bezeichnung der Strukturen auf dem Nanochip, sind die Bezeichnungen nach Abbildung 17 angegeben.

Ct.	1-4	. []	0 []	<u>.</u>	O[103]	$T [\circ C]$
Struktur		$g [\mu m]$	$\ell \ [\mu m]$	ον [GHZ]	Q [10 ^o]	$I_{\rm R}$ [O]
	B1	0,170	23,2	46,6	5,70	78,6
d	B3	$0,\!180$	23,2	47,0	$5,\!65$	54,7
	B4	$0,\!185$	23,2	30,7	9,06	$_{38,5}$
Α	C0	0,165	$23,\!4$	57,2	$4,\!57$	71,5
	C3	$0,\!180$	$23,\!4$	$33,\!6$	8,20	47,5
e	D0	0,165	$23,\!6$	95,7	$2,\!66$	53,1
в	D5	$0,\!190$	$23,\!6$	48,1	$5,\!51$	78,2
f	E3	$0,\!180$	$23,\!8$	22,1	$13,\!3$	78,7
	E4	$0,\!185$	$23,\!8$	25,1	11,5	69,2
\mathbf{C}	F3	$0,\!180$	24,0	28,5	$9,\!89$	78,1
h	G2	$0,\!175$	24,2	28,7	9,81	$75,\!8$
	G5	$0,\!190$	24,2	26,1	10,9	77,2
i	H2	$0,\!175$	24,4	$25,\!9$	11,1	$79,\!4$

Mit Gleichung (6.4) lässt sich ebenso der Freie Spektrale Bereich FSR berechnen. Für einen Ringresonator mit Umfang $L = 657,8 \,\mu\text{m}$ (Struktur **A**) erwartet man nach Gleichung (2.9)

$$FSR = \frac{c_0}{n_{\text{eff}}L} = \frac{c_0}{1,58 \cdot 657,8\,\mu\text{m}} = 288\,\text{GHz}.$$

Damit liegt der erwartete zweite Resonanzpeak außerhalb des gemessenen Bereichs. Zur Bestimmung der FSR für die Strukturen sollten weitere Temperaturmessungen durchgeführt werden. Für Struktur **A** zeigen sich dennoch zwei Resonanzpeaks, woraus sich eine FSR_A = 212 GHz ergibt. Damit liegt die Abweichung vom Theoriewert bei knapp 26%. Die Finesse liegt bei $\mathcal{F} = 3,72$. Für die Struktur **C** sind ebenfalls zwei Peaks in den Messungen zu erkennen, wodurch auch hier eine FSR bestimmt werden kann. Es ergibt sich FSR_C = 198 GHz. Das ergibt eine Abweichung von 30% zum Theoriewert von 285 GHz. Die Finesse berechnet sich zu $\mathcal{F} = 6,97$. In beiden Fällen ist die beobachtete FSR geringer als die vom Theoriewert vorhergesagte. Grund hierfür kann zum einen die gefittete Resonankurve sein: Es wurde nur an wenigen Punkten des Resonanzpeaks Messungen vorgenommen. Für die aus dem Schaubild bestimmten Temperaturen ergibt sich ein Fehler von etwa einem halben Messschritt, also ± 5 °C. Dies entspricht einer Frequenzabweichung der FSR von etwa ± 20 GHz, womit die bestimmte FSR im Rahmen des Fehlerbereichs dennoch von der erwarteten FSR abweicht. Zum anderen haben mögliche Fabrikationsfehler einen Einfluss auf die Länge der Resonatoren, sowie den effektiven Brechungsindex. So ist beispielsweise das HSQ nicht präzise um die Wellenleiter angebracht. Zum Teil ragt es in den Wellenleiterbereich des Ringresonators hinein, was den Weg des Lichts durch die Struktur stören könnte. Dort kann es zu Rückstreuungen oder zu Änderung des Brechungsindexes kommen. Abbildung 23 zeigt Bilder der Strukturen mit den möglichen Störquellen.



Abbildung 23: Aufnahmen der Strukturen mit einem Mikroskop. a) In 100x Vergrößerung. Das HSQ ragt in den Ringresonator und ist nicht um den Wellenleiter aufgetragen. b) Bei 10x Vergrößerung. Das HSQ ist quer über den Wellenleiter aufgetragen, statt ihn zu umgeben.

