

Optische Wellenleiter und Filter in photonischen Kristallen auf Indiumphosphid-Basis

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

Jörg Zimmermann

aus Ludwigshafen am Rhein

Würzburg 2006

Eingereicht am: 21.09.2006
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Forchel
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. A. Forchel
2. Prüfer: Prof. Dr. J. Geurts
3. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 06.02.2007

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Optical waveguides and filters in photonic crystals based on indium phosphide

Optical waveguides and filters in two-dimensional photonic crystals based on indium phosphide have been fabricated and investigated both numerically and experimentally in the spectral range around the optical communication wavelength of $1.55\ \mu\text{m}$.

Photonic crystals are composed of a periodic arrangement of materials with different refractive indices, e.g. semiconductor material and air, on the scale of the wavelength of light. By inserting defects into the periodic structure, the propagation of light can be manipulated. The linear defect waveguide in a triangular lattice of air holes formed by the omission of one or several rows of holes, serves as the basic building block for the investigated optical filters. Optical confinement in vertical direction is realized by a semiconductor heterostructure with a waveguide core layer out of InGaAsP or InGaAlAs and cladding layers with lower refractive index. Embedding the two-dimensional lattice of air holes in an InP based heterostructure allows for the integration with active optoelectronic devices such as emitters and receivers and the application of existing semiconductor fabrication technologies.

The photonic crystal waveguides were fabricated by high-resolution electron beam lithography and a two-step dry etching process, resulting in air holes with radii of $100\ \text{nm}$ and depths of $4\ \mu\text{m}$. For the experimental investigations of the fabricated structures, measurement setups for the optical characterization of transmission and chromatic dispersion of photonic crystal waveguides and waveguide filters were installed. The phase shift method and the modulation method with offset were applied. The group velocity dispersion of a photonic crystal waveguide filter has been measured for the first time. Numerical studies were performed using two-dimensional plane wave expansion and finite difference time domain computations.

Several waveguide modes can exist in the photonic crystal waveguides, some of which are of refractive (based on total internal reflection) and some of which are of diffractive nature (based on Bragg reflection). Depending on the mode symmetry, mini-stopbands can occur between the modes, which are observed as intensity dips in the transmission spectra. Transmission measurements of waveguides with various lengths show a strong variation of the spectral width of these mini-stopbands. This behavior can be explained by coupled-mode theory assuming different attenuation coefficients for the coupling waveguide modes.

The property most critical for potential use in large-scale photonic integrated circuits is the waveguide loss. The waveguide loss was experimentally determined by the Fabry-Pérot resonance method and by transmission measurements of waveguides with various lengths. By choosing a suitable layer structure and optimizing the fabrication process, it was possible to achieve the lowest waveguide attenuation values for the investigated materials system. For W7, W5, and W3 waveguides, attenuation values of 0.2 dB/mm, 0.6 dB/mm, and 1.5 dB/mm were achieved. The W1 waveguides exhibit waveguide losses of 27 dB/mm.

Two types of optical waveguide filters were investigated: directional couplers and resonators. Photonic crystal waveguide directional couplers, formed by two closely spaced linear defect waveguides, can be used as compact demultiplexers or channel interleavers. Wavelength selective operation of the fabricated photonic crystal waveguide directional couplers was demonstrated by directing the injected light signals to either one of the output waveguides, depending on the wavelength.

Photonic crystal waveguide resonators were formed by inserting two photonic crystal sections that act as partial reflectors into linear defect waveguides. The fabricated devices with a resonator length of 420 μm show quality factors up to $1.5 \cdot 10^4$ at a channel spacing of 100 GHz. The group velocity dispersion in these structures ranges from -250 ps/nm to +250 ps/nm, sufficing to compensate for the dispersion of 15 km of standard single-mode fiber at wavelengths around 1.55 μm . By controlling the device temperature, the resonance curve and the dispersive properties of the device can be tuned. The demonstrated photonic crystal waveguide resonator therefore can be used as a miniaturized tunable dispersion compensator.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	3
2 Grundlagen	9
2.1 Photonische Kristalle	9
2.1.1 Elektrodynamik in periodischen Dielektrika	9
2.1.2 Skalierungsverhalten	11
2.2 Berechnungsmethoden	12
2.2.1 Entwicklung nach ebenen Wellen	12
2.2.2 FDTD-Methode	13
2.3 Eigenschaften des triangulären photonischen Kristalls	15
2.4 Defektwellenleiter	20
2.5 Vertikale Wellenführung	21
3 Herstellungstechnologie	23
3.1 Technologien zur Halbleiterstrukturierung	23
3.1.1 Elektronenstrahlolithographie	23
3.1.2 Trockenätzverfahren	26
3.1.2.1 Reaktives Ionenätzen (RIE)	27
3.1.2.2 ECR-RIE	27
3.1.2.3 Chemisch unterstütztes Ionenstrahl-Ätzen (CAIBE)	28
3.2 Gesamtprozess zur Herstellung photonischer Kristalle	30
3.3 Herstellung von Membranstrukturen	34

