

Optik in photonischen Kristallen mit niedrigem Brechzahlkontrast

Dissertation

Zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

Vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl. Phys. Markus Augustin
geboren am 1. Februar 1977 in Jena

Gutachter:

1. Prof. Dr. Andreas Tünnermann, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof. Dr. Manfred Eich, Technische Universität Hamburg-Harburg
3. Prof. Dr. Hans-Peter Herzig, University of Neuchâtel, Schweiz

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 16. Juni 2005

Tag der öffentlichen Verteidigung: 30. Juni 2005

Kapitel 0

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-----------|--|----|
| Kapitel 1 | Einleitung | 1 |
| Kapitel 2 | Photonische Kristalle: Eigenschaften und Design..... | 3 |
| 2.1. | 1D, 2D und 3D photonische Kristalle | 3 |
| 2.1.1. | Maxwell-Gleichungen..... | 5 |
| 2.1.2. | Skalierbarkeit der Maxwell-Gleichungen | 7 |
| 2.1.3. | Periodizität und Bandstruktur | 7 |
| 2.1.4. | Lichtlinie und Lichtkegel..... | 10 |
| 2.1.5. | Photonische Bandlücke bei quadratischem oder hexagonalem Gitter..... | 12 |
| 2.1.6. | Resonatoren | 14 |
| 2.1.7. | Wellenleiter | 15 |
| 2.1.8. | Gruppengeschwindigkeitsdispersion..... | 16 |
| 2.1.9. | Selbstführung..... | 17 |
| 2.1.10. | Negative Brechung..... | 18 |
| 2.2. | Simulationsmethoden | 19 |
| 2.2.1. | Ebene-Wellen-Methode | 19 |
| 2.2.2. | Beam-Propagation-Methode | 20 |
| 2.2.3. | Finite-Difference Time-Domain Methode..... | 21 |
| 2.2.4. | Grenzen der Methoden..... | 23 |
| Kapitel 3 | Herstellung und Charakterisierung von photonischen Kristallen..... | 25 |
| 3.1. | Schichtsystem..... | 25 |
| 3.2. | Elektronenstrahlbelichtung..... | 28 |
| 3.3. | Strukturtransfer..... | 29 |
| 3.4. | Probenpräparation | 30 |
| 3.5. | Charakterisierungsmethoden..... | 32 |
| 3.5.1. | Transmissionsmessung..... | 32 |

| | | |
|-----------|---|----|
| 3.5.2. | Streulichtmessung | 33 |
| 3.5.3. | Fabry-Perot-Methode | 33 |
| 3.6. | Messaufbau..... | 35 |
| 3.7. | Kopplung..... | 37 |
| 3.7.1. | Koppelintegral..... | 37 |
| 3.7.2. | Koppelverluste in photonischen Nanostrukturen | 38 |
| 3.7.3. | Zweidimensionale Taperstrukturen..... | 39 |
| 3.7.4. | Dreidimensionale Taperstrukturen..... | 40 |
| 3.8. | Zusammenfassung..... | 44 |
| Kapitel 4 | Bauelemente auf der Basis photonischer Nanostrukturen | 45 |
| 4.1. | Vorbetrachtung..... | 45 |
| 4.2. | Defekte in photonischen Kristallen | 47 |
| 4.2.1. | Photonische Kristallwellenleiter..... | 47 |
| 4.2.1.1. | Führung durch die Bandlücke..... | 47 |
| 4.2.1.2. | Führung durch die effektive Brechzahl | 51 |
| 4.2.1.3. | Einfluss der Defektbreite..... | 55 |
| 4.2.2. | Knicke in photonischen Kristallwellenleitern..... | 58 |
| 4.2.3. | Verbesserung der Knickeffizienzen durch unterschiedliche Knicckdesigns..... | 61 |
| 4.2.4. | Photonische Kristallwellenleiter als resonante Strukturen..... | 63 |
| 4.2.5. | Realisierung von photonischen Kristallwellenleitern mit hoher Dispersion..... | 67 |
| 4.2.6. | Designrichtlinien und Anwendungspotential für Defektwellenleiter in photonischen Kristallen mit niedrigem Brechzahlkontrast | 72 |
| 4.3. | Eigenkollimation in photonischen Kristallen..... | 74 |
| 4.3.1. | Selbstführende photonische Kristalle | 74 |
| 4.3.2. | Spiegel in selbstführenden photonischen Kristallen..... | 77 |
| 4.3.3. | 1:1 Strahlteiler..... | 81 |
| 4.3.4. | Verbesserung der Ausbreitungsverluste der Selbstführung..... | 82 |
| 4.3.5. | Designrichtlinien und Anwendungspotential für selbstführende photonische Kristalle mit niedrigem Brechzahlkontrast..... | 84 |
| 4.4. | Realisierung von selbstführenden, photonischen Kristallen für den sichtbaren Spektralbereich | 86 |
| 4.5. | Zusammenfassung..... | 89 |
| Kapitel 5 | Zusammenfassung und Ausblick..... | 91 |
| Kapitel 6 | Literaturverzeichnis | 95 |

Kapitel 1

Einleitung

Photonische Kristalle sind periodische, dielektrische Medien, in denen die Ausbreitung von Licht eines bestimmten Wellenlängenbereichs in einer oder sogar in allen Raumrichtungen verboten ist. Nachdem 1987 dieses Konzept von Eli Yablonovitch und Sajeev John unabhängig voneinander vorgeschlagen wurde, haben photonische Kristalle eine rasante Entwicklung erfahren, die bis zum heutigen Tag immer noch andauert und innerhalb weniger Jahre zu konkreten Bauelementen geführt hat. Diese Entwicklung hat ihren Ursprung sowohl in der Leistungsfähigkeit heutiger Simulationsrechner als auch in den Fortschritten in der Mikrostrukturierung. Je nachdem in wie vielen Dimensionen die Lichtausbreitung verboten ist, also eine sogenannte photonische Bandlücke existiert, spricht man hier von ein-, zwei- oder dreidimensionalen photonischen Kristallen. Die Bezeichnung „Kristalle“ ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass dieses Verhalten mit der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband z.B. eines Halbleiterkristalls verglichen werden kann. Die einzigartigen Führungseigenschaften von photonischen Kristallen erlauben eine Kontrolle der Lichtpropagation auf kleinsten Längen. Damit sind sie für zukünftige Anwendungen in der Kommunikations- und Informationstechnik prädestiniert.

Verschiedene Bauelemente auf der Basis der photonischen Kristalle wurden untersucht. Hervorzuheben sind hierbei insbesondere Wellenleiter, Kavitäten und Superprismen. Infolge der technologischen Randbedingungen in der Fertigung liegt der Schwerpunkt der internationalen Forschung auf der Untersuchung zweidimensionaler photonischer Kristalle. Die vertikale Führung von Licht ist hierbei unter Nutzung des Prinzips der Totalreflexion möglich - der photonische Kristall wird zwischen zwei niedrigbrechenderen Schichten gelagert. Damit die photonischen Kristalle eine möglichst große photonische Bandlücke besitzen, sind für die Realisierung vor allem hochbrechende Materialien wie Silizium und Gallium-Arsenid verwendet worden. Da diese im sichtbaren Spektralbereich stark absorbierend wirken, knüpft an dieser Stelle die vorliegende Arbeit an.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung photonischer Kristalle auf der Basis von Materialien, wie z.B. Pentoxide und Oxinitride, die im sichtbaren Spektralbereich transparent sind. Statt einer Brechzahl von über 3 liegt bei diesen Materialien nur eine Brechzahl ~ 2 vor. Dieser deutlich geringere, planare Brechzahlkontrast beeinflusst u.a. die Größe und Existenz einer photonischen Bandlücke für TE und TM-Polarisation.

Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse beruhen auf einer Kooperation zwischen der Gruppe von Prof. Dr. Falk Lederer vom Institut für Festkörpertheorie und -optik und dem Institut für Angewandte Physik und sind aus der gemeinsamen Arbeit am Schwerpunktprogramm „Photonische Kristalle“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft sowie am Verbundprojekt „Photonic Crystal Optical Circuits“ des Bundesministeriums für Bildung und Forschung hervorgegangen. Die Komplexität der Fragestellung erfordert parallele Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Theorie, der Herstellung und der Charakterisierung. Der inhaltliche Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf dem Gebiet der Charakterisierung der dargestellten Strukturen.

In Kapitel 2 werden grundlegende Aspekte der theoretischen Beschreibung photonischer Kristalle geklärt, hierbei wird u.a. auch auf die unterschiedlichen Simulationenethoden eingegangen. Kapitel 3 beschäftigt sich anschließend mit der Herstellung und den unterschiedlichen Charakterisierungsmethoden photonischer Kristalle. Hier werden auch das Problem der Koppelverluste angesprochen und Vorschläge diskutiert, wie man diese minimieren kann. Anschließend folgt in Kapitel 4 eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften und Charakteristika von Bauelementen auf der Basis photonischer Kristalle, wobei hier grob zwischen Bauelementen unterschiedenen wird, die eine Lichtführung im photonischen Kristall nur durch eine Modifikation der Periodizität erlauben und solchen, in denen die geführte Lichtausbreitung auch ohne jegliche Defekte und Modifikationen möglich ist. Kapitel 5 fasst die Arbeit zusammen und arbeitet ihre Schwerpunkte noch einmal deutlich heraus.

Kapitel 2

Photonische Kristalle:

Eigenschaften und Design

Es folgt die grundlegende Beschreibung von photonischen Kristallen ausgehend von den Maxwell-Gleichungen, wobei hier kurz bereits bekannte Erkenntnisse zusammengefasst werden. Im Abschnitt 2.1. werden anschließend Möglichkeiten erörtert, wie man durch die absichtliche Störung der Periodizität photonischer Kristalle Resonatoren und Wellenleiter mit hoher Dispersion erzeugen kann. Des Weiteren werden die notwendigen Voraussetzungen erklärt, um die geführte Lichtausbreitung auch ohne jegliche Defekte und Modifikationen innerhalb eines photonischen Kristalls zu ermöglichen. Im Abschnitt 2.2. werden dann ausgehend von den Maxwell-Gleichungen verschiedene Simulationsmethoden kurz vorgestellt, wobei insbesondere deren Anwendbarkeit auf photonische Kristalle diskutiert wird.

2.1. 1D, 2D und 3D photonische Kristalle

Photonische Kristalle sind periodische, dielektrische (Nano)strukturen, die dafür designt sind, die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen zu beeinflussen. Dies geschieht in der gleichen Art und Weise wie in Halbleiterkristallen, wo die Bewegung der Elektronen durch ein periodisches Potential und durch die Existenz von erlaubten und verbotenen Energiebändern bestimmt wird.

Die Abwesenheit erlaubter propagierender Moden innerhalb der Struktur - in einem Wellenlängenbereich, der als photonische Bandlücke bezeichnet wird - verspricht die Realisierbarkeit von optischen Phänomenen wie die Unterdrückung der spontanen Emission, hochreflektierende, omnidirektionale Spiegel und die verlustarme Wellenführung.

Es gibt auch einige Beispiele für photonische Kristalle in der Natur, wie z.B. der Opal, dessen Farbgebung im wesentlichen auf Bragg-Reflexion von Licht an den Kristallgitterebenen beruht.

Ein anderes bekanntes Beispiel sind die Flügel einiger Schmetterlinge, wie z.B. die des blauen Morpho-Falters (Morpho Cypris) [GHI91 ,GRA01].

Der zugrunde liegende, physikalische Effekt ist die Interferenz. An jeder Grenzfläche wird die elektromagnetische Welle partiell reflektiert und transmittiert, wobei hier die Phase der Welle sehr wichtig ist und die Response einer solchen Struktur bestimmt. Falls die Phasen der reflektierten Wellen sich konstruktiv in einer bestimmten Richtung überlagern, so wird die Struktur für diese Richtung im Idealfall vollständige Reflexion zeigen. Die Periodizität der photonischen Kristallstruktur muss hierbei in der Größenordnung der Wellenlänge der elektromagnetischen Welle liegen, also z.B. ~ 300 nm für einen photonischen Kristall, welcher eine Bandlücke im sichtbaren Spektralbereich besitzen soll. Die einfachste Form eines photonischen Kristalls ist eine in einer Dimension periodische Struktur, wie z.B. der Bragg-Spiegel (Abb. 1a). Die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen ist in einem solchen System das erste Mal von Lord Rayleigh 1887 untersucht worden. Hier wurde gezeigt, dass ein solche eindimensionale Struktur eine Bandlücke besitzt. Auch über 100 Jahre später werden solche eindimensional periodischen Strukturen noch untersucht, z.B. in Form von femtosekundeninduzierten Faserbragggittern [MIH04]. Kommerzielle Anwendungen reichen hier von reflektierenden Schutzschichten bis hin zum DFB (distributed feedback) Laser.

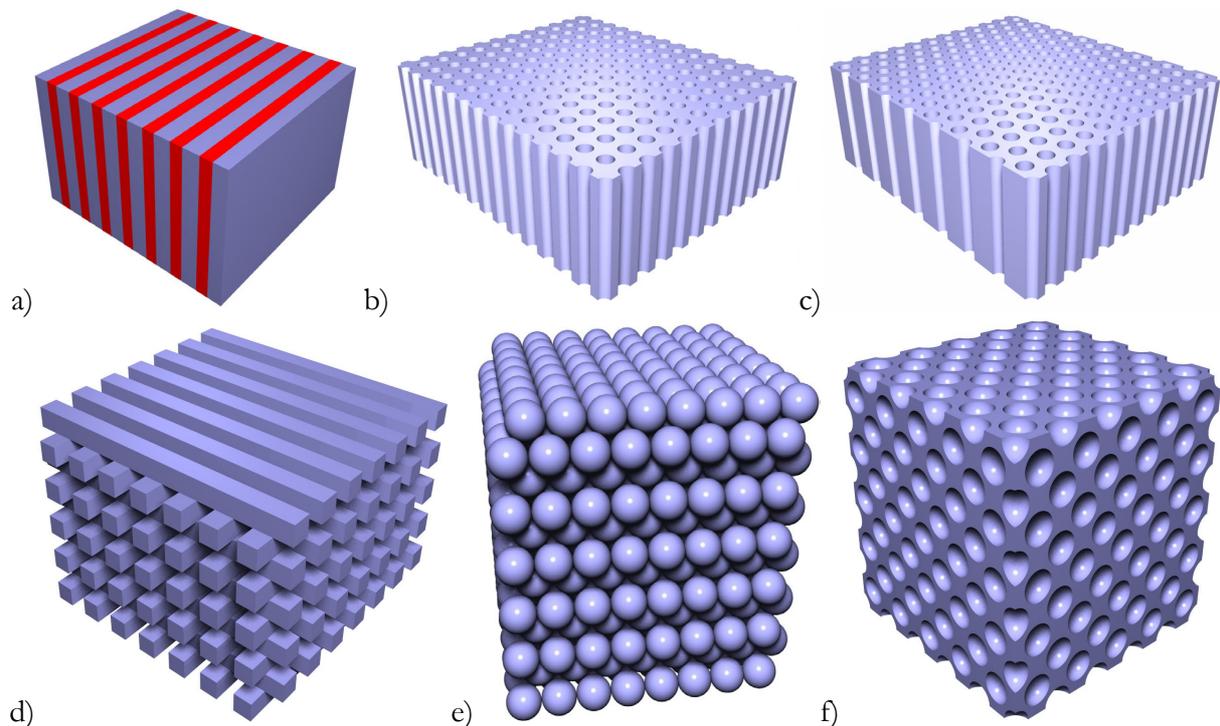


Abb. 1: Beispiele für unterschiedliche Gittergeometrien von photonischen Kristallen: Eindimensionale photonische Kristalle oder Bragg-Spiegel (a), zweidimensionale photonische Kristalle mit quadratischer (b) oder hexagonaler (c) Anordnung der Luftlöcher sowie dreidimensionale photonische Kristalle (d-f). Die Holzstapel-Struktur (d), Opale (e) und invertierten Opale (f) sind hierbei die wichtigsten Vertreter.

Die Möglichkeit, dass zwei- und dreidimensionale Strukturen entsprechend zwei- und dreidimensionale Bandlücken besitzen, ist erst 1987, 100 Jahre nach Lord Rayleigh, durch Eli Yablonovitch [YAB87] und Sajeev John [JOH87] diskutiert worden.

Zweidimensionale Kristalle lassen sich durch gebohrte oder geätzte Luftlöcher in einer periodischen Gitteranordnung (Abb. 1b und c) verwirklichen. Realisierbare dreidimensionale photonische Kristalle sind die Holzstapel-Struktur (Abb. 1d) sowie normale als auch invertierte Opale (Abb. 1e und f). Dreidimensionale photonische Kristalle sind vom Gesichtspunkt der Grundlagenforschung sehr interessant, da es hier möglich ist, einen Frequenzbereich zu finden, in dem Bragg-Reflexion für jede mögliche Ausbreitungsrichtung auftritt und Licht sich nicht im Kristall ausbreiten kann. Dies wird als komplette photonische Bandlücke bezeichnet. Da die Herstellung von dreidimensionalen photonischen Kristallen aber sehr aufwendig ist, sind bisher hauptsächlich zweidimensionale photonische Kristalle in der internationalen Forschung untersucht worden. Hier ist es möglich, vorhandene und etablierte Herstellungsverfahren wie die Elektronenstrahlolithographie zu verwenden. Allerdings rücken dreidimensionalen photonische Kristalle immer mehr in den Mittelpunkt der internationalen Forschung, da es in den letzten Jahren zunehmend gelingt, neuartige Herstellungsverfahren und -methoden speziell für dreidimensionale photonische Kristalle zu entwickeln.

Das Langzeitziel hierbei ist, photonische Kristalle in der integrierten Optik zu verwenden, um das Licht in all seinen Eigenschaften auf einem (planaren) optischen Chip kontrollieren und modifizieren zu können. In photonischen Kristallen kann das Licht dann geführt, gelenkt und in Bezug auf seine Wellenlänge selektiert und gefiltert werden. Des Weiteren kann seine Dispersion entsprechend zugeschnitten werden. Da die Periodizität in der Größenordnung der Lichtwellenlänge liegt und aufgrund des großen Brechzahlkontrasts zur Luft nur eine relativ geringe Anzahl von Perioden notwendig ist, sind diese Bauelemente bedeutend kleiner als existierende, konventionelle optische Komponenten.

2.1.1. Maxwell-Gleichungen

Die Ausbreitung von Licht kann mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen [SAL91, JOA95] beschrieben werden:

$$(1) \quad \begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0, & \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho, & \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \vec{j}. \end{aligned}$$

wobei \vec{E} und \vec{H} jeweils das makroskopische elektrische und magnetische Feld, \vec{D} und \vec{B} die dielektrische Verschiebung und die magnetische Induktion sowie ρ und \vec{j} die freien Ladungen

und Ströme sind. Diese Gleichungen beschreiben auch die Ausbreitung von Licht in photonischen Kristallen. Zur Vereinfachung kann man hier von einer Struktur, bestehend aus verschiedenen homogenen dielektrischen Materialien, ausgehen, welche keine freien Ladungen oder Ströme besitzen. Geht man also davon aus, dass Licht sich innerhalb des photonischen Kristalls ausbreitet, aber keine Lichtquellen im photonischen Kristall existieren, so kann $\rho = 0$ und $\vec{j} = 0$ gesetzt werden.

Des Weiteren muss das Verhältnis von \vec{D} zu \vec{E} und \vec{B} zu \vec{H} betrachtet werden. Ganz allgemein gilt für das \vec{D} -Feld

$$(2) \quad \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P},$$

wobei \vec{P} die Polarisationsdichte und ϵ_0 die elektrische Permittivität ist. In einem dielektrischen Medium ist \vec{P} die makroskopische Summe aller mikroskopischen Polarisierungen, die durch das elektrische Feld induziert werden. Für die Näherung eines linearen, nicht-dispersiven, und isotropen Materials gilt dann:

$$(3) \quad \vec{P} = \epsilon_0 \chi(\vec{r}) \vec{E},$$

d.h. $\vec{E}(\vec{r})$ und $\vec{D}(\vec{r})$ sind durch die skalare Dielektrizitätskonstante $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_0(1 + \chi(\vec{r}))$ miteinander verknüpft. $\vec{r} = (x, y, z)$ beschreibt hierbei die Ortsabhängigkeit.

Damit erhält man $\vec{D}(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})$ und analog mit $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 \vec{H}$ eine Beziehung für \vec{B} und \vec{H} , wobei hier von einem nicht-magnetischen Medium ausgegangen wird und deshalb $\vec{M} = 0$ gilt. Mit diesen Näherungen formen sich die Maxwell-Gleichungen um zu

$$(4) \quad \begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0, & \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\mu_0}{c} \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0, \\ \vec{\nabla} \cdot \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) &= 0, & \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) + \frac{\epsilon(\vec{r})}{c} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0. \end{aligned}$$

Im allgemeinen sind sowohl \vec{E} als auch \vec{H} komplizierte Funktionen mit Zeit- und Ortsabhängigkeiten. Da die Maxwell-Gleichungen aber linear sind, kann die Zeitabhängigkeit absepariert werden, indem die Felder als harmonische Moden betrachtet werden:

$$(5) \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t}, \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}.$$

Dies ist keine Näherung, da jede beliebige Lösung aus einer Überlagerung von harmonischen Funktionen zusammengesetzt werden kann.

Somit ergibt sich für die beiden Divergenz-Gleichungen der Maxwell-Gleichungen folgende einfache Bedingung:

$$(6) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}) = 0.$$

Diese Bedingung impliziert, dass die gesuchten Felder sich aus elektromagnetischen Wellen zusammensetzen, die transversal sind. Wenn man also eine ebene Welle $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{a} \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ betrachtet, so muss $\vec{a} \cdot \vec{k} = 0$ gelten. Solange diese Transversalitätsbedingung beachtet wird, genügt es, nur die beiden Rotationsgleichungen zu betrachten:

$$(7) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) + \frac{i\omega}{c} \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) - \frac{i\omega}{c} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0.$$

Diese beiden Gleichungen können dann entkoppelt werden zu

$$(8) \quad \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}).$$

Das Ziel ist es jetzt, diese Gleichung zu lösen. Ist dies gelungen, so kann mit Hilfe von Gleichung (7) das zugehörige elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r})$ berechnet werden.

2.1.2. Skalierbarkeit der Maxwell-Gleichungen

Um die Skalierbarkeit von photonischen Kristallen [JOA95] zu zeigen, was direkt auf die Skalierbarkeit der Maxwell-Gleichungen zurückzuführen ist, betrachtet man die harmonischen Moden in einem Dielektrikum $\varepsilon'(\vec{r})$, welches eine verkleinerte oder vergrößerte Version des Dielektrikums $\varepsilon'(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}'/s)$ ist, wobei s einen Skalierungsfaktor darstellt. Ändert man in Gleichung (8) die Variablen $\vec{r} = \vec{r}'/s$ und $\vec{\nabla} = s \vec{\nabla}'$, so ergibt sich

$$(9) \quad s \vec{\nabla}' \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r}'/s)} s \vec{\nabla}' \times \vec{H}(\vec{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}'/s).$$

Aber $\varepsilon(\vec{r}'/s)$ ist nichts anderes als $\varepsilon'(\vec{r})$. Kürzt man den Skalierungsfaktor s aus Gleichung (9), so ergibt sich

$$(10) \quad \vec{\nabla}' \times \left(\frac{1}{\varepsilon'(\vec{r})} \vec{\nabla}' \times \vec{H}(\vec{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{c \cdot s} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}'/s).$$

Dies ist wieder Gleichung (8) mit einem magnetischen Feld $\vec{H}'(\vec{r}) = \vec{H}(\vec{r}'/s)$ und Frequenzen $\omega' = \omega/s$. Hat man also eine Lösung für obige Gleichung, also z.B. einen photonischen Kristall im Mikrowellenbereich, kann man durch einfaches Skalieren der Längen und Frequenzen eine Lösung für andere Längenskalen z.B. für infrarotes oder sichtbares Licht erlangen.

2.1.3. Periodizität und Bandstruktur

Photonische Kristalle, wie auch die eigentlichen atomaren Kristalle, besitzen keine kontinuierliche, sondern eine diskrete Translationssymmetrie. Das heißt, das System ist nicht in-

variant für Translationen einer beliebigen Strecke, sondern nur für Strecken, die ein Vielfaches der Periode des Kristalls entsprechen. Das einfachste Beispiel für eine solche Periodizität ist ein sogenannter Bragg-Spiegel (Abb. 1a) oder auch eindimensionaler photonischer Kristall. Dieser besteht aus Schichten der Dicken d_1 und d_2 und unterschiedlicher Brechzahlen n_1 und n_2 . Die Periode oder Gitterkonstante a einer solchen Struktur beläuft sich dann auf $a = d_1 + d_2$ und der primitive Gittervektor z.B. auf $\vec{a} = a \cdot \hat{y}$, d.h. $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$, wobei $\vec{R} = l \cdot \vec{a}$ ein ganzzahliges Vielfaches l des Gittervektors \vec{a} ist. Der nicht weiter reduzierbare Bereich des photonischen Kristalls, den man sich als unendlich fortgesetzt vorstellen kann und der dann den gesamten Kristall beschreibt, wird als Einheitszelle des photonischen Kristalls bezeichnet.

Ebene Wellen der Form $\exp(i k_y (y + l \cdot a))$ mit Wellenzahlvektoren k_y sind entartet, da alle Wellenzahlvektoren $k_y + m(2\pi/a)$ - m ist hierbei eine ganze Zahl - in Bezug auf Gleichung (8) bei der gleichen Frequenz ω liegen und damit den gleichen Eigenwert besitzen. Erhöht man also k_y um $b=2\pi/a$, so verändert sich die Frequenz nicht. $\vec{b} = b \cdot \hat{y}$ bezeichnet den primitiven, reziproken Gittervektor.

Da jede Linearkombination von entarteten Eigenfunktionen wieder eine Eigenfunktion mit dem gleichen Eigenwert ergibt, können obige ebene Wellen der Form $\exp(i(k_y + mb)y)$ verwendet werden, um eine neue Eigenfunktion zu bilden. Es gilt:

$$\begin{aligned}
 \text{(11)} \quad H_{k_x, k_y}(\vec{r}) &\propto \sum_m c_{k_y, m}(z) e^{i(k_y + mb)y} \\
 &\propto e^{i k_y y} \sum_m c_{k_y, m}(z) e^{i m b y} \\
 &\propto e^{i k_y y} u_{k_y}(y, z),
 \end{aligned}$$

wobei $c_{k_y, m}$ die Entwicklungskoeffizienten sind und $u(y, z)$ eine in y periodische Funktion ist. Die diskrete Periodizität in y -Richtung ($u(y + l \cdot a, z) = u(y, z)$) bewirkt eine y -Abhängigkeit des magnetischen Feldes, die durch eine ebenen Welle beschrieben werden kann, welche mit einer in y periodischen Funktion moduliert wird. Da die k_y , die sich durch Vielfache von $b=2\pi/a$ unterscheiden, vom physikalischen Standpunkt aus aber gleich sind, müssen die Frequenzen der Moden folglich auch in k_y periodisch sein: $\omega(k_y) = \omega(k_y + mb)$. Deswegen genügt es vollkommen, nur die k_y im Bereich $-\pi/a < k_y < \pi/a$ zu betrachten. Dieser Bereich der nicht weiter reduzierbaren Werte von k_y wird als Brillouin-Zone bezeichnet.

Neben der Translationssymmetrie können photonische Kristalle auch weitere Symmetrien aufweisen, z.B. Rotationssymmetrie, Spiegelsymmetrie oder Inversionssymmetrie. Diese Symmetrien erlauben es, die Brillouin-Zone weiter zu reduzieren.

Der durch Symmetrien nicht weiter reduzierbare Teil der Brillouin-Zone wird irreduzible Brillouin-Zone genannt und ist beispielhaft für die quadratische Gitteranordnung eines zweidimensionalen photonischen Kristalls rechts in Abb. 2 in Form eines Dreiecks eingezeichnet.

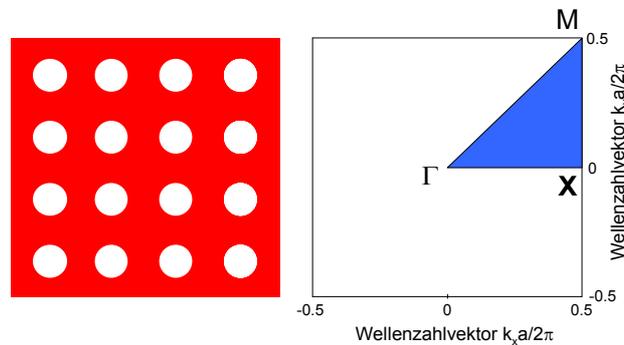


Abb. 2: Quadratisches Gitter (links) und zugehörige Brillouin-Zone (rechts) sowie durch Symmetrien nicht weiter reduzierbare „irreduzible“ Brillouin-Zone (hier in Form eines Dreiecks) eines zweidimensionalen photonischen Kristalls. Die wichtigen Symmetriepunkte in der Mitte, an der Ecke und an der Fläche der Brillouin-Zone werden in Analogie zur Festkörperphysik mit Γ , M und X bezeichnet.

Im allgemeinen Fall sind die Lösungen ebene Wellen der Form $e(i\vec{k} \cdot \vec{r})$. Somit ergibt sich für das magnetische Feld $\vec{H}(\vec{r})$:

$$(12) \quad \vec{H}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}).$$

Eine Gleichung in dieser Form wird in der Festkörperphysik als Bloch-Theorem bezeichnet, die ebenen Wellen $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ als Blochwellen [WEI81]. $\vec{H}_{\vec{k}}$ ist hierbei ein periodisches Feld, welches innerhalb der Einheitszelle des periodischen Grundgebietes bestimmt ist. Aus Gleichung (8) ergibt sich dann für $\vec{H}_{\vec{k}}$:

$$(13) \quad (i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}).$$

Das Eigenwert-Problem der Gleichung (13) lässt sich aufgrund der periodischen Randbedingungen

$$(14) \quad \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R})$$

auf die Einheitszelle des photonischen Kristalls reduzieren. Die Lösung erfolgt numerisch und das angewandte Verfahren wird im Abschnitt 2.2.1. erläutert. Es ergibt sich eine diskrete Sequenz von Eigenfrequenzen $\omega_n(\vec{k})$, die eine Bandstruktur oder Dispersionsrelation als eine Funktion von \vec{k} formen. Auch hier genügt es, nur die \vec{k} -Werte innerhalb der irreduziblen Brillouin-Zone zu betrachten, welche im allgemeinen Fall ein dreidimensionales Gebilde formen. Diese diskreten Bänder liefern ein komplettes Bild aller periodischen, elektromagnetischen Zustände des Systems. Allerdings ist man normalerweise nur an den untersten Bändern interessiert, da sich die oberen Bändern zunehmend überlappen und deshalb im allgemeinen die Existenz einer photonischen

Bandlücke ab einen gewissen Punkt nicht mehr möglich ist. Im Fall eines zweidimensionalen, photonischen Kristalls ist es aufgrund der Spiegelsymmetrie in Richtung der Löcher möglich, die Moden entsprechend ihrer Polarisation zu unterscheiden. Liegt das elektrische Feld in der durch den zweidimensionalen photonischen Kristall vorgegebenen Ebene, so werden die zugehörigen Moden als transversal-elektrisch (TE-Moden) bezeichnet. Liegt stattdessen das magnetische Feld in dieser Ebene, so spricht man von transversal-magnetischen (TM) Moden. Als Beispiel ist in Abb. 3 für TE-Polarisation die Bandstruktur über der Brillouin-Zone eines zweidimensionalen quadratischen photonischen Kristalls aufgetragen. Aus Symmetriegründen genügt es, nur die irreduzible Brillouin-Zone zu betrachten, die durch die eingezeichneten Symmetriepunkte Γ , M und X begrenzt wird. Um eine Aussage über die Position und Größe von photonischen Bandlücken - also Frequenzbereichen, für die keine k -Vektoren existieren - zu treffen, reicht es aus, die Projektion von $\omega(\vec{k})$ entlang der Symmetriepunkte Γ -M-X- Γ zu betrachten. Dies ist in Abb. 3b) dargestellt.

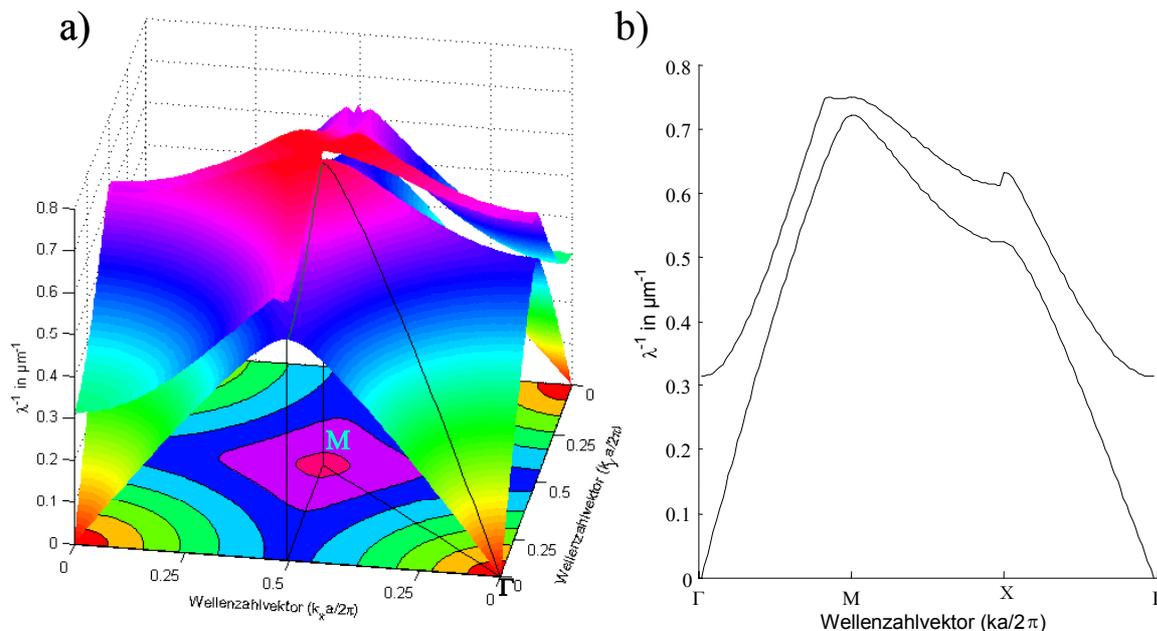


Abb. 3: a) Bandstruktur eines zweidimensionalen photonischen Kristalls im quadratischen Gitter bestehend aus Luftlöchern mit einem Durchmesser von 370 nm und einer Periode von 600 nm in einem Schichtsystem aus SiO_2 ($n=1.43$) und Si_3N_4 ($n=1.95$). Es sind die beiden ersten Bänder für TE-Polarisation gezeigt. Als Kontur ist zusätzlich das erste Band dargestellt. b) Projektion der beiden TE-Bänder entlang der in a) eingezeichneten Symmetriepunkte Γ -M-X- Γ der irreduziblen Brillouin-Zone.

2.1.4. Lichtlinie und Lichtkegel

In einem idealen zweidimensionalen photonischen Kristall (Abb. 1b und c) ist das System homogen in Richtung der Löcher des photonischen Kristalls, was wiederum bedeutet, dass Moden existieren, die sich oszillierend in dieser Richtung ausbreiten können. Um in einem

zweidimensionalen photonischen Kristall das Licht auch in der dritten Dimension zu lokalisieren, wird deswegen das Prinzip der Totalreflexion ausgenutzt. Dazu wird ein hochbrechendes Dielektrikum zwischen einem niedrigbrechenden Substrat und einem Cladding gelagert. Je nach Orientierung des k -Vektors kann es passieren, dass die Bedingung der Totalreflexion nicht mehr erfüllt ist. Die Frequenzen und k -Vektoren, für welche die Totalreflexion nicht mehr gewährleistet ist, wird als Lichtkegel bezeichnet.

Dieser Lichtkegel bzw. die Lichtlinie sei anhand eines einfachen Beispiels einer unendlich ausgehende Glasplatte der Dicke a , die von Luft umgeben sei, erklärt. Insbesondere werden die Moden dieser Platte betrachtet, die einen Wellenzahlvektor in y -Richtung und das magnetische Feld in x -Richtung haben. Es gilt also:

$$(15) \quad \vec{H}_{k_{y,n}}(\vec{r}) = e^{ik_y y} \varphi_n(z) \vec{x}.$$

Einsetzen dieses Feldes in Gleichung (8) ergibt

$$(16) \quad \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{d\varphi(z)}{dz} \right) = \left(\frac{k_y^2}{\varepsilon(z)} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \varphi(z).$$

$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(z)$ ist dabei unabhängig von x und y , da die Glasplatte unendlich ausgedehnt ist; für $0 \leq z \leq a$ ist $\varepsilon = n_{\text{Glas}}^2$ und ansonsten ist $\varepsilon = 1$. Für $\varphi(z)$ ergibt sich dann eine Lösung der Form $\varphi(z) \propto \exp(-\kappa z)$ mit $\kappa = \sqrt{k_y^2 - \varepsilon \omega^2 / c^2}$. Für $\omega > c k_y$ ergeben sich oszillierende Lösungen der Form $\varphi(z) \propto \exp(i k_z z)$ mit $k_z = \sqrt{\varepsilon \omega^2 / c^2 - k_y^2}$. Es bildet sich ein Kontinuum von Moden aus, welche sowohl im Glas als auch in der Luft vorhanden sind. Andererseits sind für $\omega < c k_y$ diese Moden evaneszent in der die Glasplatte umgebenden Luft, es existieren aber diskrete oszillierende Moden, die in der Glasplatte lokalisiert sind. Diese Moden sind Überlagerungen von zwei ebenen Wellen, die sich unter den Winkeln $\pm\theta$ zur y -Achse in der x - y -Ebene ausbreiten. Aufgrund des großen Brechzahlunterschiedes zwischen der Glasplatte und der umgebenden Luft beträgt die Phasenänderung für große $k_y = k \cos(\theta)$ und folglich kleinen Winkel θ an der Grenzfläche Glas-Luft $\sim \pi$ [SAL91]. Deshalb weist die z -Komponente des k -Vektors für die Strecke $2a$ eine Phasenverschiebung von einem Vielfachen von 2π auf. Es muss also für den Wellenzahlvektor k_z gelten:

$$(17) \quad 2a \cdot k_z = 2\pi m.$$

Einsetzen in obige Beziehung für k_z liefert dann:

$$(18) \quad \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{k_y^2}{\varepsilon} + \frac{n^2 \pi^2}{\varepsilon a^2}.$$

In Abb. 4 sind die Frequenzen dieser Moden in Abhängigkeit von k_y eingezeichnet, des weiteren ist der Bereich oberhalb der Lichtlinie (rot), der in der Literatur als Lichtkegel bezeichnet wird, grün markiert. Hier bilden sich oszillierende Moden nicht nur in der Glasplatte aus, sondern auch in der die Glasplatte umgebenden Luft. Somit werden Moden, die oberhalb der Lichtlinie liegen, nicht mehr vollständig durch Totalreflexion geführt, sondern werden auch in das Substrat bzw. Cladding abgestrahlt. Als gestrichelte rote Linie ist die Lichtlinie für ein umgebendes Substratmaterial mit $n=1,43$ gezeigt. Hierbei wird deutlich, dass sich der Lichtkegel für ein Schichtsystem mit höherbrechendem Substrat und Cladding entsprechend senkt.

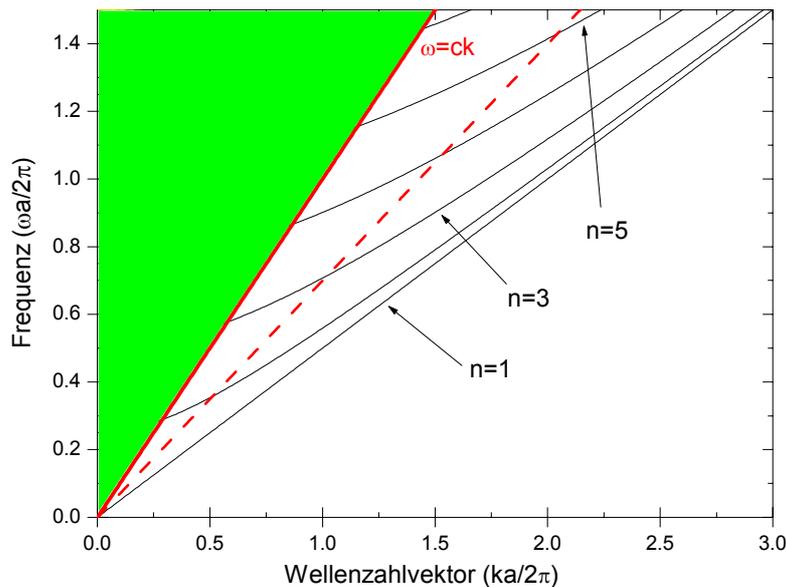
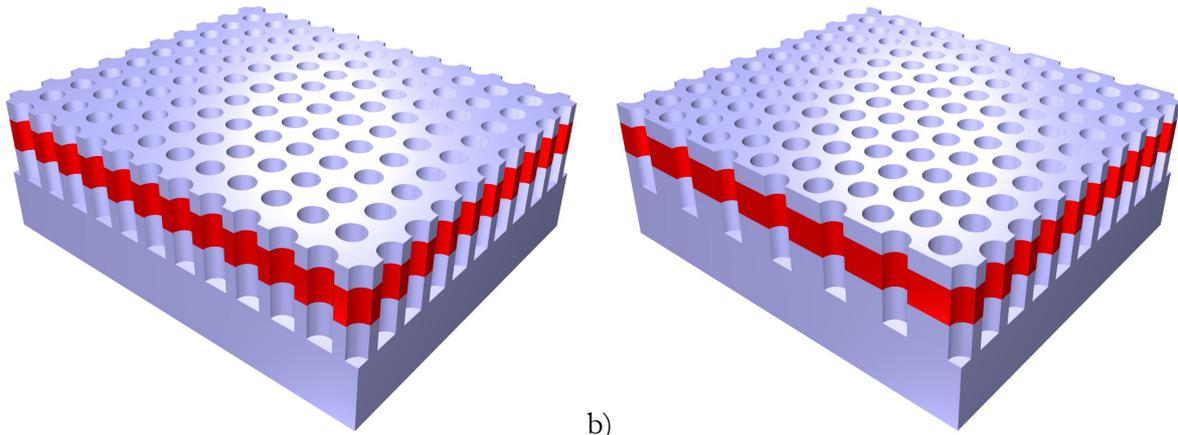


Abb. 4: Frequenzen der harmonischen Moden (TM-Polarisation) einer unendlich ausgedehnten Glasplatte mit $\epsilon=4$. Die schwarzen Linien sind die Bänder der Moden, die im Glas lokalisiert sind. Der grüne Bereich ist das Kontinuum an Moden, welche sowohl im Glas als auch in der umgebenden Luft oszillierend vorhanden sind. Die rote Linie ist die Lichtlinie $\omega = ck$.

2.1.5. Photonische Bandlücke bei quadratischem oder hexagonalem Gitter

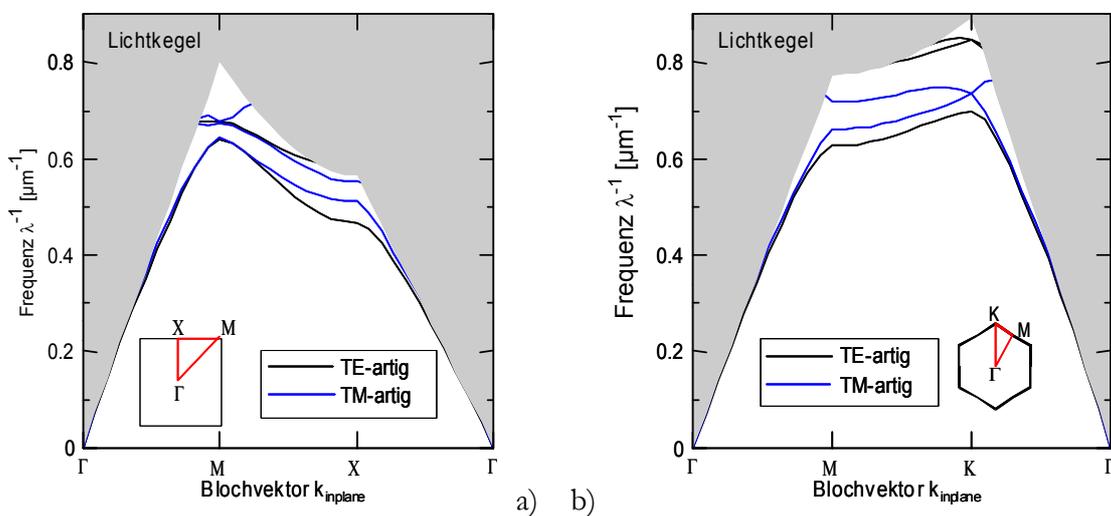
Mit der quadratischen und hexagonalen Anordnung der Luftlöcher sind in Abb. 5a) und b) zwei mögliche Konfigurationen für einen photonischen Kristall in einem Schichtsystem gezeigt. Für die Berechnung der Bandstruktur ergeben sich zwei unterschiedliche Möglichkeiten. Entweder wird die komplette Brechzahlverteilung des photonischen Kristalls samt Schichtsystem in der Rechnung berücksichtigt. In diesem Fall spricht man von einer 3D-Rechnung. Alternativ ist es auch möglich, eine 2D-Rechnung durchzuführen, die nur die Geometrie des photonischen Kristalls mit einbezieht. Hier wird anstelle der dreidimensionalen Brechzahlverteilung mit der effektiven Brechzahl der Schichtmode gerechnet, wodurch die Rechnung entsprechend beschleunigt wird. Allerdings treten hierbei Abweichungen von etwa 4 % im Vergleich zu 3D-Rechnungen auf.



a) b)

Abb. 5: Photonischer Schichtkristall mit quadratischer (a) und hexagonaler (b) Anordnung der Luftlöcher. Die hochbrechende, wellenleitende Schicht ist rot, das niedrigbrechendere Substrat und Cladding jeweils blau gekennzeichnet.