6.2 Streulicht der topologischen Struktur

Den höchsten Gütefaktor erhält man nach Tabelle 1 bei der Nanostruktur **f** mit Kopplungslänge $\ell = 23,8 \,\mu\text{m}$ und Abstand $g = 0,180 \,\mu\text{m}$. Für diese Struktur wird in die topologische Struktur eingekoppelt und die Temperatur verfahren. Abbildung 24 b) zeigt die Struktur bei $T = 65 \,^{\circ}\text{C}$. Es ist keine Resonanz zu erkennen, während Abbildung 25 die Struktur im Resonanzfall bei $T = 80 \,^{\circ}\text{C}$ zeigt. Für beide wurde der selbe Koppler B genutzt, welche die Richtung des Lichts durch das Resonatorgitter bestimmt. Abbildung 24 a) zeigt hingegen das Einkoppeln in Koppler A. Das Licht bewegt sich hier entlang der oberen Kante. Die Wahl des Einkopplers legt den Drehsinn im ersten Hauptresonator fest. Dementsprechend bewegt sich das Licht mit oder entgegen des Uhrzeigersinns durch das Resonatorgitter.



Abbildung 24: Foto des Streulichts der topologischen Strukturen bei Verwendung von Kamera 2. Darüber ist die Zeichnung der Struktur aufprojeziert. Der Pfeil zeigt den Weg des Lichts vom Einkoppler. a) Bei Nutzung des Kopplers A, in der Nähe der Resonanztemperatur. Das Streulicht bewegt sich entlang der oberen Kante. b) Bei Nutzung des Kopplers B, bei keiner Resonanz. Das Licht verbleibt im ersten Ring.

Es wurden für jede Abbildung zwei Fotos aufgenommen. Einmal eingekoppelt und einmal ohne einzukoppeln. Die Bilder wurden von einander abgezogen und anschließend mit einem Gaußfilter bearbeitet. Dadurch lässt sich das Streulicht der Ringresonatoren deutlicher von dem Hintergrundstreulicht trennen. Obwohl bei Abbildung 24 b) ebenfalls in Koppler A eingekoppelt wurde, wie in Abbildung 25, verläuft das Licht hier nicht entlang der Kante nach unten. Das meiste Licht verbleibt im ersten Ringresonator. Es zeigt sich deutlich, dass nicht nur die Wahl des Kopplers in die Struktur einen Einfluss auf den Weg im Resonator hat. Die Resonanzfrequenz der Ringresonatoren ist ebenso entscheidend für den Verlauf im Resonatorgitter. Die Struktur zeigt bei Resonanz das erwartete topologische Verhalten und verläuft entlang des Randes.



Abbildung 25: Foto der topologischen Struktur im Resonanzfall, bei $T = 80^{\circ}$. Gezeigt ist der Verlauf des Lichts im Resonatorgitter entlang des Randes. Es wurde mit Koppler B eingekoppelt. In rosa ist die Zeichnung des Resonatorgitters aufprojeziert. Der Pfeil zeigt den Weg des Lichts vom Einkoppler.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein Messaufbau für das Einkoppeln und Abbilden von Siliziumnitrid-Wellenleitern auf Siliziumdioxid-Substrat aufgebaut. Dabei ist es möglich, mit einem Fokusdurchmesser von $5,2 \,\mu$ m eines $\lambda = 776 \,\mathrm{nm}$ Lasers unter einem 10° Winkel in Nanostrukturen einzukoppeln. Die Einkopplung findet über eine asphärische Linse mit hoher numerischer Apertur statt. Über diese Linse kann ebenso das ausgekoppelte Licht aufgesammelt werden und anschließend dessen Leistung gemessen werden. Das Streulicht einer Struktur bestehend aus einem Ringresonator und passiven Wellenleitern, mit den Abmessungen von 1 mm x 0,5 mm kann abgebildet werden, wodurch der Weg des Lichtes durch die Struktur sichtbar wird.