4	Optische Messtechnik	37
4.1	Transmissionsmessung	37
4.2	Messung von Gruppenlaufzeit und Dispersion	38
4.2.1	Phasenverschiebungsmethode	40
4.2.2	Modulation mit Offset	44
5	Photonische Kristall-Wellenleiter	47
5.1	Wellenleiter-Transmission	47
5.1.1	Wellenleiter-Moden und Ministoppbänder	47
5.1.2	Polarisationsabhängigkeit	60
5.2	Dämpfung in photonischen Kristall-Wellenleitern	62
5.2.1	Physikalische Ursachen	62
5.2.2	Messungen an breiten Wellenleitern	63
5.2.3	Messungen an W1-Wellenleitern	68
5.2.4	Vergleich mit Ergebnissen anderer Forschungsgruppen	70
6	Photonische Kristall-Wellenleiter-Filter	75
6.1	Richtkoppler	75
6.1.1	Kodirektionales Koppeln	75
6.1.2	Richtkoppler aus W1-Wellenleitern	76
6.1.3	Richtkoppler aus W2-Wellenleitern	82
6.2	Wellenleiter mit Resonatoren	88
6.2.1	Fabry-Pérot-Resonator	88
6.2.2	Freier Spektralbereich und Resonatorgüte	88
6.2.3	Gruppenlaufzeit und Dispersion	93
6.2.4	Durchstimmverhalten	98
A	Epitaktischer Aufbau der Halbleiterproben	103
B	Brechungsindex von InGaAsP	105
	Literaturverzeichnis	107

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden optische Wellenleiter und Filter in zweidimensionalen photonischen Kristallen auf Indiumphosphid-Basis hergestellt, numerisch modelliert sowie experimentell im für die optische Nachrichtentechnik wichtigen Wellenlängenbereich um $1,55\ \mu\text{m}$ untersucht.

Photonische Kristalle weisen eine periodische Variation des Brechungsindex auf. Durch das gezielte Einbringen von Defekten in die periodische Struktur ist eine Manipulation der photonischen Zustandsdichte und somit der Lichtausbreitung möglich. Grundbaustein der durchgeführten Untersuchungen ist der lineare Defektwellenleiter in einem triangulären Gitter aus Luftlöchern in einer Halbleitermatrix, der durch das Auslassen von einer oder mehreren Lochreihen entsteht. Die Wellenführung in vertikaler Richtung wird durch eine Halbleiterheterostruktur mit einer Wellenleiterkernschicht aus InGaAsP oder InGaAlAs und Mantelschichten mit niedrigerem Brechungsindex realisiert. Die Einbettung des zweidimensionalen Lochgitters in die InP-basierte Halbleiterheterostruktur erlaubt die Integration mit aktiven optoelektronischen Bauteilen wie Sende- und Empfangselementen sowie die Verwendung bestehender Halbleiterstrukturierungstechnologien.

Die photonischen Kristall-Wellenleiter wurden mit hochauflösender Elektronenstrahlolithographie und einem zweistufigen Trockenätzprozess hergestellt. Damit konnten Lochradien von $100\ \text{nm}$ und Lochtiefen von $4\ \mu\text{m}$ realisiert werden. Zur experimentellen Untersuchung der hergestellten Strukturen wurden Messplätze für die optische Charakterisierung von Transmission und chromatischer Dispersion von photonischen Kristall-Wellenleitern und -Filtern aufgebaut und die Phasenverschiebungsmethode sowie die Modulationsmethode mit Offset angewendet. Damit konnte erstmals direkt die Gruppenlaufzeitdispersion eines photonischen Kristall-Wellenleiter-Filters gemessen werden. Numerische Untersuchungen wurden mit dem

Verfahren der Entwicklung nach ebenen Wellen sowie mit dem FDTD-Verfahren durchgeführt.