Abb. 6 zeigt Bandstrukturen, die mit Hilfe der Ebenen-Wellen-Methode (siehe Abschnitt 2.2.1.) für das quadratische und das hexagonale Gitter exemplarisch für ein Schichtsystem aus SiO_2 ($n=1,43$) und Nb_2O_5 ($n=2,17$) ermittelt worden sind. Beim Vergleich der Bandstrukturen fällt auf, dass bei einem Brechungsindex von $n \sim 2$ die quadratische Anordnung der Löcher keine vollständige Bandlücke für TE-Polarisation zulässt. Nur für die hexagonale Anordnung der Löcher kann eine Bandlücke für alle Ausbreitungsrichtungen gefunden werden. Für TM-Polarisation existiert bei beiden Gitteranordnungen keine Bandlücke.



a) b)

Abb. 6: 3D-Bandstruktur und Brillouin-Zone für ein (a) quadratisches (Gitterperiode $a = 620$ nm, Lochdurchmesser 390 nm) und ein (b) hexagonales (Gitterperiode $a = 525$ nm, Lochdurchmesser 330 nm) Gitter.

Als Lichtkegel ist das unterste Band des Substratschichtsystems eingezeichnet, da eine Kopplung der Moden des photonischen Kristalls mit diesem Band den Fall darstellt, bei dem die Bedingung der Totalreflexion nicht mehr gewährleistet ist. Bei 3D-Rechnungen wird der Einfluss des Lichtkegels auch an der Tatsache erkennbar, dass die Bänder an der Grenze zum Lichtkegel mit

diesem interagieren und ihr Verlauf entsprechend geändert wird. Zur Bestimmung des Verlaufs der Bänder innerhalb des Lichtkegels können z.B. 2D-Rechnungen durchzuführen werden.

2.1.6. Resonatoren

Bisher sind nur perfekte photonische Kristalle betrachtet worden. Hierbei existieren keine oszillierenden Moden innerhalb der photonischen Bandlücke. Die Periodizität des Kristalls kann allerdings gezielt gestört werden, indem ein Defekt eingebracht wird. Dies kann z.B. durch das Weglassen eines Loches (siehe Abb. 7a) oder das Modifizieren mehrere Löcher (siehe Abb. 7b) geschehen. In diesem Fall ist es möglich, dass eine oder gar mehrere oszillierende Moden existieren, die Frequenzen besitzen, die innerhalb der photonischen Bandlücke des ungestörten Kristalls liegen.

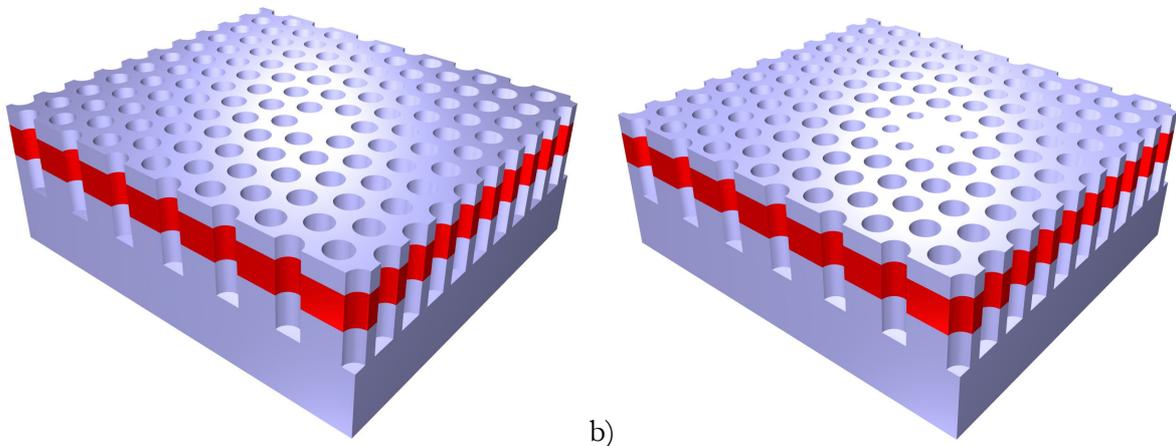


Abb. 7: Durch das gezielte Weglassen (a) oder Modifizieren (b) einzelner Löcher oder Lochgruppen werden Punktdefekte im photonischen Kristall gebildet.

Dieses Licht kann sich nicht innerhalb des restlichen photonischen Kristalls ausbreiten, da die Mode dort evaneszent ist und folglich reflektiert wird. Durch solch einen Punktdefekt wird eine Kavität gebildet und Licht mit Frequenzen innerhalb der Bandlücke kann demzufolge die Kavität nicht verlassen. Da ein solcher Defekt die Translationssymmetrie des photonischen Kristalls stört, ist eine Betrachtung wie im Abschnitt 2.1.3. beschrieben, nicht möglich. Statt einer Einheitszelle des photonischen Kristalls muss nun ein größeres Simulationsgebiet, die sogenannte Superzelle, verwendet werden. Durch die periodische Fortsetzung dieser Superzelle besteht der simulierte photonische Kristall aus unendlich vielen Defekten, deren Abstand von der Größe der Superzelle abhängt. Wenn dieser Abstand entsprechend groß ist, so sind die evaneszenten ebenen Wellen im photonischen Kristall entsprechend abgeklungen und die Defekte damit isoliert. Somit erlaubt es diese Superzelle, die Feldverteilung einer solchen Kavitätsmode zu berechnen.

Charakterisiert wird die Kavitätsmode bzw. Resonatormode einer realistischen Konfiguration (endliche Ausmaße) durch ihre Bandbreite $\Delta\omega$ und Resonanzfrequenz ω_0 , ausgedrückt mit der Güte Q :

$$(19) \quad Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

2.1.7. Wellenleiter

Werden anstatt einzelner Defekte ganze Lochreihen im photonischen Kristall ausgelassen bzw. modifiziert, entstehen so Wellenleiter. Das Ziel hierbei ist, effiziente Wellenführung innerhalb der Ebene durch die photonische Bandlücke des photonischen Kristalls zu erreichen und in der vertikalen Richtung Wellenleitung durch Totalreflexion zu gewährleisten. Je nach Anzahl der ausgelassenen Lochreihen werden die so gebildeten Wellenleiter in der Literatur mit W1, W3 etc. bezeichnet (Abb. 8). Allerdings sind auch andere Geometrien denkbar, z.B. Lochreihen mit größeren oder kleineren Löchern, oder Defektbreiten, die nicht ein Vielfaches der Periodizität betragen, z.B. W0,7.

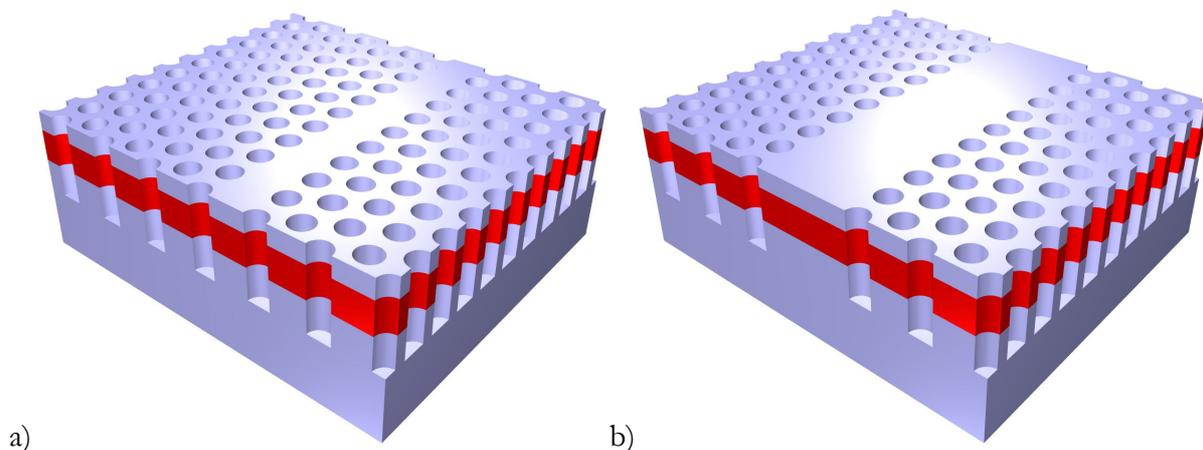


Abb. 8: Z.B. durch das gezielte Weglassen von ganzen Lochreihen werden Wellenleiter im photonischen Kristall gebildet, deren Bezeichnung sich nach der Anzahl der entfernten Lochreihen richtet: W1 (a) und W3 (b).

Im Gegensatz zu Punktdefekten besitzen Wellenleiter in einer Richtung eine Translations-symmetrie, wodurch die Beschreibung der Wellenleitermoden mittels einer Bandstruktur wieder möglich ist. Für die betrachteten Indexkontraste liegen die mittels 3D Simulationen berechneten Wellenleitermoden (Abb. 9a) aber größtenteils innerhalb des Lichtkegels (dunkelgrauer Bereich in Abb. 9a), so dass 2D-Rechnungen basierend auf der effektiven Brechzahl nötig sind, um den Verlauf dieser Wellenleitermoden innerhalb des Lichtkegels zu ermitteln (Abb. 9b). Des weiteren ist die Lichtlinie bei minimaler Lochtiefe in Form einer gestrichelten Linie in beiden Bandstrukturen eingezeichnet. In diesem Fall ist die wellenleitende Schicht und gegebenenfalls das Cladding strukturiert, das SiO_2 -Substrat aber nicht. Sehr deutlich ist, dass sich bei tieferen Löchern der Lichtkegel entsprechend hebt, da eine mit Löchern perforierte Substratschicht eine kleinere effektive Brechzahl besitzt und damit den Grenzwinkel der Totalreflexion entsprechend erhöht. Außerdem sind die Moden in Abb. 9b) entsprechend ihrer Spiegelsymmetrie zur Ebene,

die durch den Wellenleiter und die vertikale Richtung des Schichtsystems vorgegebenen ist, in gerade und ungerade unterteilt.

In beiden Bandstrukturen sind des weiteren weiße Bereiche erkennbar, welche eine Bandlücke in der jeweilige Richtung verdeutlichen. So ist zwischen $\lambda^{-1} = 0,6 \mu\text{m}^{-1}$ und $\lambda^{-1} = 0,7 \mu\text{m}^{-1}$ ein durchgängig weißer Bereich erkennbar; hier existiert eine omnidirektionale Bandlücke. Der dunkelgraue Bereich stellt wie bereits oben erklärt den Lichtkegel dar, der hellgraue Bereich verdeutlicht Frequenzen, für die sich Licht in Form von Blochmoden im Kristall ausbreiten kann. Die farbigen Linien stellen Wellenleitermoden dar.

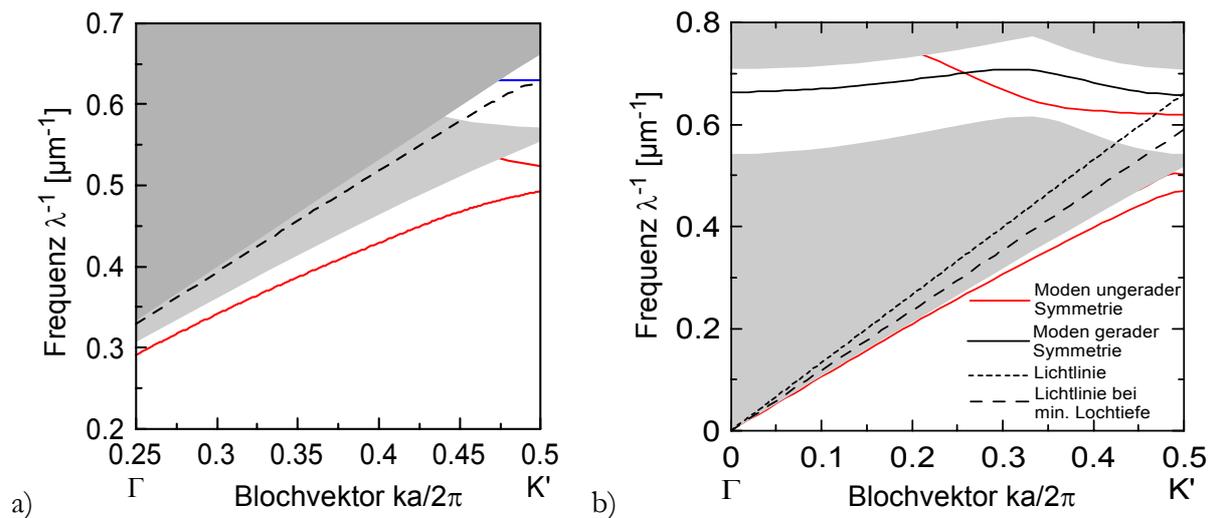


Abb. 9: 3D (a) und 2D (b) Bandstruktur für TE-Polarisation eines W1-Wellenleiters mit $a = 595 \text{ nm}$ und $\varnothing 374 \text{ nm}$ in einem Schichtsystem aus einem 300 nm dicken SiO_2 -Cladding ($n=1,43$), 500 nm Nb_2O_5 ($n = 2,1$) auf einem SiO_2 -Substrat.

2.1.8. Gruppengeschwindigkeitsdispersion

Eine sich in einem konventionellen Wellenleiter ausbreitende Mode besitzt eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Anschaulich lässt sich das anhand einer „Zick-Zack-Bewegung“ durch den Wellenleiter und einem damit verbundenen längeren optischen Weg erklären. Dasselbe gilt für einen photonischen Kristallwellenleiter, wenngleich dieses einfache Modell hier nicht mehr anwendbar ist. Die Gruppengeschwindigkeit v_g kann auch hier durch einen höheren Gruppenindex n_g beschrieben werden:

$$(20) \quad v_g = \frac{c}{n_g}.$$

Der Gruppenindex kann direkt aus den Moden einer Bandstruktur ermittelt werden, da gilt:

$$(21) \quad n_g = c \frac{dk}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{dk}{d\lambda}.$$

Die Moden von flachen Bändern besitzen in der Bandstruktur demnach einen großen Gruppenindex. Aus der Frequenz- bzw. Wellenlängenabhängigkeit des Gruppenindexes folgt dann direkt für die Gruppengeschwindigkeitsdispersion:

$$(22) \quad \text{GVD} = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\lambda}.$$

Also besitzen Moden, deren Bänder eine starke Änderung des Anstiegs aufzuweisen haben, folglich eine hohe Gruppengeschwindigkeitsdispersion.

2.1.9. Selbstführung

Die Ausbreitung der Energie erfolgt grundsätzlich immer in Richtung des zeitlich gemittelten Poynting-Vektors:

$$(23) \quad \langle \vec{S} \rangle = \langle \vec{E} \times \vec{H} \rangle,$$

der in die Richtung der Gruppengeschwindigkeit $v_g = d\omega/dk$ zeigt [SAK01]. Diese ist im allgemeinen dreidimensionalen Fall gleich der Richtung des Gradienten von \vec{k} :

$$(24) \quad \vec{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}}.$$

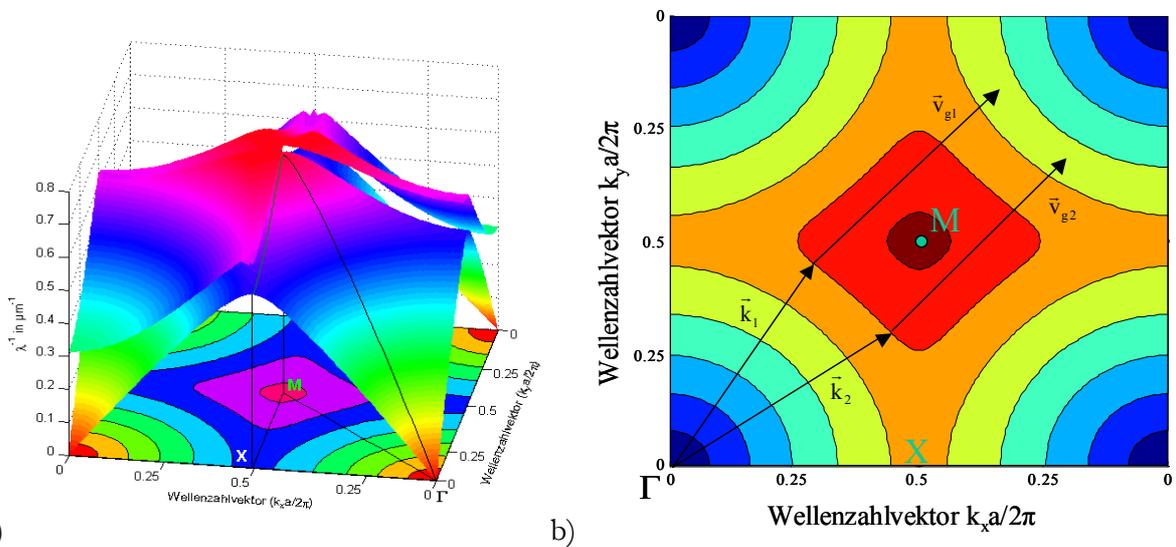


Abb. 10: a) Bandstruktur eines zweidimensionalen photonischen Kristalls im quadratischen Gitter (\varnothing 370 nm, a 600 nm) im Schichtsystem aus SiO_2 ($n=1,43$) und Si_3N_4 ($n=1,95$). Es sind die beiden ersten Bänder für TE-Polarisation gezeigt. Als Kontur sind zusätzlich die Isofrequenzkurven in a) und b) eingezeichnet. Anhand zweier \vec{k} -Vektoren ist in b) der Effekt der Selbstkollimation schematisch erklärt.

Die Richtung der Gruppengeschwindigkeit kann somit direkt aus der Bandstruktur ermittelt werden, hierfür muss allerdings die komplette Bandstruktur betrachtet werden, es genügt nicht mehr nur die Projektion entlang der Symmetriepunkte. Da der Gradient senkrecht auf der Isofrequenzkurve steht, ist somit die Energietransportrichtung durch deren Normale in Richtung

größer werdender Frequenzen bestimmt. In einem isotropen bzw. anisotropen Medium ergibt sich für die Form dieser Isfrequenzkurven ein Kreis bzw. eine Ellipse. Im Falle von periodischen Medien (also photonischen Kristallen) können das allerdings nicht nur Kreise (siehe Abb. 10 um den Γ -Punkt), sondern auch andere Formen sein, wie z.B. in Abb. 10 um den M-Punkt ein Quadrat mit abgerundeten Ecken.

Für einen beliebigen \vec{k} -Vektor erfolgt dann die Ausbreitung der Energie senkrecht zu der jeweiligen Isfrequenzkurve und in Richtung größer werdender Frequenzen; diese Richtung ist durch den Gradienten von \vec{k} gegeben. Wenn die Isfrequenzkurve für einen breiten Winkelbereich nicht gewölbt, sondern eine Gerade ist, so besitzen unterschiedliche \vec{k} -Vektoren jeweils die gleiche Gruppengeschwindigkeit und Richtung (Abb. 10b). Eine sich in diesem periodischen Medium ausbreitende Mode, die sich normalerweise durch Beugung entsprechend verbreitern würde, behält ihre jeweilige Form bei, immer vorausgesetzt, dass keine Winkelanteile existieren, für die die Isfrequenzkurve keine Gerade mehr ist. Dieser Effekt wird Selbstkollimation oder Selbstführung genannt.

2.1.10. Negative Brechung

Der Effekt der negativen Brechung beruht ähnlich wie der Effekt der Selbstkollimation auf der Form der Isfrequenzfläche. Allerdings wird hierbei direkt eine Grenzfläche zwischen einem isotropen und einem periodischen Medium betrachtet. Die Brechung einer unter einem beliebigen Winkel einfallenden ebenen Welle wird auch hierbei durch die Form der Isfrequenzfläche bestimmt. Zur Ermittlung der gebrochenen, ebenen Welle wird das in Abb. 11 dargestellte Konstruktionsschema angewandt [FOT03].

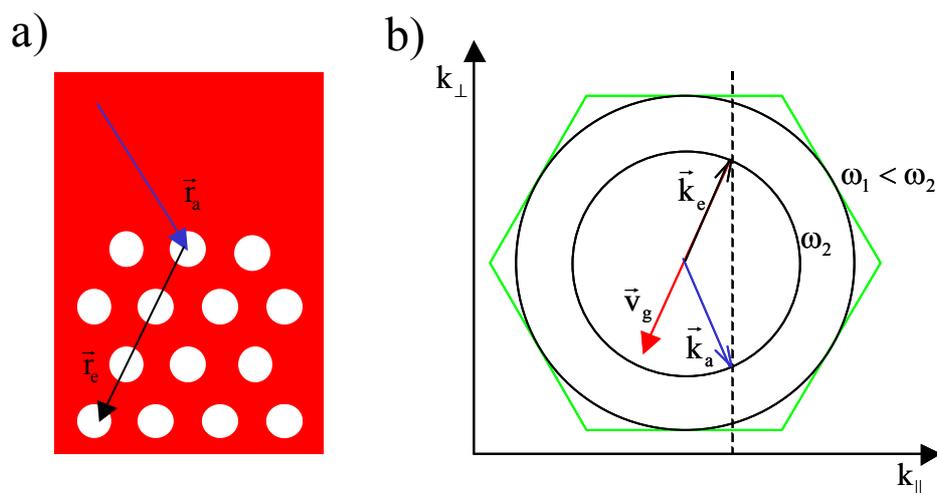


Abb. 11: Prinzip der Brechung mit einer negativen Brechzahl. Voraussetzung für diesen Effekt sind Isfrequenzflächen, die mit zunehmender Frequenz kleiner werden. Dann ergibt sich, vorgegeben durch die Richtung der Gruppengeschwindigkeit eine negative Brechung.

Ausgegangen wird von einem einfallenden \vec{k}_a . Unter Berücksichtigung, dass die k -Komponente parallel zur Grenzfläche erhalten bleibt – ausgedrückt durch die gestrichelte Linie in Abb. 11b – ergeben sich für den ausfallenden k -Vektor \vec{k}_e zwei Schnittpunkte mit der Isofrequenzfläche. Die Gruppengeschwindigkeit zeigt wie schon bekannt in Richtung größerer Frequenzen und steht senkrecht auf der Isofrequenzfläche (siehe Abschnitt 2.1.9). Somit ergeben sich zwei mögliche Richtungen für die Gruppengeschwindigkeit. Hierbei muss die gewählt werden, die von der Quelle wegzeigt. Findet man für einen photonischen Kristall Isofrequenzflächen, die mit zunehmender Frequenz kleiner werden, so liegt an der Grenzfläche negative Brechung vor.

2.2. Simulationsmethoden

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse beruhen auf der Kooperation der Gruppe von Prof. Dr. Falk Lederer vom Institut für Festkörpertheorie und –optik der Friedrich-Schiller-Universität Jena mit dem Institut für Angewandte Physik. Insbesondere sind die Bandstrukturberechnungen basierend auf dem Ebenen-Wellen-Ansatz (siehe Abschnitt 2.2.1.) von Dipl. Phys. Rumen Iliev durchgeführt worden, wobei hier das unter der GNU-Lizenz frei verfügbare Programm „MIT Photonic-Bands“ von Dr. Steven G. Johnson vom Massachusetts Institute of Technology [JOH01] verwendet wurde. Die Finite-Difference Time-Domain-Simulationen (siehe 2.2.3.) erfolgten durch Dr. Christoph Etrich mit einem von ihm selbst geschriebenen Programm. Dagegen sind die Berechnungen nach der Beam-Propagation-Methode (siehe Abschnitt 2.2.2.) mit dem kommerziellen Programm „Beamprop“ der Firma Rsoft Design Group, Inc. eigenhändig durchgeführt worden.

2.2.1. Ebene-Wellen-Methode

Die Ebene-Wellen-Methode [JOH01] ist eine einfache und schnelle Methode zur Berechnung des periodischen Feldes $\vec{H}_{\vec{k}}$ ausgehend von Gleichung (13). Hierbei werden die Zustände von $\vec{H}_{\vec{k}}$ als eine Summe von Basisfunktionen beschrieben:

$$(25) \quad |\vec{H}_{\vec{k}}\rangle \cong \sum_{m=1}^N h_m |\vec{b}_m\rangle.$$

Der Ansatz ist exakt für $N \rightarrow \infty$, anderenfalls werden die möglichen Zustände ab einem gewissen Punkt abgeschnitten. h_m sind die Koeffizienten der Basis. Bei der Wahl einer Ebenen-Wellen-Basis ergibt sich

$$(26) \quad |\vec{b}_m\rangle = e^{i\vec{G}_m \cdot \vec{r}},$$

wobei \vec{G}_m der primitive reziproke Gittervektor ist. Weil die Basisfunktionen skalar sind, müssen die Amplituden \vec{h}_m folglich vektoriellen Charakter haben. Das besondere an der Ebenen-Wellen-Basis ist, dass sich die Divergenzbedingung in Gleichung (6) umformt zu einer Transversalitätsbedingung

$$(27) \quad \vec{h}_m \cdot (\vec{k} + \vec{G}_m) = 0,$$

welche automatisch erfüllt ist, wenn \vec{h}_m aus zwei orthonormalen Einheitsvektoren \vec{u}_m und \vec{v}_m zusammensetzt wird, die beide senkrecht auf $\vec{k} + \vec{G}_m$ stehen:

$$(28) \quad \vec{h}_m = h_m^{(1)} \vec{u}_m + h_m^{(2)} \vec{v}_m.$$

Die Verwendung dieser Basis ermöglicht es also, bis zu einem gewissen N alle diskreten Eigenfrequenzen $\omega_n(\vec{k})$ der Gleichung (13) und damit alle elektromagnetischen Zustände von $\vec{H}_{\vec{k}}$ zu finden, ohne die Divergenzbedingung in Gleichung (6) extra betrachten zu müssen.

2.2.2. Beam-Propagation-Methode

Die Beam-Propagation-Methode (BPM) [PIZ02] oder die Methode der Bündelverfolgung ist in ihrer einfachsten Form die numerische Lösung der Helmholtz Gleichung, welche sich bei Annahme eines skalaren Feldes $E(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z) e^{-i\omega t}$ (dadurch werden Polarisierungseffekte vernachlässigt) in den Maxwell Gleichungen (1) und beim Ansatz einer monochromatischen Lösung ergibt

$$(29) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \varphi = 0.$$

In der BPM wird das Feld φ aus dem Produkt einer schnell veränderlichen Komponente (der Phase) und einer langsam veränderlichen Einhüllenden beschrieben:

$$(30) \quad \varphi(x, y, z) = u(x, y, z) e^{i\bar{k}z},$$

wobei $k(x, y, z) = k_0 n(x, y, z)$ die Wellenzahl im Material und $k_0 = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl im Vakuum ist. Die Geometrie des zu berechnenden Problems wird dabei vollständig durch die Brechzahlverteilung $n(x, y, z)$ beschrieben. \bar{k} beschreibt hierbei die mittlere Phasenänderung des Feldes φ .

Mit diesem Ansatz wird die Helmholtz-Gleichung zu einer Funktion mit der langsam veränderlichen Einhüllenden u und beinhaltet sowohl Ableitungen erster als auch zweiter Ordnung nach z . In der BPM wird dann angenommen, dass die Veränderung von u mit z entsprechend langsam ist, so dass die Ableitung zweiter Ordnung nach z vernachlässigt werden kann. Somit ergibt sich:

$$(31) \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right).$$

Dies ist eine dreidimensionale, skalare Wellengleichung in einer paraxialen Näherung. Diese Gleichung kann relativ leicht durch Integration über die Ausbreitungsrichtung z gelöst werden.

Der große Vorteil der BPM ist ihre numerische Effizienz, da nur relativ wenig Rechenleistung und Speicher benötigt wird. Allerdings gibt es auch einige Restriktionen, allen voran, dass der Gradient von k über z klein sein muss. Deswegen können nur Felder berechnet werden, die sich innerhalb eines $\pm 5^\circ$ Winkelbereiches zur z -Achse ausbreiten (Paraxiale Näherung). Auch darf sich der Brechungsindex über z nicht all zu stark ändern, da ansonsten die zweite Ableitung von u nach z nicht weiter vernachlässigt werden darf. Des weiteren rechnet die BPM nur in eine Richtung, d.h. Rückreflexionen werden nicht berücksichtigt.

Um diese Grenzen zu überkommen, sind eine Reihe von Erweiterungen der Beam-Propagation-Methode entwickelt worden. Durch die Padé-Näherung wird die paraxiale Näherung etwas gelockert, so dass Winkelbereiche von $\pm 70^\circ$ akkurat berechnet werden können [HAD92]. Die bidirektionale BPM verwendet mehrere Grenzflächen und kann so Reflexionen mit berücksichtigen [RAO99].

Polarisationseffekte (vektorielle BPM) können mit berücksichtigt werden, indem von der Ableitung eines Wellenvektors anstelle der Helmholtzgleichung ausgegangen wird [HUA93]. Anisotrope Materialien können durch Verwendung eines dielektrischen Tensors ebenfalls berücksichtigt werden [XU94].

2.2.3. Finite-Difference Time-Domain Methode

Die Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Methode ist eine rigorose Lösung der Maxwell Gleichungen, ohne irgendwelche theoretischen Restriktionen, Näherungen oder Symmetrieanahmen. Betrachtet man ein Raumgebiet ohne Ladungen oder fließende Ströme, so können die Maxwell-Gleichungen (1) in Form von 6 Gleichungen in kartesischen Koordinaten aufgeschrieben werden [PIZ02]

$$(32) \quad \begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right), & \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), & \frac{\partial H_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right), & \frac{\partial E_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right), & \frac{\partial E_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right). \end{aligned}$$

In allen Gleichungen ist die zeitliche Änderung des E-Feldes abhängig von der räumlichen Variation des H-Feldes und umgekehrt. In der FDTD-Methode sind die Maxwell Gleichungen modifiziert zur integralen Form, diskretisiert und numerisch implementiert.

Die gebräuchlichste FDTD Methode, basierend auf dem Yee-Gitter [YEE66], berechnet die E- und die H-Feldkomponenten an diskreten Punkten, allerdings sind diese Punkte für das E- und das H-Feld um eine halbe Gitterperiode zueinander verschoben. Das gleiche gilt für die zeitliche Berechnung der beiden Felder, auch hier sind E- und H-Feld um einen halben Zeitschritt zueinander verschoben. Damit besteht die Yee-Variante aus 6 Gleichungen, welche dazu benutzt werden können, die Felder an jedem beliebigen Gitterpunkt i,j,k zu berechnen.

$$\begin{aligned}
 H_{x(i,j,k)}^{n+1/2} &= H_{x(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left(E_{y(i,j,k)}^n - E_{y(i,j,k-1)}^n \right) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \left(E_{z(i,j,k)}^n - E_{z(i,j-1,k)}^n \right), \\
 E_{x(i,j,k)}^{n+1} &= E_{x(i,j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left(H_{y(i,j,k+1)}^{n+1/2} - H_{y(i,j,k)}^{n+1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left(H_{z(i,j,k+1)}^{n+1/2} - H_{z(i,j,k)}^{n+1/2} \right), \\
 H_{y(i,j,k)}^{n+1/2} &= H_{y(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left(E_{x(i,j,k)}^n - E_{x(i,j,k-1)}^n \right) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left(E_{z(i,j,k)}^n - E_{z(i-1,j,k)}^n \right), \\
 (33) \quad E_{y(i,j,k)}^{n+1} &= E_{y(i,j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left(H_{x(i,j,k+1)}^{n+1/2} - H_{x(i,j,k)}^{n+1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} \left(H_{z(i,j,k+1)}^{n+1/2} - H_{z(i,j,k)}^{n+1/2} \right), \\
 H_{z(i,j,k)}^{n+1/2} &= H_{z(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \left(E_{x(i,j,k)}^n - E_{x(i-1,j,k)}^n \right) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left(E_{y(i,j,k)}^n - E_{y(i-1,j,k)}^n \right), \\
 E_{z(i,j,k)}^{n+1} &= E_{z(i,j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left(H_{x(i+1,j,k)}^{n+1/2} - H_{x(i,j,k)}^{n+1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} \left(H_{y(i+1,j,k)}^{n+1/2} - H_{y(i,j,k)}^{n+1/2} \right).
 \end{aligned}$$

Diese Gleichungen werden iterativ gelöst, wobei abwechselnd das E- und das H-Feld berechnet wird. Hierbei ist noch die Wahl des Rechengebietes und der räumlichen und zeitlichen Rechenschritte sehr kritisch. Typischerweise werden hierbei räumliche Rechenschritte kleiner $\lambda/10$ gewählt, wobei natürlich die zu berechnenden Strukturen außerdem auch hinreichend aufgelöst werden müssen. Damit der Algorithmus stabil ist, muss folgende Bedingung eingehalten werden:

$$(34) \quad c \Delta t < \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{-1/2}.$$

Die Randbedingungen sind bei der FDTD-Methode von entscheidender Bedeutung. Viele Simulationen verwenden absorbierende Randbedingungen, welche die auswärts propagierende Energie, die auf die Ränder des Rechengebietes trifft, eliminiert. Eine der effektivsten Randbedingungen dieser Art ist die Perfectly-Matched-Layer (PML)-Bedingung, bei der sowohl elektrische als auch magnetische Leitfähigkeiten so eingesetzt werden, dass die gesamte Energie absorbiert wird, ohne Reflexionen zu verursachen.

Eine andere Art sind periodische Randbedingungen (periodic boundary conditions – PBC) [BER94], die besonders bei photonischen Kristallstrukturen sehr wichtig sind. Hierbei werden die Randbedingungen so gewählt, dass das Rechengebiet unendlich in alle Dimensionen wiederholt wird, so dass quasi eine unendlich ausgedehnte Struktur berechnet wird. Periodische Randbedingungen werden insbesondere bei der Berechnung von Bandstrukturen mittels FDTD einge-

setzt. Als weitere Randbedingung wird das E- und das H-Feld zu Beginn der Simulation Null gesetzt und eine Quelle wird irgendwo innerhalb des Simulationsgebietes aktiviert.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Methode extrem vielseitig einsetzbar ist, da voll vektoriell ohne Näherungen oder Limitierungen gerechnet wird, was z.B. die Ausbreitungsrichtung, den Brechungsindex oder Rückreflexionen betrifft. Des Weiteren kann der FDTD Algorithmus auch Materialdispersionen und Nichtlinearitäten berücksichtigen. Da die Rechnungen im Zeitbereich ablaufen, kann ein breiter Frequenzbereich mit einer einzigen Rechnung ermittelt werden.

2.2.4. Grenzen der Methoden

Die Ebene-Wellen-Methode ist besonders geeignet, um in relativ kurzer Zeit Bandstrukturen für periodische Strukturen entweder zweidimensional mit Hilfe einer effektiven Brechzahl oder vollständig dreidimensional zu berechnen. Werden dagegen Strukturen betrachtet, die in irgendeiner Weise eine Störung der Periodizität ausweisen, ist es mit der Ebenen-Wellen-Methode nur noch mit Hilfe von Superzellen möglich, die entsprechenden Resonanzfrequenzen oder Wellenleitermoden zu ermitteln. Zur genaueren Untersuchung solcher Strukturen muss die FDTD-Methode herangezogen werden. Damit ist z.B. die Gütebestimmung von realistischen Kavitätsmoden oder die Transmissionsbestimmung und damit die Verlustbestimmung von Wellenleitermoden möglich. Die FDTD-Methode erlaubt außerdem die Berechnung beliebiger Brechzahlverteilungen - eine Periodizität ist nicht notwendig. Andererseits ist der FDTD Algorithmus sehr speicherlastig und erfordert eine hohe Rechenleistung, da alle 6 Feldkomponenten für jeden Gitterpunkt, deren Anzahl je nach Größe des Simulationsgebietes und der Diskretisierung entsprechend hoch ist, jederzeit verfügbar sein müssen. Damit ergeben sich für 3D Simulationen von einem Simulationsgebiet von $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ je nach Diskretisierung Speicheranforderungen von mehreren Gigabyte. Somit lassen sich schon einfache Probleme wie z.B. planare Wellenleitersplitter (Länge 20 – 30 mm) mit der FDTD Methode nicht mehr bewältigen, da schon allein die Speicheranforderungen schon viele Terrabyte betragen. Solche Probleme lassen sich wiederum mit der Beam-Propagation-Methode lösen, allerdings macht diese Methode starke Restriktionen an die Ausbreitungsrichtung und die verwendeten Brechzahlen. Selbst mit entsprechenden Erweiterungen der BPM wie die Lockerung der paraxialen Näherung und Berücksichtigung von Rückreflexionen ist es nicht möglich, photonische Kristalle zu simulieren. Somit ist die BPM dazu geeignet, z.B. Taperstrukturen zur Verbesserung der Koppelverluste in photonische Kristalle zu simulieren und die somit ermittelten E- und H-Felder direkt an die FDTD-Methode zu übergeben. Da photonische Kristalle im allgemeinen relativ klein sind (einige $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$), ist die Simulation solcher Strukturen mittels

FDTD noch möglich, wobei hier direkt als Randbedingung die mittels BPM berechneten E- und H-Felder verwendet werden können. Um allerdings photonische Kristalle zu designen, ist die FDTD-Methode zu zeit- und speicheraufwendig. Hier empfiehlt sich der Einsatz der Ebenen-Wellen-Methode, da für verschiedene Gitterparameter schnell entsprechende Bandstrukturen ermittelt werden können.

Kapitel 3

Herstellung und Charakterisierung von photonischen Kristallen

Nachdem Kapitel 2 sich mit der theoretischen Beschreibung photonischer Kristalle beschäftigt hat, widmet sich Kapitel 3 der Herstellung und den unterschiedlichen Charakterisierungsmethoden. Beginnen wird dieses Kapitel mit einer Diskussion der unterschiedlichen Materialien für ein mögliches Schichtsystem, welches eine notwendige Voraussetzung für die vertikale Führung von Licht in zweidimensionalen photonischen Kristallen ist. Da photonischen Bandlücken für den nahen infraroten bzw. für den sichtbaren Spektralbereich Perioden von ~ 600 nm bzw. ~ 300 nm voraussetzen, erfordert die Herstellung solcher Nanostrukturen den Einsatz der Elektronenstrahlolithographie, auf welche im Abschnitt 3.2. und 3.3. eingegangen wird. Anschließend erfolgt nach einer kurzen Diskussion der notwendigen Schritte der Probenpräparation (Abschnitt 3.4.) eine Vorstellung der unterschiedlichen Charakterisierungsmethoden, die in dieser Arbeit zur Anwendung gekommen sind (Abschnitt 3.5.). Der daraus resultierende Messaufbau wird im Punkt 3.6. kurz erklärt, wobei hier auch auf die verwendeten Geräte und Lichtquellen eingegangen wird.

Abschließend erfolgt im Abschnitt 3.7. eine ausführliche Diskussion von Koppelverlusten in photonischen Nanostrukturen. Hierbei wird auch auf Konzepte eingegangen, mit denen sich die ansonsten sehr hohen Koppelverluste von photonischen Kristallen beträchtlich reduzieren lassen.

3.1. Schichtsystem

Das Ziel dieser Arbeit ist die Realisierung von photonischen Kristallen für den sichtbaren Spektralbereich. Hierfür werden Schichtsysteme benötigt, welche eine möglichst hohe Brechzahl und geringe Dämpfungen im untersuchten Wellenlängenbereich aufweisen. Mögliche denkbare

Materialsysteme sind hierbei Niobpentoxid (Nb_2O_5), Tantalpentoxid (Ta_2O_5), Titandioxid (TiO_2) und Siliziumnitrid (Si_3N_4). All diese Materialien besitzen eine Brechzahl zwischen $n = 2 - 2,4$ und sind sowohl im sichtbaren als auch im infraroten Spektralbereich transparent. Da diese Brechzahlen aber bedeutend kleiner sind als die der Halbleitermaterialien, die bisher für die Realisierung von photonischen Kristallen verwendet wurden (Silizium, GaAs: $n \sim 3,5$), muss im Vorfeld abgeklärt werden, ob mit solchen „kleinen“ Brechzahlen photonische Kristalle überhaupt realisierbar sind. Um die Eigenschaften der Strukturen direkt mit Literaturwerten vergleichen zu können, wurden deshalb vorerst photonische Kristalle für den nahen infraroten Spektralbereich um $\lambda = 1550 \text{ nm}$ untersucht. Diese Entscheidung hat außerdem den positiven Nebeneffekt, dass die notwendigen Strukturengrößen, die allesamt mit der Wellenlänge skalieren, etwa um den Faktor zwei größer sind und damit die Herstellung deutlich vereinfacht ist.

Von TiO_2 ist bekannt, dass es aufgrund der Streuung durch Mikrokristallite schlecht reproduzierbare Eigenschaften und große Verluste ($\sim 4 \text{ dB/mm}$) besitzt [JIW00]. Damit erweist sich TiO_2 als eher ungeeignet. Tantalpentoxid und Siliziumnitrid besitzen beide eine deutlich kleinere Brechzahl als Nb_2O_5 (Abb. 12). Da sich Ta_2O_5 jedoch bedeutend schlechter als Si_3N_4 strukturieren lässt, wurde in der vorliegenden Arbeit der Schwerpunkt auf Niobpentoxid und Siliziumnitrid gesetzt. Somit sind die in Frage kommenden Materialien schon im Vorfeld auf zwei mit deutlich unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften reduziert worden. Nb_2O_5 besitzt eine relativ große Brechzahl ($n = 2,2 @ 1,5 \mu\text{m}$), während Si_3N_4 eine Brechzahl von $n = 1,95$ im Infraroten vorweisen kann.

Des Weiteren ist die Frage nach dem notwendigen vertikalen Brechzahlkontrast zu klären. Im Abschnitt 2.1.4. ist bereits erklärt, dass dieser einen erheblichen Einfluss auf die Lage des Lichtkegels hat. Auch fallen Streuverluste an Rauheiten in den Löchern aufgrund der stärker lokalisierten Mode und damit der verringerten Wechselwirkungsfläche mit diesen Rauigkeiten deutlich geringer aus als bei Strukturen mit einem relativ kleinen vertikalen Brechzahlkontrast. Außerdem kann ein erheblicher Anteil des Lichts, welches gestreut wird, aufgrund der größeren numerischen Apertur des Schichtwellenleiters wieder eingefangen werden [BOG03]. Aus diesen Gründen wäre es empfehlenswert, direkt ein Membransystem (also Luft als Substrat und Cladding) zu verwenden. Aus technologischer Sicht ist ein solches Membransystem bei den vorliegenden Materialien nicht realisierbar, da die wellenleitende Schicht hierzu unterätzt werden müsste. Aus diesem Grund wurde Siliziumdioxid (SiO_2) als Substratmaterial gewählt. Um trotzdem die numerische Apertur des Schichtwellenleiters zu erhöhen, wäre es denkbar, auf ein Cladding aus SiO_2 zu verzichten. Allerdings hat dies auch zur Folge, dass das Licht direkt an der Oberfläche geführt wird, und es somit, verursacht durch Oberflächenrauigkeiten, zu einer effizienteren Kopplung zu Strahlungsmoden kommt (siehe auch 3.5.2.). An realen photonischen

Nanostrukturen muss abgewogen werden, welcher der beiden Effekte überwiegt, weshalb sowohl Schichtsysteme ohne Cladding als auch welche mit einem 300 nm dicken Cladding aus SiO_2 zum Einsatz gekommen sind.

Zwischen der wellenleitenden Schicht und dem Substrat existiert ein vertikaler Brechzahlkontrast von 0,4 – 0,7. Dieser Kontrast ist somit bedeutend größer als bei photonischen Kristallen in $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ ($\Delta n = 0,1$), aber auch erheblich kleiner als bei SOI (Silicon on Insulator – Silizium auf SiO_2 , $\Delta n = 2$) oder sogar Siliziummembranen ($\Delta n = 2,5$). Die maximale Dicke der wellenleitenden Schicht für Monomodebetrieb in der vertikalen Richtung ergibt sich damit bei Nb_2O_5 als auch bei Si_3N_4 zu etwa 500 nm.

In der vorliegenden Arbeit wird diskutiert, wie kritisch dieser Unterschied im vertikalen als auch im planaren Brechzahlkontrast ist, und welche Konsequenzen sich damit für mögliche passive Bauelemente ergeben.

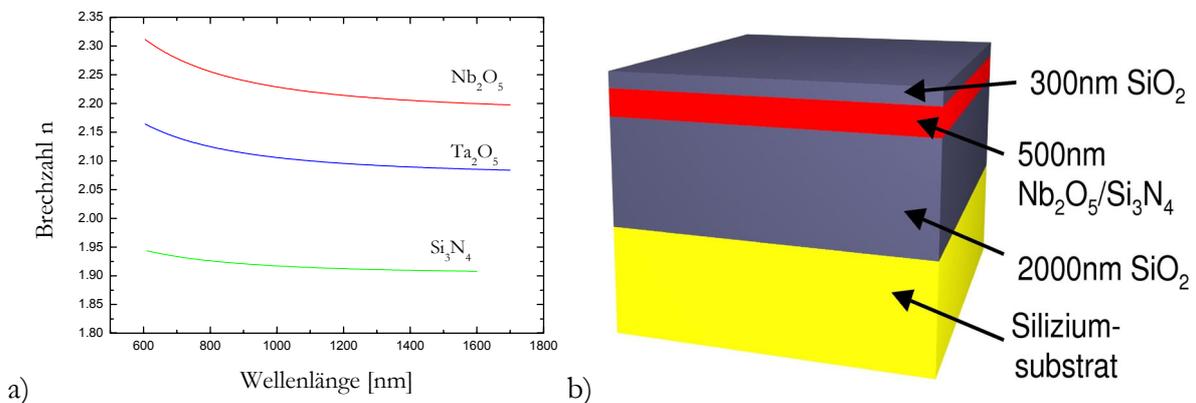


Abb. 12: a) Abhängigkeit der Brechzahl von der Wellenlänge für Nb_2O_5 , Ta_2O_5 und Si_3N_4 -Schichten. b) Aufbau des Schichtsystems, welches die Grundlage für die Herstellung von photonischen Kristallen bildet.

Mit Hilfe der Gasphasenabscheidung, auch CVD (chemical vapor deposition) genannt, wurde das Siliziumdioxid (SiO_2) - und Siliziumnitrid (Si_3N_4) - Schichtsystem erzeugt. Das CVD-Grundprinzip besteht darin, ausgewählte Gase über die aufgeheizten Substrate zu leiten, auf denen die gewünschte Schicht abgeschieden werden soll. Auf der heißen Substratoberfläche kommt es zu der Reaktion der Prozessgase, so dass als Reaktionsprodukt die gewünschte Schicht entsteht [WID96].