Über ein mit Indiumzinnoxid beschichtetes Plättchen werden die Strukturen thermisch reguliert, wodurch die Resonanzkurve der Strukturen in Abhängigkeit der Temperatur abgefahren wird. Eine Art der untersuchten Nanostrukturen besteht jeweils aus einem Ringresonator, wofür ein maximaler Gütefaktor von $13,3 \cdot 10^3$ bestimmt wurde. Diese Struktur hat eine Kopplungslänge $\ell = 23,8 \,\mu\text{m}$ und einen Abstand $g = 0,180 \,\mu\text{m}$. Die Temperatur bei welcher Resonanz auftritt liegt hier bei etwa $T \approx 80 \,^{\circ}\text{C}$, das entspricht einer Resonanzwellenlänge bei Raumtemperatur von $\lambda = 775,3 \,\text{nm}$. Im Mittel liegt der bestimmte Gütefaktor bei $(8,3 \pm 3,2) \cdot 10^3$. Einige der Strukturen zeigen keine Resonanz im untersuchten Temperaturbereich von $T = 30 \,^{\circ}\text{C}$ bis 100 °C.

Für die Struktur mit maximalem Gütefaktor und zugleich schärfstem Resonanzpeak, wird in eine topologische Struktur aus aneinandergereihten Ringresonatoren eingekoppelt. Diese werden über einen zweiten Abbildungspfad von der Unterseite des Chips betrachtet. Neben Resonanz zeigt sich kein deutlicher Weg des Lichts durch die Struktur. Auf Resonanz verläuft das Licht entlang des Randes der topologischen Struktur. Je nach Einkoppler kann der Randweg entlang oder entgegen des Uhrzeigersinns gewählt werden.

Um die topologische Natur der untersuchten Struktur zu untermauern, könnte untersucht werden, ob sich deren Verhalten bei Defekten oder Störeinflüssen verändert. Eine Störung in dem Hamiltonoperator der topologischen Struktur könnte anstelle eines fehlenden Ringresonators (vgl. [9]) über Atom-Licht-Wechselwirkung verwirklicht werden. Dazu würde der verwendete Chip mit einer mit Rubidium gefüllten Dampfzelle kombiniert werden. Das verwendete Laserlicht dieser Arbeit hat eine Wellenlänge von 776 nm. Dieses ist nicht resonant zu einem der atomaren Übergänge des Grundzustands von Rubidium. Ein zusätzlich zweiter Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 780 nm würde einen zwei-Photonenübergang 5S-5P-5D induzieren und das Rubidiumatom anregen.

Wird in die topologische Struktur nun mit der nicht-resonanten Wellenlänge von

776 nm eingekoppelt, kann mit dem zweiten Laser der Wellenlänge 780 nm auf einen der Ringresonatoren am Rand eingestrahlt werden. Damit der zweite Laser nicht bei durchqueren der Glaszelle bereits Atome anregt, kann er von der unteren Seite eingestrahlt werden. An der Kontaktstelle des zweiten Laserstrahls zum Ringresonator sollten Atome angeregt werden und die Photonen im Wellenleiter eine andere Phase erhalten. Dadurch ist der Weg durch die topologische Struktur hindurch gestört. Dieser Defekt sollte demnach dazu führen, dass das Licht im Resonatorgitter seinen Pfad ändert, jedoch dann wieder zum Rand zurückkehrt und diesem folgt.

Literaturverzeichnis

- "Press release: The Nobel Prize in Physics 2016" (Aug. 2021). URL: https: //www.nobelprize.org/prizes/physics/2016/press-release/.
- M. Z. Hasan und C. L. Kane. "Colloquium: Topological insulators". Rev. Mod. Phys. 82 (4 Nov. 2010), S. 3045-3067. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.
 3045. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.3045.
- [3] J. Moore. Nature 464 (2010), S. 194–198. DOI: https://doi.org/10.1038/ nature08916.
- [4] S. Fan K. Fang Z. Yu. "Realizing effective magnetic field for photons by controlling the phase of dynamic modulation". *Nature Photon* 6 (2012), S. 782– 787. DOI: https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.236.
- [5] Cheng He u.a. "Photonic topological insulator with broken time-reversal symmetry". *Proceedings of the National Academy of Sciences* 113.18 (2016), S. 4924-4928. DOI: 10.1073/pnas.1525502113. eprint: https://www.pnas.org/content/113/18/4924.full.pdf.URL: https://www.pnas.org/content/113/18/4924.
- [6] Ling Lu, John D Joannopoulos und Marin Soljačić. "Topological photonics". Nature Photonics 8.11 (2014), S. 821–829. DOI: https://doi.org/10.1038/ nphoton.2014.248.
- Marie S. Rider u. a. "A perspective on topological nanophotonics: Current status and future challenges". *Journal of Applied Physics* 125.12 (2019), S. 120901. DOI: 10.1063/1.5086433. URL: https://doi.org/10.1063/1.5086433.
- [8] Yasutomo Ota u. a. "Active topological photonics". Nanophotonics 9.3 (2020), S. 547–567. DOI: doi:10.1515/nanoph-2019-0376. URL: https://doi. org/10.1515/nanoph-2019-0376.
- [9] Mohammad Hafezi u. a. "Imaging topological edge states in silicon photonics". Nature Photonics 7.12 (2013), S. 1001-1005. DOI: https://doi.org/ 10.1038/nphoton.2013.274.
- [10] Matt Young. Optik, Laser, Wellenleiter. Springer-Verlag, 2013.
- [11] Dominik G. Rabus. Integrated Ring Resonators. 0342-4111. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. ISBN: 978-3-540-68788-7. DOI: 10.1007/978-3-540-68788-7. URL: http://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-3467-9.
- [12] Luis V. Rodríguez-de Marcos u. a. "Self-consistent optical constants of SiO2 and Ta2O5 films". Opt. Mater. Express 6.11 (Nov. 2016), S. 3622-3637. DOI: 10.1364/OME.6.003622. URL: http://www.osapublishing.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-6-11-3622.