Die photonischen Kristall-Wellenleiter besitzen mehrere Wellenleitermoden, die teilweise refraktiven (auf Totalreflexion beruhenden) und teilweise diffraktiven (auf Bragg-Reflexion beruhenden) Charakter haben. Je nach Symmetrie treten zwischen den Moden Ministoppbänder auf, die sich im Transmissionsspektrum als Intensitätseinbrüche darstellen. Die spektrale Lage dieser Ministoppbänder hängt von der Wellenleitergeometrie ab. Messungen an Wellenleitern mit verschiedener Länge zeigen eine starke Variation der spektralen Breite der Ministoppbänder. Diese kann mit der Theorie der gekoppelten Moden unter Annahme unterschiedlicher Dämpfungswerte für die gekoppelten Wellenleitermoden erklärt werden.

Die entscheidende Wellenleitereigenschaft für praktische Anwendungen ist die Wellenleiterdämpfung. Diese wurde mit den Verfahren der Fabry-Pérot-Resonanzen sowie der Längenvariation experimentell bestimmt. Durch Wahl eines geeigneten Schichtaufbaus und Optimierung der Herstellungsprozesse konnten die für das untersuchte Materialsystem niedrigsten Dämpfungswerte in photonischen Kristall-Wellenleitern erzielt werden. Für W7-, W5- und W3-Wellenleiter wurden Dämpfungswerte von 0,2 dB/mm, 0,6 dB/mm und 1,5 dB/mm erreicht, die schmalere W1-Wellenleiter zeigen Verluste von 27 dB/mm.

Zwei Typen optischer Wellenleiter-Filter wurden untersucht: Richtkoppler sowie Resonatoren. Photonische Kristall-Wellenleiter-Richtkoppler eignen sich als ultrakompakte Demultiplexer und Kanal-Auslasser. Bei den experimentell realisierten photonischen Kristall-Wellenleiter-Richtkopplern konnte das eingekoppelte Licht je nach Wellenlänge in den einen oder anderen Ausgangswellenleiter gelenkt werden.

Bei photonischen Kristall-Wellenleitern mit Resonatoren konnten Güte-Faktoren bis zu $1,5 \cdot 10^4$ bei einem Kanalabstand von 100 GHz realisiert werden. Die Gruppenlaufzeitdispersion in diesen Strukturen variiert zwischen -250 ps/nm und +250 ps/nm, so dass mit einem 420 μm langen photonischen Kristall-Wellenleiter-Filter die Dispersion von 15 km Standardglasfaser bei 1,55 μm Wellenlänge kompensiert werden kann. Mit Hilfe von kleinen Temperaturänderungen kann die Resonanzkurve verschoben werden. Der demonstrierte photonische Kristall-Wellenleiter-Resonator stellt daher einen miniaturisierten durchstimmbaren Dispersionskompensator dar.

Kapitel 1

Einleitung

Zur Bewältigung des exponentiellen Anstiegs der weltweit in den Kommunikationsnetzwerken übertragenen Datenmengen sind immer leistungsfähigere Netzwerktechnologien erforderlich [1]. Die Informationsübertragung über große Entfernungen erfolgt heute fast ausschließlich in optischen Netzwerken, in denen Lichtsignale im infraroten Spektralbereich um $1,55\ \mu\text{m}$ Wellenlänge über Glasfaserstrecken transportiert werden. In diesem Wellenlängenbereich besitzen herkömmliche Glasfasern die niedrigste Dämpfung, zudem stehen leistungsfähige Verstärker zur Signalregeneration zur Verfügung. Mit Hilfe von Wellenlängenmultiplextechniken (WDM, *wavelength division multiplexing*) können Datenraten von über 100 Gbit/s über mehrere 1000 km in einer einzelnen Glasfaser übertragen werden [2, 3]. Zu den Bausteinen solcher WDM-Netzwerke gehören neben Glasfaserübertragungstrecken, Sende- und Empfangselementen auch optische Filter, die beispielsweise zum Demultiplexen optischer Signale oder zur Dispersionskompensation eingesetzt werden [4].