Das Sputterverfahren, welches das wichtigste PVD-Verfahren (physical vapor deposition) ist, wurde zur Herstellung des Niobpentoxid- (Nb_2O_5) und SiO_2 -Schichtsystems verwendet. Hierbei wird mittels einer Gleich- oder Hochfrequenzspannung zwischen zwei Elektroden in einer Argonatmosphäre ein Plasma gezündet. Durch den entstandenen Spannungsabfall zwischen Kathode und Sputtertarget werden positiv geladene Argonionen beschleunigt und schlagen beim Auftreffen auf das jeweilige Target einzelne Atome bzw. Moleküle heraus („sputtering“). Während die Argonionen entsprechend dem vertikal gerichteten elektrischen Feld mit hoher

Energie senkrecht auf das Target prallen, ist die Energie der gesputterten Atome bzw. Moleküle gering, und sie verlassen die Targetoberfläche nach allen Richtungen. Substrate, die auf der Anode liegen, werden mit einer Schicht belegt, deren Zusammensetzung der des Targets entspricht [WID96].

3.2. Elektronenstrahlbelichtung

Die Festlegung des Strukturmusters, also z.B. des Gitters eines photonischen Kristalls, geschieht durch eine Strukturierung einer strahlungssensitiven Polymerschicht, des Resists, die einer Elektronenstrahlung ausgesetzt wird.

Für die Erzeugung der Urbilder im Resist sind die Elektronenstrahlbelichter LION LV1 und ZBA 23H der Firma Leica zum Einsatz gekommen. Da beim Formstrahlbelichtungssystem ZBA 23H im Gegensatz zum Punktstrahlbelichtungssystem LION LV1 kein gaußförmiger Elektronenstrahl oder Punktstrahl, sondern ein Flächenstrahl oder Formstrahl variabler rechteckiger Größe verwendet wird, ist die ZBA besonders prädestiniert für die Belichtung ausgedehnter Strukturen mit mehreren Millimetern Länge. Für solche Strukturgrößen können allerdings durch die Kombination von verschiedenen Arbeitsfeldern ($\sim 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) noch Stitching-Fehler von bis zu 100 nm auftreten. Da die ZBA nur rechteckige Flächen belichten kann, wurden die Löcher der photonischen Kristalle als eine Überlagerung von 3 Rechtecken belichtet. Beim Übertrag auf die Chrommaske sollten sich dadurch annähernd runde Löcher ergeben. Obwohl sich die Inkrementisierung auf 2,5 nm beläuft, sind den erreichbaren Strukturgrößen durch die Verwendung des Flächenstrahls jedoch sehr deutliche Grenzen gesetzt, diese liegen bei photonischen Kristallen bei einer Periode von ungefähr 500 nm und Lochdurchmessern von etwa 250 nm. Kleinere Strukturen, wie sie etwa für die Herstellung von photonischen Kristallen für den sichtbaren Spektralbereich nötig sind, sind mit der ZBA nicht mehr herstellbar.

Im Gegensatz hierzu erlaubt der Einsatz des LIONs aufgrund seines fokussierten Elektronenstrahls (Spotgröße 2 - 6 nm) sowie der genauen Positionierung (Fehler $< 2,5 \text{ nm}$) die Belichtung sehr kleiner Strukturen. Hierbei sind auch Strukturgrößen möglich, wie sie für photonische Kristalle mit einer Bandlücke im sichtbaren Spektralbereich gebraucht werden. Allerdings ergeben sich durch den verwendeten Punktstrahl entsprechend hohe Belichtungszeiten, weshalb die Strukturen im Gegensatz zur ZBA nur sehr kleine Abmessungen (einige $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$) besetzen dürfen.

Entscheidend für das Auflösungsvermögen der Elektronenstrahlithographie ist nicht allein der Elektronenstrahl, sondern die Elektronenstreuung ausgelöst durch das Abbremsen des Elektronenstrahls im Resist und im Schichtsystem. Diese ist im wesentlichen aus zwei Anteilen

zusammengesetzt: die Kleinwinkel-Vorwärtsstreuung der in den Resist einfallenden hochenergetischen Elektronen und die Rückstreuung der Elektronen aus dem Schichtsystem [WID96]. Die durch die Reichweite der Vorwärtsstreuung begrenzte minimal erreichbare Strukturgröße beträgt je nach Elektronenenergie und Resistdicke zwischen 100 nm – 250 nm. Obwohl die Stördosis der rückgestreuten Elektronen nur ungefähr 1% der Gesamtdosis beträgt, addieren sich aufgrund der Reichweite von 3 - 4 μm die Stördosen der Umgebung (Proximity-Effekt). Dies hat zur Folge, daß die Löcher eines photonischen Kristalls in der Mitte des Kristalls am größten sind und zum Rand hin kleiner werden, da hier keine Streustrahlung vom Belichten benachbarter Strukturen existiert. Dies kann kompensiert werden, indem für diese äußeren Lochreihen eine etwas höhere Belichtungsdosis verwendet wird.

Da sich die chemischen Eigenschaften der bestrahlten Resistbereiche von denen der unbestrahlten Umgebung unterscheiden, erhält die Resistschicht somit ein Bild der bestrahlenden Geometrie. Zur Herausbildung eines realen Resistbildes wird die Probe in ein Lösungsmittel, den Entwickler, getaucht, in dem die bestrahlten und unbestrahlten Gebiete unterschiedlich schnell gelöst werden. Die ungelösten Resistgebiete bilden die Maskierung für die weiteren Bearbeitungsvorgänge. Es wird zwischen Positiv- und Negativresist unterschieden. Beim Positivresist werden im Entwicklungsprozess hauptsächlich die bestrahlten Bereiche gelöst (Kettenbruch oder Aktivierung einer photoaktiven Komponente, die eine Löslichkeitsänderung hervorruft), beim Negativresist kommt es zur Vernetzung; die bestrahlten Bereiche werden unlöslich und bleiben nach der Entwicklung stehen [WID96]. Für die Belichtung der photonischen Kristallstrukturen ist ein Positivresist eingesetzt worden, d.h. es wurden direkt die Löcher des Kristalls belichtet.

3.3. Strukturtransfer

Der Strukturtransfer unterteilt sich in zwei Abschnitte. Zuerst wird die Resistmaske auf die Ätzmaske übertragen, und danach erfolgt der eigentliche Proportionaltransfer der Strukturen in das Schichtsystem. Je nach verwendetem Schichtsystem Si_3N_4 oder Nb_2O_5 besteht die Ätzmaske entweder nur aus einer Chromschicht, oder aus einer Chromschicht und einer relativ dicken Polymerschicht (siehe Abb. 13). Im letzteren Fall wird mittels der Chromschicht zuerst die Polymerschicht strukturiert und danach diese als Ätzmaske für den weiteren Ätzprozess des Schichtsystems eingesetzt. Der Einsatz eines solchen Dreilagensesists (siehe Abb. 13a) bestehend aus Elektronenstrahlresist, Chromschicht und Polymerschicht ist beim Ätzen des sehr resistenten Nb_2O_5 nötig, da hier nur sehr geringe Ätzraten vorliegen und anderenfalls die Chrommaske abgetragen wäre, bevor die notwendige Ätztiefe erreicht ist, die durch die Eindringtiefe des evaneszenten Feldes in das Substrat bestimmt wird.

Die jeweilige Resistmaske und das Schichtsystem ist mittels des chemisch-physikalischen Trockenätzens entweder im Form des ICP (inductive coupled plasma – Induktiv gekoppeltes Plasma) oder des RIBE- (reactive ion beam etching - Reaktives Ionenstrahlätzen) Verfahrens geätzt worden. Die Wahl des Verfahrens und des Ätzgases hat sich dabei nach den jeweiligen Materialien gerichtet.

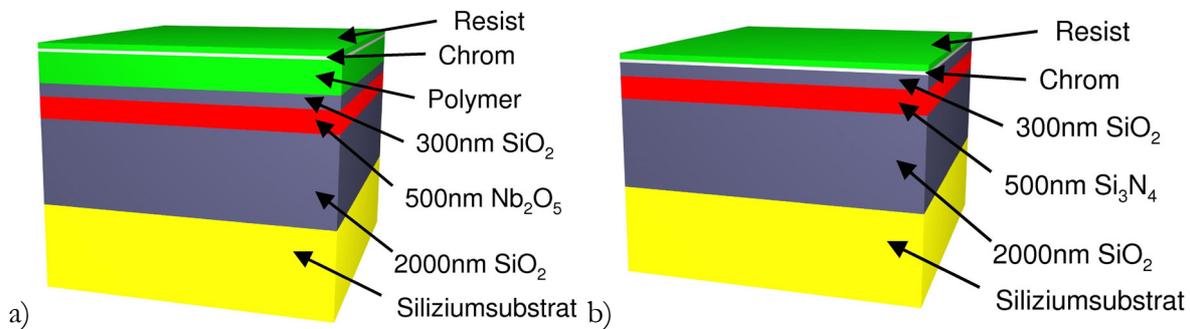


Abb. 13: Die beiden verwendeten Schichtsysteme und deren zugehörige Resistschichten zur Herstellung von photonischen Kristallen.

Beim ICP-Ätzen [WID96] werden durch eine induktive Hochfrequenz-Einkopplung einer Spule, welche um eine Plasmaquelle angeordnet ist, sehr hohe Plasmadichten erzeugt. Durch eine zweite kapazitiv eingekoppelte Hochfrequenzspannung werden positive Ionen extrahiert und zur zu ätzenden Oberfläche beschleunigt. Da hier ein sehr geringer Gasdruck verwendet wird, werden die Ionen kaum gestoßen und gelangen senkrecht auf die Scheibenoberfläche, wo sie in Abhängigkeit ihrer kinetische Energie eine anisotrope, chemische Ätzreaktion auslösen.

Beim RIBE-Verfahren [WID96] werden positive Ionen eines reaktiven Gasplasmas (z.B. CF_3^+) in Richtung der Probe beschleunigt. Durch den auch hier vorliegenden, niedrigen Gasdruck ist eine richtungsabhängige Bombardierung mit diesen Ionen möglich, die es erlaubt, anisotrop zu ätzen, da nur beschleunigte Gasteilchen die benötigte kinetische Energie besitzen, um die Aktivierungsenergie der chemischen Reaktion aufbringen zu können. Allerdings treten im Vergleich zum ICP-Ätzen geringere Ätzraten auf.

3.4. Probenpräparation

Für die Realisierung von zweidimensionalen photonischen Kristallen wird eine hochbrechende Schicht aus Nb_2O_5 oder Si_3N_4 benötigt. Zwei technische Realisierungsmöglichkeiten sind denkbar: entweder kann sie sich auf einem Quarzsubstrat befinden oder sie wird unter Verwendung einer hinreichend dicken SiO_2 -Pufferschicht auf einem Siliziumwafer aufgebracht. Für die Charakterisierung werden möglichst hochqualitative Stirnflächen benötigt. Bei Verwendung eines Quarzsubstrats können diese nur durch Sägen, Schleifen und Polieren erzeugt werden. Hierfür muss auf die Oberfläche und damit auch auf die photonischen Kristalle ein Schutzlack aufgebracht werden. Alternativ kann anstelle des Quarzsubstrates auch ein Siliziumwafer verwendet

werden. In diesem Fall ist eine hinreichend dicke Quarzpufferschicht ($\sim 2 \mu\text{m}$) nötig, um die wellenleitende Schicht von dem Siliziumsubstrat zu trennen. Aufgrund der kristallinen Eigenschaften lassen sich im Silizium mittels Ritzen und Brechen Stirnflächen entlang der Kristallrichtungen erzeugen.

Die Untersuchungen mit Quarzsubstraten haben gezeigt, dass beim Ablösen des Schutzlackes teilweise schmale Ribwellenleiter ($< 2 \mu\text{m}$) mit abblättern werden. Des Weiteren verbleiben Lackreste in und auf den photonischen Kristallen, welches sich in größeren Abstrahlverlusten äußert. Die Auswertung der Stirnflächen mittels des Rasterelektronenmikroskops (REM) zeigt Oberflächenrauigkeiten in der Größenordnung $50 - 300 \text{ nm}$, teilweise sind auch relativ große Ausbrüche beobachtbar (siehe Abb. 14a und b).

Bei Verwendung von Silizium als Substrat können mittels Ritzen und Brechen Stirnflächen erzeugt werden. Problematisch ist hierbei allerdings das etwa $3 \mu\text{m}$ dicke, amorphe Schichtsystem, welches komplett durchritzt werden muss. Des Weiteren kann nicht über die Strukturen hinweg geritzt werden – dies würde insbesondere die Ribwellenleiter zerstören - sondern die Probe muss am Rand etwa $2 - 5 \text{ mm}$ lang angeritzt und anschließend gebrochen werden. Die so erzeugten Stirnflächen sind qualitativ sehr hochwertig, Oberflächenrauigkeiten sind in der Größenordnung $3 - 10 \text{ nm}$ (siehe Abb. 14c und d).

Aus diesem Grund wurden für die weiteren Untersuchungen Schichtsysteme auf Siliziumwafern verwendet; mit dem Vorteil, schnell und zuverlässig reproduzierbare Stirnflächen erzeugen zu können. Die somit verwendeten Schichtsysteme sind bereits in Abb. 13 schematisch gezeigt.

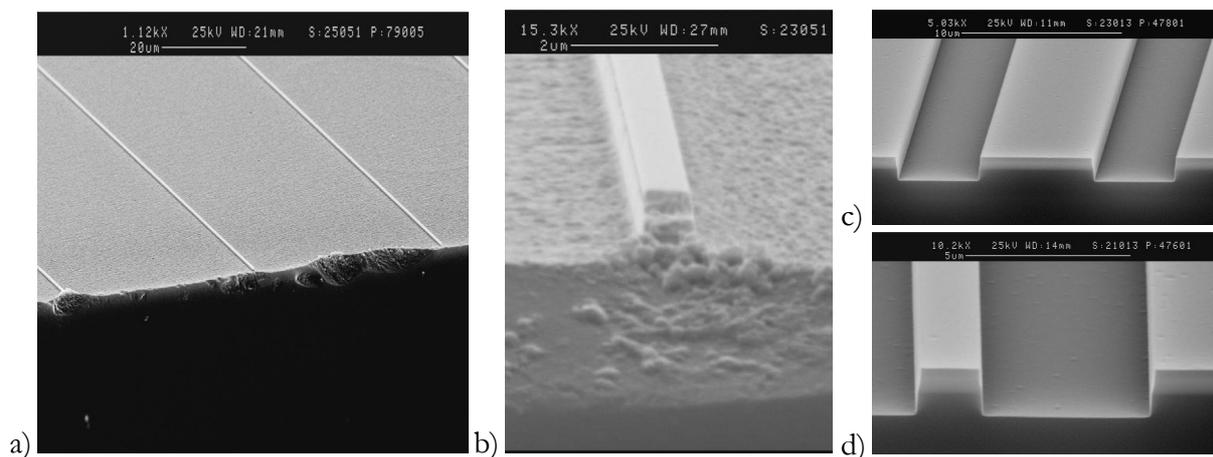


Abb. 14: Für die Realisierung von photonischen Kristallen sind sowohl Quarzsubstrate als auch Siliziumsubstrate untersucht worden. Bei ersteren durch Sägen, Schleifen und Polieren erzeugte Stirnflächen (a und b) zeigen Ausbrüche und große Oberflächenrauigkeiten ($50-300 \text{ nm}$). Bei Siliziumsubstraten konnten durch Ritzen und Brechen hochqualitative Stirnflächen (c und d) erzeugt werden.

3.5. Charakterisierungsmethoden

Neben der Modigkeit eines Wellenleiters sind Verluste in einem solchen die wichtigste Charakterisierungsgröße. Diese Verluste setzen sich aus Absorptionsverlusten der Mode im wellenleitenden Medium und des evaneszenten Teils der Mode im Substrat bzw. Cladding sowie aus Verlusten durch Modenkopplung zusammen. Letztere sind hauptsächlich ein Überkoppeln in Strahlungsmoden, also Streueffekte. Aber auch die Kopplung zu einer anderen geführten Mode mit höherer Dämpfung ist denkbar.

Im Rahmen der elektromagnetischen Theorie lassen sich Absorptionsverluste durch den imaginären Teil der komplexen Brechzahl $n = n' + i \cdot n''$ und damit durch eine komplexen Dielektrizitätskonstante ε beschreiben:

$$(35) \quad \varepsilon = \varepsilon' + i \cdot \varepsilon'' = (n' + i \cdot n'')^2,$$

wobei bei dielektrischen Materialien $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$ ist. Ausgehend von ebenen Wellen der Form $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0 \cdot \exp(ikz)$ mit $k = k_0 n$ ergibt sich dann eine Dämpfung des Feldes der Welle der Form $\exp(-k_0 n'' z)$ und der Energie der Form $\exp(-2k_0 n'' z)$, wobei der Faktor $\alpha = 2k_0 n''$ als Dämpfungsfaktor bezeichnet wird.

3.5.1. Transmissionsmessung

Eine der einfachsten Methoden, einen Wellenleiter zu charakterisieren, ist die direkte Messung der transmittierten Leistung und daraus die Bestimmung der Wellenleiterdämpfung. Ausgehend von einem Wellenleiter der Länge L ergibt sich dann der Dämpfungsfaktor α zu:

$$(36) \quad \alpha[\text{cm}^{-1}] = \frac{1}{L} \ln \frac{P_e}{P_a}.$$

P_e und P_a sind jeweils die eingekoppelte und ausgekoppelte Leistung. Anstatt die Dämpfung in cm^{-1} anzugeben, wird häufig eine Angabe basierend auf dem dekadischen Logarithmus bevorzugt.

$$(37) \quad D[\text{dB/cm}] = \frac{10}{L} \cdot \log \frac{P_e}{P_a}.$$

Umrechnen lassen sich diese beiden Größen über die Logarithmengesetze, wobei für $D[\text{dB/cm}] = 10 / 2.303 \cdot \alpha[\text{cm}^{-1}]$ gilt.

Bei der Bestimmung der Wellenleiterdämpfung durch eine direkte Transmissionsmessung ist zu berücksichtigen, dass Koppellosterluste in der Dämpfung mit beinhaltet sind. Des Weiteren ist bei Multimode-Wellenleitern zu beachten, dass diese Moden unterschiedliche Dämpfungen besitzen, und die durch die Transmissionsmessung ermittelte Dämpfung nur einen Mittelwert darstellt.

Um die Koppelverluste von den eigentlichen Wellenleiterverlusten zu trennen, kann z.B. die Cut-Back-Methode verwendet werden. Hierbei erfolgt eine Transmissionsmessung und eine anschließende Reduzierung der Wellenleiterlänge z.B. durch Ritzen und Brechen der Probe. Bei erneuter Transmissionsmessung wird eine entsprechend geringere Dämpfung gemessen. Eine lineare Regression der logarithmischen Dämpfung über die Wellenleiterlänge liefert dann sowohl die Ausbreitungsverluste als auch die Einfügedämpfung des Wellenleiters.

3.5.2. Streulichtmessung

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung der Ausbreitungsverluste ist die Messung des Streulichtes. Während man bei allen Transmissionsmessungen mit Koppelproblemen konfrontiert ist, kann man bei Streulichtmessungen Dämpfungen bei konstanten Koppelverhältnissen bestimmen. Das hierbei verwirklichte Grundprinzip setzt die Entstehung von Streulicht im Wellenleiter voraus, welches der an der jeweiligen Stelle im Wellenleiter vorhandenen Lichtintensität proportional ist. Es wird also von einer konstanten Kopplung der geführten Mode(n) zu Strahlungsmoden ausgegangen. Es können hierbei sowohl Volumen- als auch Oberflächenstreuung auftreten, wobei letztere bei photonischen Kristallen die größere Bedeutung besitzt, da das Licht hier sehr nahe der Oberfläche geführt wird und somit sehr stark mit Oberflächenrauhigkeiten, die z.B. durch den Ätzprozess entstanden sind, in Wechselwirkung tritt.

Der Dämpfungsfaktor der Oberflächenstreuung α_{OS} ist dabei proportional dem Quadrat des Verhältnisses von Rauhtiefe σ zur Wellenlänge λ_0 [KAR91]

$$(38) \quad \alpha_{OS} \sim \frac{\sigma^2}{\lambda_0^2}.$$

Des Weiteren ist α_{OS} umgekehrt proportional der effektiven Dicke der wellenleitenden Schicht, da bei dicken Wellenleiterschichten ein geringerer Anteil der Mode nahe der Oberfläche geführt wird, und somit eine ineffizientere Kopplung zu Strahlungsmoden stattfindet. Die gleiche Argumentation lässt sich auch auf höhere Moden anwenden, da hier mehr Intensität an den Rändern des Wellenleiters geführt und somit auch stärker abgestrahlt wird. Somit steigt α_{OS} also mit steigender Modennummer N an.

3.5.3. Fabry-Perot-Methode

Ein Wellenleiter mit zwei Stirnflächen stellt aufgrund der auftretenden Reflexionen an diesen einen Fabry-Pérot-Resonator dar. Voraussetzung zur Beobachtung dieser Interferenzeffekte ist eine entsprechende Kohärenzlänge der Quelle. Dann ergibt sich ein Transmissionspektrum, welches moduliert ist. Durch Messung der Minima und Maxima dieser Modulation der Transmission

$$(39) \quad u = \frac{T_{min}}{T_{max}}$$

können die Verluste pro Umlauf im Resonator ermittelt werden. Zwischen den Minima und Maxima der Transmission gilt folgende Beziehung:

$$(40) \quad T_{min} = \frac{T_{max}}{1 + (2F/\pi)^2},$$

wobei F die Finesse des Resonators mit $F = \pi\sqrt{r}/(1-r)$ ist [SAL91]. Somit ergibt sich aus (39) und (40) für den Intensitätsabschwächungsfaktor r eines Umlaufs:

$$(41) \quad r = \frac{1 - \sqrt{u}}{1 + \sqrt{u}}.$$

Hervorgerufen wird diese Intensitätsabschwächung durch die Reflexionsverluste an den beiden Stirnflächen sowie durch die Dämpfung im Wellenleiter selber, wobei hier ein kompletter Umlauf betrachtet wird:

$$(42) \quad r^2 = R_1 \exp(-2\alpha L) R_2.$$

Hierbei ist R_i die Reflektivität der jeweiligen Stirnfläche, L die Länge und α die Dämpfung des Wellenleiters. Das gleiche Prinzip ist auch auf die Kombination von Ribwellenleitern und photonischen Kristallwellenleitern anwendbar:

$$(43) \quad r^2 = R_1 \exp(-2\alpha_1 L_1) \exp(-2A_1) \exp(-2\alpha_{PC} L_{PC}) \exp(-2A_2) \exp(-2\alpha_2 L_2) R_2.$$

α_{PC} ist die Dämpfung im photonischen Kristallwellenleiter über die Länge L_{PC} , A_i sind jeweils die Koppelverluste zwischen Ribwellenleiter und photonischen Kristall während α_i und L_i die Dämpfung und Länge der Ribwellenleiter vor und hinter dem photonischen Kristallwellenleiter beschreiben.

Zur Dämpfungsbestimmung von photonischen Kristallen wird hierfür neben bekannter Dämpfung der Ribwellenleiter auch die Reflektivität der Stirnflächen benötigt. Diese kann näherungsweise mit der Fresnel-Reflexion [SAL91] abgeschätzt oder durch Messung photonischer Kristallwellenleiter unterschiedlicher Länge bestimmt werden. Dies entspricht dabei quasi einer Cut-Back-Messung der logarithmischen Dämpfung, aus deren linearer Regression dann sowohl die Reflektivität als auch die Ausbreitungsverluste des photonischen Kristallwellenleiters bestimmbar sind. Letzterer Fall ist besonders wichtig, wenn an der Grenzschicht Ribwellenleiter-photonischer Kristallwellenleiter sehr starke Reflexionen auftreten. In diesem Fall werden photonische Kristallwellenleiter unterschiedlicher Länge benötigt, um die vorliegenden Reflexionsverluste bestimmen zu können.

Eine weitere Auswertung des Abstandes der Oszillationen im Transmissionsspektrum des Wellenleiters erlaubt außerdem die Bestimmung des Gruppenindex:

$$(44) \quad n_g = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2 d \Delta \lambda}.$$

Hierbei sind λ_1 und λ_2 zwei benachbarte Resonanzwellenlängen, $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ der Abstand zwischen den Resonanzen und d die Resonatorlänge. Die Bestimmung der Abhängigkeit des Gruppenindex von der Wellenlänge erlaubt dann die Bestimmung der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (siehe Abschnitt 2.1.8).

3.6. Messaufbau

Abb. 15 zeigt eine schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus. Je nach Problemstellung ist entweder ein schmalbandiger, gegebenenfalls durchstimmbarer Laser oder eine breitbandige Lichtquelle verwendet worden. Zur ersten Kategorie zugehörig standen ein Diodenlaser S1FC1550 der Firma Thorlabs mit Emissionswellenlänge bei 1550 nm, diverse Diodenlaser (DL100) der Firma Toptica mit einstellbarer Emissionswellenlänge zwischen 1300 und 1580 nm und ein CW Optisch-Parametrischer Oszillator (CW-OPO, 1470 – 2000 nm) OS4000 der Firma Linos zur Verfügung. Zu Testzwecken haben auch die Firmen Yokogawa (Ando) und Santec zeitweise einen durchstimmbaren Diodenlaser (Ando AQ4321, 1520 - 1620 nm; Santec TSL 210, 1520 – 1600 nm) zur Verfügung gestellt. An breitbandigen Lichtquellen konnte auf eine Weißlichtquelle (Ando AQ 4303B, 400 – 1700 nm), eine Breitbandlichtquelle (HP 83437A, 1200 – 1600 nm) und eine Superlumineszenzdiode (BWTek/Laser 2000 BWL-SLD 9A, 1420 – 1620 nm) zurückgegriffen werden. Mittels eines Polarisators konnte die jeweilige Polarisation eingestellt werden. Da die Quelle unter Umständen schon polarisiertes Licht liefert, wurde vor dem Polarisator die gewünschte Polarisation mittels einer $\lambda/2$ -Platte vorselektiert. Im Falle einer Fasereinkopplung ist ein Faserpolarisationscontroller eingesetzt worden, mit dessen Hilfe durch spannungsinduzierte Doppelbrechung die gewünschte Polarisation am Faserausgang eingestellt werden kann.

Die stabile Einkopplung von Licht in die zu untersuchenden Proben geschah mit Hilfe der piezoregelten Koppelbank Martock der Firmen Elliot Scientific und Piezosystem Jena. Zur Ein- und Auskopplung sind Mikroskopobjektive der Firmen Zeiss, Leitz und Owis als auch diverse Fasern in Anspruch genommen worden. Dabei ist zu beachten, dass es bei Mikroskopobjektiven mit einem sehr kleinen Arbeitsabstand zu Fabry-Pérot-Oszillationen zwischen dem Mikroskopobjektiv und der Stirnfläche kommt. Die Reflektivität der Stirnfläche beträgt bei den verwendeten Schichtsystemen bei senkrechtem Einfall etwa 8%. Um diese Oszillationen zu verhindern bzw. zu minimieren, wurden entweder ein Mikroskopobjektiv mit einem großem Arbeitsabstand und hoher numerischer Apertur (125x, NA=0,8, LD) oder belinste Fasern verwendet. Im Gegensatz zu Standardfasern besitzen diese nicht nur einem größeren Arbeitsabstand, sondern aufgrund des

deutlich kleineren Modenfelds ist auch eine effizientere Kopplung möglich (siehe 3.7.2.). Zum Auskoppeln aus dem Wellenleiter kam ein 40x Mikroskopobjektiv mit einer NA von 0,65 zum Einsatz. Des Weiteren wurde die transmittierte Lichtintensität quantitativ im Falle einer monochromatischen Quelle mit einem GaAs-Detektor 818-IR der Firma Newport erfasst. Bei den breitbandigen Quellen wurde das transmittierte Licht wieder in eine Monomodefaser eingekoppelt und dann die spektrale Response in einem Gitterspektrometer AQ 6315A der Firma Ando analysiert. Hierbei ist es wichtig, ebenfalls eine Referenz zu vermessen, damit die wellenlängenabhängige Einkopplung herausgerechnet werden kann.

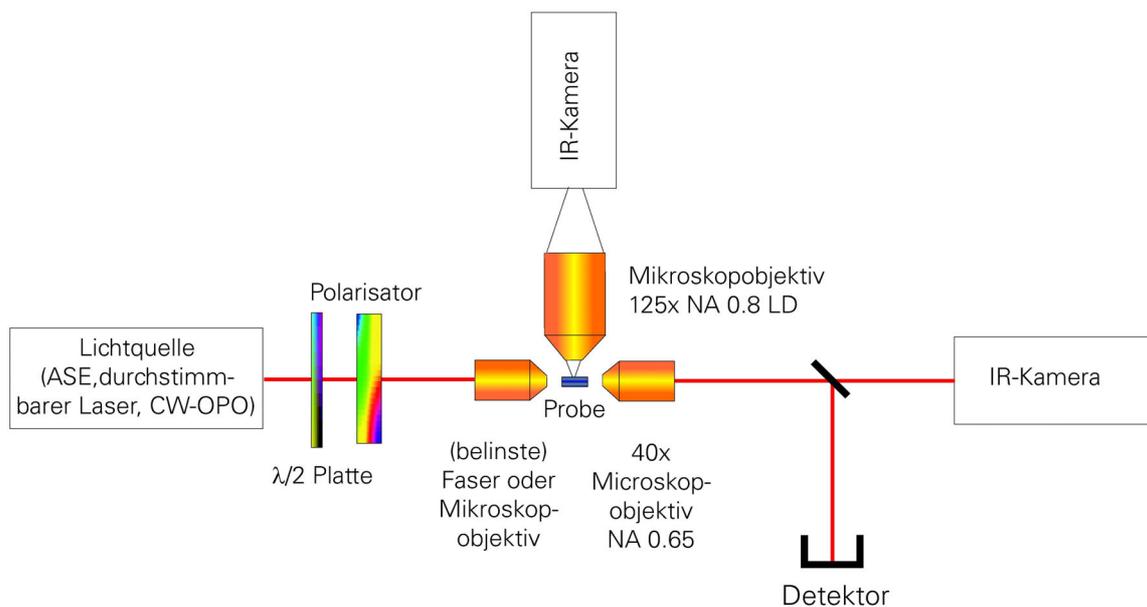


Abb. 15: Schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus zur Charakterisierung photonischer Nanostrukturen.

Die meisten in dieser Arbeit beschriebenen photonischen Kristalle operieren nur im Infraroten, weshalb der Einsatz von Infrarotkameras notwendig ist. Modenfelder wurden mit den Vidicon-Kameras C1000 und 7290A der Firmen Hamamatsu und Polytec aufgenommen. Zur allgemeinen Justage ist die hochempfindliche InGaAs-Infrarotkamera der Firma Sensors Unlimited (Polytec) SU128 zum Einsatz gekommen. Zur Streulichtdetektierung wurde die hochauflösendere Variante dieser Kamera SU320 der gleichen Firma eingesetzt. Um die photonischen Kristalle möglichst orts aufgelöst vermessen zu können, kam hier ebenfalls das Mikroskopobjektiv 125x (NA=0.8) LD mit dem großen Arbeitsabstand (~ 5 mm) zum Einsatz. Hierdurch ist es möglich, ein etwa $230 \mu\text{m} \times 160 \mu\text{m}$ großes Feld mit einer Auflösung von etwa $0,8 \mu\text{m} \times 0,8 \mu\text{m}$ pro Pixel zu detektieren. Durch die Kombination eines Zeiss Axiotech-Mikroskops und eines Positioniersystems ist es möglich, jede beliebige Position auf der zu untersuchenden Probe anzusteuern und dort das Streulicht zu analysieren. Durch Streulichtdetektierung bei einer festen Wellenlänge an mehreren Positionen entlang eines Wellenleiters kann so ein Intensitätsabfall in Abhängigkeit der

Wellenleiterlänge ermittelt werden und aus diesem dann der Ausbreitungsverlust für diese Wellenlänge.

3.7. Kopplung

3.7.1. Koppelintegral

Die im Vergleich zu SiO_2 relativ große Brechzahl der wellenleitenden Schicht erlaubt den Monomodebetrieb bei einer Wellenlänge von 1550 nm nur für entsprechend dünne Schichten in der Größenordnung von 500 nm. Dies hat wiederum hohe Koppelverluste zur Folge, da die Modenfelddurchmesser gebräuchlicher Mikroskopobjektive und Fasern erheblich größer sind.

Die Koppelaktivität berechnet sich zu

$$(45) \quad \eta_k = \begin{cases} P_e/P_0 \\ P_a/P_w \end{cases}.$$

Hierbei ist P_0 die ankommende Lichtleistung, P_e die eingekoppelte Leistung in den Wellenleiter, P_w die gesamte zur Auskopplung zur Verfügung stehende Leistung im Wellenleiter und P_a die ausgekoppelte Leistung. Für den Koppelverlust D_k in dB gilt:

$$(46) \quad D_k = 10 \cdot \log \eta_k.$$

Die Koppelaktivität η_k kann durch die Berechnung von Koppelintegralen für die miteinander zu koppelnden Felder abgeschätzt werden [KAR91]:

$$(47) \quad \eta_k = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0(x, y) \Psi_w^*(x, y) dx dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_0(x, y)|^2 dx dy \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_w(x, y)|^2 dx dy}.$$

Hierbei sind $\Psi_0(x, y)$ und $\Psi_w(x, y)$ die Feldverteilungen des ankommenden Lichtbündels bzw. der Wellenleitermode. Aus Gleichung (47) folgt unmittelbar, dass für identische Feldverteilungen die Koppelaktivität eins ist.

Für den Spezialfall der Verwendung einer Faser zur Einkopplung in einen Ribwellenleiter unter Annahme eines kreisförmigen Gaußbündels der Faser $\Psi_F = A \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)$ mit dem Durchmesser $2a$ und einem elliptischen Gaußbündel, welches der Feldverteilung des Wellenleiters entspricht:

$$(48) \quad \Psi_w = B \cdot \exp\left(-\left[\frac{x^2}{w_x^2} + \frac{y^2}{w_y^2}\right]\right),$$

ergibt sich aus Gleichung (47) für die Koppelaktivität:

$$(49) \quad \eta_k = \frac{4}{\left(\frac{w_x}{a} + \frac{a}{w_x}\right) + \left(\frac{w_y}{a} + \frac{a}{w_y}\right)}.$$

3.7.2. Koppelverluste in photonischen Nanostrukturen

Photonische Kristalle sind aufgrund ihrer starken Interaktion mit Licht Strukturen mit nur sehr geringen lateralen und longitudinalen Abmessungen, jeweils in der Größenordnung einiger 10 μm . Um Licht in solche Strukturen einkoppeln zu können, werden deshalb Ribwellenleiter benötigt, die das Licht heran- und wieder wegführen. Je nach gewünschter Größe der Modenfelder im photonischen Kristall sind deshalb Ribwellenleiter unterschiedlicher Breite notwendig. Im vorliegenden Fall wurde deshalb die Koppel-effizienz in Ribwellenleiter mit einer Breite von 7 μm , 1,9 μm und 0,7 μm untersucht. Was die Frage nach den unterschiedlichen Schichtsystemen betrifft, genügt es vollkommen, nur eins der zur Verfügung stehenden Materialsysteme zu betrachten. Die entstehenden Koppelverluste in die unterschiedlichen Ribwellenleiter sind hauptsächlich von deren Abmessungen abhängig. Deshalb sind im folgenden exemplarisch Ribwellenleiter bestehend aus einem 300 nm SiO_2 -Cladding, einer 500 nm dicken wellenführenden Schicht aus Nb_2O_5 sowie einem SiO_2 -Substrate betrachtet worden. Die Höhe des Ribwellenleiters beträgt 1,6 μm . Da aufgrund des hohen Brechzahlunterschieds zwischen Luft und Nb_2O_5 eine annähernd gaußförmige Feldverteilung der Grundmode nicht mehr gewährleistet ist, wurde mittels Gleichung (47) direkt das Überlappintegral zwischen der Fasermode und der zuvor mittels der Methode der Bündelverfolgung (siehe 2.2.2.) berechneten Grundmode des Ribwellenleiters ermittelt. Hierbei sind neben Standard-Telekom-Fasern mit einem Modenfelddurchmesser (MFD = $1/e^2$ -Breite der Intensität) von 12,9 μm bei 1550 nm sowohl belinste als auch getaperte Spezialfasern (MFD $\sim 6 \mu\text{m}$ sowie $\sim 11 \mu\text{m}$) untersucht worden.

| | 7 μm breiter Rib | | 1,9 μm breiter Rib | | 0,7 μm breiter Rib | |
|--|--|--------------------------------|--|--------------------------------|--|--------------------------------|
| | Koppelverlust aus Koppelintegral in dB | Gemessener Koppelverlust in dB | Koppelverlust aus Koppelintegral in dB | Gemessener Koppelverlust in dB | Koppelverlust aus Koppelintegral in dB | Gemessener Koppelverlust in dB |
| Standard-Telekom-Faser, MFD 12,9 μm | 10,5 | 12,2 | 15,3 | 16,3 | 18,4 | 20,4 |
| Belinste Faser, MFD $\sim 6 \mu\text{m}$ | 6,4 | 8,2 | 9,5 | 11,1 | 12,6 | 15,3 |
| Getaperte Faser, MFD $\sim 11 \mu\text{m}$ | 9,7 | 10,8 | 14,2 | 14,4 | 17,3 | 18,6 |

Tabelle 1: Vergleich der theoretischen und experimentellen Koppel-effizienzen für verschiedene Fasern sowie für verschiedene Breiten von Ribwellenleitern in Nb_2O_5 .

Aus dem Koppelintegral ergaben sich je nach Ribwellenleiterbreite und verwendeter Faser Koppelverluste von 6,4 bis 18,4 dB (siehe Tabelle 1). Im direkten Vergleich sind die experimentell ermittelten Koppelverluste etwa 1 - 2 dB größer; diese Abweichung liegen in den Fresnel-Reflexionen [SAL91] an den beiden Stirnflächen, in Oberflächenrauigkeiten der Stirnflächen, in Koppelverlusten an der Auskoppelseite sowie in der allgemeinen Justiergenauigkeit begründet.

Alternativ kamen zur Einkopplung außerdem noch Mikroskopobjektive mit einer hohen NA zum Einsatz. Der Vorteil hierbei ist, dass der Modenfelddurchmesser dieser Mikroskopobjektive aufgrund des großen Abbildungsmaßstabs und der hohen NA entsprechend klein ist, was sich wiederum positiv auf die Koppelverluste auswirkt. Im Fall eines Mikroskopobjektives mit einer NA von 0,8 und einem Abbildungsmaßstab von 125:1 lassen sich so Einkoppelverluste von ~ 5 dB erreichen. Allerdings erfordern diese Einkoppelverluste einen sehr hohen Justieraufwand. Aufgrund der vielen, hochbrechenden Linsen in diesen Mikroskopobjektiven ist die Einkopplung außerdem noch stark wellenlängenabhängig. Somit sind sie für die Messung von sehr breiten Spektren ohne ständige Neujustage der Einkopplung nicht geeignet.

Im nachfolgenden werden Möglichkeiten erörtert, wie man die Koppelverluste weiter senken kann. Werden insbesondere schmale Ribwellenleiter der Breite $0,7 \mu\text{m}$ benötigt, so bietet sich ein Ribwellenleiter an, der sich trichterförmig auf eine Breite von $0,7 \mu\text{m}$ verengt. Solche, sogenannte Ribwellenleitertaper, sind in zwei oder in drei Dimensionen denkbar.

3.7.3. Zweidimensionale Taperstrukturen

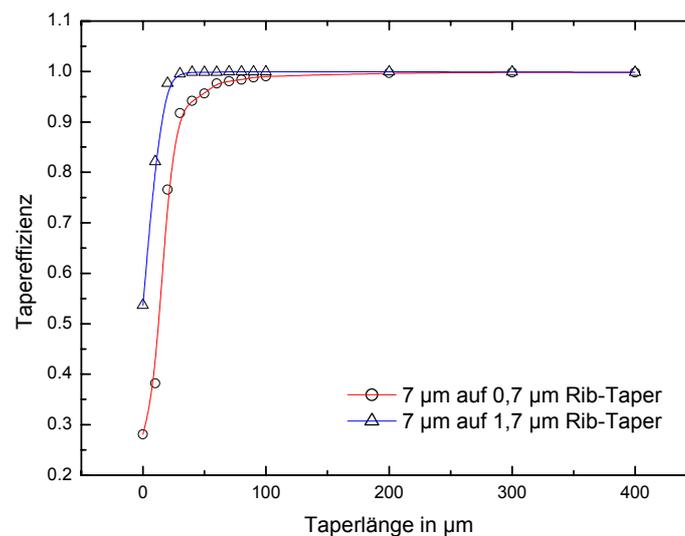


Abb. 16: Berechnete Tapereffizienzen in Abhängigkeit der Taperlänge für TE-Polarisation bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$. Schon für Taperlängen von $100 \mu\text{m}$ ergeben sich hierbei Koppel-effizienzen des 2D-Tapers von 99%.

Der einfachere, zweidimensionale Ribwellenleitertaper besteht aus einem Ribwellenleiter, dessen Breite sich über eine gewisse Länge linear verringert. Im Gegensatz zum dreidimensionalen Taper, wo sich außerdem auch die Schichtdicke linear reduziert, bleibt diese hier unverändert. Somit sind zweidimensionale Taper im gleichen lithographischen Herstellungsprozess wie die photonischen Kristalle realisierbar.

Simuliert wurden die 2D-Taper mit der Beam-Propagation-Methode (siehe 2.2.2.). Ausgehend von einer Ribwellenleiterbreite von $7\ \mu\text{m}$ ist das Verhältnis der Leistung in einem $0,7\ \mu\text{m}$ und in einem $1,7\ \mu\text{m}$ breiten Ribwellenleiter zur Eingangsleistung für verschiedene Taperlängen berechnet worden. Hierbei ergaben sich für ein Schichtsystem bestehend aus einer $500\ \text{nm}$ dicken wellenleitenden Schicht ($n = 2,1$), einen $300\ \text{nm}$ dicken SiO_2 -Cladding sowie einem SiO_2 -Substrat schon für Taperlängen ab $100\ \mu\text{m}$ Tapereffizienzen von $\sim 99\%$.

Abb. 17 zeigt eine REM-Aufnahme realisierter Ribwellenleitertaper, die sich über eine Länge von $\sim 250\ \mu\text{m}$ von einer Breite von $7\ \mu\text{m}$ auf $1,7\ \mu\text{m}$ verengen. Diese Taper sind sowohl zum Ein- als auch zum Auskoppeln in photonische Kristallwellenleiter und –knicke verwendet worden.

Für die Bestimmung der Tapereffizienzen sind zusätzlich Ribwellenleitertaper hergestellt worden, die sich von $7\ \mu\text{m}$ auf $1,7\ \mu\text{m}$ verengen und sich danach wieder auf die $7\ \mu\text{m}$ verbreitern. Die Tapereffizienzen konnten ermittelt werden, indem die Transmission dieser Ribwellenleitertaper mit der Transmission durch einen Ribwellenleiter mit einer durchgängigen Breite von $7\ \mu\text{m}$ verglichen wurde. Hierbei betragen die gemessenen Tapereffizienzen $\sim 0,2\ \text{dB} = 95\%$. Demzufolge ist eine sehr effiziente Konvertierung der Grundmode des $7\ \mu\text{m}$ Ribwellenleiters auf die Grundmoden der deutlich schmalen Ribwellenleiter der Breite $1,7\ \mu\text{m}$ oder $0,7\ \mu\text{m}$ möglich. Dies verringert je nach Wahl der Einkopplung die Koppelverluste in einen schmalen Ribwellenleiter um bis zu $8\ \text{dB}$.



Abb. 17: REM-Aufnahme hergestellter zweidimensionaler Ribwellenleitertaper zur Verringerung der Koppelverluste in $1,7\ \mu\text{m}$ schmale photonische Kristallwellenleiter und –knicke.

3.7.4. Dreidimensionale Taperstrukturen

Mit Hilfe zweidimensionaler Ribwellenleitertaper ist es möglich, die Koppelverluste in sehr schmalen Ribwellenleitern beträchtlich zu verringern. Allerdings belaufen sich die gemessenen Koppelverluste selbst von breiteren Ribwellenleitern ($\sim 7\ \mu\text{m}$) auf mindestens $8\ \text{dB}$ (siehe Ab-

schnitt 3.7.2.). Um diese Koppelleffizienzen zu verbessern, müssen die vertikale Verluste reduziert werden. Eine Möglichkeit hierfür ist die Anwendung des Taperkonzeptes auf die dritte Dimension, indem die Schichtdicke über eine gewisse Länge langsam reduziert wird. Abb. 18a zeigt eine Konzeptzeichnung eines solchen 3D-Tapers.

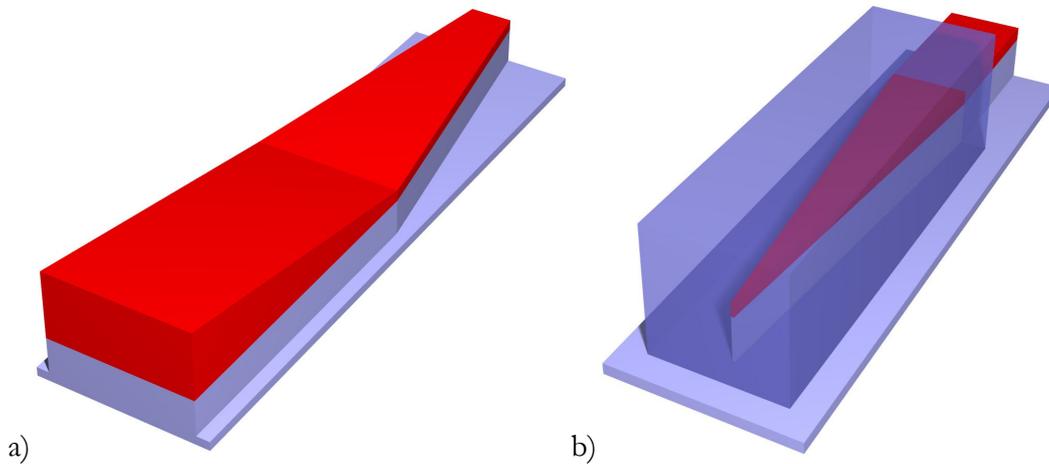


Abb. 18: Konzeptzeichnungen eines dreidimensionalen Ribwellenleitertapers (a) und eines Modenkonzerters (b).