- Kevin Luke u. a. "Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si3N4 microresonator". Opt. Lett. 40.21 (Nov. 2015), S. 4823-4826. DOI: 10. 1364/OL.40.004823. URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-40-21-4823.
- [14] Jia-Ming Liu, Hrsg. Photonic devices. 1. Auflage. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005. ISBN: 9780521551953.
- [15] Tomoki Ozawa u.a. "Topological photonics". Rev. Mod. Phys. 91 (1 März 2019), S. 015006. DOI: 10.1103/RevModPhys.91.015006. URL: https: //link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.91.015006.
- [16] Zhaxylyk A. Kudyshev u. a. "Photonic topological phase transition on demand". Nanophotonics 8.8 (2019), S. 1349–1356. DOI: doi:10.1515/nanoph-2019-0043. URL: https://doi.org/10.1515/nanoph-2019-0043.
- [17] Daniel Leykam und Luqi Yuan. "Topological phases in ring resonators: recent progress and future prospects". Nanophotonics 9.15 (2020), S. 4473-4487. DOI: doi:10.1515/nanoph-2020-0415. URL: https://doi.org/10.1515/nanoph-2020-0415.
- [18] Martha Rosete. "Position sensing of a Gaussian beam with a power meter and a knife edge". *Revista Mexicana de Fisica* 39 (Jan. 1993), S. 484–492.
- [19] David S Simon. A Guided Tour of Light Beams (Second Edition). 2053-2563.
 IOP Publishing, 2020. ISBN: 978-0-7503-3467-9. DOI: 10.1088/978-0-7503-3467-9. URL: http://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-3467-9.
- [20] Amir Arbabi und Lynford L. Goddard. "Measurements of the refractive indices and thermo-optic coefficients of Si3N4 and SiOx using microring resonances". Opt. Lett. 38.19 (Okt. 2013), S. 3878–3881. DOI: 10.1364/OL.38. 003878. URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-38-19-3878.
- P. J. Burkhardt und R. F. Marvel. "Thermal Expansion of Sputtered Silicon Nitride Films". Journal of The Electrochemical Society 116.6 (1969), S. 864.
 DOI: 10.1149/1.2412081. URL: https://doi.org/10.1149/1.2412081.

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Tilman Pfau bedanken, mir die Möglichkeit zu geben meine Bachelorarbeit am 5. physikalischen Institut anfertigen zu dürfen. Des Weiteren Danke ich Dr. Robert Löw für das Bereitstellen des Themas meiner Arbeit.

Ein großes Dankeschön geht an Artur und Benyamin für das Betreuen meiner Arbeit. Insbesondere möchte ich mich für das Klären unzähliger Fragen und der Unterstützung im Labor, sowie für das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanken. Auch danke ich Xiaoyu für seine Hilfe bei der Simulation.

Ein liebes Dankeschön geht an meine Familie, meine Freunde und meine Kommilitonen für ihre Unterstützung und ihre Anwesenheit in den letzten drei Jahren. Besonders danke ich Stefan für seine Unterstützung während der Bachelorarbeit, sowohl innerhalb als auch außerhalb des Labors.