Um die steigenden Anforderungen an Funktionalität und Komplexität erfüllen zu können, werden in zunehmendem Maße integriert-optische Filter in planarer Wellenleitertechnologie, überwiegend auf SiO_2 -Basis, eingesetzt [5]. Im Wellenlängenbereich um $1,55\ \mu\text{m}$ ist jedoch die Verwendung von Heterostrukturen auf InP-Basis von Vorteil, da dann eine Integration mit aktiven Bauelementen wie Sende-, Empfangs- oder Modulationsbausteinen möglich ist [6].

Das Potential zur Miniaturisierung mit Hilfe herkömmlicher planarer Wellenleitertechnologie ist limitiert, da die maximale Integrationsdichte aufgrund des hohen Flächenbedarfs pro Einzelfunktion, der bis in den mm^2 -Bereich geht, eingeschränkt

ist [5]. Eine neue Möglichkeit zur Realisierung kompakter integriert-optischer Filter bilden photonische Kristalle [7, 8, 9, 10].

Photonische Kristalle sind das optische Analogon zu Festkörperkristallen, in denen Atome oder Moleküle in einem periodischen Gitter angeordnet sind [11, 12, 13]. In Festkörperkristallen werden die Elektronen an dem periodischen elektrischen Potential gestreut. Für bestimmte Elektronenenergien überlagern sich die rückgestreuten Elektronenwellen konstruktiv, ein Eindringen in den Kristall ist nicht möglich. Es liegt eine Bandlücke vor, z. B. zwischen Valenzband und Leitungsband. Photonische Kristalle besitzen dagegen eine periodische Variation des Brechungsindex, erzeugt durch eine periodische Anordnung von makroskopischen dielektrischen Materialien (z. B. Luft, Glas oder Halbleiterkristalle). Es handelt sich also um Kristallgitter für Photonen. Die Längenskala liegt in der Größenordnung der Lichtwellenlänge und übertrifft damit um Größenordnungen die der elektronischen Kristalle. Die periodische Variation des Brechungsindex ist in ein, zwei oder drei Dimensionen möglich, siehe Abb. 1.1.

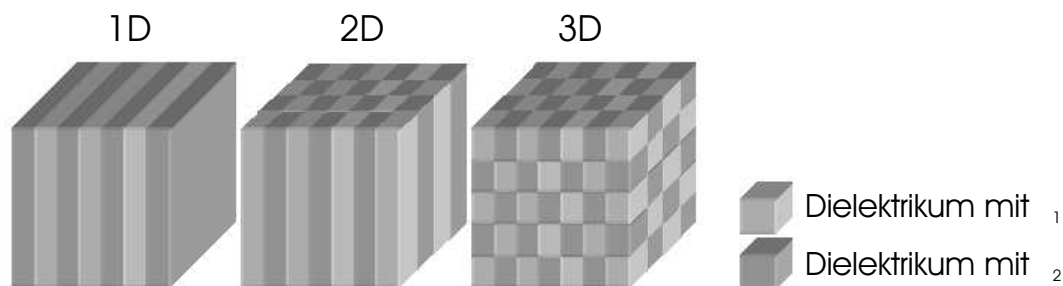


Abbildung 1.1: Periodische Variation des Brechungsindex in ein, zwei und drei Dimensionen, aus [11].

Eindimensionale photonische Kristalle sind beispielsweise als Bragg-Reflektoren bekannt. Wenn Licht auf solch eine Struktur senkrecht einfällt, wird es an jeder Schichtgrenze partiell reflektiert und transmittiert. Wird als Schichtdicke genau ein Viertel der Wellenlänge gewählt, so interferieren die reflektierten Wellen konstruktiv, das Licht wird von der Struktur reflektiert. Im Falle einer unendlichen Schichtfolge hätte man einen idealen Spiegel realisiert. Für die Frequenzen des Lichts, für die die Reflexion vollständig ist, existiert eine photonische Bandlücke. Aufgrund der

eindimensionalen Schichtanordnung reflektieren solche DBR-Spiegel nur senkrecht einfallendes Licht besonders gut. Parallel zu den Schichten propagierendes Licht wird dagegen nicht beeinflusst. Durch Ausweitung der Periodizität auf zwei Dimensionen kann dieses Problem gelöst werden. Bei geeignetem Design können solche zweidimensionalen photonischen Kristalle Licht aus allen Richtungen reflektieren, vorausgesetzt, es propagiert in der Ebene der Periodizitäten des photonischen Kristalls. Soll auch Licht von außerhalb der Ebene reflektiert werden, muss ein dreidimensionaler photonischer Kristall verwendet werden. Ist für bestimmte Frequenzen in keiner Einfallrichtung eine Propagation durch den photonischen Kristall möglich, so spricht man von einer vollständigen photonischen Bandlücke.