Allerdings lassen sich solche 3D-Taper nur in einem sehr aufwendigen Herstellungsprozess realisieren. Die wellenleitende Schicht muss anfangs eine Dicke von einigen Mikrometern besitzen und dann in einem Grautonlithographieprozess strukturiert werden. Die Verwendung eines Claddings ist nicht möglich. Oberflächenrauigkeiten, die während des Ätzprozesses erzeugt werden, resultieren dann in entsprechend großen Streulichtverlusten, da das Licht sehr nahe der Oberfläche geführt wird. Erst nach der fertigen Strukturierung des 3D-Tapers kann der eigentliche lithographische Herstellungsprozess der photonischen Kristalle beginnen. Somit ist dieses Konzept eher unpraktisch.

Ein alternatives Konzept für einen 3D-Taper ist ein sogenannter Modenkonzertter (siehe Abb. 18b). In der Literatur ist dieser Modenkonzertter bestehend aus einem großflächigen Ribwellenleiter und einem Ribwellenleiter mit einer sehr schmalen aber hochbrechenden, wellenleitenden Schicht bereits diskutiert worden [ALM02, MCN03, NOT04]. Die Designvorschläge bzw. die realisierten Modenkonzertter bezogen sich aber auf extrem hochbrechende Halbleitermaterialien (Si). Die dadurch erreichten Verluste bei Einkopplung mit einer Singlemodefaser von ~ 3 dB stellen durchaus eine enorme Verbesserung zu typischerweise vorherrschenden Koppelverlusten von 20 - 30 dB in solchen Materialsystemen dar. Ziel ist jetzt eine Übertragung und Anpassung dieses Designs auf die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten, im Vergleich zu Halbleitern bedeutend niedrigbrechenderen Materialien.

Die Wirkungsweise des Modenkonzertters ist die folgende. Licht wird in einen Ribwellenleiter mit quadratischer Querschnittsfläche ($5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$) eingekoppelt; aufgrund der größeren Quer-

schnittsfläche ist diese Einkopplung bedeutend effizienter als die Einkopplung in das Schichtsystem selber. Dieser Ribwellenleiter besteht aus einem Material, z.B. einem Polymer ($n=1,6$), dessen Brechzahl größer als die des umgebenden SiO_2 -Substrates, aber kleiner als die der wellenleitenden Schicht ist. In diesem Polymerblock befindet sich ein zweidimensionaler Ribwellenleitertaper, dessen Breite von 0 auf $3 \mu\text{m}$ ansteigt. Aufgrund der hohen Brechzahl der wellenleitenden Schicht kommt es zu einem Überkoppeln der Grundmode des quadratischen Ribwellenleiters in das höherbrechendere Material. Der spitz zulaufende Ribwellenleitertaper wird verwendet, um Rückreflexionen zu verhindern, die ansonsten an der Stirnfläche des Ribwellenleiters auftreten würden.

Dieses Design wurde analysiert, indem für verschiedene Längen des Modenkonzerters die Koppeffizienz durch Beam-Propagation-Simulationen (siehe Abschnitt 2.2.2.) berechnet wurde. Hierbei kann für eine Länge des Modenkonzerters $> 600 \mu\text{m}$ bereits eine Koppeffizienz von $> 87\%$ erwartet werden. Für noch größere Längen kann wieder ein Teil der Leistung in den $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ Ribwellenleiter zurückgekoppelt werden. Je nach Koppellänge ergeben sich hierbei Koppeffizienzen zwischen 87% und 96% (siehe Abb. 16).

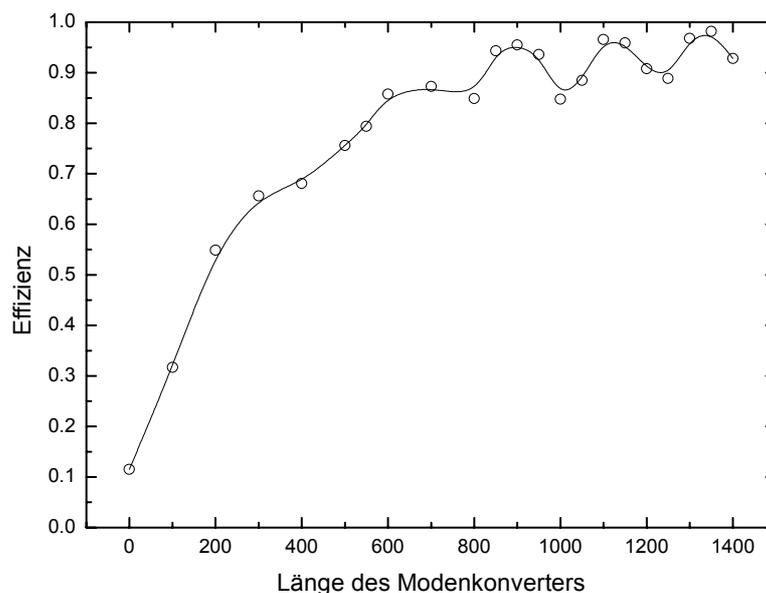


Abb. 19: Berechnete Modenkonzertereffizienzen in Abhängigkeit der Länge des Modenkonzerters (TE-Polarisation, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$). Für Längen ab $600 \mu\text{m}$ ergeben sich hierbei Koppeffizienzen von $> 87\%$.

Realisiert wurde der Ribwellenleiter mit quadratischer $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ Querschnittsfläche mit dem Belichtungslack AZ4562 (Brechzahl $n=1,6$). Auch wenn dieser Lack sicherlich keine hohen Lichtführungseigenschaften besitzt (siehe Abb. 21a), eignet er sich jedoch gut, um die Funktion des Modenkopplers nachzuweisen. Zudem erlaubt seine direkte Belicht- und Strukturierbarkeit eine schnelle und variable Realisierung des Konzepts. Eine Untersuchung der mit UV-Licht ausgehärteten Polymerblöcke im REM (siehe Abb. 20) zeigt eine trapezförmige Querschnitts-

fläche mit einer Höhe von $6,6 \mu\text{m}$ und einer Rumpfbreite von $5,9 \mu\text{m}$. Die Kantensteilheit des Ribwellenleiters beträgt 75° .

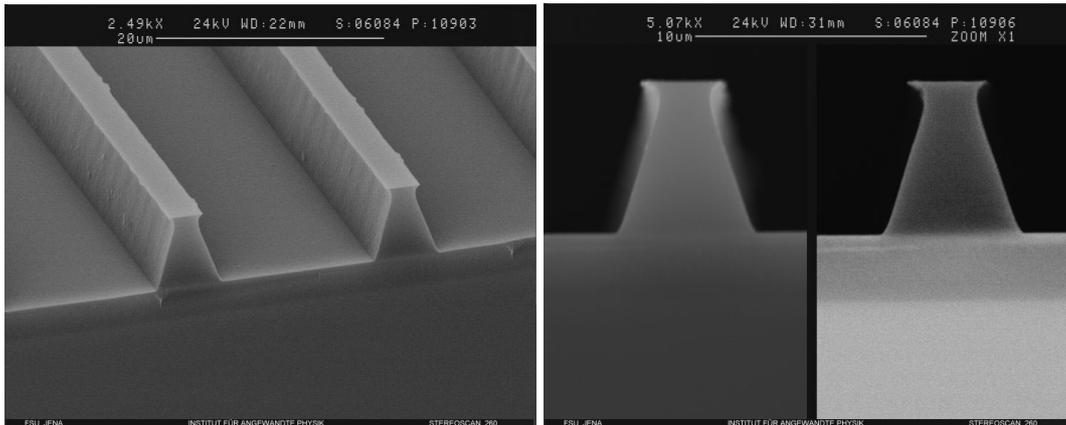


Abb. 20: REM-Aufnahmen der hergestellten Ribwellenleiter zur Verbesserung der Koppeffizienz.

Die Charakterisierung der Modenkoppler erfolgte, indem Licht durch eine belinste Faser (MFD $\sim 6 \mu\text{m}$) in die Polymerblöcke eingekoppelt wurde. Die Auskopplung erfolgt mit Hilfe eines Mikroskopobjektives ($63\times$, NA 0,85). Nach dem Ritzten und Brechen der Probe beträgt die Länge des Polymerblocks $2,2 \text{ mm}$, wobei die Länge des Modenkopplers davon $\sim 1 \text{ mm}$ beträgt. Auf den restlichen $4,5 \text{ mm}$ der Probe läuft der Ribwellenleitertaper über eine Länge von 2 mm von seiner anfänglichen Breite von $3 \mu\text{m}$ auf $7 \mu\text{m}$ breit und hält dann diese Breite.

Die gemessene Transmission inklusive aller Wellenleiter- und Koppelverluste beträgt $-9,84 \text{ dB}$. Um die Koppeffizienz zu berechnen, muss noch der Ausbreitungsverlust des Ribwellenleitertapers bestimmt werden. Dies geschah durch Detektierung des Streulichts.

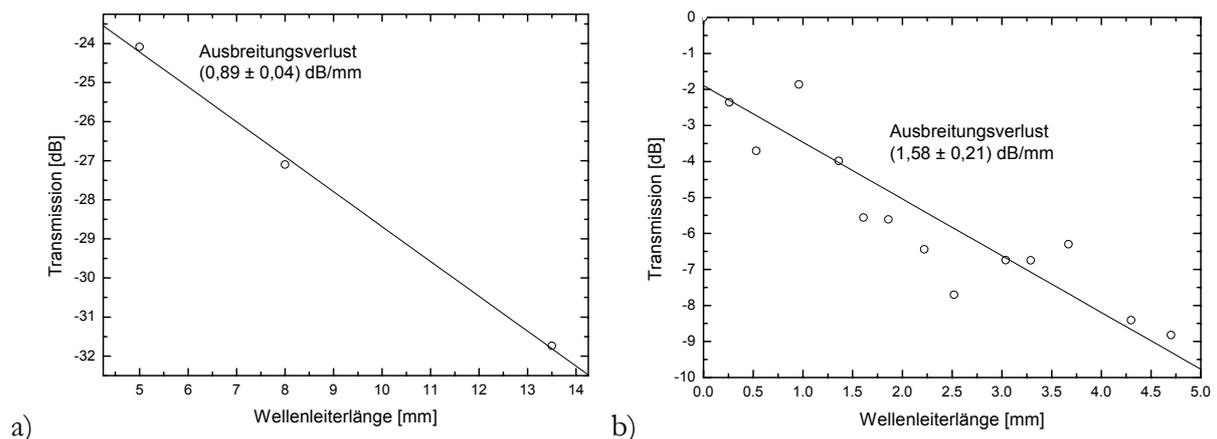


Abb. 21: Ausbreitungsverlust eines Polymer-Ribwellenleiters (a) und des Ribwellenleitertapers (b) bestimmt durch Streulichtdetektierung entlang des Wellenleiters (TE-Polarisation, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$). Durch Lackrückstände ist der in b) gemessene Verlust entsprechend hoch.

Hierbei ist an vielen Stellen des Ribwellenleitertapers besonders starkes Streulicht beobachtet worden, dessen Ursprung nicht vollständig entfernte Lackreste sind. Dies äußert sich in einer

damit verbundenen hohen mittleren Dämpfung des Ribwellenleitertapers von $(1,58 \pm 0,21)$ dB/mm (siehe Abb. 21).

Da die Ausbreitungsverluste des Modenkopplers und der beteiligten Ribwellenleiter jetzt bekannt sind, kann auf die eigentlichen Koppelverluste zurückgerechnet werden. Ausgehend von einem Transmissionsverlust von 9,84 dB durch die ganze Probe und den Ausbreitungsverlusten des 2,2 mm langen AZ4562-Ribwellenleiters ($2,2 \text{ mm} \cdot 0,89 \text{ dB/mm} = 1,96 \text{ dB}$) und des 4,5 mm langen Ribwellenleitertapers ($4,5 \text{ mm} \cdot 1,58 \text{ dB/mm} = 7,08 \text{ dB}$) ergibt sich damit ein Koppelverlust von 0,8 dB bzw. eine Koppelleffizienz von 83%. Dies stellt eine enorme Verbesserung der bisher gemessenen Koppelverluste von min. 8 dB bei Verwendung der selben belinsten Faser dar.

3.8. Zusammenfassung

Von den möglichen Schichtsystemen sind mit Niobpentoxid (Nb_2O_5) und Siliziumnitrid (Si_3N_4) zwei geeignete Kandidaten für die Realisierung von photonischen Kristallen für den sichtbaren Spektralbereich identifiziert wurden. Durch Ritzen und Brechen können unter Verwendung eines Siliziumsubstrates hochqualitative Stirnflächen erzeugt werden. Ausgehend von grundlegenden Überlegungen zu Koppelverlusten und deren Berechnung durch das Koppelintegral wurden die Koppelverluste von unterschiedlichen Fasern und Mikroskopobjektiven in Ribwellenleiter im Nb_2O_5 -Schichtsystem diskutiert. Hierbei ergaben sich experimentell relativ hohe Koppelverluste von 8 – 20 dB je nach Breite des Ribwellenleiters und verwendeter Faser zur Einkopplung. Mit Hilfe von Taperstrukturen lassen sich die Koppelverluste von $0,7 \mu\text{m}$ schmalen Ribwellenleitern von ~ 20 dB auf die von Ribwellenleiter mit einer Breite von $7 \mu\text{m}$ verbessern, die immer noch mindestens 8 dB betragen. Um auch diesen Verlust weiter senken zu können, ist das bereits in der Literatur vorgeschlagene Konzept des Modenkonverters auf die durch das Schichtsystem vorgegebenen Brechzahlen übertragen worden. Experimentell konnte so der Koppelverlust von 8 dB auf 0,8 dB bei Verwendung einer Spezialfaser gesenkt werden.

Die auftretenden Koppelverluste zur Außenwelt sind schon immer einer der großen Nachteile photonischer Kristalle gewesen. Durch den Modenkonverter ist es möglich, diese Koppelverluste auf einem akzeptierbaren Wert von 0,8 dB zu reduzieren.

Damit ist der Grundstein für Kapitel 4 gelegt, welches sich nun im Detail mit den Charakteristika von Bauelementen auf der Basis von photonischen Nanostrukturen beschäftigt. Koppelverluste werden im nächsten Kapitel nicht diskutiert, da sich die Ergebnisse dieses Abschnittes auf alle in Kapitel 4 vorgestellten Bauelemente übertragen lassen. Auch auf die Meßmethoden wird nur sehr kurz eingegangen werden, da diese ebenfalls schon in diesem Kapitel vorgestellt worden sind.

Kapitel 4

Bauelemente auf der Basis photonischer Nanostrukturen

In Kapitel 3 ist im Detail auf die Herstellung und die unterschiedlichen Charakterisierungsmethoden von photonischen Kristallen eingegangen worden. Des Weiteren sind auch schon Vorschläge zur Reduktion der Koppelverluste photonischer Kristalle erfolgt. Kapitel 4 beschäftigt sich jetzt mit unterschiedlichen Bauelementen auf der Basis photonischer Kristalle. Hier wird nach einer kurzen Diskussion des jeweils verwendeten Schichtsystems (Abschnitt 4.1) im Abschnitt 0. ausführlich auf Bauelemente eingegangen werden, deren Lichtführungseigenschaften eine Modifikation des photonischen Kristalls erfordern. Im Punkt 4.3. stehen dann Bauelemente basierend auf selbstführenden photonischen Kristallen im Mittelpunkt. Abschließend wird im Abschnitt 4.4. anhand der Demonstration der Selbstführung von sichtbarem Licht gezeigt, dass sich die gewonnenen Erkenntnisse auf photonische Kristalle für den sichtbaren Spektralbereich übertragen lassen.

4.1. Vorbetrachtung

Wie bereits im Abschnitt 2.2. erläutert, beruhen die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse auf einer Kooperation der Gruppe von Prof. Dr. Falk Lederer vom Institut für Festkörpertheorie und -optik der Friedrich-Schiller-Universität Jena mit dem Institut für Angewandte Physik. Die in dieser Arbeit verwendeten Bandstrukturen und FDTD-Simulationen sind von Dipl. Phys. Rumen Iliew und Dr. Christoph Etrich durchgeführt worden. Bevor photonische Kristalle für den infraroten oder den sichtbaren Spektralbereich jedoch modelliert, hergestellt und charakterisiert werden können, ist es notwendig, sich auf ein Materialsystem festzulegen. Wie bereits im Abschnitt 3.1. diskutiert, erfolgt die vertikale Führung durch Totalreflexion an den Grenzflächen der hochbrechenden Schicht zum niedrigbrechenden SiO_2 -

Substrat bzw. Cladding, wobei für ersteres grundsätzlich die Materialsysteme Siliziumnitrid (Si_3N_4) und Niobpentoxid (Nb_2O_5) zur Wahl stehen. Die notwendige Tiefe der Löcher des photonischen Kristalls ergibt sich aus der Eindringtiefe des evaneszenten Feldes in das SiO_2 -Substrat. Exemplarisch ist dies in Abb. 22 dargestellt. Links ist der Querschnitt der Intensitätsverteilung eines $1,7 \mu\text{m}$ breiten Ribwellenleiters im Si_3N_4 -Schichtsystem gezeigt.

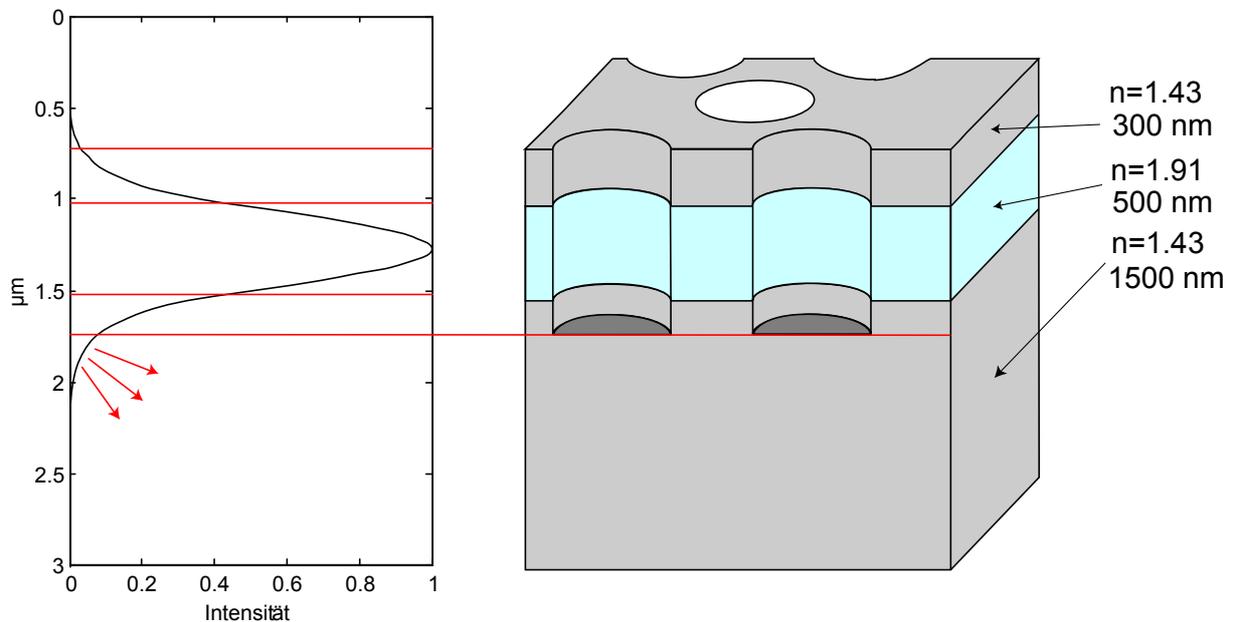


Abb. 22: Intensitätsverteilung eines Ribwellenleiters. Deutlich sind die evaneszenten Intensitätsanteile zu erkennen, deren Eindringtiefe in das Substrat die notwendige Ätztiefe der Löcher bestimmt.

Hier wird deutlich, dass der evaneszente Anteil dieser Intensitätsverteilung etwa 350 nm in das Cladding bzw. in die darüber liegende Luft und 500 nm in das Substrat hineinreicht. Betrachtet man hierzu einen photonischen Kristall im selbigen Schichtsystem - wobei die Löcher hier 200 nm in das Substrat hineinreichen - so stellt man fest, dass die Ätztiefe der Löcher in diesem Fall noch nicht ausreichend ist und dass ein Teil der geführten Leistung in das Substrat abgestrahlt wird. Für das Schichtsystem aus Si_3N_4 beträgt folglich die notwendige Ätztiefe etwa 500 nm in das Substrat. Erst hier beträgt der evaneszente Anteil weniger als 1% der Gesamtintensität. Diese Anforderung wird durch die Perforation des Schichtsystems durch den photonischen Kristall und damit verbunden durch den kleineren effektiven Index etwas entkräftigt. Da aber bei photonischen Kristallwellenleitern die Führung entlang des nichtstrukturierten Bereichs erfolgt, liegt hier in der vertikalen Richtung wieder in etwa die Intensitätsverteilung des Ribwellenleiters vor. Somit erlaubt die vertikale Intensitätsverteilung von Ribwellenleitern eine gute Abschätzung der notwendigen Ätztiefe der Löcher von photonischen Kristallen.

Ausgehend von diesen Anforderungen haben verschiedene Vorversuche und Optimierungen des Herstellungsprozesses von photonischen Kristallen in Nb_2O_5 und Si_3N_4 stattgefunden. Abb. 23 zeigt REM-Bilder von hergestellten photonischen Kristallen in diesen beiden Schichtsystemen.

Hierbei hat sich herausgestellt, dass sich Si_3N_4 generell besser strukturieren lässt. Die hergestellten photonischen Kristalle bestehen hierbei aus Löchern, die eine sehr hohe Kantensteilheit bei einem mit Nb_2O_5 vergleichbaren Aspektverhältnis aufweisen. Des Weiteren waren die hergestellten Strukturen in Si_3N_4 sehr gut reproduzierbar. Auch bei kleineren Löchern ($\varnothing \sim 250$ nm bei 500 nm Periode) konnte noch eine sehr hohe Qualität der hergestellten Strukturen erreicht werden. Im Gegensatz hierzu zeigt der Herstellungsprozess von photonischen Kristallen in Nb_2O_5 eine hohe Empfindlichkeit gegenüber Veränderungen der Herstellungsparameter. Aufgrund des stark unterschiedlichen Ätzverhaltens von SiO_2 und Nb_2O_5 war es hier notwendig, ein Dreilagensystem (siehe Abschnitt 3.3.) zu verwenden, welches auch die kleinsten noch herstellbaren Strukturgrößen limitiert hat. Des Weiteren zeigten die hergestellten Strukturen eine konische Lochform, wobei es hier zu einer deutlichen Verengung der Löcher innerhalb der Nb_2O_5 -Schicht kommt (siehe Abb. 23a). Dieses Verhalten war besonders deutlich bei Löchern mit einem Durchmesser < 300 nm.

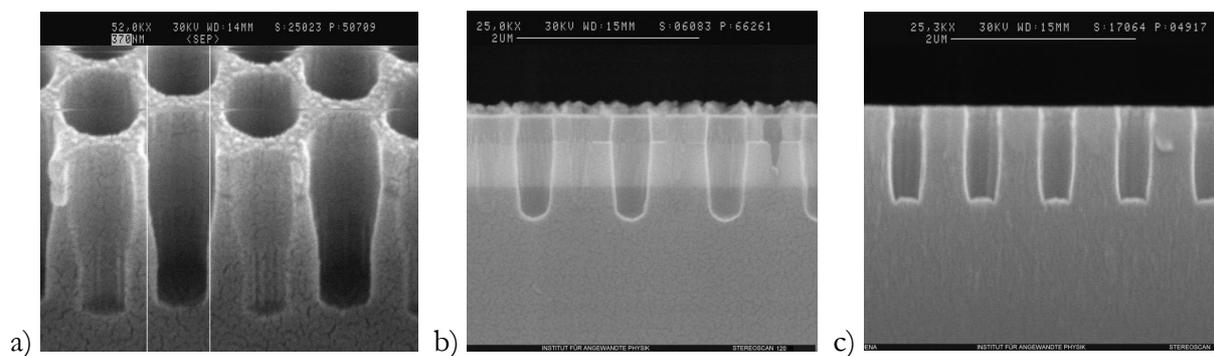


Abb. 23: REM-Bilder von den Stirnflächen photonischer Kristalle im Nb_2O_5 (a,b) und Si_3N_4 (c) Schichtsystem.

Das Schichtsystem aus Si_3N_4 zeigt generell die besseren Strukturierungseigenschaften, allerdings kann die kleinere Brechzahl gegenüber Nb_2O_5 unter Umständen nachteilig sein. Aus diesen Gründen ist es nicht möglich, nur ein Schichtsystem zu bevorzugen. Deshalb ist je nach Problemstellung und damit verbunden je nach Anforderung an den nötigen Brechzahlkontrast und an die Strukturierung bei den folgenden Bauelementen immer eins der beiden Schichtsysteme ausgewählt worden.

4.2. Defekte in photonischen Kristallen

4.2.1. Photonische Kristallwellenleiter

4.2.1.1. Führung durch die Bandlücke

Aufgrund der omnidirektionalen Bandlücke von photonischen Kristallen kann sich Licht mit einer Frequenz innerhalb dieser Bandlücke nicht im photonischen Kristall ausbreiten. Schon sehr

frühzeitig sind deshalb in der Literatur sogenannte Defektwellenleiter in photonischen Kristallen vorgeschlagen und untersucht worden [CHO01, IMA02, LON02, CHU00, NOT02, OLI01, MCN03]. Hierbei ist der Gedanke, dass man durch Weglassen ganzer Lochreihen die Periodizität des photonischen Kristalls stört, also einen Defekt einbaut, und somit Lichtführung entlang dieses Defektes erwarten kann. Je nach Breite des Defektes wird ein solcher Wellenleiter mit W_n beschrieben, wobei n die jeweilige Anzahl der weggelassenen Lochreihen verdeutlicht. In dieser Nomenklatur ist somit ein W_3 photonischer Kristallwellenleiter ein 3 Lochreihen breiter Defektwellenleiter.

Wie bereits im Abschnitt 2.1.7. beschrieben, können solche Defektwellenleiter mit Hilfe von Bandstrukturrechnungen (siehe 2.2.1.) modelliert werden. Als Ausgangsbasis diente hierbei das Nb_2O_5 -Schichtsystem, weil die Lage der durch die Bandlücke geführten Wellenleitermode relativ zur Lage des Lichtkegels sehr stark von der Brechzahl der wellenleitenden Schicht abhängt. Damit ergeben sich für einen W_1 -Wellenleiter entlang der ΓK -Richtung eines photonischen Kristalls (Lochdurchmesser 374 nm, Periode 595 nm, hexagonales Gitter) für TE-Polarisation die in Abb. 24 gezeigten Bandstrukturen. Die linke Bandstruktur zeigt eine 3D-Rechnung, hierbei kann der Verlauf der Bänder innerhalb des dunkelgrauen Bereichs - dem Lichtkegel (siehe 2.1.4.) - nicht mehr korrekt berechnet werden. In der rechten Bandstruktur ist eine 2D-Rechnung basierend auf der effektiven Brechzahl gezeigt. Hierbei kann auch der Verlauf der Bänder oberhalb der Lichtlinie ermittelt werden. Was die Bänder unterhalb der Lichtlinie betrifft, ist bei 2D-Rechnungen etwa eine 4 %ige Abweichung von den 3D-Rechnungen zu beobachten.

In den beiden Bandstrukturen in Abb. 24 sind des weiteren jeweils weiße Bereiche erkennbar, welche eine Bandlücke in der jeweilige Richtung verdeutlichen. So ist zwischen $\lambda^{-1} = 0,6 - 0,7 \mu\text{m}^{-1}$ ein durchgängig weißer Bereich erkennbar; hier existiert eine omnidirektionale Bandlücke für TE-Polarisation. Der dunkelgraue Bereich stellt wie bereits oben erklärt den Lichtkegel dar, der hellgraue Bereich verdeutlicht Frequenzen, für die sich Licht in Form von Blochmoden im Kristall ausbreiten kann. Da die Bandlücke teilweise im Lichtkegel liegt, kann ihr Verlauf dort nur mittels einer 2D-Rechnung berechnet werden (siehe Abb. 24b). Da die Bandstrukturen für den Defektwellenleiter ermittelt worden sind, liegen vereinzelte Moden, die Wellenleitermoden des photonischen Kristallwellenleiters, u.a. direkt in der Bandlücke. Somit ist Wellenführung entlang des Defektwellenleiters auch innerhalb der photonischen Bandlücke möglich.

Das Band der durch die Bandlücke geführten Mode (siehe in Abb. 24b die obere, rote Mode) wird hierbei immer flacher. Wie im Abschnitt 2.1.8. erklärt, ist dieses Verhalten äquivalent mit einem Ansteigen des Gruppenindex bzw. einer Verringerung der Gruppengeschwindigkeit. Da die Änderung des Gruppenindex wiederum die Gruppengeschwindigkeitsdispersion ergibt, besitzt die durch die Bandlücke geführte Mode bei kleinen Frequenzen folglich eine sehr hohe

Dispersion. Eine genauere Betrachtung der Bandstrukturen zeigt, dass Wellenführung nicht nur innerhalb der Bandlücke möglich ist, sondern aufgrund der effektiven Brechzahl des photonischen Kristalls auch darunter geschehen kann. Auch hier wird das Band der Mode wieder entsprechend flach und die Mode wird folglich eine hohe Dispersion aufweisen. Grund hierfür ist ein kleines Stopband der Wellenleitermode, also eine Bandlücke nur für Wellenzahlvektoren $k \cdot a/2\pi = 0,5$. Anschaulich lässt sich dieses Verhalten anhand der periodischen Struktur erklären, die für die Wellenleitermode wie ein Bragg-Spiegel, also ein eindimensionaler photonischer Kristall wirkt. Im Resonanzfall kommt es zur fast vollständigen Reflexion, welche sich im besagten Stopband äußert.

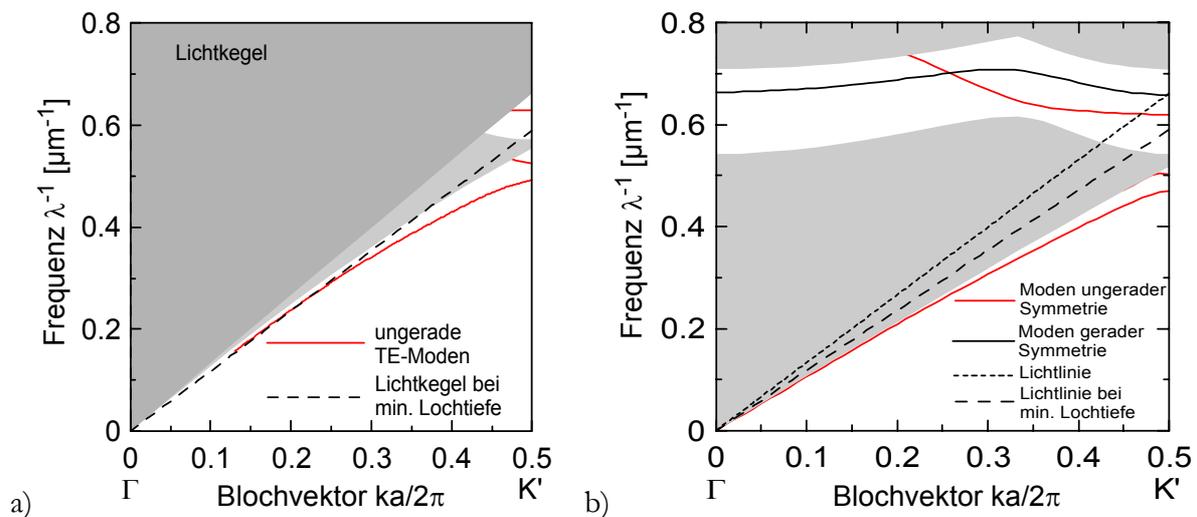


Abb. 24: 3D (a) und 2D (b) Bandstruktur eines W1-Wellenleiters (Periode 595 nm, \varnothing 374 nm, hexagonales Gitter) im Nb_2O_5 -Schichtsystem. Eingezeichnet ist in beiden Fällen nur TE-Polarisation.

Das Transmissionsspektrum eines W1 photonischen Kristallwellenleiters lässt sich numerisch mit der FDTD-Methode (siehe Abschnitt 2.2.3.) ermitteln. Eine Möglichkeit wäre hierbei die Simulation der Ausbreitung von Licht einer festen Wellenlänge/Frequenz. Mit Hilfe von zwei Detektoren jeweils an den Rändern des numerischen Simulationsgebietes kann man so für diese Wellenlänge die Transmission bestimmen. Um ein vollständiges Spektrum ermitteln zu können, sind aber eine Vielzahl von solchen Simulationen notwendig. Da je nach Rechengebiet eine einzige Simulation schon einige Stunden dauern kann, ist diese Methode zur Berechnung von Transmissionsspektren nicht praktikabel. Alternativ kann auch ein Transmissionsspektrum ermitteln werden, indem man einen sehr kurzen Puls (einige Femtosekunden) durch den Kristall propagieren lässt (siehe Abb. 25). Aufgrund dessen spektraler Breite ist es so möglich, mit einer einzigen Simulation ein relativ breites Transmissionsspektrum zu ermitteln. Somit bietet die FDTD-Methode eine exzellente Möglichkeit, experimentelle Transmissionsspektren und damit auch die gemessenen Ausbreitungsverluste mit der Theorie zu vergleichen.

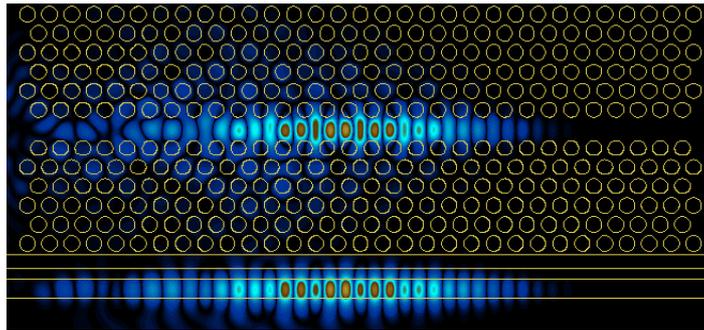


Abb. 25: Momentaufnahme der Ausbreitung eines Pulses in einem photonischen Kristallwellenleiter.

Eine solche Rechnung ist hierbei für einen 58 μm langen W1 photonischen Kristallwellenleiter entlang der ΓK -Richtung (Periode 595 nm, \varnothing 383 nm, hexagonales Gitter) erfolgt. Hierbei ergab sich die in Abb. 27b) dargestellte spektrale Abhängigkeit der transmittierten Intensität.

Basierend auf diesen Parametern (Nb_2O_5 -Schichtsystem, Durchmesser 383 nm, Periode 595 nm) sind durch Auslassen einer Lochreihe während der Strukturierung W1 photonische Kristallwellenleiter realisiert worden (siehe Abb. 26). Die Breite des Defektes beträgt 0,7 μm bei einer Gesamtlänge von 58 μm und verläuft entlang der ΓK -Richtung. Die Anbindung an die photonischen Kristallwellenleiter geschah dabei durch Ribwellenleitertaper. Eine detaillierte Untersuchung an separaten Lochfeldern zeigt eine konische Form der Löcher mit einem mittleren Durchmesser von 383 nm und einer durchschnittlichen Kantensteilheit von etwa 85° . Offensichtlich ist hierbei eine relativ plötzliche Verengung der Löcher bei etwa der halben Lochtiefe.

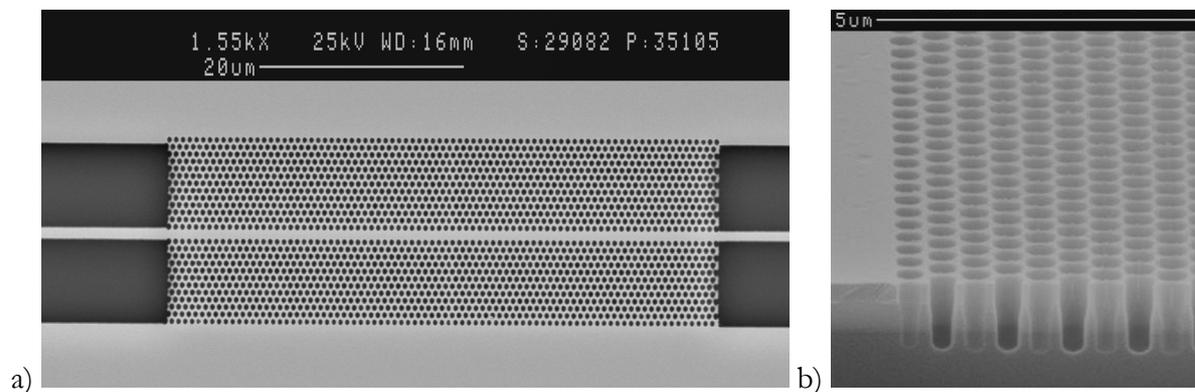


Abb. 26: a) W1 photonische Kristallwellenleiter im Nb_2O_5 -Schichtsystem (\varnothing 383 nm, Periode 595 nm, Defektbreite 0,7 μm , Wellenleiterlänge 58 μm ; die Anbindung geschah durch Ribwellenleitertaper) b) Die Löcher zeigen hierbei eine leicht konische Form.

Durch Ritzen und Brechen wurden Stirnflächen hergestellt (siehe Abschnitt 3.4.). Über diese Stirnflächen und unter Verwendung einer belinsten Faser konnte das polarisierte Licht einer Superlumineszenzdiode über die Ribwellenleitertaper in die photonischen Kristallwellenleiter eingekoppelt werden. Mit Hilfe des zweiten Ribwellenleitertapers und eines Mikroskopobjektives (40x, $\text{NA}=0,65$) ist das transmittierte Licht aus dem photonischen Kristallwellenleiter wieder

ausgekoppelt worden. Dieses Licht wurde anschließend in einem optischen Spektrumanalysator spektral zerlegt und detektiert. Ohne die Probe erfolgte des weiteren eine Referenzmessung, um die spektralen Charakteristika der Quelle und des photonischen Kristallwellenleiters trennen zu können. Für die Wellenlänge höchster Transmission erfolgte anschließend eine Streulichtmessung. Hierzu wurde das Streulicht durch ein Mikroskopobjektiv (125x LD, NA = 0,8) auf eine hochempfindliche GaAs-Kamera projiziert. Dabei ergaben sich die geringsten Verluste der innerhalb der Bandlücke liegenden Mode des W1 photonischen Kristallwellenleiters zu (114 ± 5) dB/mm (siehe Abb. 27a) bei einer Wellenlänge von 1493 nm.

Vergleicht man Experiment und Theorie, wird offensichtlich, dass für kleinere Wellenlängen eine erhöhte Transmission bzw. ein geringerer Ausbreitungsverlust vorliegt. In den Bandstrukturen in Abb. 24a) und b) entspricht dies einem entsprechend steilen Bereich des Bandes der Wellenleitermode, welcher hier aber schon vollständig im Lichtkegel liegt. Dies erklärt auch trotzdem noch relativ hohen Verluste von >114 dB/mm. In den Bandstrukturen befindet sich aber auch ein Teil der Wellenleitermode unterhalb des Lichtkegels. Im Prinzip müssten hierfür geringere Ausbreitungsverluste zu erwarten sein. Da das Band der Mode dort aber schon sehr flach ist, besitzt die Mode demzufolge eine sehr geringe Gruppengeschwindigkeit (siehe Abschnitt 2.1.8.). Dies äußert sich in einem deutlich längeren optischen Weg und demzufolge auch einen erheblichen Anstieg der Ausbreitungsverluste. Somit sind zwei gegenläufige Effekte am wirken: Die Verringerung der Ausbreitungsverluste, weil sich die Mode nun unter dem Lichtkegel befindet und demzufolge in der vertikalen Richtung wieder Totalreflexion auftritt und eine Erhöhung der Ausbreitungsverluste, da sich die Gruppengeschwindigkeit verringert. Im Transmissionsspektrum sollte sich dies in Form einer sehr lokalen Transmissionserhöhung äußern. In der Theorie ist eine solche Transmissionserhöhung bei 1584,5 nm ersichtlich. Auch im Experiment konnte ein Ansteigen der Transmission bei 1589 nm beobachtet werden. Somit kann eine sehr gute qualitative Übereinstimmung zwischen dem Experiment und dem mit der FDTD-Methode ermittelten Transmissionsspektrum beobachtet werden. Die Transmissionsspektren sind außerdem völlig im Einklang mit den Bandstrukturberechnungen.

4.2.1.2. Führung durch die effektive Brechzahl

Bisher sind alle in der Literatur diskutierten photonischen Kristallwellenleiter innerhalb der Bandlücke betrieben worden. Wie aber bereits erklärt, ist es durchaus auch möglich, Wellenführung aufgrund der effektiven Brechzahl des photonischen Kristalls auch unterhalb der Bandlücke zu gewährleisten. In Abb. 24 liegt das Band der indexgeführten Mode bei $\lambda^{-1} < 0,5 \mu\text{m}^{-1}$, also bei $\lambda > 2 \mu\text{m}$. Da diese Wellenlängen außerhalb des verwendeten Detektorbereichs liegen und auch keine Quelle für diese Wellenlängen zur Verfügung stand, mussten neue Strukturen hergestellt werden,

für die sich die indexgeführte Mode bei etwa $\lambda = 1550$ nm befindet. Ein Skalieren der Strukturparameter liefert hierfür Lochdurchmesser von 320 nm bei einer Periode von 500 nm. Des Weiteren wird hierbei das Si_3N_4 -Schichtsystem verwendet, welches sich deutlich besser und reproduzierbarer strukturieren lässt. Hier liegt eine etwas kleinere Brechzahl der wellenleitenden Schicht vor, allerdings hat der Lichtkegel auch bei diesem Brechungsindex keinerlei Einfluss auf die Ausbreitungsverluste, da sich die indexgeführte Mode deutlich unter diesem befindet. Eine Bandstruktur für diese neuen Parameter basierend auf dem Si_3N_4 -Schichtsystem ist in Abb. 28 gezeigt.

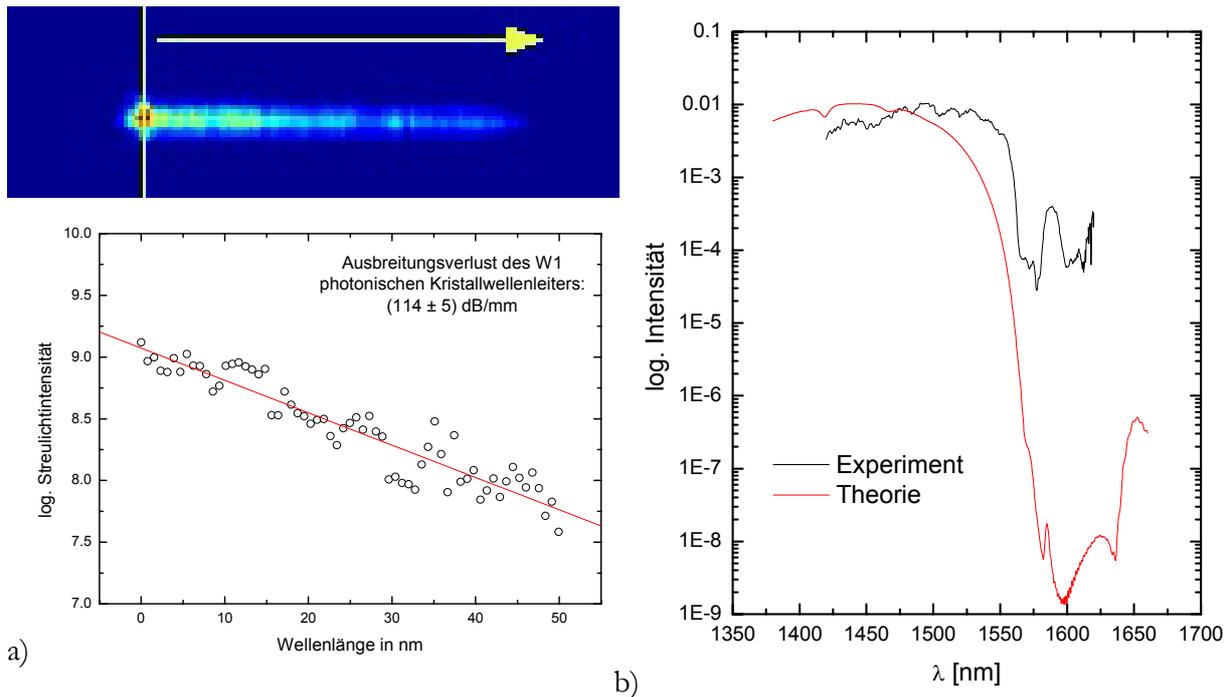


Abb. 27: Streulichtmessung (a) zur Bestimmung der Ausbreitungsverluste für TE-Polarisation bei 1493 nm und (b) experimentelles (schwarz) und theoretisches (rot) Transmissionsspektrum für TE-Polarisation eines W1 photonischen Kristallwellenleiters (Periode 595 nm, \varnothing 383 nm, Länge 59 μm).

Photonische Kristallwellenleiter mit diesen Parametern sind hergestellt worden. Hierbei sind in ein Schichtsystem aus Si_3N_4 ohne SiO_2 -Cladding Löcher mit einem Durchmesser von 284 nm und einer Tiefe von etwa 700 nm hineingätzt worden (siehe Abb. 29). Verschiedene W1-photonische Kristallwellenleiter entlang der ΓK -Richtung mit Längen von 50 μm und 125 μm wurden hierbei realisiert. Die Ankopplung an diese Wellenleiter geschah hierbei wiederum mit Hilfe von Ribwellenleitertapern. Die Kantensteilheit der Löcher ist bei Si_3N_4 mit 85° durchaus mit der durchschnittlichen Kantensteilheit von Nb_2O_5 vergleichbar, allerdings ist im Gegensatz zu Nb_2O_5 keine plötzliche sondern eine gleichmäßige Verengung der Löcher über die gesamte Lochtiefe zu beobachten.