Das Konzept der photonischen Bandlücke in mehrdimensionalen dielektrischen Strukturen, den photonischen Kristallen, geht auf die Arbeiten von E. Yablonovitch zur Übertragung der Bragg-Reflexion auf mehrere Dimensionen [14] und von S. John zur Photonen-Lokalisierung in dreidimensionalen Gittern [15] im Jahr 1987 zurück. Das Auftreten einer vollständigen dreidimensionalen photonischen Bandlücke konnte erstmals 1990 von K. M. Ho *et al.* durch die Berechnung der photonischen Bandstruktur eines aus SiO₂-Kugeln gebildeten dreidimensionalen photonischen Kristalls nachgewiesen werden [16]. Eine leichter realisierbare Struktur mit einer vollständigen dreidimensionalen photonischen Bandlücke, gebildet aus verkippten Luftzylindern in einem Dielektrikum, wurde 1991 von E. Yablonovitch *et al.* vorgeschlagen [17].

Für den Einsatz in integriert-optischen Schaltkreisen sind aufgrund der leichteren Herstellbarkeit und Integrierbarkeit besonders zweidimensionale photonische Kristalle geeignet [18, 19]. Eine große vollständige Bandlücke in zwei Dimensionen kann mit einem triangulären Gitter aus Luftlöchern in Halbleitermaterial erreicht werden [20, 21].

Wie bei den herkömmlichen Kristallen entstehen Funktionalitäten durch das Einbringen von Defekten (Dotieren) [22]. Die einfachste Möglichkeit, einen Defekt in ein Kristallgitter aus Luftlöchern in Halbleitermaterial einzubringen, ist das Auslassen von Löchern oder lokale Modifizieren der Loch-Geometrien. Ein Liniendefekt entsteht so durch das Auslassen einer Reihe von Luftlöchern. Licht mit Frequenzen innerhalb der photonischen Bandlücke, das entlang dieses Defekts propagiert, ist auf beiden Seiten von Material umgeben, in das es aufgrund der photonischen Bandlücke nicht eindringen kann, und somit gezwungen, dem Liniendefekt zu folgen, siehe

Abb. 1.2. Auf diese Weise entsteht ein optischer Wellenleiter, der im Gegensatz zum klassischen optischen Wellenleiter nicht auf dem Konzept der inneren Totalreflexion beruht [23].

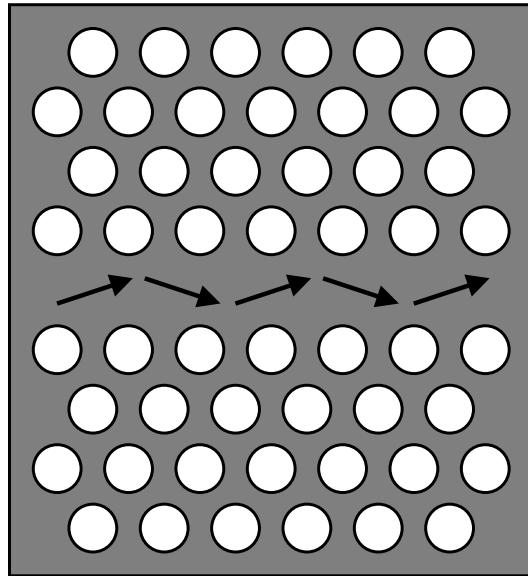


Abbildung 1.2: Wellenleiter in einem zweidimensionalen photonischen Kristall.

Bei photonischen Kristall-Wellenleitern ist es gleichermaßen möglich, dass das Material im Wellenleiter einen höheren oder niedrigeren Brechungsindex hat als die Umgebung. Auch Wellenleitung in Luft ist folglich möglich. Diese Möglichkeit der diffraktiven Wellenführung wurde für den eindimensionalen Fall bereits 1976 von P. Yeh und A. Yariv vorgeschlagen [24] und 1977 im AlGaAs/GaAs-Materialsystem experimentell demonstriert [25]. Photonische Kristall-Glasfasern mit niedrigen optischen Nichtlinearitäten konnten durch Verwendung eines Kerns aus Luft mit einer photonischen Kristall-Umrandung hergestellt werden [26, 27].

Photonische Kristall-Wellenleiter können als optische Verbindungen in integrierten optischen Schaltkreisen eingesetzt werden. Aufgrund des verbotenen Eindringens in die defektfreien Bereiche des photonischen Kristalls sind Wellenleiterkrümmungen [28, 29, 30, 31] und Verzweigungen [32, 33, 34] mit extrem kleinen Krümmungsradien, wie in Abb. 1.3(a) gezeigt, möglich. Krümmungsradien von her-

kömmlichen integriert-optischen Wellenleitern betragen dagegen üblicherweise mehrere Millimeter. Daneben eröffnet sich durch die gezielte Manipulation von Defekten eine Vielzahl von Möglichkeiten, mit photonischen Kristall-Wellenleitern integriert-optische Filter zu realisieren. Als Beispiel ist in Abb. 1.3(b) das Einbringen eines Resonators in einen Wellenleiter [35, 36] gezeigt. Für die Resonanzwellenlänge kann hier die Verweildauer des Lichtes in der Struktur verlängert werden und so eine spektrale Filterung gezielt vorgenommen werden. Um solche Konzepte in der Praxis einsetzen zu können, ist es von großer Bedeutung, photonische Kristall-Wellenleiter mit niedriger Wellenleiter-Dämpfung herstellen zu können [18].

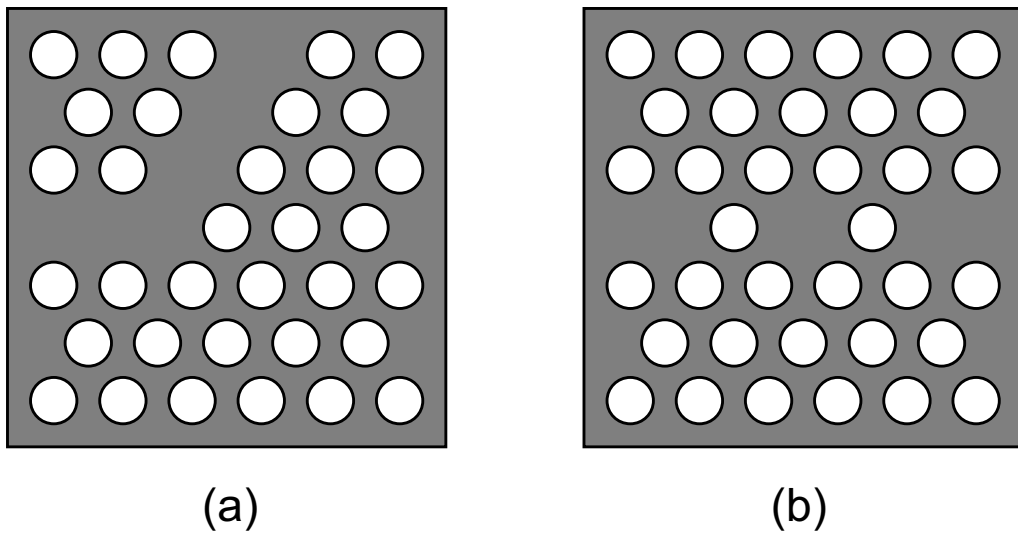


Abbildung 1.3: (a) Wellenleiterkrümmung. (b) Wellenleiter mit Resonator.

Neben der Ausnutzung der photonischen Bandlücke, z. B. für Reflektoren oder Wellenleiter-Umrandungen, gibt es weitere Anwendungsmöglichkeiten photonischer Kristalle, wie z. B. Wellenleiter mit deutlich reduzierter Gruppengeschwindigkeit [37, 38] oder erhöhter Gruppenlaufzeitdispersion [39]. Auch außerhalb der Bandlücke oder bei Fehlen einer vollständigen Bandlücke können in mehrdimensionalen photonischen Kristallen neuartige Propagationseffekte wie z. B. stark von der Wellenlänge abhängige Brechungswinkel beobachtet werden [40, 41], die die Realisierung von Prismen mit hoher Winkeldispersion ermöglichen [42, 43, 44].