Nachdem Stirnflächen durch Ritzen und Brechen der Probe hergestellt wurden, sind die photonischen Kristallwellenleiter charakterisiert worden. Hierbei wurde wiederum das polarisierte Licht

der Superlumineszenzdiode über Ribwellenleitertaper in die photonischen Kristallwellenleiter mittels einer belinsten Faser eingekoppelt. Zum Auskoppeln aus dem Wellenleiter kam wiederum ein 40x Mikroskopobjektiv mit $NA = 0,65$ zum Einsatz. Das ausgekoppelte Licht ist dann über ein weiteres Mikroskopobjektiv in eine Faser eingekoppelt wurden, damit die spektrale Response des photonischen Kristallwellenleiters mit einem optischen Spektrenanalysator aufgezeichnet werden konnte.

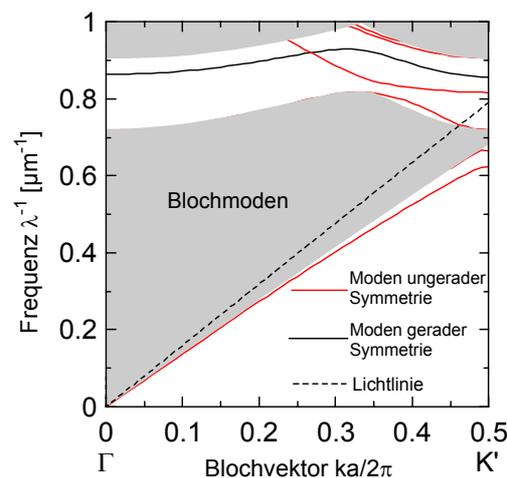


Abb. 28: 2D-Bandstruktur für TE-Polarisation für W1 photonische Kristallwellenleiter (ΓK -Richtung, $\varnothing 320$ nm, Periode 500 nm) basierend auf dem Si_3N_4 -Schichtsystem. Die indexgeführte Mode unter dem Lichtkegel befindet sich hierbei bei etwa 1550 nm.

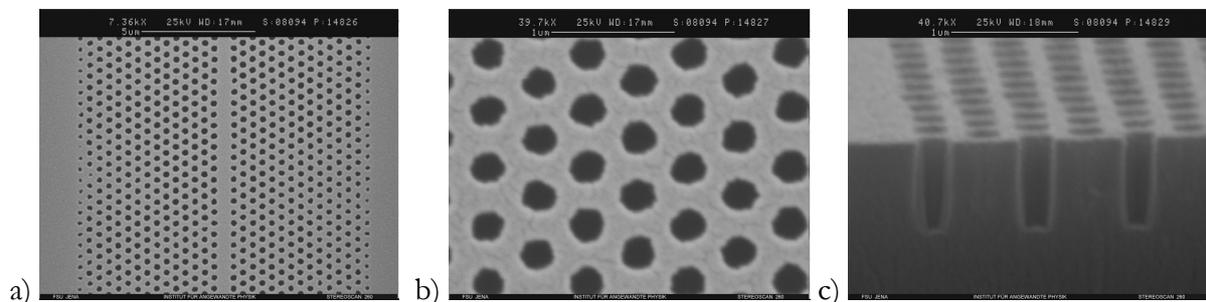


Abb. 29: W1 photonische Kristallwellenleiter entlang der ΓK -Richtung im Si_3N_4 -Schichtsystem (Lochdurchmesser 284 nm, Periode 500 nm, Länge 50 μm , Anbindung durch Ribwellenleitertaper).

Hierbei ergab sich das in Abb. 30 dargestellte Transmissionsspektrum. Bei etwa 1450 nm und bei 1600 nm ist bei beiden Kristallwellenleiterlängen ein Bereich höherer Transmission detektiert worden. Ein direkter Vergleich mit der Bandstruktur (siehe Abb. 28) zeigt, dass diese beiden Bereiche der Lage des Bandes der indexgeführten Mode entsprechen. Diese besitzt für Wellenzahlvektoren $k \cdot a / 2\pi = 0,5$ ein kleines Stopband, welches ebenfalls in der Transmissionskurve zwischen $\sim 1450 - 1530$ nm gut zu erkennen ist. Da hierdurch das Band der Wellenleitermode entsprechend flach wird, kommt es zu einem Ansteigen des Gruppenindex. Dieser Effekt wird genauer im Punkt 4.2.5. diskutiert.

Durch Streulichtdetektierung entlang des 125 μm langen Wellenleiters kann außerdem der Ausbreitungsverlust der Mode unter dem Lichtkegel bestimmt werden. In Abb. 31a) ist das gemessene Streulicht dargestellt, wobei die beiden gelben Linien die Grenzen des photonischen Kristallwellenleiters und der gelbe Pfeil die Richtung der Lichtausbreitung verdeutlichen. Sehr deutlich ist an der linken Grenzfläche photonischer Kristallwellenleiter/Ribwellenleitertaper ein Ansteigen der Streulichtintensität erkennbar, was durch starke Reflexionen an dieser Grenzfläche ausgelöst wurde. Aus diesem Grund ist nur das detektierte, entlang der vertikalen Richtung aufsummierte Streulicht zwischen der gestrichelten Linie und der rechten Linie zur Bestimmung des Ausbreitungsverlustes verwendet worden. Eine Auswertung des Streulichtabklingverhaltens zeigt eine mittlere Dämpfung von (43 ± 16) dB/mm bei 1594 nm (siehe Abb. 31b).

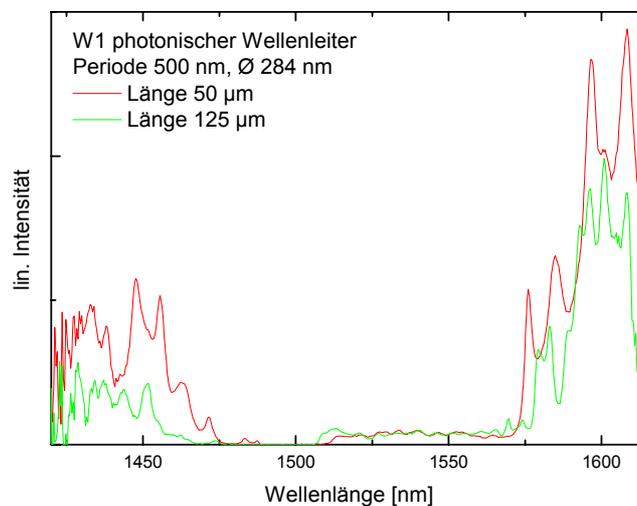


Abb. 30: Transmissionsspektrum für TE-Polarisation des W1 photonischen Kristallwellenleiters (Periode 500 nm, \varnothing 284 nm).

Vergleicht man diesen Wert mit den Ausbreitungsverlusten der innerhalb der Bandlücke liegenden Mode des W1 photonischen Kristallwellenleiters, deren Verlust mindestens 114 dB/mm beträgt, so stellt man fest, dass die Verluste der indexgeführten Mode bedeutend kleiner ausfallen. Grund für die hohen Verluste der durch die Bandlücke geführten Mode ist die starke Interaktion des photonischen Kristalls mit dem Lichtkegel: das Licht wird nicht mehr durch Totalreflexion geführt und strahlt in das Substrat und gegebenenfalls in das Cladding ab. Da diese Interaktion mit dem Lichtkegel bei der indexgeführten Mode des W1 wegfällt, fallen hier die Verluste entsprechend kleiner aus. Bedenkt man zusätzlich, dass die kleineren Strukturgrößen für Wellenführung der indexgeführten Mode um 1,55 μm in qualitativ schlechteren Strukturen resultieren und das dies wiederum einen negativen Einfluss auf die Ausbreitungsverluste haben wird, so kann man bei qualitativ gleichwertigen Strukturen sogar noch geringere Verluste erwarten.

Allerdings kann ein photonischer Kristallwellenleiter, der in diesem Regime betrieben wird, nicht für die Realisierung von Knicken in photonischen Kristallwellenleitern verwendet werden. Das Licht würde sich in diesem Fall wie in einem konventionellen Wellenleiter verhalten und aufgrund des Fehlens einer Bandlücke an den Knicken entsprechend abgestrahlt werden. Für effiziente Knicke bräuchte man also photonische Kristallwellenleiter, die in der Bandlücke betrieben werden, aber deutlich kleinere Verluste besitzen.

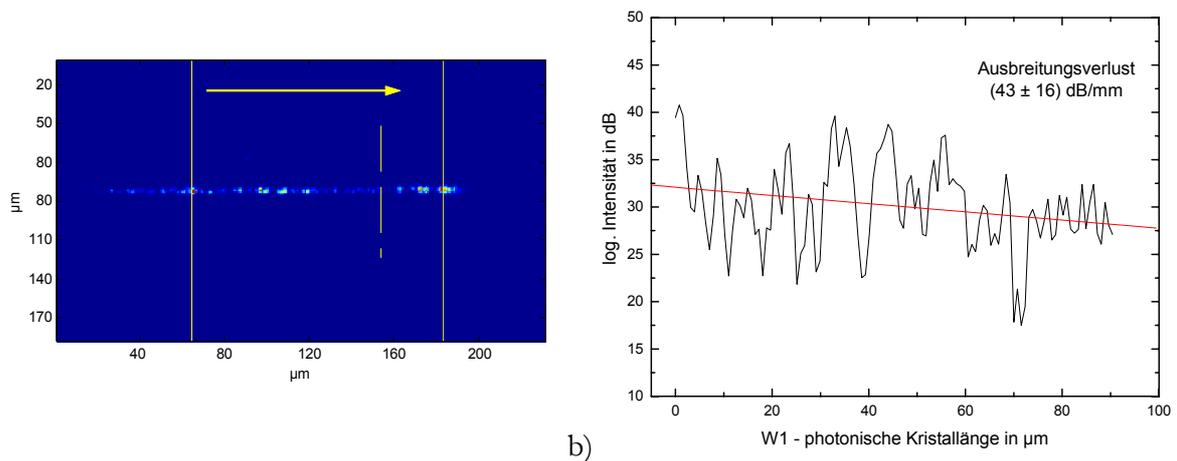


Abb. 31: a) Detektiertes Streulicht für TE-Polarisation bei 1594 nm entlang eines 125 μm langen, durch gelbe Linien begrenzten, W1 photonischen Kristallwellenleiter. b) Fit der logarithmischen Streulichtintensität

4.2.1.3. Einfluss der Defektbreite

Eine Idee, diese Verluste zu reduzieren, ist die Verbreiterung des W1 photonischen Kristallwellenleiters z.B. auf einen W3, W5 oder gar einen W9. Da der evaneszente Teil des Lichtes eines W1-Wellenleiters sehr weit in den photonischen Kristall hineinreicht (siehe Abb. 32a), hat dies auch sehr große Verluste für Moden zur Folge, die im Lichtkegel liegen. Verbreitert man den photonischen Kristallwellenleiter, so wird die Eindringtiefe der Grundmode in das Gebiet des photonischen Kristalls verringert (siehe Abb. 32b). Dies sollte sich demzufolge auch sehr positiv auf die Ausbreitungsverluste auswirken. Allerdings werden hierdurch auch die Wellenleiter mehrmodig, im Experiment muss geklärt werden, welche Auswirkungen dies hat.

Basierend auf den Parametern für den innerhalb der Bandlücke betriebenen W1 photonischen Kristallwellenleiter (Nb_2O_5 -Schichtsystem, Periode 595 nm, Lochdurchmesser 374 nm) sind photonische Kristalle mit verschiedenen Defektbreiten hergestellt worden. Es wurde wieder das Nb_2O_5 -Schichtsystem gewählt, damit die Ergebnisse direkt mit der zuvor diskutierten, innerhalb der Bandlücke liegenden Mode des W1 photonischen Kristallwellenleiters vergleichbar sind. Die fertigen Strukturen zeigten im REM Lochdurchmesser von 370 nm bei einer Tiefe von 1100 nm. Die Ausmaße der photonischen Kristalle belaufen sich auf eine Breite von 23 - 27 μm und eine

Länge von 10 mm. Darin befinden sich Liniendefekte entlang der ΓK -Richtung von 1, 3, 5 und 9 Lochreihen Breite ($0,7 - 5 \mu\text{m}$, siehe Abb. 33).

Die photonischen Kristallwellenleiter mit einer Defektbreite von drei (W3), fünf (W5) und neun (W9) Löchern und einer Länge von einigen mm wurden mit dem Ziel charakterisiert, die Ausbreitungsverluste in den jeweiligen Wellenleitern zu bestimmen. Dies geschah mit Hilfe der Cut-back-Methode. Nach der ersten Stirnflächenerzeugung durch Ritzen und Brechen der Probe wurden an den nun 9 mm langen photonischen Kristallwellenleitern die Transmission bestimmt und das Nahfeld aufgenommen. Nach dieser Messung ist die Probe einige weitere Male gebrochen worden, wobei für jede Länge das Nahfeld und die Transmission gemessen worden sind. Durch einen linearen Fit der logarithmischen Transmission kann somit der Ausbreitungsverlust als auch der Koppelverlust bestimmt werden.

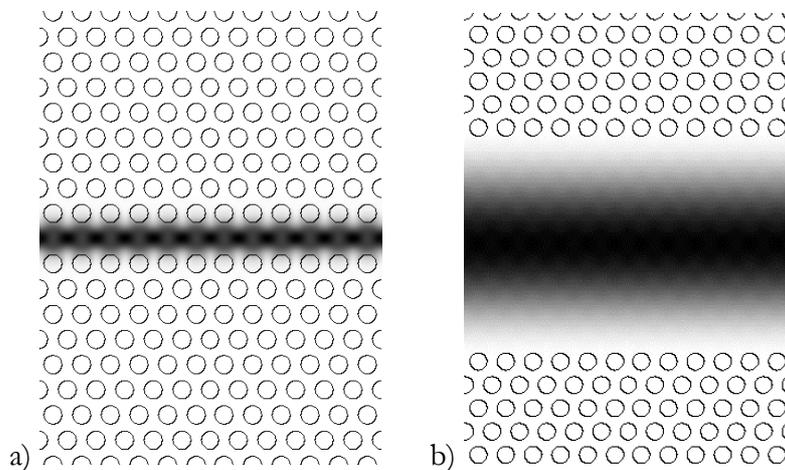


Abb. 32: Fundamentalmoden eines W1 (a) und eines W9 (b) photonischen Kristallwellenleiters.

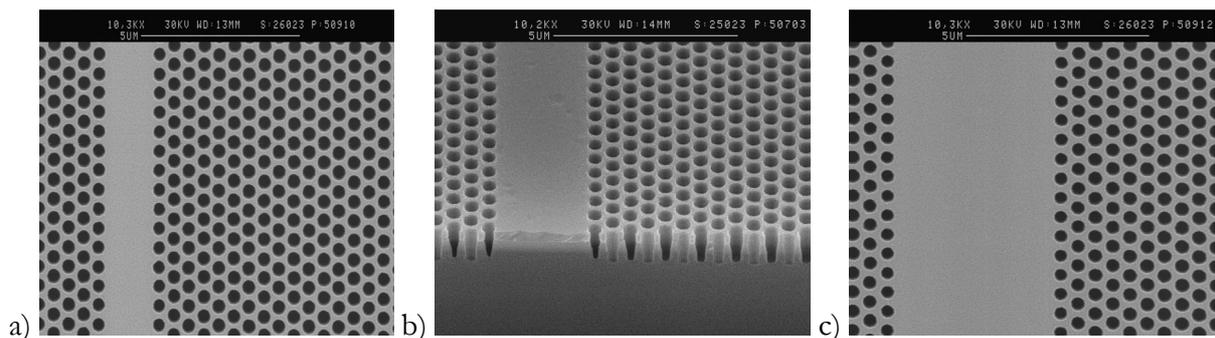


Abb. 33: REM-Bilder von den hergestellten W3, W5 und W9 photonischen Kristallwellenleitern (ΓK -Richtung, $\varnothing 370 \text{ nm}$, Lochtiefe 1100 nm , Periode 595 nm). Bei den Löchern ist dabei ein Aspektverhältnis von 1:3 bei einer Kantensteilheit von 85° erreicht worden.

Abb. 34a) zeigt exemplarisch die aufgetragene Transmission (in dB) über die Wellenleiterlänge für den W9 photonischen Kristallwellenleiter. Durch einen linearen Fit dieser Messpunkte konnten sowohl der Koppelverlust (9 dB) als auch der Ausbreitungsverlust ($1,7 \text{ dB/mm}$) bestimmt werden [AUG04a, AUG04d]. Dieses Experiment ist sowohl für die anderen beiden Wellenleiterbreiten (W3 und W5) als auch für unterschiedliche Wellenlängen durchgeführt worden. In Abb.

34b) sind die gemessenen Ausbreitungsverluste zusammengetragen worden. Die geringsten Ausbreitungsverluste von 1,7 dB/mm wurden erwartungsgemäß für den W9 bei 1510 nm gemessen. Der W5 zeigt bei 1580 nm seine geringsten Ausbreitungsverluste von 2,6 dB/mm. Für den W3 konnten bei 1490 nm Dämpfungen von 8,5 dB/mm gemessen werden. Durch Streulichtdetektierung entlang der Wellenleiter konnten die ermittelten Ausbreitungsverluste für den W3, W5 und W9 bestätigt werden.

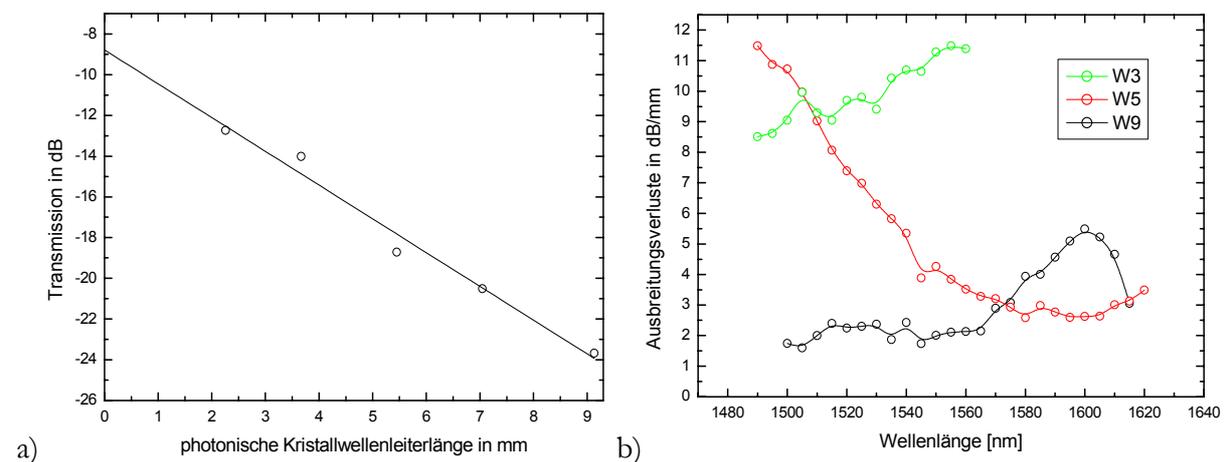


Abb. 34: a) Abhängigkeit der Transmission von der Wellenleiterlänge. Für den W9 ergibt sich damit für TE-Polarisation bei 1600 nm eine Dämpfung von 1,7 dB/mm und ein Koppelverlust von 9 dB. Die Ausbreitungsverluste für TE-Polarisation und für verschiedene Wellenlängen und Defektbreiten (W3, W5 und W9) sind in b) dargestellt.

Wie bereits erwähnt, sind außer den Ausbreitungsverlusten auch die Nahfelder der jeweiligen photonischen Kristallwellenleiter aufgenommen worden. In Tabelle 2 ist eine Übersicht der Modigkeit der Wellenleiters in Abhängigkeit von deren Länge und Breite zu sehen. Selbst beim W3-Wellenleiter konnte in voller Übereinstimmung mit Bandstrukturechnungen bei einer Ausbreitungslänge von 60 μm auch eine höhere Mode angeregt werden. Nach einer Ausbreitungslänge von 0,8 mm waren allerdings der W3 und der W5 unabhängig von der Einkopplung monomodig. Nur bei dem W9 konnte noch die höhere Mode beobachtet werden. Dies hat sich nach einer Ausbreitungslänge von 2,3 mm geändert, jetzt sind alle untersuchten photonischen Kristallwellenleiter effektiv monomodig. Die höheren Moden sind nicht mehr zu beobachten.

Um dieses Verhalten zu verstehen, ist es notwendig, z.B. die Bandstruktur des experimentell untersuchten W9 photonischen Kristallwellenleiters zu betrachten (siehe Abb. 35 links). Hierbei kann die experimentell bei einer Wellenlänge von 1,55 μm vermessene Fundamentalmode bestätigt werden. Es handelt sich um die indexgeführte Fundamentalmode (grün), deren Band an der Kante der Brillouin-Zone „zurückgeklappt“ worden ist (rot) und jetzt mitten im Lichtkegel liegt. Außerdem liegt sie frequenzmäßig in der Bandlücke, so dass sie auch bei Knicken keine transversale Abstrahlung in den Kristall aufweisen sollte. In Abb. 35 rechts sind des weiteren außer der Fundamentalmode (1) noch 6 höhere Moden gezeigt. Anhand der Energieverteilung

der Moden sieht man deutlich, dass das evaneszente Feld der höheren Moden weiter in den photonischen Kristall hineinreicht, und das diese deshalb auch starke Abstrahlungsverluste aufweisen sollten, weil sie stärker mit dem Lichtkegel interagieren. Diese höheren Verluste sind der Grund, warum beim W9 nach einer gewissen Länge nur noch die Fundamentalmode sichtbar ist: die höheren Moden besitzen im Vergleich zur Grundmode extrem hohe Dämpfungen und können deshalb nach einer Ausbreitungslänge von 2,3 mm nicht mehr nachgewiesen werden.

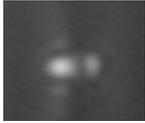
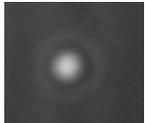
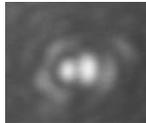
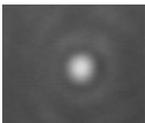
| Photonische Kristallwellenleiterlänge | Nahfeld des W3 photonischen Kristallwellenleiter | Nahfeld des W9 photonischen Kristallwellenleiter | Nahfeld des W9 photonischen Kristallwellenleiter |
|---------------------------------------|--|--|--|
| 0,06 mm |  | | |
| 0,82 mm |  |  |  |
| 2,26 mm |  |  |  |

Tabelle 2: Nahfeldverteilung für TE-Polarisation in Abhängigkeit der photonischen Kristallwellenleiterbreite und -länge. Bei der kleinsten Ausbreitungslänge von 60 μm sind alle Wellenleiter multimodig, bei einer Ausbreitungslänge $>2,3$ mm sind alle PC-Wellenleiter effektiv monomodig.

Somit konnte gezeigt werden, dass in der Tat breitere photonische Kristallwellenleiter, die ebenfalls innerhalb der Bandlücke betrieben werden, bedeutend geringere Ausbreitungsverluste von 2 - 8 dB/mm besitzen. Im Vergleich hierzu beträgt der geringste Ausbreitungsverlust der innerhalb der Bandlücke liegenden Mode des W1 photonischen Kristallwellenleiters 114 dB/mm. Somit sind photonische Kristallwellenleiter und damit auch entsprechende Wellenleitermoden gefunden worden, welche gleichzeitig verhältnismäßig geringe Verluste zeigen und komplett innerhalb der Bandlücke liegen. Diese photonischen Kristallwellenleiter sind also geeignete Kandidaten für die Realisierung von Knicken, um das Licht innerhalb eines photonischen Kristalls nicht nur führen, sondern auch lenken zu können.

4.2.2. Knicke in photonischen Kristallwellenleitern

Die Möglichkeit, hocheffiziente Knicke zu erzeugen, wurde als erste potentielle kommerzielle Anwendung diskutiert. Erste, damals noch zweidimensionale auf dem effektiven Index des Schichtsystems basierende Rechnungen haben Transmissionen von bis zu 96% durch zwei 60° Knicke in einem W3-photonischen Kristallwellenleiter vorhergesagt [MEK96]. Ein Vergleich dieser hohen Werte mit experimentellen Daten im echten 3D-System [OLI02, MOO01], wo

selbst für optimierte Knicke nur Transmissionen von maximal 77% pro Knick erreicht worden sind, weist darauf hin, dass in Wirklichkeit ein erheblicher Anteil des Lichts aus der 2D-Ebene hinausgestreut wird und dass deshalb für quantitative Analysen dreidimensionale Simulationen wahrscheinlich notwendig sind.

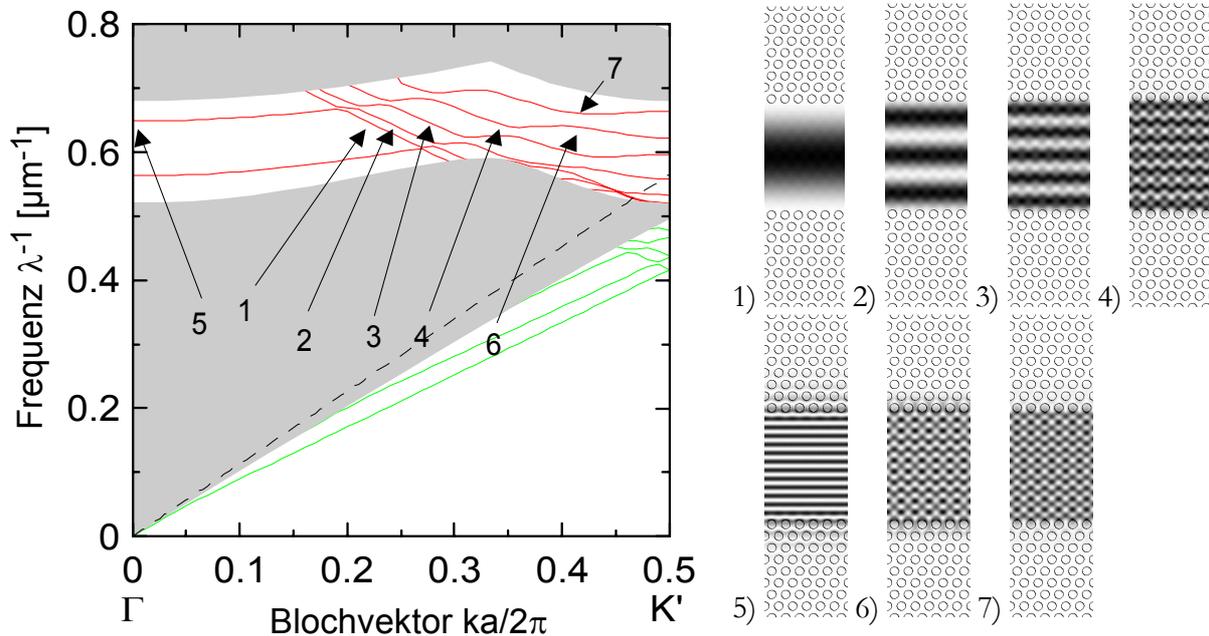


Abb. 35: 2D-Bandstruktur für TE-Polarisation (links) und ausgewählte TE-Moden (rechts) bei $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ für den W9-Wellenleiter. 1) ist hierbei die Fundamentalmode [AUG04a].

Die Berechnung und Optimierung der Transmission von Knicken ist eine sehr komplexe Aufgabe. Speziell bei breiteren Wellenleitern muss der Knick sorgfältig konzipiert sein, will man verhindern, dass am Knick alle Moden, die der Wellenleiter unterstützt, angeregt werden. Deshalb wurden für die in dieser Arbeit betrachteten Schichtsysteme als erstes zweidimensionale FDTD-Simulationen (siehe Abschnitt 2.2.3.) durchgeführt, um zu überprüfen, wie man durch das Knickdesign die Transmission erhöhen kann. Hierbei stellte sich in der Tat heraus, dass für einen W3-Doppelknick um jeweils 60° eine Gesamttransmission von 83% erreicht werden kann (siehe Abb. 36a). Für den Fall, dass ein Loch von der inneren Ecke des Wellenleiters an die andere Seite verschoben wird, sind sogar 94% theoretisch beobachtbar (siehe Abb. 36b). Offensichtlich sind diese Werte so hoch, da alles Licht in der 2D-Ebene „gefangen“ ist und nur reflektiert werden kann. Im dreidimensionalen Fall wäre hier nun interessant, wie groß der Anteil des am Knick aus der Ebene herausgestreuten Lichtes ist und wie viel in die andere Polarisationsrichtung TM konvertiert wird.

Ausgehend von diesen Rechnungen wurde als erstes ein $59 \mu\text{m}$ langer W3 photonischer Kristallwellenleiter entlang der ΓK -Richtung mit zwei 60° Knicken (lateraler Versatz $14 \mu\text{m}$) in dem Schichtsystem $\text{SiO}_2/\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ hergestellt. Hierbei sind die gleichen Designparameter (Periode 595 nm , Lochdurchmesser 370 nm) verwendet worden wie für die photonischen

Kristallwellenleiter mit Moden um $1,55 \mu\text{m}$, die innerhalb der Bandlücke liegen. Die realisierten photonischen Kristalle zeigen dabei einen mittleren Lochdurchmesser von 350 nm (siehe Abb. 37). Die Ankopplung erfolgt durch Ribwellenleitertaper.

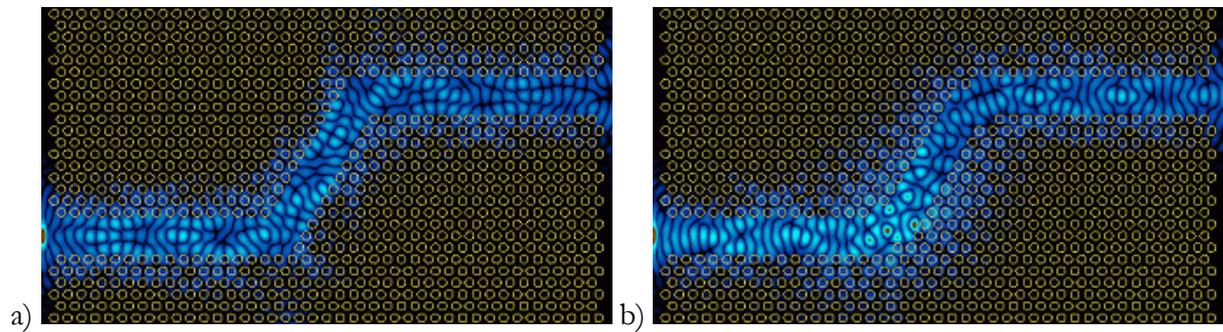


Abb. 36: Momentaufnahmen einer 2D-FDTD Simulation für zwei Knickdesigns für W3-Wellenleiter.

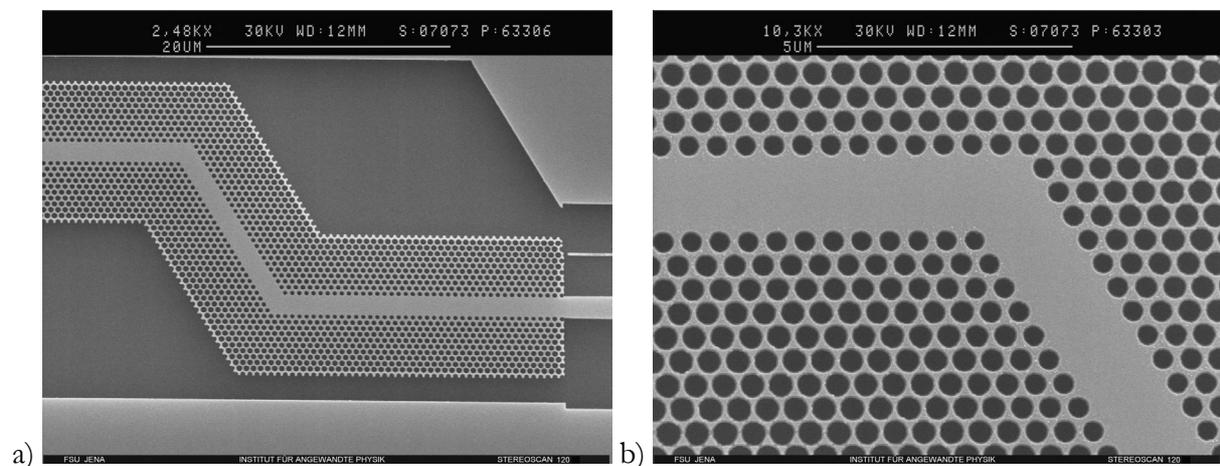


Abb. 37: REM-Bilder von nicht-optimierten Doppelknicken in W3 photonischen Kristallwellenleitern (TK-Richtung, $\varnothing 350 \text{ nm}$, Periode 595 nm).

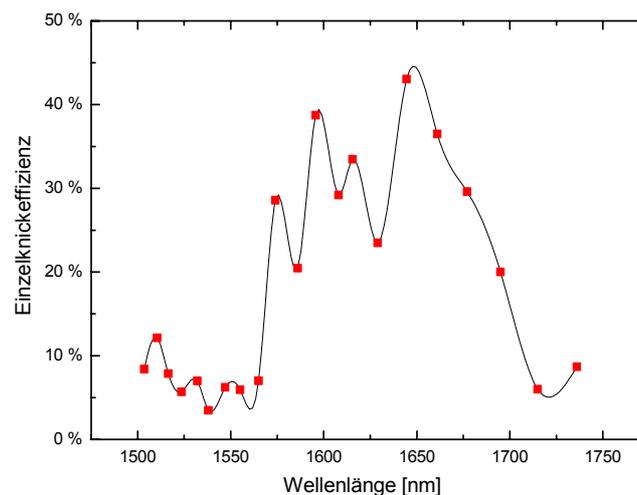


Abb. 38: Spektrum des nicht-optimierten photonischen Kristallwellenleiterdoppelknickes für TE-Polarisation. Bei 1650 nm konnte die maximale Transmission von $\sim 45 \%$ pro Knick gemessen werden.

Diese photonischen Kristallwellenleiterdoppelknicke wurden optisch charakterisiert. Durch eine Normierung auf einen photonischen Kristallwellenleiter gleicher Länge konnten eine Trans-

mission von max. 45%/Knick bei 1650 nm ermittelt werden (siehe Abb. 38). Bei dieser Wellenlänge ist der Knick monomodig, während im Nahfeld des geraden photonischen Kristallwellenleiters mehr als eine Mode beobachtbar ist. Folglich sind höhere Moden am Knick herausgefiltert worden, trotzdem beläuft sich die Transmission noch auf 45% pro Knick.

4.2.3. Verbesserung der Knickeffizienzen durch unterschiedliche Knickdesigns

Die Transmission durch Wellenleiterknick in photonischen Kristallen wird idealerweise von der Reflexion des Lichtes am Knick und durch Abstrahlung ins Substrat bestimmt, da eine Abstrahlung in der Ebene durch die photonische Bandlücke unterbunden wird. Deshalb ist das Konversionsverhalten der Grundmode des Eingangswellenleiter in höhere Moden am Knick entscheidend für die Transmissionseigenschaften des Knickes [OLI02]. Vor allem bei Multimodewellenleitern, wie dem W3 im betrachteten System, kann am Knick ein hoher Anteil der Intensität in höhere Moden konvertiert werden, was i. a. zur Verringerung der nutzbaren Intensität führt und daher unerwünscht ist. Um dieses Verhalten zu unterdrücken, wurden verschiedene Knickkonzepte in der Literatur vorgeschlagen [MOO01, OLI02, TAL02a, TAL02b].

Um die Übertragbarkeit dieser Konzepte genau untersuchen zu können, wurden zur realistischen Modellierung von Wellenleiterknicken in photonischen Kristallen dreidimensionale FDTD Simulationen durchgeführt. Hierbei ist das Grundgebiet und die räumliche Verteilung des Dielektrikums exakt den experimentellen Doppelknickstrukturen angepasst worden (Grundgebiet der Simulationen: $60 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$), so dass auch eine richtige Beschreibung der zwischen den beiden reflektierenden Knicken auftretenden Fabry-Pérot-Resonanzen möglich ist.

Damit wurde die Transmission des Doppelknicks für verschiedene Modifikationen am Wellenleiter im Bereich des Knickes untersucht. Abb. 39a) zeigt die Transmission der gesamten Doppelknickstruktur für den nicht-optimierten Knick, das bereits in der Literatur für hochbrechende Materialien diskutierte Knickdesign eines abgerundeten Knicks (drei Löcher am Knick verschoben) sowie einen neuen Designvorschlag in Form eines eingegengten Knickes (drei zusätzliche Löcher am Knick). Ein Vergleich der Transmissionsspektren zeigt eine deutliche Erhöhung der Bandbreite und der Maximaltransmission gegenüber dem nicht modifizierten Knick (siehe Abb. 39a). Die höchste Transmission konnte bei dem neuen Design des eingegengten Knicks beobachtet werden, da dieser sehr effektiv eine Konvertierung in höhere Moden verhindert. Für diesen Fall sind zusätzlich noch zwei Momentaufnahmen einer 3D-FDTD Simulation gezeigt (siehe Abb. 39b und c).

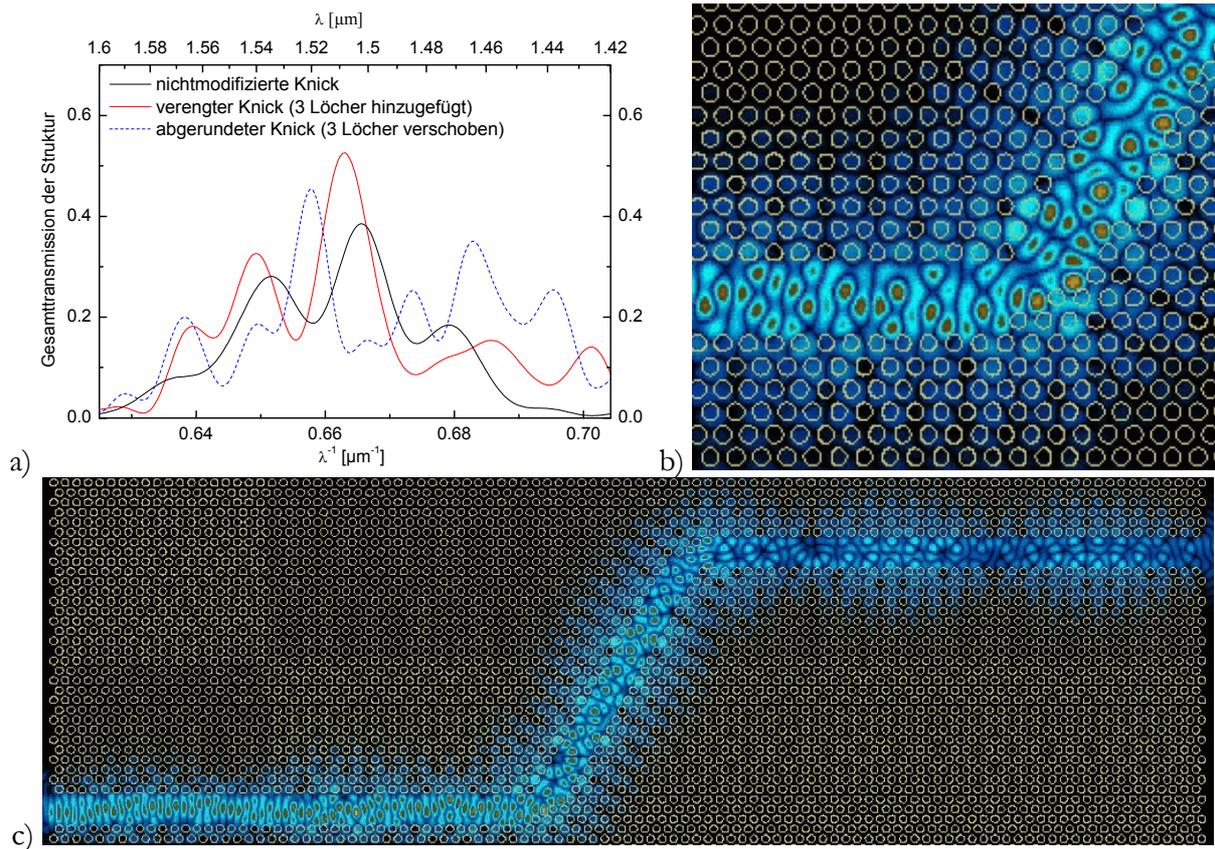


Abb. 39: a) Transmission von TE polarisiertem Licht durch eine W3-Wellenleiter-Doppelknickstruktur für drei verschiedene Knickdesigns. Für den verengten Knick (drei zusätzliche Löcher am Knick) ist eine Momentaufnahme einer 3D-FDTD (c) gezeigt. b) zeigt einen Ausschnitt des gesamten Rechengebietes [AUG03].

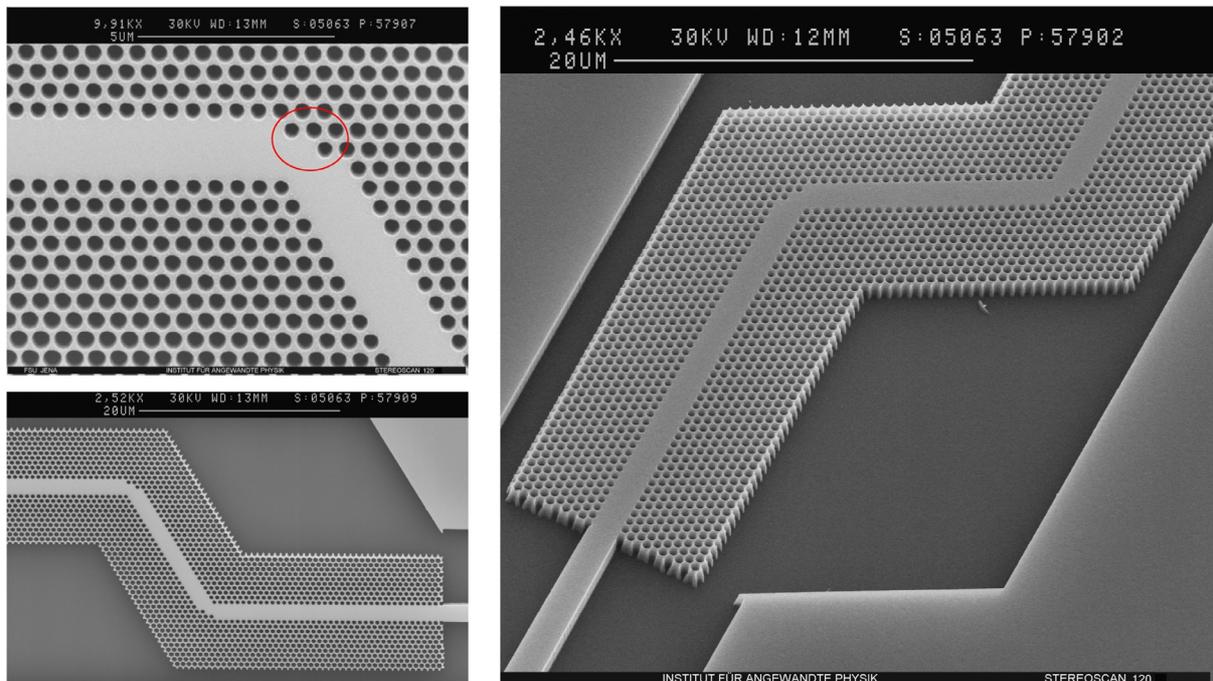


Abb. 40: REM-Aufnahmen von optimierten Doppelknicken in W3 photonischen Kristallwellenleitern (Defektbreite $1,7 \mu\text{m}$, $\varnothing 380 \text{ nm}$, Periode 595 nm). In den beiden Knicken sind jeweils 3 extra Löcher eingefügt worden (siehe Bild links oben).

Es sind photonische Kristallwellenleiterdoppelknick mit diesem abgeänderten Knickdesign hergestellt worden (Abb. 40). Die photonischen Kristalle bestehen aus Löchern mit einem Lochdurchmesser von 380 nm bei einer Lochtiefe von 1100 nm in einer hexagonalen Anordnung im Abstand von 595 nm. Die Doppelknicke setzen sich aus zwei 60° Knicken mit einem lateralen Versatz von $14 \mu\text{m}$ zusammen, auch die restlichen Dimensionen sind die gleichen wie bei den im Punkt 4.2.2. diskutierten Doppelknicken. Zur Anbindung sind ebenfalls Ribwellenleitertaper verwendet worden.

Im Vergleich zum nicht-optimierten Doppelknick konnte die Transmission erheblich verbessert werden, es wurde eine Transmission von 75% pro Knick gemessen (siehe Abb. 41) [AUG03, AUG04b]. Im Bereich zwischen 1499 und 1515 nm betragen die Transmissionen mindestens 60% pro Knick.

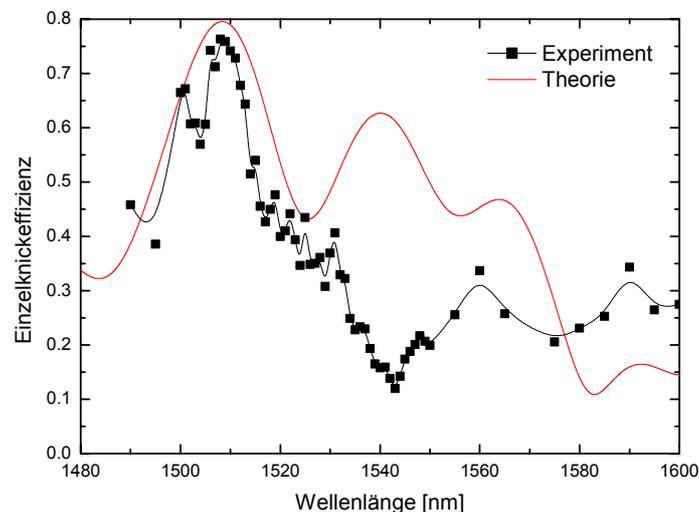


Abb. 41: Spektrum der optimierten Doppelknickstruktur. Bei $1,51 \mu\text{m}$ konnte eine Transmission von 75%/Knick (1,2 dB Verlust) gemessen werden. Die rote Kurve zeigt das Ergebnis einer 3D-FDTD Simulation für einen Doppelknick gleicher Ausmaße und Parameter.

4.2.4. Photonische Kristallwellenleiter als resonante Strukturen

Ein weiteres großes Potential haben photonische Kristalle bei der Realisierung von Resonatoren hoher Güte. Eine relativ einfache Variante einer resonanten Struktur stellt ein mehrmodiger photonischer Kristallwellenleiter dar, dessen intrinsische Eigenschaft das Ministopband [OLI03] ist. Hierbei kommt es zu einer Kopplung zwischen der vorwärts- und der rückwärtspropagierenden Welle, welches sich im Experiment in einem resonanten Transmissionsabfall äußert. Für einen W5 photonischen Kristallwellenleiter entlang der ΓK -Richtung eines photonischen Kristalls bestehend aus Luftlöchern in einer hexagonalen Anordnung (Durchmesser 380 nm, Periode 620 nm) ist in Abb. 42 die mit der Ebenen-Wellen-Methode (siehe Abschnitt 2.2.1.) bestimmte Dispersionsrelation für TE- und TM-Polarisation dargestellt. Hierbei kann für beide

Polarisationsrichtungen die Existenz eines Ministopbandes vorhergesagt werden, da diese nicht von der Existenz einer kompletten photonischen Bandlücke abhängt.

Basierend auf diesen Strukturparametern (Durchmesser 390 nm, Periode 620 nm) sind Proben mit 5 Lochreihen breiten photonischen Kristallwellenleitern (W5) hergestellt worden. Hierbei wurde wiederum das Schichtsystem bestehend aus 300 nm SiO₂, 500 nm Nb₂O₅ auf SiO₂/Si verwendet. Um den Designparameter von Ø 390 nm zu treffen, wurden mehrere photonische Kristallwellenleiter mit jeweils leicht unterschiedlicher Belichtungsdosis hergestellt und im Rasterelektronenmikroskop analysiert. Die durchschnittliche Ätztiefe beläuft sich auf 1200 nm, der Lochdurchmesser in Abhängigkeit der Belichtungsdosis auf 380 nm, 406 nm, 430 nm und 453 nm.

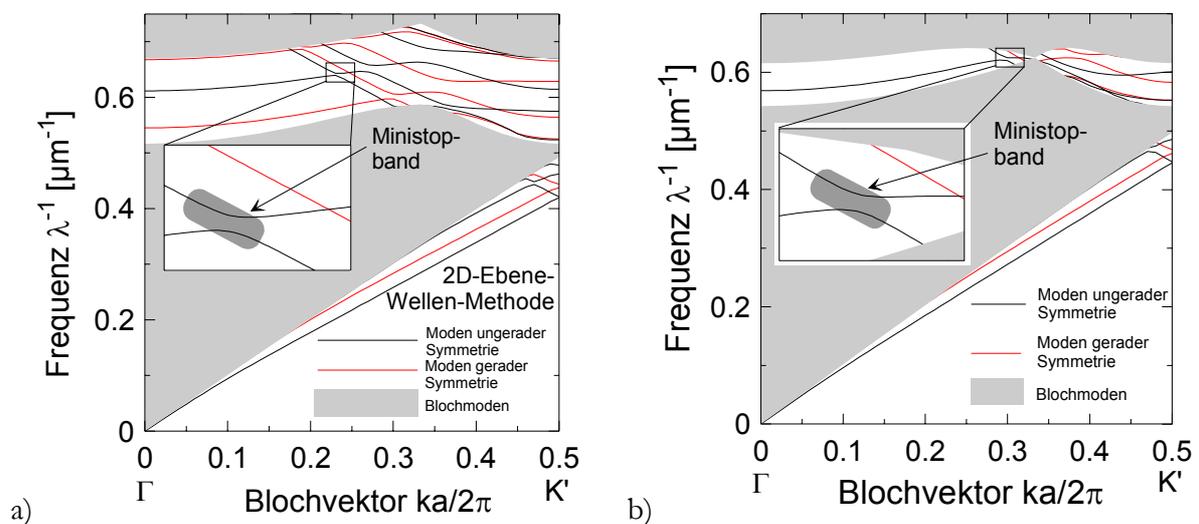


Abb. 42: a) Bandstruktur für die TE-Moden (a) und TM-Moden (b) eines W5 photonischen Kristallwellenleiters (Periode 620 nm, Ø 380 nm). Der Bereich des Ministopbandes ist jeweils vergrößert dargestellt.

Nachdem Stirnflächen durch Ritzen und Brechen der Probe hergestellt wurden, sind die 4 mm langen photonischen Kristallwellenleiter charakterisiert worden. Hierbei wurde das polarisierte Licht der Superlumineszenzdiode in die photonischen Kristallwellenleiter mittels eines Mikroskopobjektivs (125x, NA=0,8) eingekoppelt. Zum Auskoppeln aus dem Wellenleiter kam ein 40x Mikroskopobjektiv mit NA = 0,65 zum Einsatz. Diese hat das ausgekoppelte Licht dann wiederum über ein weiteres Mikroskopobjektiv in eine Faser eingekoppelt, damit die spektrale Response des photonischen Kristallwellenleiters mit einem optischen Spektrenanalysator aufgezeichnet werden konnte.

Die so gewonnenen Spektren wurden auf die spektrale Charakteristik der Lichtquelle normiert, welche durch eine Messung ohne Probe aufgenommen worden ist. Zur Ermittlung der Ausbreitungsverluste in den photonischen Kristallwellenleitern wurde der Streulichtmessplatz verwendet. Bei einer festen Wellenlänge, bei der zuvor eine hohe Transmission verzeichnet werden konnte, ist die Intensität des Streulichtes an mehreren Positionen entlang des Wellenleiters

im Abstand von $\sim 0,5$ mm gemessen worden. Aus dem detektierten Intensitätsabfall in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge konnte dann der Ausbreitungsverlust berechnet werden. Dieser Wert wurde verwendet, um das zuvor aufgenommene Spektrum zu kalibrieren. Dieses Verfahren ist sowohl für alle photonischen Kristallwellenleiter mit jeweils leicht unterschiedlicher Belichtungsdosis als auch für beide Polarisationsrichtungen angewandt worden.

Bei allen Kristallstrukturen konnte eindeutig das resonante Verhalten nachgewiesen werden. In Abhängigkeit des vorliegenden Lochdurchmessers konnte um 1550 nm das Ministoppband detektiert werden. Dabei verschiebt sich das Ministoppband bei größeren Lochdurchmessern zu kleineren Wellenlängen. Die niedrigsten Ausbreitungsverluste belaufen sich auf 2,6 dB/mm für den photonischen Kristallwellenleiter mit einem Lochdurchmesser von 453 nm. Das absolute Ausmaß der Transmissionsunterdrückung im Ministoppband konnte nicht bestimmt werden, da ab einer Unterdrückung von etwa 12 dB/mm das Rauschen viel stärker als die noch zu messende Transmission im Ministoppband war (siehe Abb. 44).

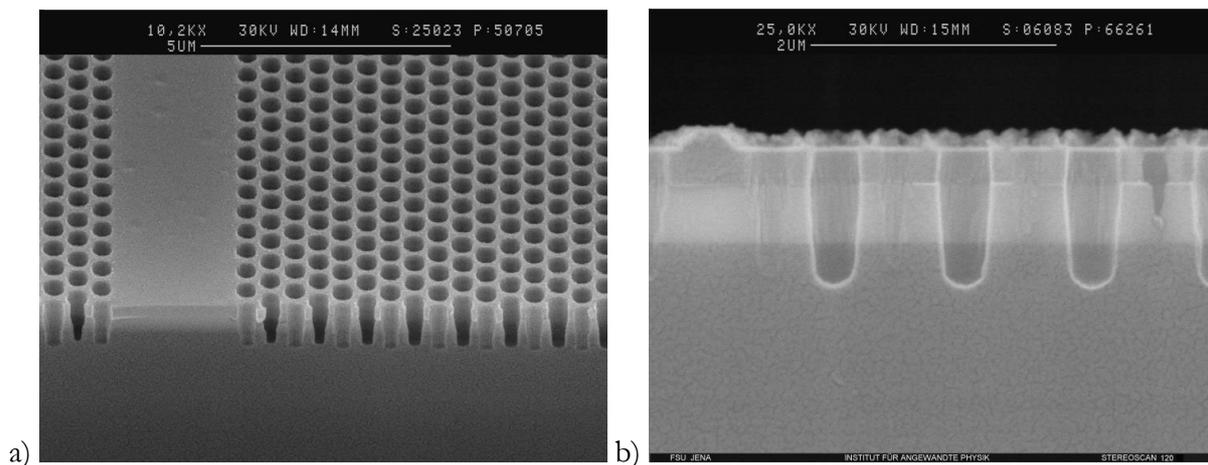


Abb. 43: REM-Aufnahmen der Bruchkante der hergestellten W5 photonischen Kristallwellenleiter (TK-Richtung, \varnothing 380 nm, Lochtiefe 1200 nm, Periode 620 nm (Aspektverhältnis 1:3)).

Da wie bereits erwähnt die Existenz eines Ministoppbands nicht von der Existenz einer kompletten photonischen Bandlücke abhängt, wurden die Ministoppbänder sowohl für TE- als auch für TM-Polarisation untersucht. In Abb. 45 ist ein direkter Vergleich zwischen TE- und TM-Polarisation für den W5 photonischen Kristallwellenleiter mit einem Lochdurchmesser von 453 nm zu sehen. Hierbei konnte auch für TM-Polarisation die Existenz des Ministoppbandes in Übereinstimmung mit den Simulationen bestätigt werden, allerdings über 100 nm verschoben zur Position des TE-Ministoppbandes. Für TM-Polarisation belaufen sich die kleinsten gemessenen Ausbreitungsverluste außerhalb des Ministoppbandes auf 4,3 dB/mm.

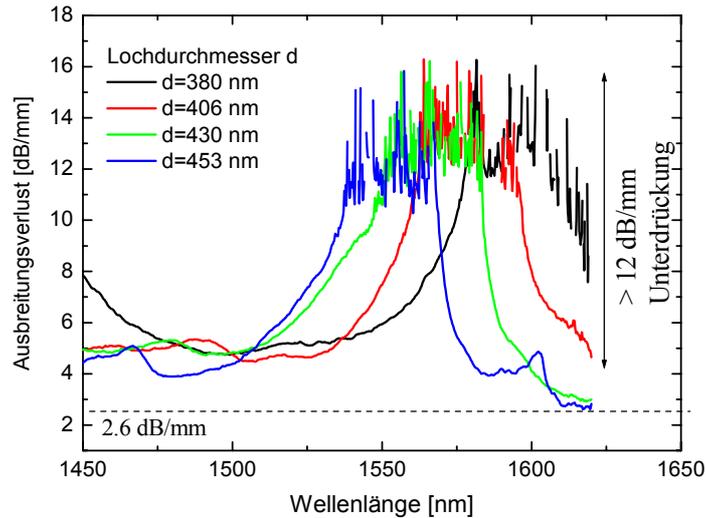


Abb. 44: Wellenlängenabhängigkeit des Ausbreitungsverlustes von TE polarisiertem Licht durch W5 photonische Kristallwellenleiter mit Lochdurchmessern im Bereich 380 – 453 nm. Die zu erwartende Verschiebung der Position des Ministopbands mit dem Lochdurchmesser wurde beobachtet.

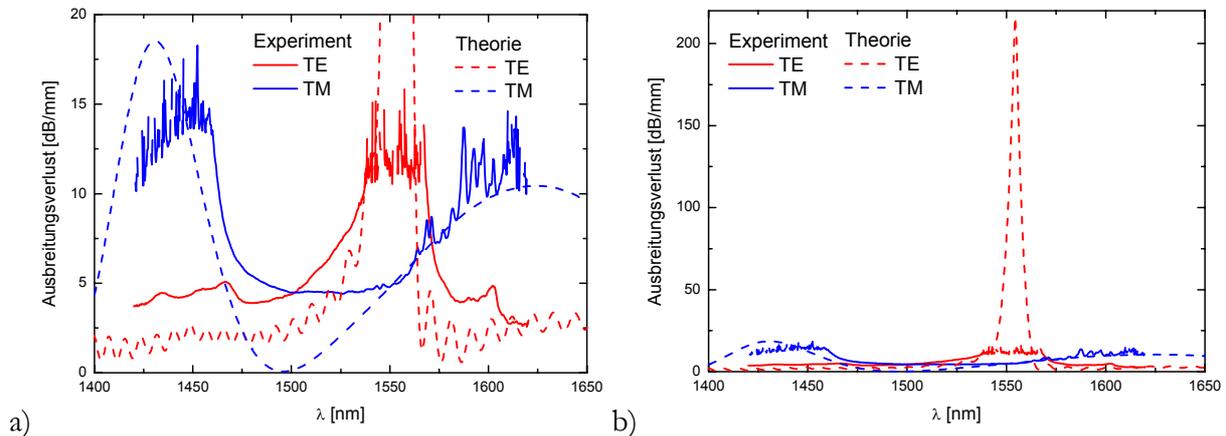


Abb. 45: Abhängigkeit des Ausbreitungsverlustes von der Wellenlänge für einen W5 photonischen Kristallwellenleiter (\varnothing 453 nm, Periode 620 nm) für TE- und TM-Polarisation. Für beide Polarisationen ist das Ministopband deutlich zu erkennen (a), anhand der zugehörigen FDTD-Simulationen wird aber deutlich, dass die Transmissionsunterdrückung des TE-Ministopbands mit ~ 200 dB/mm bedeutend größer als für TM-Polarisation (~ 19 dB/mm) ist (b).

Um die insgesamt vorherrschende Transmissionsunterdrückung im Ministopband abschätzen zu können, sind 3D-FDTD-Simulationen (siehe Abschnitt 2.2.3.) durchgeführt worden. Durch diese Simulationen konnten das Transmissionsspektrum und damit die Ausbreitungsverluste für die hergestellte Struktur mit einem Lochdurchmesser von 453 nm berechnet werden. Im Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist festzustellen, dass die experimentell bestimmten Ausbreitungsverluste ungefähr 2,5 dB/mm größer sind als die berechneten. Da sich die Ausbreitungsverluste des Schichtsystems auf $\sim 0,4$ dB/mm belaufen, ist der Großteil obigen Verlustes vermutlich auf eine Konvertierung in Streulichtmoden, ausgelöst durch Überreste der Polymerätzmaske, zurückzuführen.

Die Reste der Polymerätzmaske sind in Abb. 43b) zu erkennen. Erhöht man die mit der FDTD-Simulation ermittelten Ausbreitungsverluste um die oben diskutierten 2,5 dB/mm, und verschiebt man die Ausbreitungsverluste spektral um 5 nm so ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment (Abb. 46 links).

Die Ausbreitungsverluste für TE-Polarisation für den W5 betragen in etwa 3-4 dB/mm außerhalb und bis zu 200 dB/mm innerhalb des Ministopbandes [AUG04c]. Demzufolge würden W5 photonische Kristallwellenleiter mit einem Zehntel der Länge ($\sim 400 \mu\text{m}$) immer noch deutliche Transmissionsunterdrückungen von ~ 20 dB zeigen, während gleichzeitig außerhalb des Ministopbandes erhebliche Transmissionen von $\sim -0,4$ dB zu beobachten wären. Für eine solche Länge würde die Halbwertsbreite des Ministopbandes etwa 15 nm betragen. Mit diesen Eigenschaften wäre die Anwendung des W5 als ein schmalbandiger Filter denkbar.

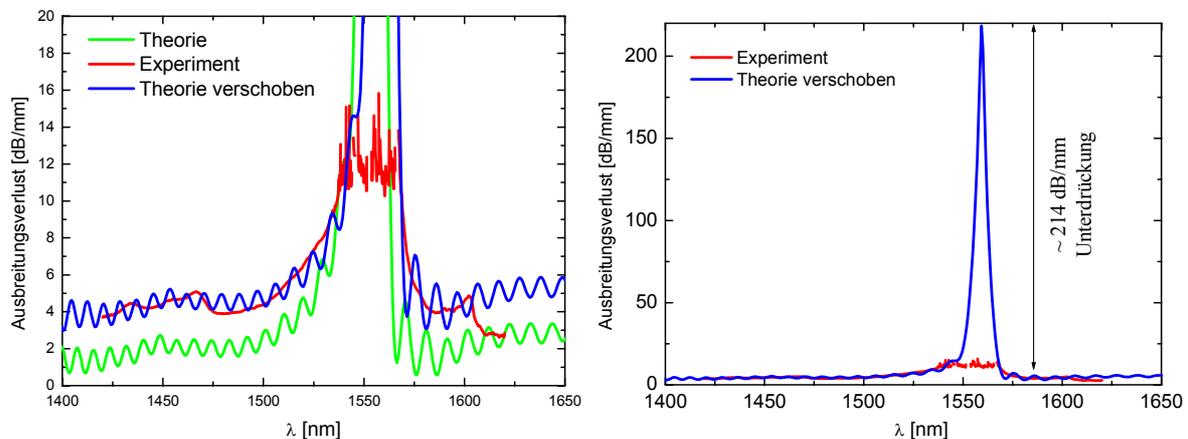


Abb. 46: Direkter Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Ausbreitungsverlusten (W5 photonischer Kristallwellenleiter, \varnothing 453 nm, TE-Polarisation). Die Oszillationen im berechneten Spektrum werden durch Reflexion an den Grenzen des Rechenfensters verursacht.

4.2.5. Realisierung von photonischen Kristallwellenleitern mit hoher Dispersion

Neben der sehr effizienten Lichtführung um Ecken und Knicke mit einem sehr kleinen Krümmungsradius ist eine große Dispersion eine der vielversprechendsten Eigenschaften von photonischen Kristallwellenleitern. Analog zu dem Ministopband multimodiger photonischer Kristallwellenleiter (siehe Abschnitt 4.2.4.) existieren auch bei schmalen W1 photonischen Kristallwellenleitern aufgrund der Periodizität in Ausbreitungsrichtung Ministopbänder. Nahe dieser Stopbänder zeigen die Wellenleitermoden sowohl eine sehr hohe Gruppengeschwindigkeitsdispersion als auch eine sehr geringe Gruppengeschwindigkeit und damit einen hohen Gruppenindex.

Wie bereits im Abschnitt 4.2.1. erklärt, gibt es für einen W1 photonischen Kristallwellenleiter drei unterschiedliche Frequenzbereiche, wo Wellenführung möglich ist. Diese Bereiche sind in Abb. 47 blau dargestellt. Die Bereiche 1 und 2 verdeutlichen die flachen Bänder der aufgrund der

effektiven Brechzahl geführten Mode. Für diese Mode kommt es wegen der Periodizität des photonischen Kristalls zu einem Stopband zwischen den Bereichen 1 und 2 bei $k \cdot a / 2\pi = 0,5$. Der dritte für Wellenführung mögliche Bereich ist die Wellenleitermode, die direkt in der kompletten Bandlücke liegt. In der Literatur ist bisher nur hier die Dispersion bzw. der Gruppenindex untersucht worden. In einem Si-Membransystem (Silizium von Luft umgeben) konnte experimentell ein Gruppenindex von bis zu $n_g = 100$ gemessen werden, d.h. die Gruppengeschwindigkeit betrug hierbei nur noch etwa $v_g = c/100$ [NOT01]. Es wurde weiterhin diskutiert, dass der relativ schnelle Anstieg des Gruppenindex ebenfalls eine sehr hohe Gruppengeschwindigkeitsdispersion bedeutet, hierbei sind aber keine konkreten Werte genannt worden.

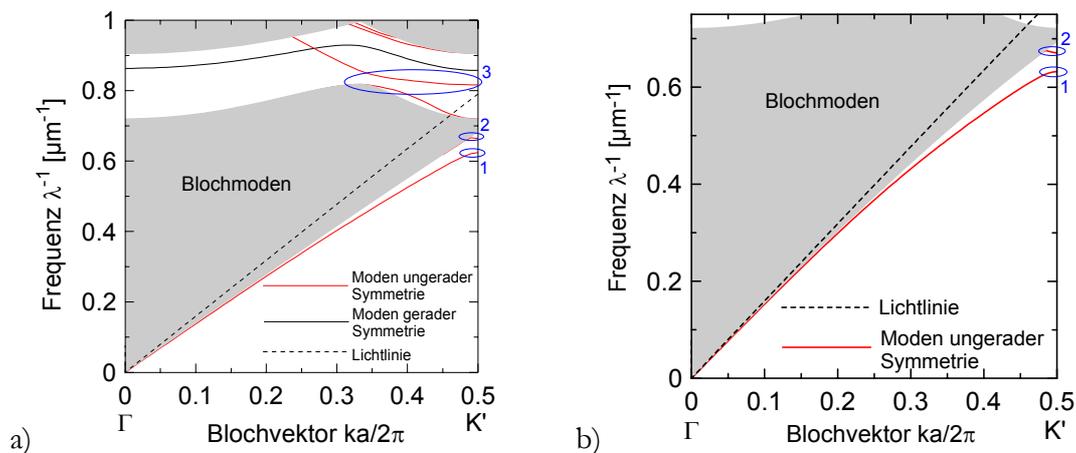


Abb. 47: Die 2D (a) und 3D (b) Bandstruktur für TE-Polarisation eines W1 photonischen Kristallwellenleiters (Periode 500 nm, \varnothing 300 nm) zeigen drei mögliche Bereiche, wo eine hohe Gruppengeschwindigkeitsdispersion erwartet werden kann.

Im Abschnitt 4.2.1. konnte bereits festgestellt werden, dass die geringsten Verluste für eine innerhalb der Bandlücke liegende Mode des W1 photonischen Kristallwellenleiters in den in dieser Arbeit betrachteten Materialsystemen immer noch 114 dB/mm betragen. Diese sehr hohen Verluste liegen an der starken Wechselwirkung des Lichtes mit dem photonischen Kristall. Da die Wellenleitermode im Gegensatz zu dem Silizium-Membransystem schon im Lichtkegel liegt, ist die Bedingung der Totalreflexion bei den betrachteten Schichtsystemen nicht mehr erfüllt, und der photonische Kristallwellenleiter strahlt einen großen Anteil des geführten Lichtes in das Substrat (und gegebenenfalls in das Cladding) ab. Somit ist die innerhalb der Bandlücke liegende Mode des W1 bei den in dieser Arbeit betrachteten Brechzahlkontrasten zur Erzeugung von hoher Dispersion nicht geeignet.

Ganz anders sieht es allerdings bei der durch die effektive Brechzahl geführten Mode aus. Da diese komplett unter dem Lichtkegel liegt, sind hier die Verluste mit 43 dB/mm bei weitem nicht so groß und sollten sich durch eine Verbesserung der Strukturqualität auch noch weiter verringern lassen. Da diese Mode außerdem am Rand der Brillouin-Zone zurückgefaltet wird, ist sowohl anormale ($GVD > 0$) als auch normale Dispersion ($GVD < 0$) zu erwarten. Dies ist im

Gegensatz dazu bei der innerhalb der Bandlücke liegenden Mode des W1 nicht möglich; hier kann nur anormale Dispersion erwartet werden.

Theoretisch kann der Gruppenindex und die Dispersion direkt aus der Bandstruktur (siehe Abschnitt 2.1.8.) ermittelt werden. Da die Bänder der Moden in der Bandstruktur aber so flach werden, dass ihr Anstieg an der Bandkante genau Null ist, besitzen sie folglich einen Gruppenindex von ∞ und damit auch eine unendlich große Gruppengeschwindigkeitsdispersion. Realistischere Werte liefert die Auswertung eines mit der FDTD-Methode (siehe Abschnitt 2.2.3.) berechneten Transmissionsspektrums. Aufgrund des starken Unterschiedes zwischen einer Ribwellenleitermode und einer W1 photonischen Kristallwellenleitermode kommt es an der Grenzfläche Ribwellenleiter / photonischer Kristallwellenleiter zu Reflexionen. Der W1 photonische Kristallwellenleiter wirkt damit wie ein Fabry-Pérot-Resonator. Der Abstand der auftretenden Oszillationen im Transmissionsspektrum ist somit umgekehrt proportional zum Gruppenindex (siehe Abschnitt 3.5.3.). Da es an der Bandkante zu einem Ansteigen des Gruppenindex kommt, äußert sich dies folglich in immer dichter werdenden Oszillationen. Hieraus kann auf den Gruppenindex zurückgerechnet werden. Theoretisch ergibt sich hierbei für einen W1 photonischen Kristallwellenleiter (\varnothing 320 nm, Periode 500 nm, Länge 55,08 μm) auf beiden Seiten des Wellenleiterstopbandes (siehe Abb. 48a und b) eine hohe Dispersion von bis zu ± 1 ps/nm/mm oder $\pm 1.000.000$ ps/nm/km. Bei dieser extremen Dispersion geht allerdings auch die Transmission gegen Null. Trotzdem beträgt die Dispersion bei einer immer noch signifikanten Transmission von 50 – 60% in etwa ± 300.000 ps/nm/km.

Um auch experimentell diese sehr hohe Dispersion nachzuweisen, wurden die bereits im Abschnitt 4.2.1. diskutierten W1 photonischen Kristallwellenleiter im Si_3N_4 -Schichtsystem (Periode 500 nm, Durchmesser der Löcher 284 nm, siehe Abb. 29) verwendet. Hierbei kommt es wie bereits erklärt zu Reflexionen an der Grenzfläche des photonischen Kristallwellenleiters zum Ribwellenleitertaper. Die Fabry-Pérot-Resonatorlänge ist also die Länge des W1-Wellenleiters. Die experimentelle Bestimmung des Gruppenindex und der Gruppengeschwindigkeitsdispersion erfolgte dann analog durch eine Auswertung der Perioden der auftretenden Oszillationen des in Abb. 30 gezeigten Transmissionsspektrums. Um sicherzugehen, dass die Kohärenz der für diese Messung verwendeten Superlumineszenzdiode auch hinreichend groß ist, wurde die Messung mittels eines durchstimmbaren Lasers verifiziert.

In Abb. 49a) sind die Transmissionsspektren des durchstimmbaren Lasers und der Superlumineszenzdiode miteinander verglichen worden. Die beiden Spektren sind in Bezug auf die transmittierte Leistung aufgrund der unterschiedlichen Einkopplung sehr unterschiedlich, zeigen aber die gleichen Abstände bei den auftretenden Oszillationen. Des weiteren zeigt das Spektrum

des durchstimmbaren Lasers aufgrund der sehr großen Kohärenzlänge viele schnelle Oszillationen, deren Ursache Reflexionen an den Stirnflächen sind.

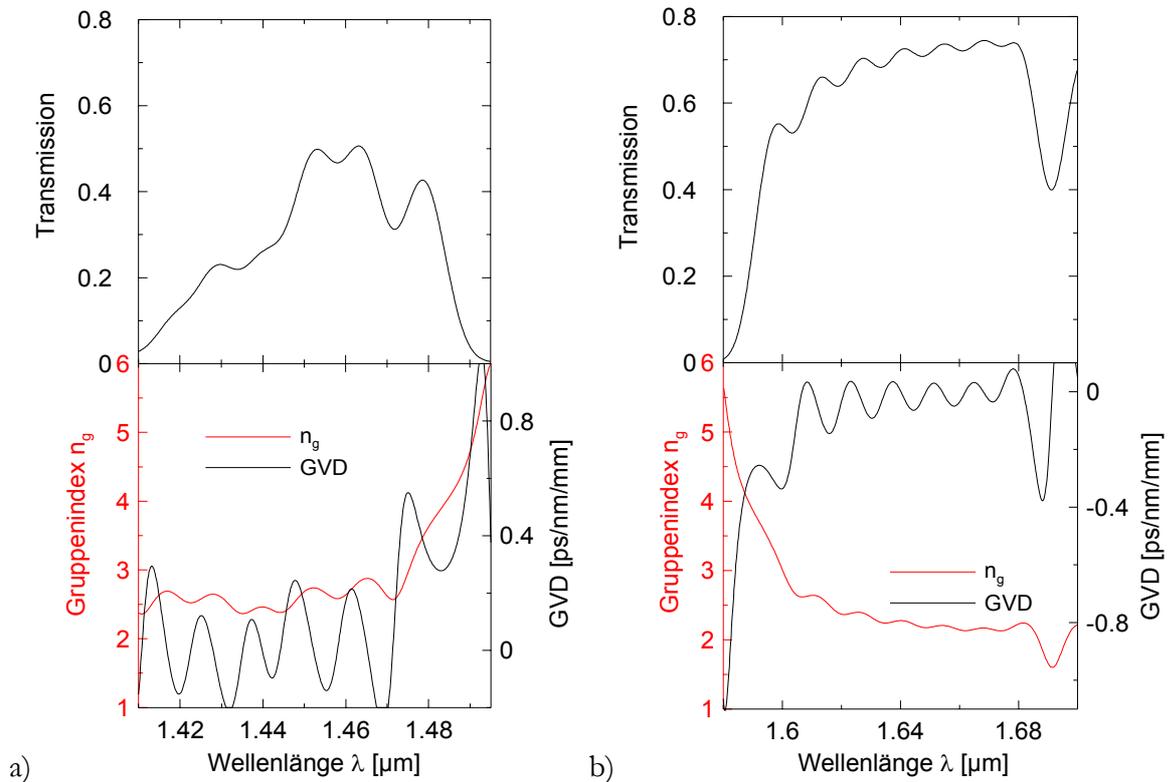


Abb. 48: Mit der FDTD-Methode ermittelte Transmissionsspektren für TE polarisiertes Licht durch einen 55,08 μm langen W1 photonischen Kristallwellenleiter (\varnothing 320 nm, Periode 500 nm) im $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Schichtsystem, aus welchem dann der Gruppenindex und die Gruppengeschwindigkeitsdispersion berechnet wurde.

Nach einer Filterung dieser schnellen Oszillationen (siehe Abb. 49b) wurde aus dem Transmissionsspektrum des durchstimmbaren Lasers der Gruppenindex bestimmt (siehe Abschnitt 3.5.3.), wobei die schwarzen Linien die jeweils verwendeten Wellenlängen anzeigen. Neben der erwarteten Oszillation tritt noch eine weitere Oszillation auf, die vermutlich von den verwendeten Ribtapern herrührt. Aus diesem Grund markieren die schwarzen Linien in Abb. 49b) nicht direkt die Maxima und Minima des Transmissionsspektrums, sondern liegen teilweise etwas daneben. Aus diesen Abständen der Transmissionsmaxima und -minima konnte dann mittels Gleichung (44) der Gruppenindex unter Berücksichtigung der Länge des W1 photonischen Kristallwellenleiters von 50 μm bestimmt werden.

In Abb. 50a) sind die nach dieser Methode ermittelten Gruppenbrechzahlen der Superlumineszenzdiode sowie des durchstimmbaren Lasers zusammengetragen worden. Für beide Quellen konnten dabei im überlappenden Wellenlängenbereich in etwa die gleichen Gruppenbrechzahlen ermittelt werden. Links des Wellenleiterstopbandes erreicht der Gruppenindex dabei Werte von bis zu $n_g \sim 5$, während rechts des Stopbands ein Gruppenindex von bis zu $n_g \sim 3$ ermittelt wurde.

Zur Bestimmung der Gruppengeschwindigkeitsdispersion muss der Gruppenindex nach der Wellenlänge abgeleitet werden (siehe Gleichung (22)). Da jedoch nur relativ wenige Messpunkte für den Gruppenindex vorhanden sind, ist es sinnvoll, die ermittelten Brechzahlen mit einer geeigneten Funktion vorher anzufitten und diese anschließend nach der Wellenlänge abzuleiten. In Abb. 50a) sind diese Fits zusätzlich schon gezeigt. Nach Gleichung (22) ergibt sich für diese Funktionen die in Abb. 50b) dargestellte Dispersion von maximal $+1.000.000$ ps/nm/km bzw. von -500.000 ps/nm/km [ILI05]. Die theoretisch vorhergesagten und die experimentell ermittelte Dispersion zeigt, was die betragsmäßige Größenordnung betrifft, eine sehr gute Übereinstimmung. In beiden Fällen konnte eine Dispersion von bis zu $1.000.000$ ps/nm/km beobachtet werden.

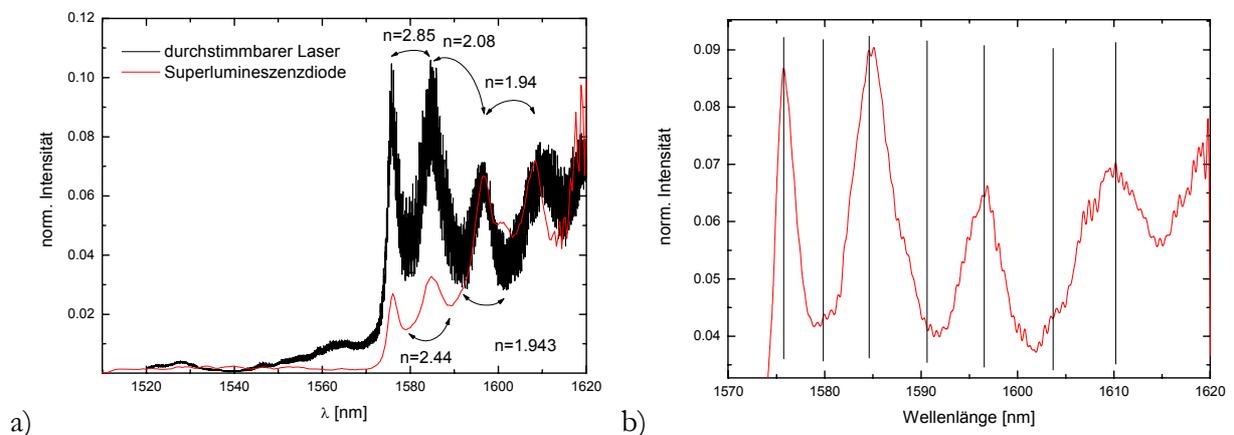


Abb. 49: a) Experimentelles Transmissionsspektrum eines $50 \mu\text{m}$ langen W1 Wellenleiters gemessen mittels eines durchstimmbaren Lasers und einer Breitbandlichtquelle. b) Durch Filterung der schnellen Oszillationen konnten die einzelnen Fabry-Pérot-Oszillationen des W1 photonischen Kristallwellenleiters identifiziert werden.

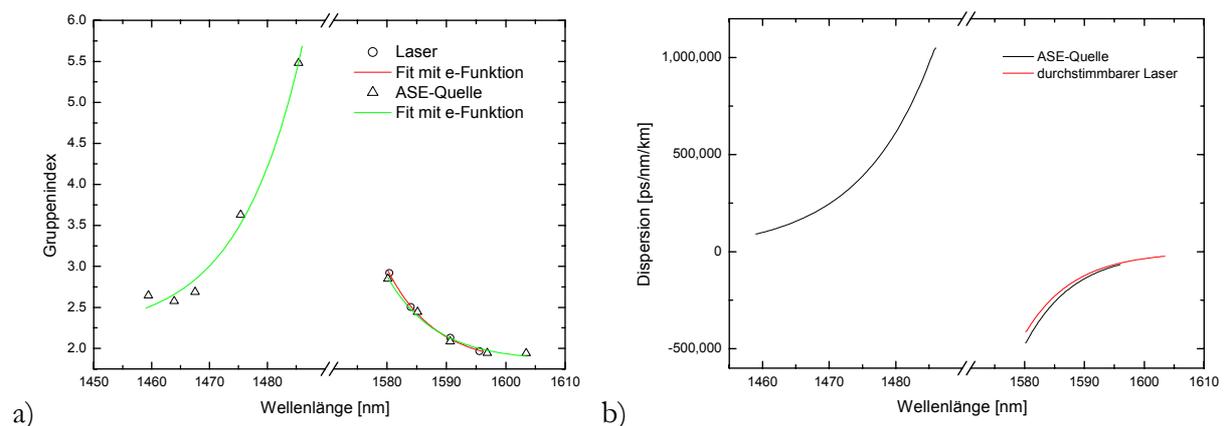


Abb. 50: Aus den Fabry-Pérot-Oszillationen konnte auf das in a) dargestellte Ansteigen des Gruppenindex zurückgerechnet werden. Nach Anfiten mit einer geeigneten Funktion und Ableiten nach der Wellenlänge sind die in b) gezeigten Gruppengeschwindigkeitsdispersionen ermittelt worden.

Im Vergleich hierzu beträgt die Dispersion einer Quarzfaser bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ etwa $+17$ ps/nm/km [SAL91]. Ein mögliches Anwendungsgebiet eines photonischen Kristall-

wellenleiters mit einer solchen hohen Dispersion wäre deshalb die Dispersionskompensation von Fasern. Denn zur Kompensation der Dispersion einer 1 m langen Faser wäre nur ein photonischer Kristallwellenleiter von 34 μm Länge nötig.

4.2.6. Designrichtlinien und Anwendungspotential für Defektwellenleiter in photonischen Kristallen mit niedrigem Brechzahlkontrast

Die bisherigen Untersuchungen von Defektwellenleitern in photonischen Kristallen haben mehrere vielversprechende Designs aufgedeckt, die es erlauben, Licht in photonischen Kristallen verlustarm zu führen und zu lenken. Bisher wurden in der Literatur Defektwellenleiter in photonischen Kristallen [CHO01, IMA02, LON02, CHU00, NOT02, OLI01, MCN03] nur für hochbrechende Schichtsysteme wie Silizium oder Gallium-Arsenid diskutiert. Hierbei lag der Schwerpunkt insbesondere auf Moden von Defektwellenleitern, die in der Bandlücke und unterhalb des Lichtkegels liegen. Was die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Ausbreitungsverluste photonischer Kristallwellenleiter betrifft, so lässt sich sagen, dass die in der Literatur berichteten Ausbreitungsverluste in etwa in der gleichen Größenordnung liegen. Für den Fall eines W1 photonischen Kristallwellenleiters, der ebenfalls innerhalb des Lichtkegels betrieben wurde, ergeben sich für das Materialsystem GaInAsP/InP Ausbreitungsverluste von mindestens 60 dB/mm [TAL03]. Zum Vergleich hierzu beträgt der Verlust eines W1-Wellenleiters, der im Si-Membransystem unterhalb des Lichtkegels betrieben wird, nur 2,4 dB/mm [MCN03]. Mit dem in dieser Arbeit betrachteten niedrigen Brechzahlkontrast ist die Existenz einer Mode eines photonischen Kristallwellenleiters, die gleichzeitig in der Bandlücke und unterhalb des Lichtkegels liegt, nicht mehr möglich. Aus diesem Grund sind zwei alternative Möglichkeiten zur Reduzierung der Ausbreitungsverluste vorgeschlagen und untersucht worden. Die erste Variante ist der Betrieb des photonischen Kristallwellenleiters unterhalb des Lichtkegels und außerhalb der photonischen Bandlücke. Hierbei ergaben sich schon deutlich geringere Ausbreitungsverluste von ~ 43 dB/mm. Aufgrund dieses neuen Operationsgebietes von W1 photonischen Kristallwellenleitern war es erstmals außerdem möglich, eine sehr hohe normale als auch anormale Dispersion zu erreichen. Die bisher immer noch erheblichen Ausbreitungsverluste sind hierbei hauptsächlich auf Oberflächenrauigkeiten zurückzuführen, die eine Konsequenz der deutlich kleineren Strukturparameter sind. Durch eine Verbesserung der Strukturqualität sollten sich diese Verluste noch erheblich weiter senken lassen. Derzeit schränken die Ausbreitungsverluste die mögliche Gesamtlänge eines Elements zur Dispersionskompensation auf einige 100 μm ein. Eine denkbare Verringerung der Ausbreitungsverluste wäre hier zum einen durch eine Verbesserung der Strukturqualität und zum anderen durch die Verwendung eines niedrigbrechenden Substrates möglich. Hierdurch wird der vertikale Brechzahlkontrast angehoben und ein größerer Anteil des aus der

Ebene herausgestreuten Lichtes wird wieder eingefangen. Des Weiteren sind derzeit die an der Grenzfläche Ribwellenleiter / photonischer Kristallwellenleiter auftretenden Reflexionsverluste noch zu minimieren. Für die Messung des Gruppenindex über den Abstand der auftretenden Fabry-Pérot-Oszillationen wurden diese Reflexionen zwar ausgenutzt, bei der Realisierung von Elementen zur Dispersionskompensation wären sie allerdings unerwünscht. Denkbar ist hier eine Optimierung der Koppelverluste an der Grenzfläche Ribwellenleiter / photonischer Kristallwellenleiter durch entsprechend angepasste Taper innerhalb des photonischen Kristalls.

Die zweite Variante zur Reduzierung der Ausbreitungsverluste photonischer Kristallwellenleiter stellt die Verbreiterung des photonischen Kristallwellenleiters dar. Die Ausbreitungsverluste der Moden von W3-Defektwellenleitern in photonischen Kristallen, die im Lichtkegel liegen, wurden ebenfalls schon in der Literatur diskutiert. Hierbei ergaben sich für das Materialsystem AlGaAs/GaAs/AlGaAs Ausbreitungsverluste von 10,8 dB/mm [OLI03]. Für das bereits oben erwähnte Schichtsystem GaInAsP/InP konnten ebenfalls ähnliche Ausbreitungsverluste von 10 dB/mm [MUL03] ermittelt werden. Im selben Materialsystem konnten kürzlich Verluste von nur $\sim (2,4 \pm 1,4)$ dB/mm erzielt werden [KOT04]. Auch wenn dieser Wert stark fehlerbehaftet ist, stellt dies trotzdem eine deutliche Verbesserung dar, die durch eine Erhöhung der Strukturqualität erreicht worden ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurden breitere, multimodige photonische Kristallwellenleiter nicht nur der Breite W3, sondern auch W5 und W9 untersucht. Des Weiteren wurden die hergestellten photonischen Kristallwellenleiter nicht nur in Bezug auf ihre Ausbreitungsverluste, sondern auch in Bezug auf ihre Modigkeit in Abhängigkeit von der Wellenleiterlänge charakterisiert. Hierbei konnte gezeigt werden, dass selbst neun Lochreihen breite photonische Kristallwellenleiter (W9) nach einer Wellenleiterlänge von 2,3 mm unabhängig von der Einkopplung nur noch die Grundmode führen und dabei Ausbreitungsverluste von nur 1,7 dB/mm vorweisen können.

Vergleicht man die in der Literatur berichteten Effizienzen von photonischen Kristallwellenleitern mit denen dieser Arbeit, so stellt man fest, dass unabhängig vom Materialsystem und selbst mit einem optimierten Knickdesign nur Knickeffizienzen von etwa 80 % möglich sind [OLI02]. Selbst mit einem höheren Brechungsindex der wellenleitenden Schicht lassen sich die Knickeffizienzen nicht viel weiter verbessern. Es konnte mit Hilfe von Finite-Difference Time-Domain Simulationen (siehe Abschnitt 2.2.3.) des Weiteren gezeigt werden, dass das theoretische Limit ebenfalls bei etwa 80 % liegt. Bedeutend effizientere Knicke auf der Basis von photonischen Kristallwellenleitern sind demnach nicht möglich. Trotzdem ist der Einsatz einzelner Knicke mit diesen Knickeffizienzen von 80 % auf einem optischen Chip durchaus denkbar. Die Hintereinanderreihung einer Vielzahl solcher Knicke erfordert aber eine ständige Nachver-

stärkung, da ansonsten nach bereits wenigen Knicken sehr große Verluste erreicht werden würden.

Die vorherrschenden Ausbreitungsverluste von einigen dB/mm sind im Vergleich zu konventionellen Wellenleitern relativ hoch, allerdings muss berücksichtigt werden, dass es nicht notwendig ist, photonische Kristallwellenleiter zu verwenden, um Licht über mehrere Millimeter zu führen. Hier empfiehlt sich eher der Einsatz von Ribwellenleitern. Die Verwendung von photonischen Kristallwellenleitern ist eher in Resonatoren, Knicken, Filtern und Kopplern empfehlenswert, die aber allesamt eine Maximallänge von nur einigen 100 μm besitzen.

4.3. Eigenkollimation in photonischen Kristallen

4.3.1. Selbstführende photonische Kristalle

Defektwellenleiter sind nicht die einzige Möglichkeit, Licht in photonischen Kristallen zu führen. Wie bereits im Abschnitt 2.1.9. erläutert, kann man bei Betrachtung der vollständigen Bandstruktur nichtgewölbte Isofrequenzkurven finden, z.B. in der Form eines Vierecks im Falle eines quadratischen Gitters. Für von außen einfallendes Licht dieser Frequenz ergibt sich dann im photonischen Kristall die gleiche Gruppengeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung und damit die nahezu beugungsfreie Führung, unabhängig vom einfallenden Winkelspektrum des Lichtes, wobei immer vorausgesetzt wird, dass dieses Winkelspektrum einem k -Bereich entspricht, in dem die Isofrequenzkurve noch eine Gerade ist. Alle bisher in der Literatur realisierten Designs verwenden hierfür entweder das erste oder das zweite TE- oder TM-Band eines photonischen Halbleiter-Schichtkristalls mit quadratischem Gitter. Das zweite TE-Band befindet sich bei Verwendung eines Siliziummembransystems knapp unterhalb des Lichtkegels [PRA04], allerdings ist bei dieser Konfiguration Selbstführung nur für eine Polarisation möglich. Bei den Untersuchungen zur Selbstführung im ersten TM-Band [WU03] ist ein Materialsystem (GaAs) mit sehr niedrigem vertikalen Brechzahlkontrast ($\Delta n \sim 0,1$) verwendet worden, bei welchem sich selbst das erste Band schon fast vollständig im Lichtkegel befindet.

Da der vertikale Brechzahlkontrast der in dieser Arbeit betrachteten Materialsysteme aber beträchtlich größer ist ($\Delta n \sim 0,5 - 0,7$) und sich deshalb das erste Band schon komplett unterhalb des Lichtkegels befindet, sollte hier die nahezu beugungsfreie Führung von Licht in photonischen Kristallen ohne jegliche Wellenleiter mit relativ geringen Ausbreitungsverlusten möglich sein.

Abb. 51a) zeigt die Isofrequenzkurven des 1. TE-Bandes der mit Hilfe der Ebenen-Wellen-Methode (siehe Abschnitt 2.2.1.) ermittelten Bandstruktur für einem photonischen Kristall mit einer Gitterperiode von 600 nm in einer quadratischen Anordnung der Luftlöcher mit einem Durchmesser von 285 nm. Für eine Frequenz von $\lambda^{-1} = 0,63 \mu\text{m}^{-1}$ bzw. eine Wellenlänge von

1587 nm ergibt sich hierbei eine Viereck-Form der Isofrequenzkurve. Für eine mittels FDTD (siehe Abschnitt 2.2.3.) simulierte bei $1,6 \mu\text{m}$ emittierende Punktquelle innerhalb des photonischen Kristalls ergeben sich dann vier mögliche Ausbreitungsrichtungen des Lichtes, vorgegeben durch die Richtung der Gruppengeschwindigkeiten, die jeweils in Richtung der Normalen der Isofrequenzkurve zeigen. Selbstführung ist allerdings nicht nur für TE-Polarisation (bei $\lambda = 1600 \text{ nm}$), sondern auch für TM-Polarisation (bei $\lambda = 1500 \text{ nm}$) möglich. Dies ist ein entscheidender Unterschied zu photonischen Kristallwellenleitern, die innerhalb der photonischen Bandlücke betrieben werden, da diese nur für TE-Polarisation existiert.