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden zunächst die theoretischen Grundlagen photonischer Kristalle und optischer Wellenführung diskutiert. Es werden die grundlegenden Eigenschaften der untersuchten photonischen Kristall-Struktur sowie die verwendeten Berechnungsverfahren vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt die zur Herstellung der photonischen Kristall-Wellenleiter verwendeten Technologien. Die eingesetzten Messmethoden zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften werden in Kapitel 4 behandelt. In Kapitel 5 werden die Transmissionsspektren photonischer Kristall-Wellenleiter mit Hilfe berechneter photonischer Bandstrukturen analysiert. Daneben werden Untersuchungen zur Wellenleiter-Dämpfung vorgestellt und diskutiert. Kapitel 6 behandelt zwei Typen von photonischen Kristall-Wellenleiter-Filtern: die aus zwei Wellenleitern bestehenden Richtkoppler sowie photonische Kristall-Wellenleiter mit Resonatoren, die als Filter mit hoher spektraler Auflösung sowie als Dispersionskompensatoren eingesetzt werden können.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Photonische Kristalle

2.1.1 Elektrodynamik in periodischen Dielektrika

Die Ausbreitung elektromagnetischer Felder in dielektrischen Medien wird durch die Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (2.1b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1d)$$

beschrieben.

Sind keine freien Ladungen vorhanden, so kann $\rho = 0$ und $\mathbf{j} = \mathbf{0}$ gesetzt werden. In nichtmagnetischen Materialien ($\mu = 1$) gilt außerdem im Rahmen der linearen Optik $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r})$ sowie $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r})$.

Unter Annahme eines harmonischen Zeitverhaltens

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2.2)$$

lässt sich aus den Gleichungen (2.1b) und (2.1d) die vektorielle Helmholtz-Gleichung

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

gewinnen.

Durch diese auch als Mastergleichung bezeichnete Beziehung sind in Verbindung mit den Divergenz-Beziehungen (2.1a) und (2.1c) $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ und $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ vollständig bestimmt, da sich das \mathbf{E} -Feld aus dem \mathbf{H} -Feld durch

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{-i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r})} \right) \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

berechnen lässt. Die vektorielle Helmholtz-Gleichung (2.3) stellt für die harmonischen Moden $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ eine Eigenwertgleichung

$$\Theta \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

mit dem Hermiteschen Differentialoperator

$$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right) \quad (2.6)$$

dar. Aus Gleichung (2.5) ist die Analogie zur zeitunabhängigen Schrödingergleichung ersichtlich.

Nach dem Variationstheorem der Elektrodynamik wird das Energiefunktional

$$E_F = \frac{1}{2} \frac{\langle \mathbf{H} | \Theta | \mathbf{H} \rangle}{\langle \mathbf{H} | \mathbf{H} \rangle} \quad (2.7)$$

durch die orthogonalen Lösungen der Helmholtz-Gleichung (2.3) sukzessive minimiert. Daher sind die Felder räumlich so verteilt, dass das \mathbf{D} -Feld bevorzugt in Bereichen hoher Dielektrizitätskonstante ε lokalisiert ist [11].

Photonische Kristalle sind durch eine periodische dielektrische Funktion ausgezeichnet, das heißt, sie besitzen eine diskrete Translationssymmetrie

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R}), \quad (2.8)$$

wobei die Periodenlänge durch den Gitter-Translationsvektor der Elementarzelle \mathbf{R} bestimmt wird. Die elektromagnetischen Moden des photonischen Kristalls sind daher Bloch-Zustände

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (2.9)$$

Dabei ist $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ eine periodische Funktion mit $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ für alle Gittervektoren \mathbf{R} . \mathbf{k} ist ein Wellenvektor aus der ersten Brillouin-Zone. Zu jedem \mathbf{k} -Vektor gibt es unendlich viele Funktionen $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ mit diskreten Energiewerten, die aufsteigend mit dem Bandindex n nummeriert werden können. Die möglichen Energien bzw. Frequenzen lassen sich als kontinuierliche Funktionen von \mathbf{k} darstellen. Die Menge aller $\omega_n(\mathbf{k})$ bilden die photonische Bandstruktur.