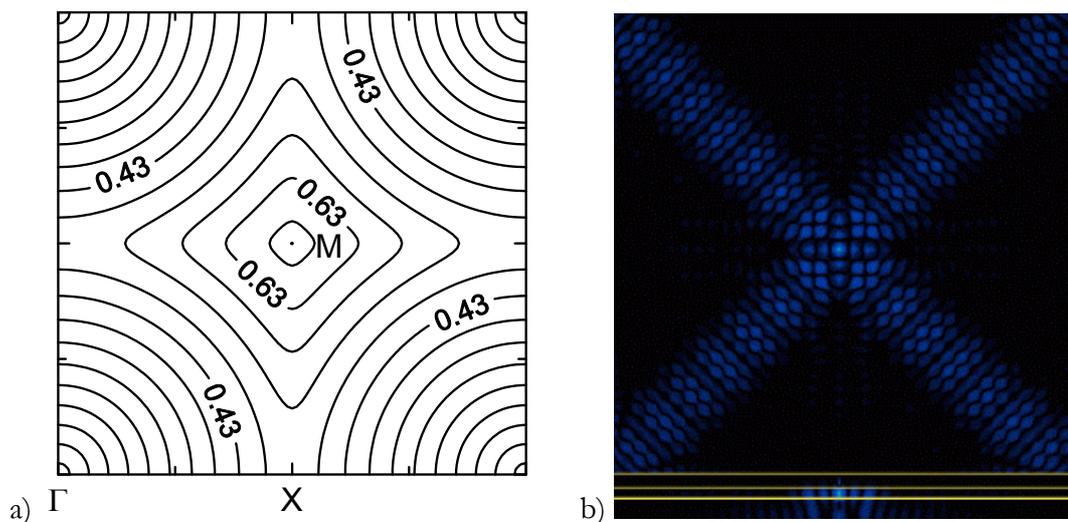


Abb. 51: a) Isofrequenzkurven des 1. TE-Bandes eines quadratischen Gitters von Luftlöchern mit einem Abstand von 600 nm und einem Durchmesser von 285 nm , Frequenzangaben λ^{-1} sind in μm^{-1} . b) Momentaufnahme einer FDTD-Berechnung einer cw-Punktquelle bei einer Wellenlänge von $1,6 \mu\text{m}$.

Um die Wellenlänge der optimalen Selbstführung zu ermitteln, ist die spektrale Transmission eines kurzen Pulses durch einen photonischen Kristall (Abmessungen $90 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m} \times 2,1 \mu\text{m}$) betrachtet worden. Um die Selbstführung anzuregen, wurde der Puls über einen $3,4 \mu\text{m}$ breiten Ribwellenleiter in den photonischen Kristall eingekoppelt. Für die optimale Wellenlänge ist außerdem eine cw-Rechnung durchgeführt worden, welche in Abb. 52 gezeigt ist.

Photonische Kristalle sind basierend auf diesen Rechnungen mit einer Breite von $100 \mu\text{m}$ und Längen von $128 \mu\text{m}$, $255 \mu\text{m}$ und $510 \mu\text{m}$ mittels Elektronenstrahlolithographie hergestellt worden. Da sich der Bereich der Selbstführung relativ weit unterhalb des Lichtkegels befindet, so dass die Verwendung des im Vergleich zu Nb_2O_5 niedrigbrechenderen Si_3N_4 keinen Nachteil darstellt, war die Grundlage für die Herstellung von selbstführenden photonischen Kristallen das Schichtsystem aus Si_3N_4 und SiO_2 . Da sich Si_3N_4 bedeutend besser strukturieren lässt, ist damit die Realisierung qualitativ hochwertiger Strukturen möglich. Eine weitere Fragestellung war hierbei die Notwendigkeit eines Claddings. Aus physikalischer Sicht hat dieses keinen direkten Einfluss auf die Qualität der Selbstführung. Da aber die Strukturierung des Claddings einen

weiteren Ätzschritt erfordert, sind vorerst photonische Kristalle mit Selbstführungseigenschaften ohne Cladding hergestellt worden.

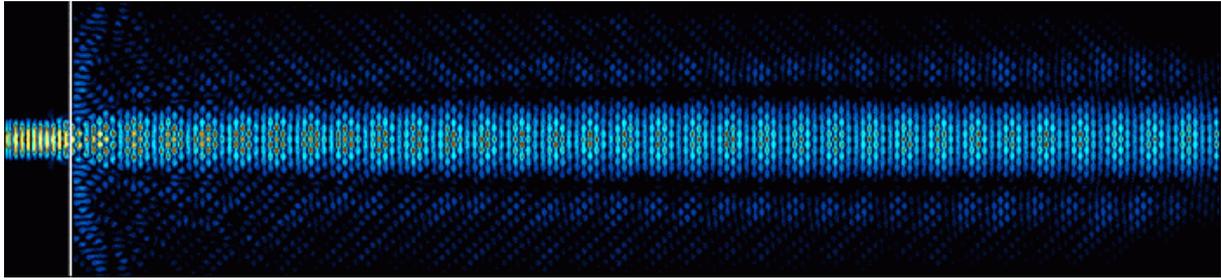


Abb. 52: Momentaufnahme der Energiedichte einer cw-FDTD-Rechnung für $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$. Die weiße Grenzlinie symbolisiert die Grenzfläche zwischen Ribwellenleiter und photonischem Kristall.

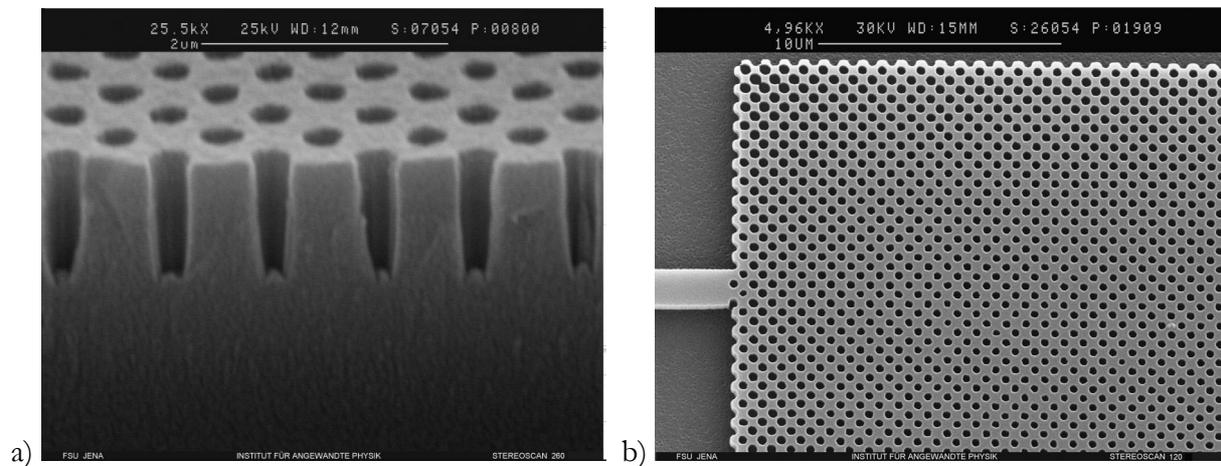


Abb. 53: REM-Aufnahmen hergestellter photonischer Kristalle ($\text{\O} 284 \text{ nm}$, Periode 600 nm , quadratisches Gitter). In b) ist der zur Demonstration der Selbstführung verwendete photonische Kristall samt Ribwellenleiter zur Einkopplung gezeigt.

REM-Aufnahmen (siehe Abb. 53) der Stirnfläche der fertigen Strukturen zeigen Löcher mit einem durchschnittlichen Durchmesser von 285 nm und einer Tiefe von 950 nm . Um Licht einer definierten Breite in den photonischen Kristall einzukoppeln, wurden Ribwellenleitertaper verwendet, deren Breite an der Grenzfläche zum photonischen Kristall $1,5 \mu\text{m}$ bzw. $2,5 \mu\text{m}$ beträgt. Das Selbstführungsverhalten als auch die Ausbreitungsverluste konnten unmittelbar durch Detektion des Streulichtes beobachtet werden, indem Licht einer bestimmten Wellenlänge und Polarisation in die Ribwellenleiter eingekoppelt worden ist. Für TE-Polarisation hat sich zwischen 1578 nm und 1612 nm über eine Länge von $510 \mu\text{m}$ der Eingangsstrahl weder merklich verbreitert noch aufgespalten (siehe Abb. 54a). Im Gegensatz hierzu würde sich der Eingangsstrahl in einem homogenen Medium nach einfacher Gaußoptik von einem anfänglichen Strahldurchmesser von $2,5 \mu\text{m}$ über diese Länge auf einen Durchmesser von $230 \mu\text{m}$ verbreitern. Der beobachtete Wellenlängenbereich der Selbstführung ist hierbei in voller Übereinstimmung mit dem theoretischen Transmissionsspektrum. Falls die Wellenlänge weiter verstellt wird, ist ein Aufspalten in zwei oder mehr individuelle Strahlen beobachtbar (siehe Abb. 54c), allerdings erst

nach einer Ausbreitungslänge von etwa 150 μm . Für $\lambda=1599$ nm beträgt der gemessene Ausbreitungsverlust (30 ± 4) dB/mm für eine Einkopplung durch den 1,5 μm breiten Ribwellenleiter und (22 ± 4) dB/mm im Falle einer Einkopplung durch den breiteren 2,5 μm Ribwellenleiter. Für TM-Polarisation (siehe Abb. 54b), ebenfalls in vollständiger Übereinstimmung mit der Theorie, ergeben sich für eine optimale Wellenlänge von 1492 nm Verluste von (27 ± 3) dB/mm für den 1,5 μm breiten und (22 ± 3) dB/mm für den 2,5 μm breiten Ribwellenleiter. Diese Werte sind nochmals in Tabelle 3 zusammengefasst.

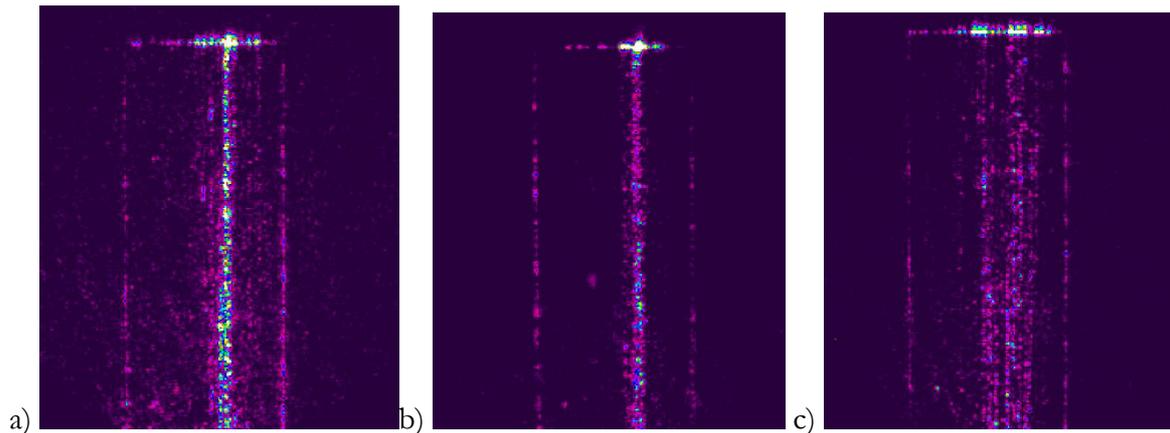


Abb. 54: Streulichtaufnahmen, bei denen der Effekt der Selbstführung für TE-Polarisation bei 1599 nm (a) und für TM-Polarisation bei 1492 nm beobachtbar ist. (c) zeigt eine Wellenlänge (1622 nm), bei der die Selbstführung für TE-Polarisation nicht mehr gewährleistet ist. In allen Fällen sind die letzten 200 μm eines 510 μm langen Kristalls gezeigt.

| | TE @ 1590 nm | TM @ 1492 nm |
|---|------------------------|------------------------|
| Breite des Ribwellenleiters von 1,5 μm | 30 dB/mm \pm 4 dB/mm | 27 dB/mm \pm 3 dB/mm |
| Breite des Ribwellenleiters von 2,5 μm | 22 dB/mm \pm 4 dB/mm | 22 dB/mm \pm 3 dB/mm |

Tabelle 3: Überblick der gemessenen Ausbreitungsverluste für TE- und TM-Polarisation in Abhängigkeit der Breite des Einkoppel-Ribwellenleiters.

4.3.2. Spiegel in selbstführenden photonischen Kristallen

Nachdem gezeigt werden konnte, dass effektive Wellenführung auch in photonischen Kristallen ohne jegliche Defekte möglich ist, wurde das Reflexionsvermögen von Spiegeln untersucht, um damit Licht innerhalb des photonischen Kristalls nicht nur führen sondern auch lenken zu können. Diese Spiegel bestehen aus Luftblöcken - der photonische Kristall ist hier also vollständig weggeätzt worden - und sind in einem Winkel von 45° zur Eingangsstrahlrichtung orientiert, um Licht in einem Winkel von 90° zu reflektieren, in Übereinstimmung mit einer der vier möglichen Ausbreitungsrichtungen innerhalb des selbstführenden photonischen Kristalls.

Um das Reflexionsvermögen solcher Spiegel grob abzuschätzen, wurde der photonische Kristall als ein sogenanntes Metamaterial mit der effektiven Brechzahl des mit Löchern perforierten Schichtsystems betrachtet und für die sich hierbei ergebende Brechzahl von 1,7 die Fresnel-reflexion berechnet. Es ergibt sich oberhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion von 36° für die Reflexion per Definition eine Effizienz von 100% (siehe Abb. 55). Ein ähnlicher Wert für den Grenzwinkel der Totalreflexion kann ermittelt werden, wenn das Konstruktionsschema für die Brechung von Licht an der Grenzfläche photonischer Kristall/Luft angewandt wird (siehe Abschnitt 2.1.10.). In diesem Fall beträgt der Einfallswinkel für parallel zur Grenzfläche transmittiertes Licht 39° (siehe Abb. 56).

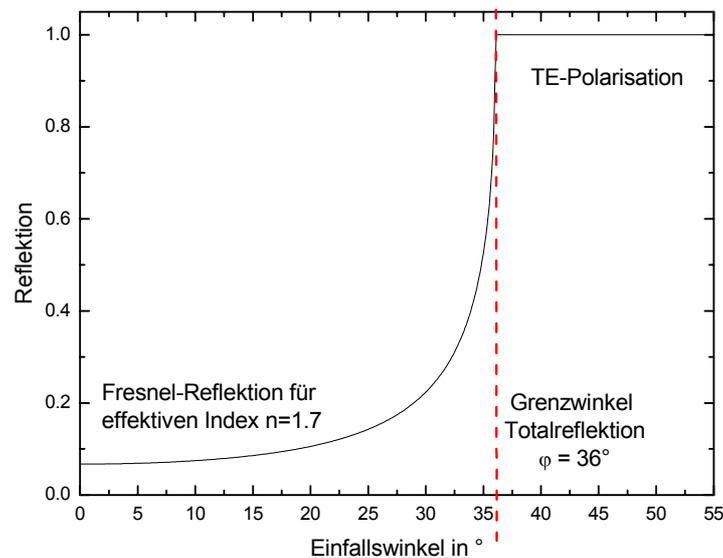


Abb. 55: Fresnel-Reflexion für eine effektive Brechzahl von 1,7 in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Es ergibt sich ein Grenzwinkel der Totalreflexion von 36° .

Für einen Einfallswinkel von 45° sollte also selbst für ein leicht divergentes Strahlbündel nach beiden Betrachtungsweisen noch Totalreflexion auftreten. Allerdings ist bei diesen Überlegungen die 3D-Dynamik noch nicht mit berücksichtigt worden. Da die Spiegel aus Luftblöcken bestehen und hier folglich das komplette Schichtsystem entfernt ist, kann es zur Abstrahlung aus der Ebene kommen. Um dies quantitativ zu erfassen, wurden 3D-Finite-Difference Time-Domain Simulationen (Periode 600 nm, Lochdurchmesser 284 nm) durchgeführt. Für entsprechend kleine Breiten des Luftblockes sollte das Licht partiell durch diesen tunneln können. Somit sollte es möglich sein, über die Breite des Luftblockes jedes beliebige Teilverhältnis einstellen zu können. Abb. 57a) zeigt hierfür die Ergebnisse von 3D-FDTD-Simulationen jeweils bei einer Wellenlänge von 1570 nm. Bei einer Breite von 210 nm ist ein 1:1 Teilverhältnis zu erwarten. Außerdem ist eine Oszillation der transmittierten Leistung in Abhängigkeit der Dicke des Luftblockes zu beobachten. Diese ergibt sich durch unterschiedliche Anteile von angeschnittene Löcher an der Grenzfläche photonischer Kristall/Luftblock. Erfolgt dieser Schnitt direkt in der

Mitte zwischen zwei Löchern oder durch die Mitte der Löcher (siehe Abb. 57b, Linie 1 und 2), so wird die Symmetrie des photonischen Kristalls an der Grenzfläche nur sehr gering gestört und es ergibt sich eine verhältnismäßig hohe Transmission von $\sim 70\%$ für Luftblockdicken von $\sim 0,6$ bzw. $\sim 1,2 \mu\text{m}$. Genau zwischen diesen beiden Symmetrielinien ist die geringste Transmission zu erwarten, welche in den FDTD-Simulationen bei $0,9 \mu\text{m}$ auch beobachtet werden konnte.

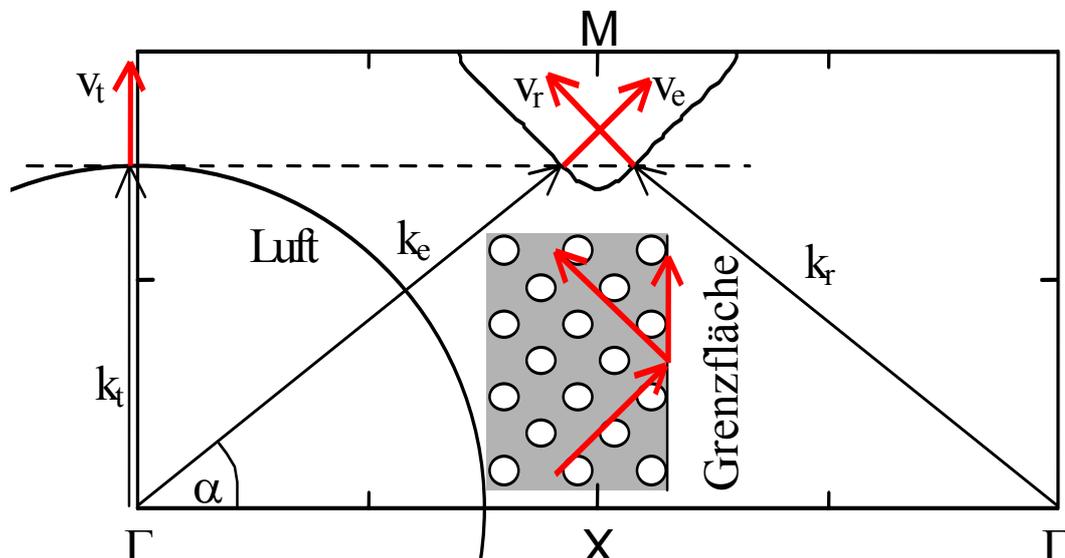


Abb. 56: Konstruktionsschema zur Ermittlung des Grenzwinkels der Totalreflexion an der Grenzschicht Photonischer Kristall – Luft. k_e , k_r und k_t bezeichnen die Blochvektoren für den einfallenden, reflektierten und transmittierten Strahl, während v_e , v_r und v_t die Richtung der Gruppengeschwindigkeit und damit die Richtung des Energietransportes verdeutlichen.

Demnach kann also davon ausgegangen werden, dass Luftblöcke mit einer Breite $> 1,2 \mu\text{m}$ innerhalb selbstführender photonischer Kristalle Reflektivitäten von etwa $\sim 70\%$ aufzuweisen haben.

Selbstführende photonische Kristalle mit solchen Spiegeln sind realisiert worden, indem eine rechteckförmige Fläche (Breite $\sim 3 \mu\text{m}$) in die photonischen Kristalle hineingätzt wurde (siehe Abb. 58a). Durch Aneinanderreihung zweier solcher Spiegel im Abstand von $20 \mu\text{m}$ (siehe Abb. 58b) kann dann die ursprüngliche Ausbreitungsrichtung des Lichtes wieder hergestellt werden, so dass auch direkt eine Transmission durch die Probe beobachtbar ist. Die photonischen Kristallparameter sind hierbei wieder Luftlöcher mit einem Durchmesser von 284 nm im quadratischen Gitter mit einem Abstand von 600 nm untereinander.

Die Reflektivität ist bestimmt worden, indem wieder das Streulicht detektiert und analysiert wurde. Bei einer Wellenlänge von 1577 nm zeigten die Spiegel im Streulicht die höchsten Effizienzen. Hierfür wurde die Streulichtintensität vertikal zur Ausbreitungsrichtung aufintegriert. Die logarithmische Intensität in Abhängigkeit der Ausbreitungslänge ist in Abb. 59 dargestellt. Dabei sind sowohl die Streulichtabschwächung vor und hinter den beiden Spiegeln als auch eine deutliche Streulichterhöhung ausgelöst durch die Spiegel selbst erkennbar.

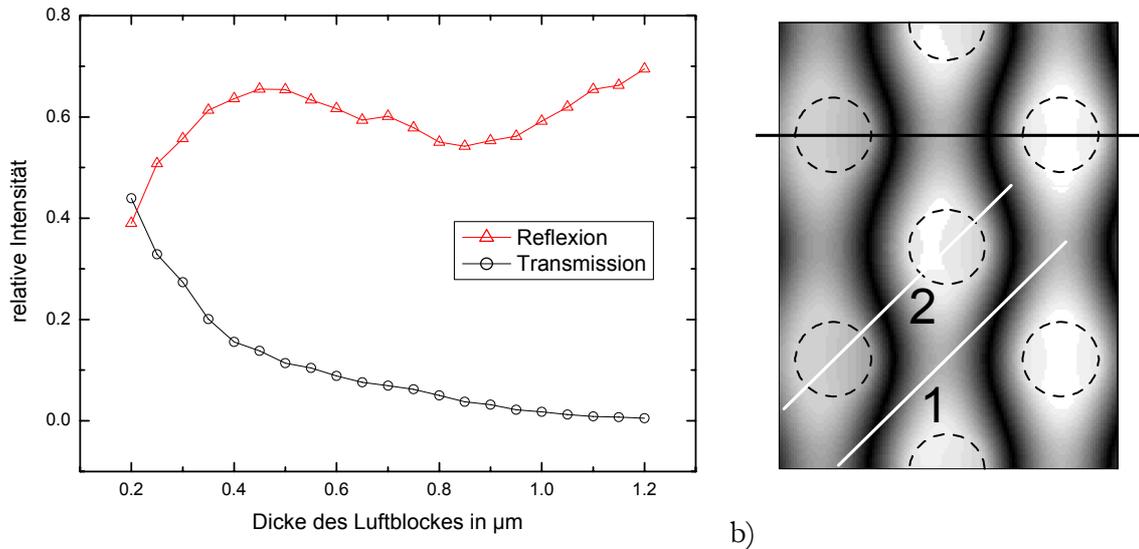


Abb. 57: a) Abhängigkeit der mit Hilfe mehrerer 3D-FDTD Simulationen ermittelten reflektierten bzw. transmittierten Leistung von der Breite des Luftblockes für eine Wellenlänge von 1570 nm. Bei einer Breite von 210 nm liegt ein 1:1 Strahlteilverhältnis vor. b) H_z -Feldkomponente der TE-Blochmode für eine Wellenlänge von 1,6 μm .

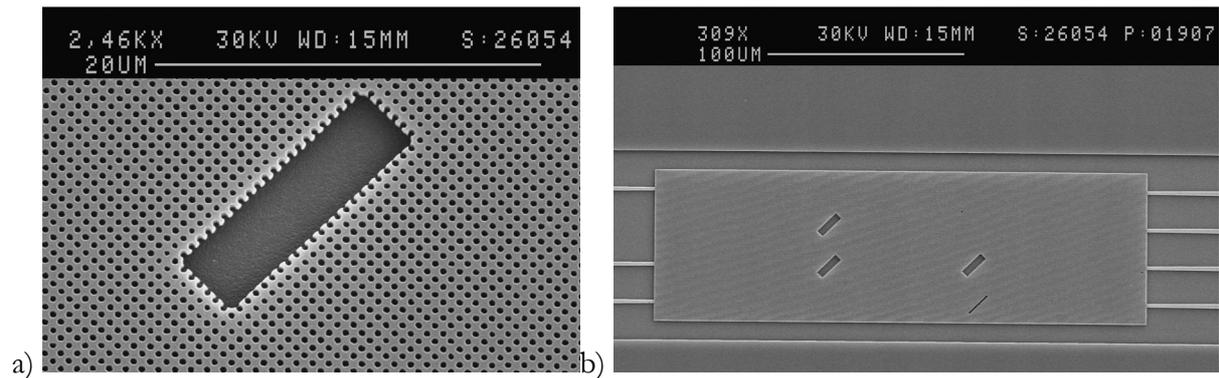


Abb. 58: REM-Aufnahme eines Spiegels (a) innerhalb eines photonischen Kristalls (b), wodurch die beugungsfreie Ausbreitung von Licht gelenkt werden kann.

Die Streulichtintensität, die nach den beiden Spiegeln detektiert wurde, ist um 20 μm verschoben worden, um die vertikale Ausbreitung des Lichtes zwischen den beiden Spiegeln mit zu berücksichtigen. Aus dem logarithmischen Intensitätsabfall vor und hinter den beiden Spiegeln konnte mittels linearer Regression der Ausbreitungsverlust bei 1577 nm bestimmt werden. Hierbei ergab sich eine Dämpfung von 30 dB/mm. Der Versatz zwischen den beiden linearen Fits entspricht dann mit $(3,5 \pm 0,7)$ dB dem Verlust der beiden Spiegel. Somit beträgt die Reflektivität für einen Spiegel $68 \% \pm (1,7 \pm 0,3)$ dB.

Diese Reflektivität bei einer Wellenlänge von 1577 nm stellt eine sehr gute Übereinstimmung mit den 3D-FDTD-Simulationen dar. Hier wurde eine maximale Transmission von etwa 70 % bei einer Wellenlänge von 1570 nm ermittelt.

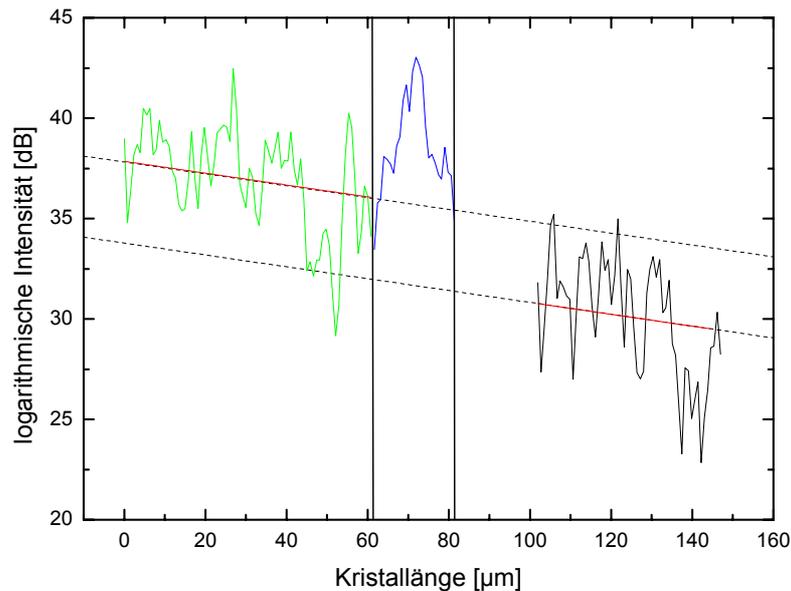


Abb. 59: Logarithmische Streulichtintensität, aufgetragen über die Ausbreitungslänge im Kristall. Die leichte Erhöhung (blau) hat ihren Ursprung durch stärkere Streuung von Licht an den beiden Spiegeln.

4.3.3. 1:1 Strahlteiler

Die Ergebnisse der 3D-FDTD-Simulationen, dargestellt in Abb. 57a), zeigen, dass sich durch eine Reduzierung der Breite des Luftblockes ein Strahlteiler realisieren lässt, da Licht partiell durch den Block tunneln kann. Das Teilverhältnis wird durch die Breite des Luftblockes bestimmt. Basierend auf diesen Ergebnissen sind Strahlteiler der Breite $0,68 \mu\text{m}$ und $1,2 \mu\text{m}$ hergestellt worden (siehe Abb. 60).

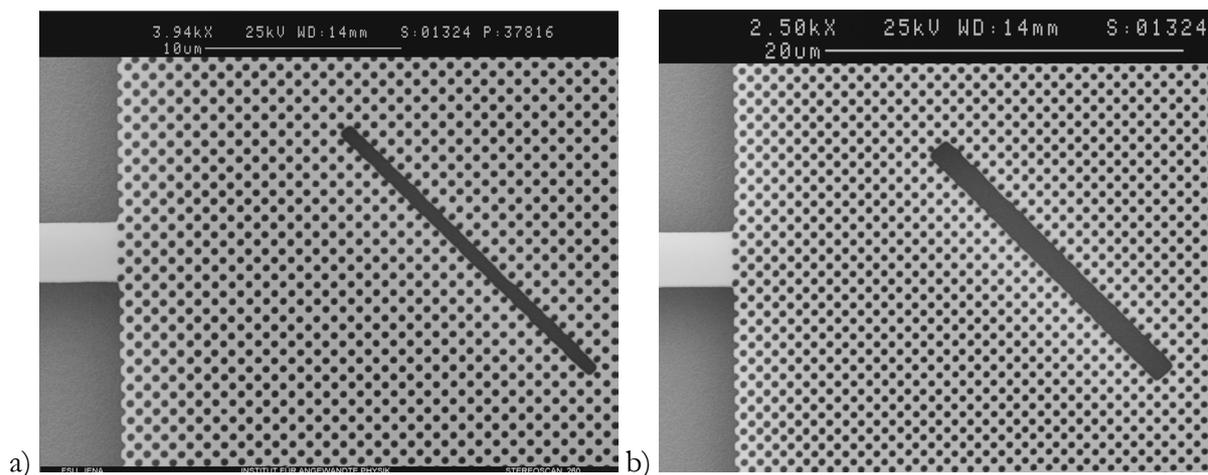


Abb. 60: Indem ein verhältnismäßig schmaler Luftblock in den photonischen Kristall hineingeätzt wird, kann ein Strahlteiler gebildet werden. Hierbei ist die Breite des Luftblocks entscheidend für das entstehende Teilverhältnis.

Zur Charakterisierung des vorliegenden Teilverhältnisses wurde wiederum das Streulicht der photonischen Kristalle detektiert. Hierbei hatte der durch den schmalen, $0,68 \mu\text{m}$ breiten, teildurchlässigen Spiegel (siehe Abb. 60a) transmittierte Strahl annähernd die gleiche Intensität

wie der reflektierte Strahl, nachdem dieser nach einer Ausbreitungsstrecke von 20 μm einen weiteren hochreflektierenden Spiegel passiert hatte (siehe Abb. 61). Somit stellt die Kombination des teildurchlässigen Spiegels und des Umlenkspiegels in seiner Gesamtheit einen 1:1 Strahlteiler dar.

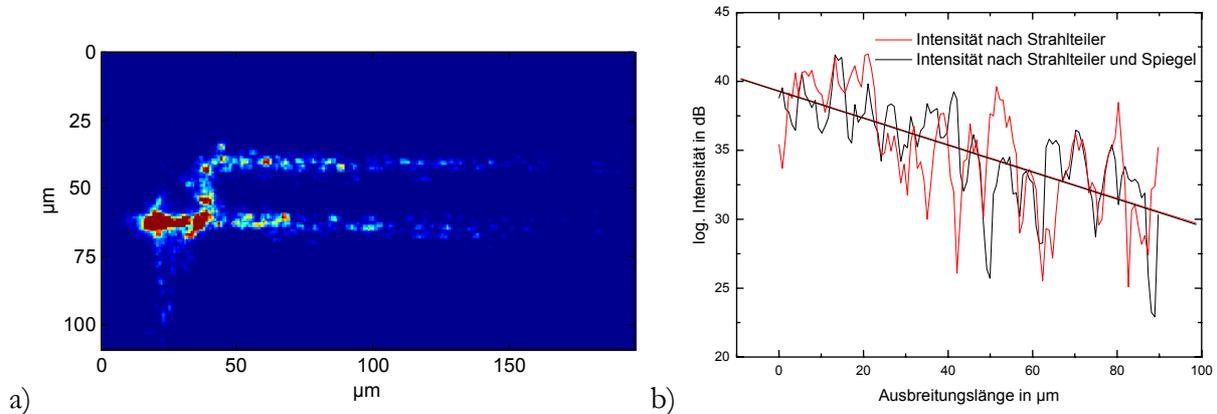


Abb. 61: Experimentell zeigt der Strahlteiler aus Abb. 60a) in Kombination mit einem zweiten hochreflektiven Spiegel nahezu ein Teilverhältnis von 1:1. In a) ist das detektierte Streulicht gezeigt, während in b) die logarithmische Intensität des Streulichtes nach dem Strahlteiler bzw. nach dem Strahlteiler und einem Umlenkspiegel dargestellt ist.

4.3.4. Verbesserung der Ausbreitungsverluste der Selbstführung

Um die bisherigen Ausbreitungsverluste der Selbstführung zu verbessern, wurde die Notwendigkeit des Claddings, welches bisher herstellungsbedingt weggelassen wurde, nochmals im Detail betrachtet. Ausgehend von Bandstrukturrechnungen mit und ohne Cladding ergaben sich hierbei keine signifikanten Unterschiede, weswegen anfänglich auf die Strukturierung des Claddings auch verzichtet worden ist. Bei realen Strukturen, wo Oberflächenrauigkeiten eine entscheidende Rolle spielen, hat das Cladding allerdings einen direkten Einfluss auf die auftretenden Streulichtverluste.

Um die Auswirkung des Claddings auf die auftretenden Streulichtverluste zu diskutieren, wurden exemplarisch die Grundmoden eines 1,7 μm breiten Ribwellenleiters im selbigen Schichtsystem mit und ohne Cladding betrachtet (Abb. 62). Beim direkten Vergleich der Lage der Grundmoden mit Querschnitten der vorliegenden Brechzahlverteilungen wird offensichtlich, dass die ohne Cladding geführte Mode sehr nahe an der Oberfläche des Ribwellenleiters liegt, während die mit Cladding geführte Mode tiefer im Volumen des Ribwellenleiters anzufinden ist. Demzufolge findet im Fall des Schichtsystems ohne Cladding eine effektivere Kopplung zu Strahlungsmoden statt (siehe Abschnitt 3.5.2.), d.h. die Streulichtverluste sind in diesem Fall größer. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass für die Selbstführung im selbigen Schichtsystem, diesmal allerdings mit Cladding, demzufolge geringere Ausbreitungsverluste zu erwarten sind. Da die vertikalen Führungsmechanismen im Ribwellenleiter und im photonischen Kristall die selben sind, lässt sich

diese Betrachtung auch auf die Blochmoden übertragen, die sich im photonischen Kristall ausbreiten.

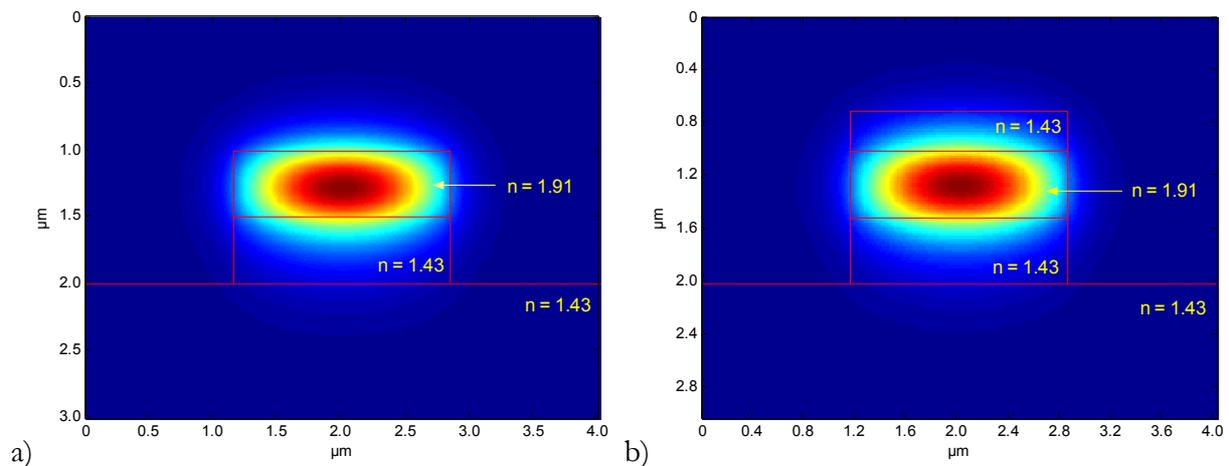


Abb. 62: Grundmoden für einen 1,7 µm breiten Ribwellenleiter ohne (a) und mit (b) Cladding. In Form von roten Linien ist zusätzlich die zugehörige Brechzahlverteilung mit eingezeichnet.

Basierend auf diesen Überlegungen sind photonische Kristalle in dem Schichtsystem $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ hergestellt worden. REM-Aufnahmen der fertigen Strukturen zeigen Lochdurchmesser von 330 nm bei einer Periode von 600 nm. Wie bereits in 4.3.1. sind auch hier wieder Ribwellenleitertaper zur Anregung der Selbstführung verwendet worden. Die Ausbreitungsverluste sind wieder durch die Detektierung des Streulichtes bestimmt worden. Hierbei ergaben sich für TE-Polarisation, einer Wellenlänge von 1556 nm und unter Verwendung eines 2,5 µm breiten Ribwellenleiters zur Anregung die geringsten Ausbreitungsverluste von (12 ± 1) dB/mm (siehe Abb. 64a).

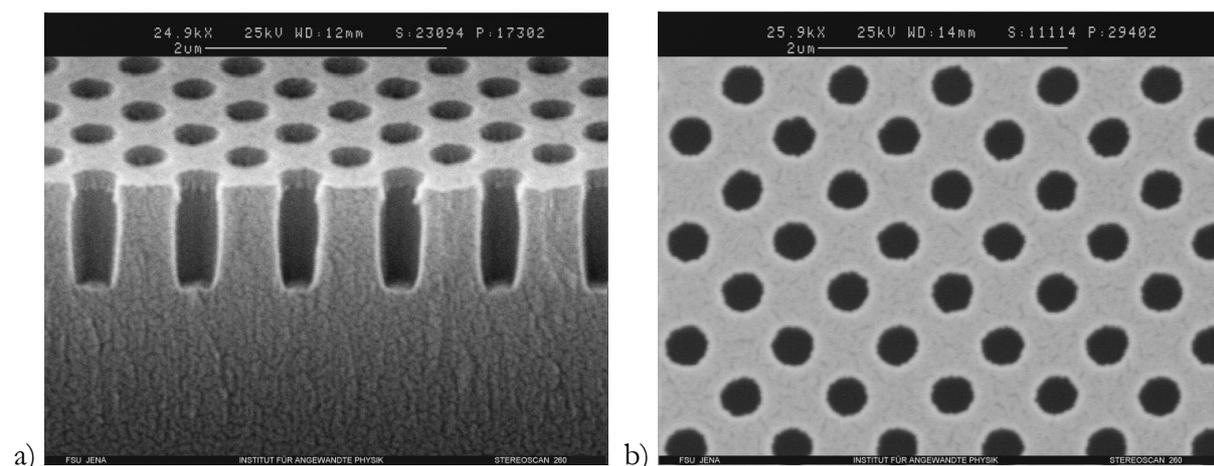


Abb. 63: REM-Aufnahmen hergestellter photonischer Kristalle im Schichtsystem $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ mit Luftlöchern des Durchmessers 330 nm im quadratischen Gitter mit der Periode von 600 nm.

Im Vergleich hierzu betragen für TE-Polarisation die geringsten Ausbreitungsverluste für Selbstführung in photonischen Kristallen im selbigen Schichtsystem ohne Cladding (22 ± 4) dB/mm. Des weiteren ist ein Transmissionsspektrum des 500 µm langen, selbstführenden

photonischen Kristalls aufgenommen worden, wobei hier zur Auskopplung ein 7 μm breiter Ribwellenleiter verwendet worden ist. Dieses Spektrum ist auf die gemessene Dämpfung von 12 dB/mm bei 1556 nm normiert worden, was bei einer Länge von 500 μm 23,7 % entspricht (siehe Abb. 64b). Dem Spektrum ist des weiteren zu entnehmen, dass der Bereich der effektiven Selbstführung in etwa 30 nm beträgt.

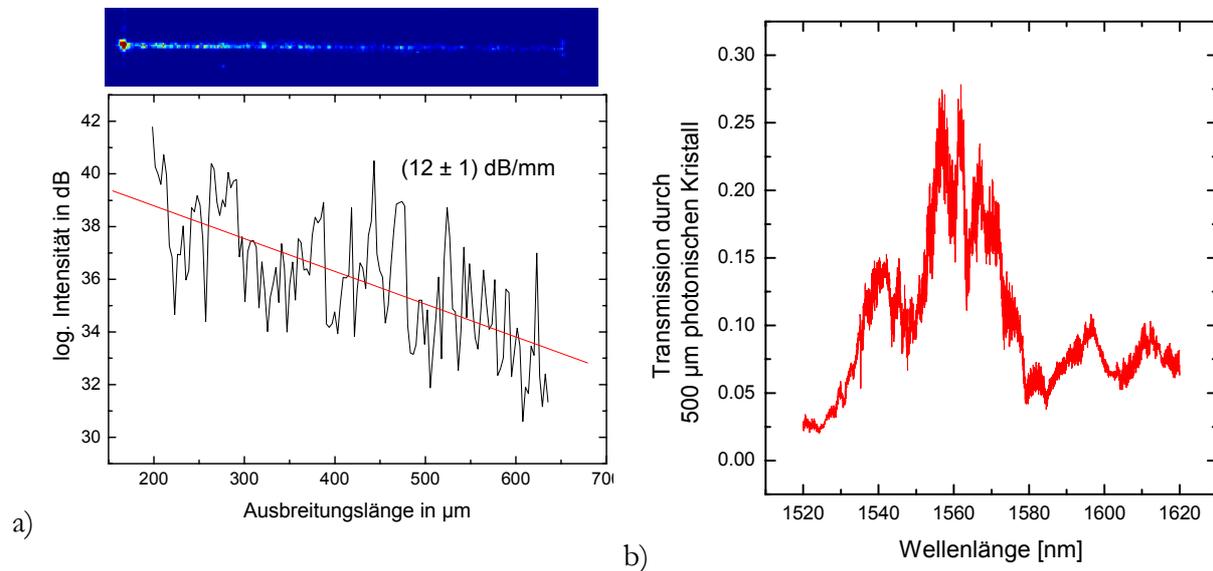


Abb. 64: Streulichtmessung (a) und Transmissionsmessung (b) zur Selbstführung in einem photonischen Kristall (Periode 600 nm, \varnothing 330 nm) mit Cladding.

4.3.5. Designrichtlinien und Anwendungspotential für selbstführende photonische Kristalle mit niedrigem Brechzahlkontrast

Es wurden im Rahmen dieser Arbeit photonische Kristallstrukturen realisiert, die die verlustarme, beugungsfreie Ausbreitung von Licht erlauben, wobei hier zum ersten Mal diese Ausbreitung sowohl für TE- als auch für TM-Polarisation möglich ist. Besonders wichtig ist außerdem, dass die Selbstführung vollständig unterhalb des Lichtkegels realisiert werden konnte, da ansonsten die komplette geführte Mode in das Substrat abstrahlen kann. Die zu dieser Thematik veröffentlichten Arbeiten haben entweder ein Design verwendet, welches die Selbstführung nur für eine Polarisationsrichtung erlaubt [PRA04] oder das aufgrund des geringen Brechzahlkontrastes komplett innerhalb des Lichtkegels lag [WU03]. In letzterer Veröffentlichung ist zu Ausbreitungsverlusten keine Aussage gemacht worden, außer dass diese nicht unerheblich seien. In der Veröffentlichung von D. Prather [PRA04] sind die Ausbreitungsverluste mit 2,2 dB/mm angegeben worden. Allerdings betrug die max. Länge des photonischen Kristalls, in dem die Selbstführung gemessen worden ist, nur 63 μm . Demzufolge muss für diese Länge eine Transmission von 96,9 % gemessen werden, was in Anbetracht von erheblich größeren Koppel- und Ausbreitungsverlusten von Ribwellenleitern eine große Herausforderung an die

Charakterisierung stellt. Somit kann in diesem Fall davon ausgegangen werden, dass diese Verlustangabe stark fehlerbehaftet ist.

Die Lage des Lichtkegels hat bei selbstführenden photonischen Kristallen einen noch viel größeren Einfluss auf die Ausbreitungsverluste als dies bei photonischen Kristallwellenleitern der Fall ist. Werden hier Moden angeregt, welche sich im Lichtkegel befinden, so wird nur der relativ kleine Teil der geführten Mode, welche in den photonischen Kristall hineinreicht, partiell abgestrahlt werden. Da im Gegensatz hierzu die Führung des Lichts bei selbstführenden photonischen Kristallen aber komplett im strukturierten Material erfolgt, wird die komplette Blochmode partiell abgestrahlt, falls sich diese im Lichtkegel befindet. Somit hat die Lage des Lichtkegels einen ganz entscheidenden Einfluss auf die vorliegenden Ausbreitungsverluste. Außerdem ist die Dämpfung sehr stark von der Strukturqualität abhängig, da durch das Vorhandensein der Löcher die Oberfläche entsprechend vergrößert wird. Deshalb sind die erreichten Ausbreitungsverluste in selbstführenden photonischen Kristallen im Vergleich zu breiteren photonischen Kristallwellenleitern nur etwa genauso groß (siehe Abschnitt 4.2.1.). Die geringsten Ausbreitungsverluste von selbstführenden photonischen Kristallen in Höhe von 12 dB/mm konnten bei Verwendung eines SiO₂-Cladding beobachtet werden, da hier die Wechselwirkung des geführten Feldes mit Oberflächenrauigkeiten verringert ist. Durch eine weitere Verbesserung der Strukturqualität sollten sich diese Ausbreitungsverluste weiter senken lassen.

Durch die Verwendung eines quadratischen Gitters mit Luftblöcken innerhalb des photonischen Kristalls ist nicht nur die beugungsfreie Führung von Licht möglich; Licht kann auch durch diese Luftblöcke um 90° gelenkt werden. Hierbei sind Effizienzen von 68% erreicht worden. Die in der Literatur veröffentlichten Reflektivitäten solcher Spiegel betragen ~80 % [CHE03]. Dieser leicht höhere Wert liegt im Materialsystem begründet - hier wurde ein Siliziummembran verwendet. Aufgrund der höheren numerischen Apertur kann ein größerer Anteil des Lichtes, welches an der Grenzfläche photonischer Kristall/Luft aus der Ebene herausgestreut wird, wieder eingefangen werden. Folglich kann Licht, welches sich durch den Effekt der Selbstführung im photonischen Kristall ausbreitet, fast genauso effizient um 90° mit Hilfe von Spiegeln geleitet werden wie es mit 60° Knicken in photonischen Kristallwellenleitern möglich ist. Hier sind ebenfalls Effizienzen von etwa ~75 % möglich (siehe Abschnitt 4.2.2.).

Auch zu Strahlteilern auf der Basis von selbstführenden photonischen Kristallen gibt es in der Literatur schon eine erste Veröffentlichung. Hier konnte durch Einbau eines photonischen Kristalls mit einer Bandlücke bzw. eines Stopbands in den ansonsten selbstführenden photonischen Kristalls ebenfalls ein 1:1 Strahlteilverhältnis realisiert werden [PUS04]. Im

Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass ein 1:1 Strahlteiler auch durch einen entsprechend schmalen Luftspalt gebildet werden kann.

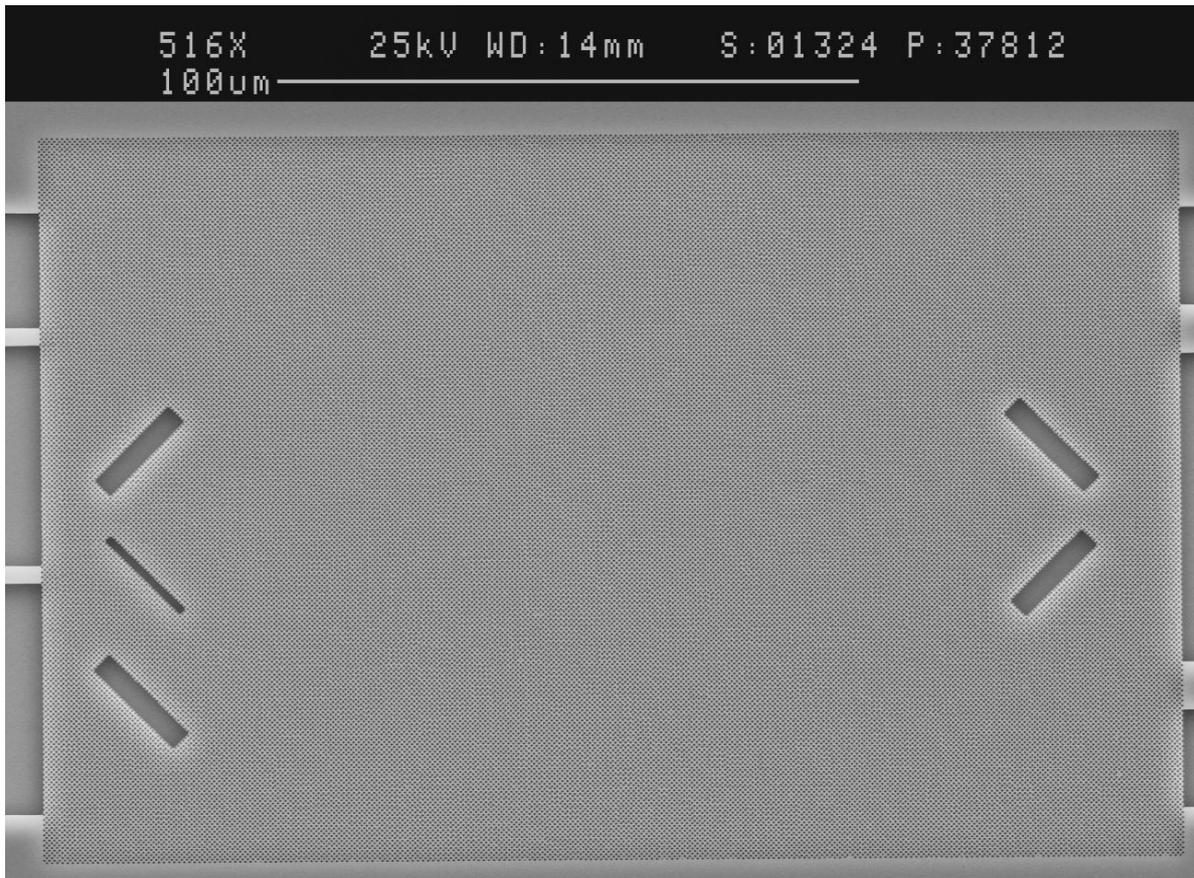


Abb. 65: REM-Aufnahme eines Mach-Zehnder-Interferometers basierend auf dem Selbstführungseffekt in photonischen Kristallen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass im Rahmen dieser Arbeit die Realisierung von selbstführenden photonischen Kristallen mit moderaten Verlusten von 12 dB/mm und relativ effizienten Spiegeln und Splittern möglich war. Damit ist der Grundstein für komplexere Bauelemente auf der Basis des Selbstführungseffektes gelegt. Denkbar wäre hierbei ein Mach-Zehnder-Interferometer (siehe Abb. 65), bei dem das eingekoppelte, selbstführende Licht an einem Strahlteiler getrennt wird. Der transmittierte Anteil des Lichtes interferiert nach drei hochreflektiven Spiegeln mit dem reflektierten Anteil. Da sich die Breite der Resonanzlinie eines solchen Interferometers aus der optischen Wegdifferenz berechnet, sollte sich nach diesem Prinzip ein sehr schmalbandiger Filter realisieren lassen.

4.4. Realisierung von selbstführenden, photonischen Kristallen für den sichtbaren Spektralbereich

Die Realisierung von photonischen Kristallen für den sichtbaren Spektralbereich stellt generell hohe Anforderungen an die Herstellung und Charakterisierung. Zum einen müssen die vor-

liegenden Strukturgrößen etwa um den Faktor zwei verkleinert werden, um Resonanzwellenlängen im und nahe am sichtbaren Spektralbereich, also zwischen 700 – 800 nm, zuzulassen. Des Weiteren muss die Dicke der wellenleitenden Schicht von ~ 500 nm auf etwa 250 nm reduziert werden, damit die Führung von Licht in der vertikalen Richtung monomodig ist. Diese kleinere Schichtdicke und die notwendigen monomodigen Fasern zur Lichteinkopplung mit einem entsprechend reduzierten Modenfelddurchmesser (etwa $6 \mu\text{m}$) resultieren in einem bedeutend größeren Justieraufwand.

Bisher sind in der Literatur nur photonische Kristalle mit Bandlücken im Sichtbaren [NET00] und photonische Kristallwellenleiter [NET02] im Sichtbaren untersucht worden. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt nun zum ersten mal eine Untersuchung der Selbstführung von sichtbarem Licht in photonischen Kristallen.

Die Berechnung der notwendigen Strukturparameter für Selbstführung in photonischen Kristallen nahe 800 nm geschah hier wiederum analog wie im Punkt 4.3.1. beschrieben mit der Ebene-Wellen-Methode. Eine Parametervariation zeigte für Löcher mit einem Durchmesser von 210 nm bei einer Periode von 320 nm im quadratischen Gitter Selbstführung für TE-Polarisation bei 830 nm (siehe Abb. 66a). Für TM-Polarisation kann die Selbstführung bei leicht größeren Wellenlängen um 845 nm erwartet werden (siehe Abb. 66b).

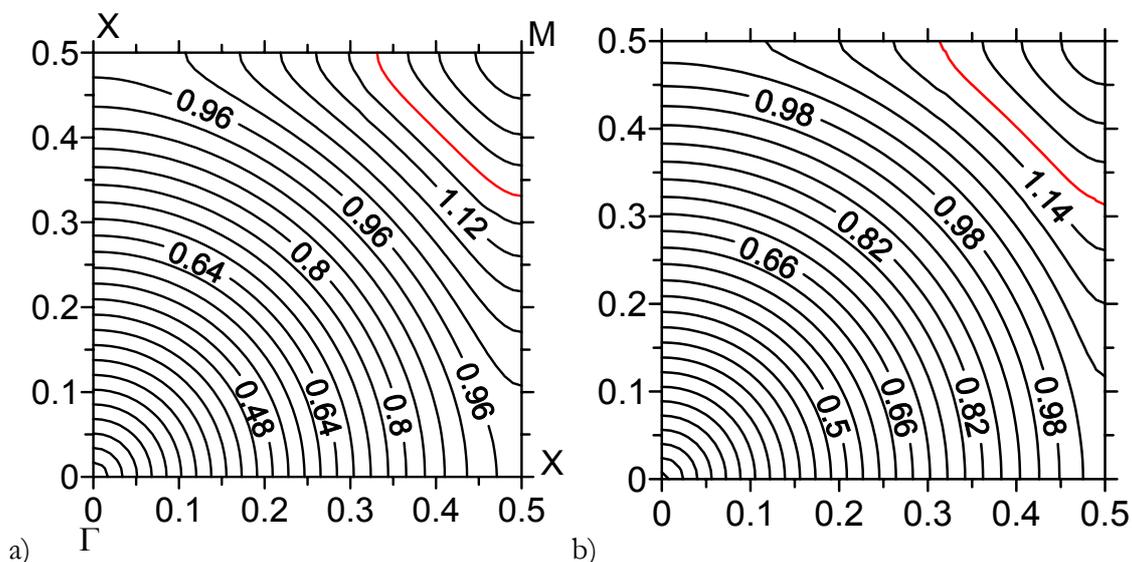


Abb. 66: Isofrequenzflächen für einen photonischen Kristall mit quadratischem Gitter (Periode 320, \varnothing 210 nm). Selbstführung kann für TE- (a) als auch für TM-Polarisation (b) um 800 nm erwartet werden. Die eingezeichneten Konturlinien sind λ^{-1} in μm^{-1} .

Ausgehend von diesen Parametern konnten nach Optimierung einer Vielzahl von Parametern (Dicke der Chromätzmaske, Belichtungs-dosis, Vorverzerrung, Ätzzeit etc.) die ersten selbstführenden, photonischen Kristalle für den sichtbaren Spektralbereich erfolgreich hergestellt werden. Hierbei ergab sich ein durchschnittlicher Lochdurchmesser von 210 nm. Die Ätztiefe

der Löcher beträgt hierbei etwa 650 nm, allerdings konnte eine sehr hohe Kantensteilheit nur für eine Tiefe von 350 nm gewährleistet werden. Dies bedeutet, dass der Lochdurchmesser im Cladding und in der wellenleitenden Si_3N_4 -Schicht in der Tat 210 nm beträgt, sich dann aber in der SiO_2 -Pufferschicht deutlich verengt (siehe Abb. 67).

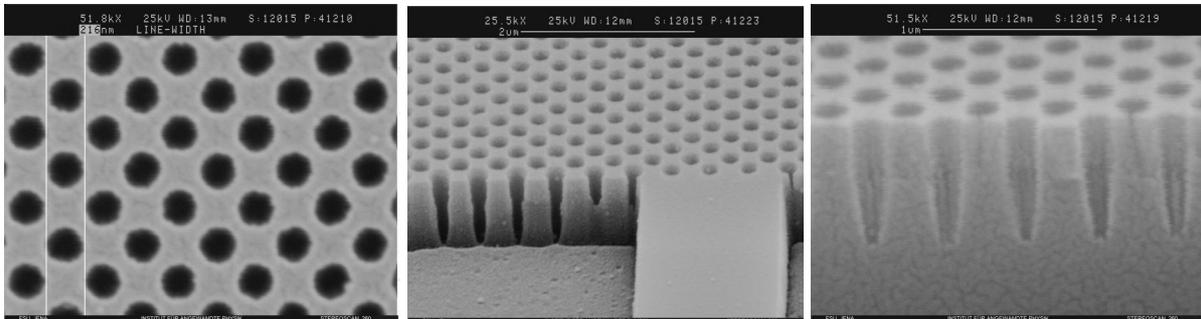


Abb. 67: Photonische Kristalle für den sichtbaren Spektralbereich im Schichtsystem 100 nm SiO_2 , 250 nm Si_3N_4 auf SiO_2 . Der durchschnittliche Lochdurchmesser beträgt hierbei 210 nm bei einer Periode von 320 nm.

Für die Streulichtdetektierung kann jetzt allerdings nicht mehr die bisher verwendete, hochempfindliche InGaAs-Kameras eingesetzt werden, da das spektrale Beobachtungsfenster der Kamera erst bei etwa 900 nm beginnt. Stattdessen wurde das Streulicht mit einer gekühlten Silizium-CCD Kamera detektiert.

Das polarisierte Licht eines Titan-Saphir-Lasers, der zwischen 755 nm und 860 nm durchstimmbar ist, wurde über eine monomodige Faser in die Probe eingekoppelt. Die Anbindung an die selbstführenden photonischen Kristalle geschah auch hier wiederum mit Ribwellenleitertapern. Anschließend wurde das Streulicht detektiert. Leider zeigt die Si-Kamera nicht die für eine Verlustbestimmung notwendige Linearität in Bezug auf die detektierte Leistung. Aus diesem Grund können an dieser Stelle noch keine Aussagen zu den vorliegenden Dämpfungen gemacht werden. Trotzdem sind die selbstführenden Eigenschaften des photonischen Kristalls ganz deutlich in den Streulichtaufnahmen zu erkennen. Da der Einkoppel-Ribwellenleiter eine Breite von $1,8 \mu\text{m}$ hat, würde sich in einem homogenen Medium das Licht nach einfacher Gaußoptik [SAL91] von diesem Strahldurchmesser über die beobachtete Ausbreitungsdistanz von $240 \mu\text{m}$ auf über $75 \mu\text{m}$ verbreitern. Stattdessen konnte aber beobachtet werden, dass die Breite der geführten Mode über die beobachtete Distanz unverändert bleibt (siehe Abb. 68). Demzufolge konnte anhand dieser Strukturen auch im sichtbaren Spektralbereich der Effekt der Selbstführung erfolgreich nachgewiesen werden. Hierbei ergab sich für TE-Polarisation die beste Selbstführung bei 790 nm und für TM-Polarisation bei 810 nm. Für beide Polarisationsrichtungen kann auch bei der gemeinsamen Wellenlänge von 800 nm Selbstführung beobachtet werden [ILI05b, AUG05b].

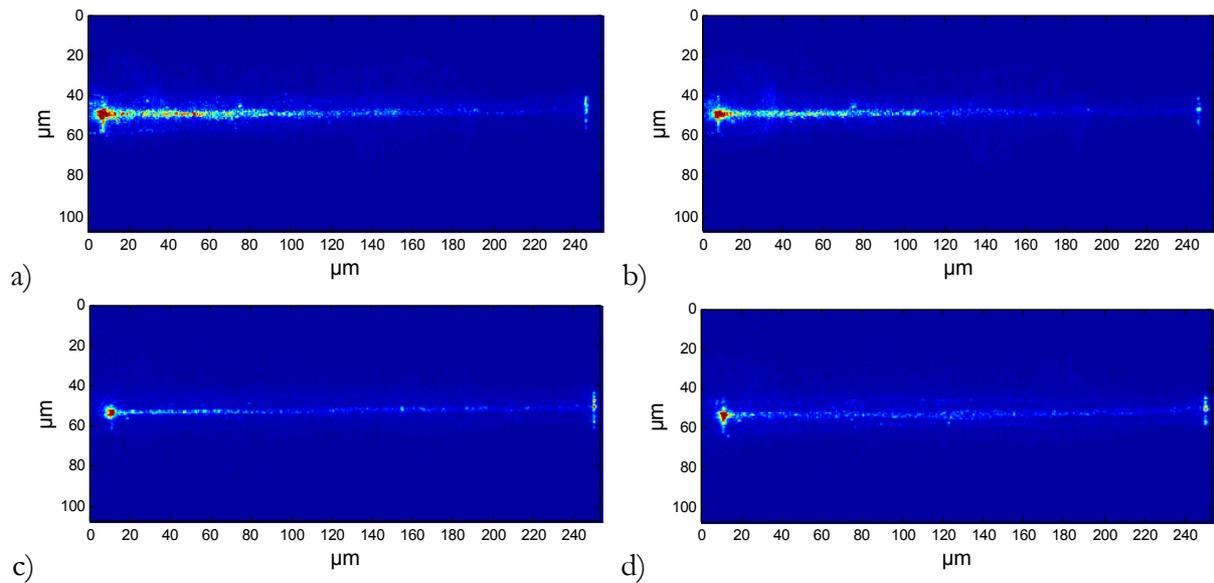


Abb. 68: Streulichtaufnahme der Selbstführung eines photonischen Kristalls (Periode 320 nm, \varnothing 210 nm) für TE-Polarisation bei 790 nm (a) und 800 nm (b) und für TM-Polarisation bei 810 nm (c) und 800 nm (d).

4.5. Zusammenfassung

In Kapitel 4 wurden unterschiedliche Bauelemente auf der Basis photonischer Nanostrukturen modelliert, realisiert und charakterisiert. Hierbei ist zwischen photonischen Kristallen unterschieden worden, die entweder die Lichtpropagation durch gezielt eingebrachte Defekte ermöglichen oder die die nahezu beugungsfreie Lichtausbreitung durch den Effekt der Selbstführung erlauben.

Da W1 photonische Kristallwellenleiter relativ hohe Verluste von 114 dB/mm zeigen, sind Konzepte untersucht worden, um diese Ausbreitungsverluste zu reduzieren. Zum einen wurde gezeigt, dass der Betrieb des photonischen Kristallwellenleiters auch unterhalb des Lichtkegels und außerhalb der photonischen Bandlücke möglich ist. Hierbei ergaben sich schon deutlich geringere Ausbreitungsverluste von ~ 43 dB/mm. Aufgrund dieses neuen Operationsgebietes von W1 photonischen Kristallwellenleitern war es erstmals außerdem möglich, eine sehr hohe normale als auch anormale Dispersion zu erreichen. Des weiteren stellt die Verbreiterung des photonischen Kristallwellenleiters eine Möglichkeit zur Reduzierung der Ausbreitungsverluste dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden breitere, multimodige, photonische Kristallwellenleiter nicht nur der Breite W3, sondern auch W5 und W9 untersucht, die nicht nur in Bezug auf ihre Ausbreitungsverluste, sondern auch in Bezug auf ihre Modigkeit in Abhängigkeit von der Wellenleiterlänge charakterisiert worden sind. Dabei konnte gezeigt werden, dass selbst neun Lochreihen breite photonische Kristallwellenleiter (W9) nach einer Wellenleiterlänge von 2,3 mm unabhängig von der Einkopplung nur noch die Grundmode führen und dabei Ausbreitungsverluste von nur 1,7 dB/mm vorweisen können. Indem eine intrinsische Eigenschaft multi-

modiger, photonischer Kristallwellenleiter, das Ministopband, ausgenutzt worden ist, konnte gezeigt werden, dass außerdem die Realisierung von schmalbandigen Filtern mit einer Transmissionsunterdrückung von bis zu 200 dB/mm möglich ist. Die Untersuchung der Effizienzen von Knicken in W3 photonischen Kristallwellenleitern hat gezeigt, dass selbst mit einem optimierten Knickdesign nur Knickeffizienzen von etwa 75 % möglich sind.

Es wurden außerdem photonische Kristallstrukturen realisiert, die die verlustarme, beugungsfreie Ausbreitung von Licht ohne jegliche Defekte simultan für TE und TM polarisiertes Licht erlauben. Besonders wichtig ist hierbei, dass die Selbstführung vollständig unterhalb des Lichtkegels realisiert werden konnte, da ansonsten die komplette geführte Mode in das Substrat abstrahlen kann. Die geringsten Ausbreitungsverluste von 12 dB/mm konnten hierbei bei Verwendung eines SiO₂-Cladding beobachtet werden, da hier die Wechselwirkung des geführten Feldes mit Oberflächenrauigkeiten verringert ist. Durch die Verwendung eines quadratischen Gitters mit Luftblöcken innerhalb des photonischen Kristalls ist nicht nur die beugungsfreie Führung von Licht möglich; Licht kann auch durch diese Luftblöcke um 90° gelenkt werden. Hierbei sind Effizienzen von 68% erreicht worden. Durch die Verwendung eines entsprechend schmalen Luftspaltes kann außerdem ein Strahlteiler realisiert werden.

Des weiteren wurde anhand der Selbstführung demonstriert, dass sich die gewonnenen Erkenntnis allesamt auf den sichtbaren Spektralbereich übertragen lassen, wenn alle Strukturparameter entsprechend skaliert werden. In Kapitel 5 erfolgt eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit, wobei insbesondere das Anwendungspotential photonischer Kristalle kritisch diskutiert wird.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Leistungsfähigkeit und der Eigenschaften von photonischen Kristallen auf der Basis von Pentoxiden und Oxinitriden, die auch im sichtbaren Spektralbereich transparent sind. Hierbei sind zwei Operationsgebiete untersucht worden – der nahinfrarote Spektralbereich um 1550 nm und der sichtbare um 800 nm. Dabei gelang zum ersten Mal die Realisierung von selbstführenden, photonischen Kristallen für den sichtbaren Spektralbereich. Die untersuchten Bauelemente für den infraroten Spektralbereich sind für hochbrechende Halbleitermaterialien in der Literatur teilweise schon diskutiert worden, wodurch ein direkter Vergleich zwischen niedrigbrechenden und hochbrechenden Materialien möglich ist. Zur Charakterisierung und Bewertung der realisierten Strukturen wurde ein Transmissions- und ein Streulichtmessplatz aufgebaut.

Hierbei stellte sich heraus, dass der niedrigere, planare Brechzahlkontrast die Eigenschaften der photonischen Kristalle nicht negativ beeinflusst und dass die hergestellten Bauelemente im Bezug auf Ausbreitungsverluste (einige dB/mm) und Knickeffizienzen ($\sim 80\%$) mit der internationalen Forschung durchaus vergleichbar sind. Im Gegensatz hierzu hat die Lage des Lichtkegels und damit eng verbunden der vertikale Brechzahlkontrast, der durch das jeweilige Schichtsystem vorgegeben wird, einen entscheidenden Einfluss auf die Leistungsfähigkeit von Bauelementen, die innerhalb der photonischen Bandlücke betrieben werden. Da es bei den vorliegenden Brechzahlkontrasten schon zu einer Interaktion mit dem Lichtkegel kommt, konnten für einen W1 photonischen Kristallwellenleiter (eine Lochreihe ist hierbei unstrukturiert gelassen worden) nur sehr hohe Ausbreitungsverluste von 114 dB/mm beobachtet werden.

Aus diesem Grund sind in dieser Arbeit verschiedene Konzepte untersucht worden, wie man die hohen Ausbreitungsverluste von Wellenleitern reduzieren kann. Zum einen ist es möglich, die Wellenleiterbreite zu erhöhen, um somit die Interaktion des geführten Feldes mit dem photonischen Kristall zu minimieren. Hierbei wurden erstmals auch sehr breite photonische Kristallwellenleiter untersucht und festgestellt, dass höhere Moden durch größere Ausbreitungsverluste

nach einigen Millimetern Propagationslänge nicht mehr beobachtbar sind, die Wellenleiter also trotz der großen Breite effektiv grundmodig sind. Des Weiteren wurde gezeigt, dass die Ausbreitungsverluste bedeutend kleiner ausfallen, wenn nicht eine Wellenleitermode innerhalb der Bandlücke, sondern eine Mode im indexgeführten Bereich angeregt wird. Hierbei konnte zum ersten Mal nicht nur die Existenz, sondern auch eine sehr hohe, sowohl normale als auch anormale Dispersion dieser Mode nachgewiesen werden. Die hohe Dispersion ergab sich hierbei für Anregungswellenlängen, die nah am Ministopband liegen, welches durch die Periodizität des photonischen Kristalls gebildet wird. Unter der Voraussetzung, dass die Ausbreitungsverluste solcher Wellenleiter noch weiter gesenkt werden können, ist ihr Einsatz zur Dispersionskompensation denkbar. Als dritte Alternative kann unter Ausnutzung der Selbstführungseigenschaften eines photonischen Kristalls komplett auf Defekte und auch auf die komplette, photonische Bandlücke verzichtet werden. Hierbei wurde erstmalig ein Design realisiert, welches simultan TE und TM polarisiertem Licht die Selbstführung erlaubt. Die bisher erreichten Ausbreitungsverluste in solchen selbstführenden photonischen Kristallen sind noch in der gleichen Größenordnung wie die eines drei Lochreihen breiten Defektwellenleiter, eines W3 photonischen Kristallwellenleiters (~ 10 dB/mm), sollten sich aber durch eine Verbesserung der Strukturqualität und damit einer Verringerung von Oberflächenrauhigkeiten ebenfalls noch weiter reduzieren lassen. Basierend auf dem Selbstführungseffekt in Kombination mit Luftblöcken und einer damit verbundenen Totalreflexion lässt sich Licht um 90° ablenken. Hierbei ergaben sich Effizienzen von $\sim 70\%$, was ebenfalls mit den realisierten Knickeffizienzen von W3 photonischen Kristallwellenleitern vergleichbar ist. Durch Reduzierung der Dicke des Luftblockes lässt sich außerdem jedes beliebige Teilverhältnis einstellen. Außerdem ist eine Kombination all dieser Bauelemente zu einem Resonator oder Mach-Zehnder-Interferometer denkbar und wird derzeit am Institut für Angewandte Physik untersucht.

Indem das Schichtsystem und die photonischen Kristallparameter entsprechend skaliert worden sind, wurden erstmalig selbstführende, photonische Kristalle für den sichtbaren Spektralbereich realisiert. Hierbei gelang es zum ersten Mal, den Selbstführungseffekt bei einer Wellenlänge von 800 nm sowohl für TE- als auch für TM-Polarisation nachzuweisen. Am Beispiel der Selbstführung konnte gezeigt werden, dass sich alle in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse auch auf Strukturen übertragen lassen, die für den sichtbaren Spektralbereich konzipiert sind. Die gewonnenen Ergebnisse bildeten die Grundlage für eine zielgerichtete Optimierung des Designs von photonischen Bauelementen.

Um die Ausbreitungsverluste von photonischen Kristallwellenleitern deutlich zu verbessern, ist eine Mode nötig, die gleichzeitig in der Bandlücke als auch unterhalb des Lichtkegels liegt. Um dieses Ziel zu erreichen, ist eine Erhöhung des vertikalen Brechzahlkontrasts nötig. Hier

empfiehlt sich der Einsatz eines Membransystems, welches sich aber bei den Pentoxiden und Oxinitriden herstellungsbedingt nicht realisieren lässt. Am Institut für Angewandte Physik sind deshalb bereits erste Untersuchungen zur Realisierung von photonischen Kristallen in Lithiumniobat (LiNbO_3)-Membranen angelaufen. Hierbei ist der Gedanke, durch die Implantierung von Heliumionen einer bestimmten Beschleunigungsenergie den LiNbO_3 -Kristall in einer entsprechenden Tiefe gezielt zu amorphisieren und damit die Ätzrate signifikant zu erhöhen. Durch die Verwendung verschiedener Masken sollte so die Definition des photonischen Kristalls als auch der zu unterätzenden Schicht möglich sein. In einem Flusssäurebad können dann die amorphisierten Bereiche gelöst werden. Abgesehen von den verbesserten linearen Eigenschaften von Defektwellenleitern würden die nichtlinearen Eigenschaften von LiNbO_3 verschiedene interessante Bauelemente wie z.B. einen Optisch-Parametrischen-Oszillator (OPO) ermöglichen. Die elektro-optischen Eigenschaften wiederum würden die Realisierung von schaltbaren, photonischen Kristallen erlauben. Da LiNbO_3 ebenfalls Brechzahlen um 2,2 besitzt und damit alle im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse direkt auch auf dieses Material übertragbar sind, stellen die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Pentoxide und Oxinitride einen Modellwerkstoff für LiNbO_3 dar.

Kapitel 6

Literaturverzeichnis

- [ALM02] V.Almeida, R. Panepucci und M.Lipson, „Nanotaper for compact mode conversion“, Opt. Lett. **28**, 1302 (2002).
- [AUG03a] M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, und F. Lederer, ”Highly efficient waveguide bends in photonic crystal with a low in-plane index contrast”, Opt. Express **11** (24), 3284 (2003).
- [AUG03b] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel und F. Lederer, "Efficient Waveguiding in Low Index Photonic Crystal Films", Proceedings European Conference on Integrated Optics (ECIO), S. 69 (2003).
- [AUG04a] M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, und F. Lederer, “High Transmission and Single-Mode Operation in Low-Index-Contrast Photonic Crystal Waveguide Devices”, Appl. Phys. Lett. **84** (5), 663-665 (2004).
- [AUG04b] M. Augustin, R. Iliew, H.-J. Fuchs, U. Peschel, E.-B. Kley, S. Nolte, F. Lederer and A. Tünnermann, Photonics West, “Highly efficient waveguide bends in low in-plane index contrast photonic crystals”, SPIE vol. 5360 San Jose (2004).
- [AUG04c] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel und F.Lederer, „Investigation of mini-stop bands in wide photonic crystal waveguides with a low in-plane index contrast” (CLEO) (2004).
- [AUG04d] M. Augustin, R. Iliew, H.-J. Fuchs, U. Peschel, E.-B. Kley, S. Nolte, F. Lederer und A. Tünnermann, „Investigation of photonic crystals with a low in-plane index contrast”, Jpn. J. Appl. Phys. **43** (8B), 5805 (special issue microoptics 2004).
- [AUG05a] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel and F.Lederer, “Investigation of self-guided light in a low-index photonic-crystal”, eingereicht zur Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) (2005).

-
- [AUG05b] M. Augustin, D. Schelle, H.-J. Fuchs, S. Nolte, E.-B. Kley, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, und F. Lederer, „Self-guiding of Infrared and Visible Light in Photonic Crystal Slabs”, *Appl. Phys. B* **81**, 313 (2005).
- [BER94] Jean-Pierre Berenger, „Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves“, *J. Comput. Phys.* **114**, 185 (1994).
- [BOG03] W. Bogaerts, P. Bienstman und R. Baets, „Scattering at sidewall roughness in photonic crystal slabs“, *Opt. Lett.* **28** (9), 689 (2003).
- [CHE03] C. Chen, A. Sharkawy, D. M. Pustai, S. Shi und D. W. Prather, “Optimizing bending efficiency of self-collimated beams in non-channel planar photonic crystal waveguides”, *Opt. Express* **11**, 3153 (2003).
- [CHO01] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson und J. D. Joannopoulos, “Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelengths”, *Opt. Lett.* **26**, 286 (2001).
- [CHU00] A. Chutinan und S. Noda, „Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs“, *Phys. Rev. B* **62**, 4488 (2000).
- [FOT03] S. Foteinopoulou und C. M. Soukoulis, „Negative refraction and left-handed behavior in two-dimensional photonic crystals“, *Phys. Rev. B* **67**, 235107 (2003).
- [GHI91] Helen Ghiradella, „Light and color on the wing: structural colors in butterflies and moths”, *Appl. Opt.* **30**, 3492 (1991).
- [GRA01] B. Gralak, G. Tayeb und S. Enoch, „Morpho butterflies wings color modeled with lamellar grating theory“, *Opt. Express* **9**, 567 (2001).
- [HAD92] G. R. Hadley, „Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators“; *Opt. Lett.* **17**, 1426 (1992).
- [HUA93] W. P. Huang und C. L. Xu, „Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method“, *J. Quant. Electron.* **29**, 2639 (1993).
- [ILI04] R. Iliew, M. Augustin, C. Etrich, U. Peschel, F. Lederer, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte und A. Tünnermann, “Diffractionless propagation of light in a low-index photonic crystal film”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5854 (2004).
- [ILI05] R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, F. Lederer, M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte und A. Tünnermann, “Highly dispersive photonic crystal waveguides”, eingereicht zur Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) (2005).
- [IMA02] M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, M. Mochizuki und T. Tanaka, “Channel Drop Filter Using a Single Defect in a 2-D Photonic Crystal Slab Waveguide”, *IEEE J. Lightwave Technol.* **20**, 845 (2002).

-
- [JIW00] Z. Jiwei, Y. Xi und Z. Liangying, „Characterization and optical propagation loss of sol-gel derived TiO₂/SiO₂ films“, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 3013 (2000).
- [JOA95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade und J. N. Winn, „Photonic Crystals – Molding the Flow of Light“, Princeton University Press (1995).
- [JOH01] S. G. Johnson und J. D. Joannopoulos, „Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis“, Opt. Express **8** (3), 173 (2001).
- [JOH87] S. John „Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices“, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
- [KAR91] W. Karthe und R. Müller, „Integrierte Optik“, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. (1991).
- [KOT04] M. V. Kotlyar, T. Karle, M. D. Settle, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, “Low-loss photonic crystal defect waveguides in InP”, Appl. Phys. Lett. **84**, 3588 (2004).
- [LAL04] Ph. Lalanne, S. Mias, und J. P. Hugonin, “Two physical mechanisms for boosting the quality factor to cavity volume ratio of photonic crystal microcavities”, Opt. Express **12**, 458 (2004).
- [LON02] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. P. Pearsall, J. Vuckovic, A. Scherer, S. Kuchinsky, D. Allan, “Experimental and theoretical confirmation of Bloch-mode light propagation in planar photonic crystal waveguides”, Appl. Phys. Lett. **80**, 1689 (2002).
- [MCN03] S. J. McNab, N. Moll und Y. A. Vlasov, „Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides“, Opt. Express **11**, 2927 (2003).
- [MEK96] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, “High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides”, Phys. Rev. Lett. **77**, 3787 (1996).
- [MIH04] S. J. Mihailov, C. W. Smelser, D. Grobnic, R. B. Walker, P. Lu, H. Ding and J. Unruh, „Bragg Gratings Written in All-SiO₂ and Ge-Doped Core Fibers with 800-nm femtosecond radiation and a phase mask“, J. Lightwave Tech. **22**, 94 (2004).
- [MOO01] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch and U. Oesterle, “Enhanced transmission through photonic-crystal-based bent waveguides by bend engineering”, Appl. Phys. Lett. **79** (12), 3579 (2001).
- [MUL03] M. Mulot, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska “Low-loss InP-based photonic crystal waveguides etched with Ar/Cl₂ chemically assisted ion beam etching”, J. Vac. Sci. Techn. B **21** (2), 900 (2003).
- [NET00] M. C. Netti, M. D. B. Charlton, G. J. Parker und J. J. Baumberg, „Visible photonic band gap engineering in silicon nitride waveguides“, Appl. Phys. Lett. **76**, 991 (2000).
- [NET02] M. C. Netti, C. E. Finlayson, J. J. Baumberg, M. D. B. Charlton, M. E. Zoorob, J. S.

- Wilkinson und G. J. Parker, „Separation of photonic crystal waveguides modes using femtosecond time-of-flight”, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3927 (2002).
- [NOT01] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi und I. Yokohama, “Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs.”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 253902 (2001).
- [NOT02] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi und I. Yokohama, “Structural tuning of guiding modes of line-defect waveguides of silicon-on-insulator photonic crystal slabs”, *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 736 (2002).
- [NOT04] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi und H.-Y. Ryu, “Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs”, *Opt. Express* **12**, 1551 (2004).
- [OLI01] S. Olivier, M. Rattier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, T. F. Krauss, U. Oesterle und R. Houdré, “Mini-stopbands of a one-dimensional system: The channel waveguide in a two-dimensional photonic crystal”, *Phys. Rev. B* **63**, 113311 (2001).
- [OLI02] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle, “Improved 60° Bend Transmission of Submicron-Width Waveguides Defined in Two-Dimensional Photonic Crystals”, *J. Lightwave Technol.* **20**, 1198-1203 (2002).
- [OLI03] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, and R. Houdré, “Coupled-mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides”, *Opt. Express* **11**, 1490 (2003).
- [PIZ02] F. Pizzuto, “FDTD method simulates photonic crystals”, *WDM Solutions*, **5** (9), 32 (2002).
- [PRA04] D. W. Prather, S. Shi, D. M. Pustai, C. Chen, S. Venkataraman, A. Sharkawy, G. J. Schneider, and J. Murakowski, “Dispersion-based optical routing in photonic crystals”, *Opt. Lett.* **29**, 50 (2004).
- [PUS04] D. M. Pustai, S. Shi, C. Chen, A. Sharkawy und D. W. Prather, “Analysis of splitters for self-collimated beams in planar photonic crystals”, *Opt. Express* **12**, 1823 (2004).
- [RAO99] H. Rao, R. Scarmozzino und R. M. Osgood Jr., “A bidirectional beam propagation method for multiple dielectric interfaces”, *Photon. Tech. Lett.* **11**, 830 (1999).
- [SAK01] K. Sakoda, “Optical Properties of Photonic Crystals”, Springer-Verlag (2001).
- [SAL91] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, “Fundamentals of Photonics”, Wiley-VCH (1991).
- [SMI00] C. J. M. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré und U. Oesterle, „Low-loss channel waveguides with two-

- dimensional photonic crystal boundaries“, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2813 (2000).
- [TAL02a] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Bouadma, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis und M. Agio “Photonic-crystal ultrashort bends with improved transmission and low reflection at 1.55 μm ,” *App. Phys. Lett.* **80**, 547 (2002).
- [TAL02b] A. Talneau, Ph. Lalanne, M. Agio, und C. M. Soukoulis, “Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths,” *Opt. Lett* **27**, 1522 (2002).
- [TAL03] A. Talneau, M. Mulot, S. Anand und P. Lalanne, „Compound cavity measurement of transmission and reflection of a tapered single-line photonic-crystal waveguide“, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2577 (2003).
- [WEI81] C. Weißmantel und C. Hamann, „Grundlagen der Festkörperphysik“, Deutscher Verlag der Wissenschaften (1981).
- [WID96] D. Widmann, H. Mader und H. Friedrich, „Technologie hochintegrierter Schaltungen“, Springer (1996).
- [WU03] L. Wu, M. Mazilu, J.-F. Gallet, und T. F. Krauss, „Square lattice photonic crystal collimator“, *Phot. Nanostruct. Fund. Appl.* **1**, 31 (2003).
- [XU94] C. L. Xu, W. P. Huang, J. Chrostowski und S. K. Chaudhuri, “A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides”, *J. Lightwave Tech.* **12**, 1926 (1994).
- [YAB87] E. Yablonovitch “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-States Physics and Electronics”, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [YEE66] K. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media”, *IEEE Trans. Antennas and Propagation* **14**, 302 (1966).

Anhang:

Eigene Veröffentlichungen

- [AUG02] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, U. Peschel, und F. Lederer, "Waveguiding in Low Index Photonic Crystals", OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 73, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), OSA Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington DC), S. 622 (2002).
- [AUG03a] M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, und F. Lederer, "Highly efficient waveguide bends in photonic crystal with a low in-plane index contrast", Opt. Express **11** (24), 3284 (2003).
- [AUG03b] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel und F. Lederer, "Efficient Waveguiding in Low Index Photonic Crystal Films", Proceedings European Conference on Integrated Optics (ECIO), S. 69 (2003).
- [AUG03c] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, U. Peschel, und F. Lederer, "Waveguiding in Low Index Photonic Crystals", Proceedings Conference on Lasers and Electro-Optics / Europe (2003).
- [AUG04a] M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, und F. Lederer, "High Transmission and Single-Mode Operation in Low-Index-Contrast Photonic Crystal Waveguide Devices", Appl. Phys. Lett. **84** (5), 663 (2004).
- [AUG04b] M. Augustin, R. Iliew, H.-J. Fuchs, U. Peschel, E.-B. Kley, S. Nolte, F. Lederer and A. Tünnermann, "Highly efficient waveguide bends in low in-plane index contrast photonic crystals", Photonics West SPIE vol. 5360 San Jose (2004).
- [AUG04c] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel und F. Lederer, „Investigation of mini-stop bands in wide photonic crystal waveguides with a low in-plane index contrast" (CLEO) (2004).
- [AUG04d] M. Augustin, R. Iliew, H.-J. Fuchs, U. Peschel, E.-B. Kley, S. Nolte, F. Lederer und

- A. Tünnermann, „Investigation of photonic crystals with a low in-plane index contrast”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** (8B), 5805 (special issue microoptics 2004).
- [AUG04e] M. Augustin, G. Böttger, M. Eich, C. Etrich, H.-J. Fuchs, R. Iliew, U. Hübner, M. Kessler, E.-B. Kley, F. Lederer, C. Liguda, S. Nolte, H.G. Meyer, W. Morgenroth, U. Peschel, A. Petrov, D. Schelle, M. Schmidt, A. Tünnermann, und W. Wischmann, “Photonic Crystals - Advances in Design, Fabrication, and Characterization”, Kapitel 15, “Photonic crystal optical circuits in moderate index materials”, S. 289, Wiley-VCH (2004).
- [AUG04f] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel und F. Lederer, „Waveguides and Bends in a Photonic Crystal with a low in-plane index”, Spring Meeting of the Condensed Matter Division of the DPG (2004).
- [AUG05a] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel and F.Lederer, “Investigation of self-guided light in a low-index photonic-crystal”, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) (2005).
- [AUG05b] M. Augustin, D. Schelle, H.-J. Fuchs, S. Nolte, E.-B. Kley, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, und F. Lederer, „Self-guiding of Infrared and Visible Light in Photonic Crystal Slabs”, *Appl. Phys. B* **81**, 313 (2005).
- [AUG05c] M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel und F.Lederer, “Selfguiding of Visible Light in Photonic Crystal Slabs”, eingereicht zur European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe) 2005.
- [ILI04] R. Iliew, M. Augustin, C. Etrich, U. Peschel, F. Lederer, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte und A. Tünnermann, “Diffractionless propagation of light in a low-index photonic crystal film”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5854 (2004).
- [ILI05a] R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, F.Lederer, M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte und A. Tünnermann, “Highly dispersive photonic crystal waveguides”, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) (2005).
- [ILI05b] R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, F.Lederer, M. Augustin, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, S. Nolte und A. Tünnermann, “Diffractionless Propagation of TE and TM polarized Light in Photonic Crystal Slabs operating in the Visible Spectral Range”, eingereicht zur European Conference on Integrated Optics (ECIO) (2005).
- [TÜN04a] A. Tünnermann, T. Schreiber, M. Augustin, J. Limpert, M. Will, S. Nolte, H. Zellmer, R. Iliew, U. Peschel, und F. Lederer, „Photonic Crystal Structures in Ultrafast Optics“ in “Advances in Solid State Physics, Vol. 44”, S. 117, Springer (2004).

-
- [TÜN04b] A. Tünnermann, M. Augustin, T. Schreiber, J. Limpert, S. Nolte, E.-B. Kley, „Photonic Crystals for Telecom Application and Ultrafast Optics”, Spring Meeting of the Condensed Matter Division of the DPG (2004).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich vor allem Herrn Prof. Dr. Andreas Tünnermann für die ergiebige Thematik, die zahlreichen, fruchtbaren Anregungen, die vielen hilfreichen Diskussionen und die Möglichkeit zur Bearbeitung dieses Themas am Institut für Angewandte Physik danken.

Ganz herzlich möchte ich mich weiterhin auch bei Dr. Stefan Nolte bedanken, der mir in den letzten Jahren immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Nicht weniger dankbar bin ich Dr. Ernst-Bernard Kley und Prof. Dr. Falk Lederer für die Zusammenarbeit in den letzten Jahren.

Weiterhin möchte ich mich ganz herzlich bei Dipl. Phys. Rumen Iliew und Dr. Christoph Etrich vom Institut für Festkörpertheorie und -optik bedanken, die immer mit viel Geduld meine unzähligen Fragen beantwortet haben.

Von ganzen Herzen bedanke ich mich außerdem bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Mikrostrukturtechnologie, die bei der Herstellung der photonischen Kristalle mit beteiligt waren. Mein besonderer Dank gilt hierbei vor allem Dipl. Phys. Detlef Schelle, Dr. Hans-Jörg Fuchs, Dipl. Ing. Holger Schmidt, PTA Waltraud Gräf und Dipl. Phys. Werner Rockstroh.

Außerdem möchte ich allen Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik danken, die mir fachlich, organisatorisch und rein menschlich zur Seite standen. Vielen Dank insbesondere an Dipl. Phys. Jonas Burghoff, Dr. Matthias Will, Dipl. Phys. Alexander Szameit, Dr. Thomas Pertsch, Dr. Jens-Peter Ruske, Dr. Jens Limpert und Dr. Holger Zellmer.

Bei Sabine möchte ich mich ganz herzlich für das Interesse an meiner Arbeit und die ständige Unterstützung in den letzten Jahren bedanken. Meinen Eltern danke ich, dass sie mir das Studium ermöglicht haben.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- und Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach besten Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 20. Juli 2005

Lebenslauf

Vor- und Zuname: Markus Augustin

Geburtsdatum: 01.02.1977

Geburtsort: Jena

Schulbildung:

1983 – 1991 Polytechnische Oberschule Erich Weinert, Jena

1991 – 1995 Ernst-Abbe-Gymnasium, Jena

1995 Abschluss : Abitur

Studium:

1995 – 2000 Physik-Studium an der Friedrich-Schiller Universität Jena

2000 Abschluss: Diplom, Dipl. Phys.

seit 2001 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

Jena, den 20. Juli 2005