Wie bei Elektronen im periodischen Potential eines Festkörpers kann es für die Photonen im periodischen Dielektrikum an den Rändern der Brillouin-Zone zu einer Aufspaltung der Energiewerte kommen, einer sogenannten photonischen Bandlücke. Erstreckt sich diese Bandlücke über alle möglichen \mathbf{k} -Vektoren, so existiert eine vollständige Bandlücke. Für diese Energiewerte ist dann keine Lichtausbreitung im photonischen Kristall möglich. Aufgrund des Auftretens photonischer Bandlücken werden photonische Kristalle auch als PBG (*photonic band gap*)-Materialien bezeichnet, jedoch tritt nicht in jedem periodischen Dielektrikum zwangsläufig eine Bandlücke auf.

Für zweidimensionale photonische Kristalle (Periodizität in der (x, y) -Ebene) lassen sich die harmonischen Moden in zwei verschiedene Polarisierungen (E_x, E_y, H_z) und (H_x, H_y, E_z) aufteilen. Den Definitionen aus [11] und [45] folgend, werden diese als TE- bzw. TM-Polarisation bezeichnet.

2.1.2 Skalierungsverhalten

Wurden zu einer dielektrischen Funktion $\varepsilon(\mathbf{r})$ die harmonischen Moden berechnet, so sind damit auch die Lösungen für eine skalierte dielektrische Funktion $\varepsilon'(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}/s)$ bestimmt, da die vektorielle Helmholtz-Gleichung (2.3) mit den neuen Variablen $\mathbf{r}' = s\mathbf{r}$ und $\nabla' = \nabla/s$ in

$$\nabla' \times \left(\frac{1}{\varepsilon'(\mathbf{r}')} \nabla' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{cs} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}'/s) \quad (2.10)$$

übergeht. Dies ist wieder die Mastergleichung, jedoch mit der Feldverteilung $\mathbf{H}'(\mathbf{r}') = \mathbf{H}(\mathbf{r}'/s)$ und der Frequenz $\omega' = \omega/s$. Da sich die Frequenzen also reziprok zur Längenskala verhalten, erhält man eine universelle Beschreibung durch Übergang zu einer verallgemeinerten Frequenz

$$\frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda}. \quad (2.11)$$

Hier dient die Gitterkonstante a des photonischen Kristalls als Längenmaßstab. Aus einer photonischen Bandstruktur lassen sich daher Informationen für beliebige Kombinationen aus Gitterkonstante a und Vakuum-Wellenlänge λ ablesen. Steht andererseits in einem Experiment nur ein eingeschränkter Wellenlängenbereich zur Verfügung, so kann durch entsprechende Variation der Gitterkonstante ein beliebiger Bereich der Bandstruktur erfasst werden.

Auch eine Variation der Dielektrizitätskonstante führt zu einer Frequenzskalierung: Wird in der vektoriellen Helmholtzgleichung (2.3) die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(\mathbf{r})$ durch $\varepsilon'(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r})/s^2$ ersetzt, so bleiben die harmonischen Moden unverändert, alle Frequenzen sind jedoch um den Faktor s skaliert: $\omega' = s\omega$. Dies ist zu beachten, wenn ein experimentell aufgenommenes Spektrum mit numerischen Berechnungen verglichen wird, da die in den verwendeten Berechnungsverfahren konstant gehaltene Dielektrizitätskonstante nicht die (im allgemeinen unterschiedliche) Dispersion $\varepsilon(\lambda)$ der realen Materialien berücksichtigt.

2.2 Berechnungsmethoden

2.2.1 Entwicklung nach ebenen Wellen

Mit dem Verfahren der Entwicklung nach ebenen Wellen [16, 46], auch PWE (*plane wave expansion*)-Methode genannt, wird das Eigenwertproblem (2.5) im Frequenzraum gelöst. Für jedes vorgegebene k werden sowohl die Eigenmoden als auch die Eigenwerte berechnet, so dass die Bandstruktur eines photonischen Kristalls ermittelt werden kann.

Das magnetische Feld wird in der Basis transversaler, ebener Wellen $\hat{\mathbf{e}}_\lambda e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}}$ entwickelt, wobei \mathbf{k} ein Wellenvektor aus der ersten Brillouin-Zone und \mathbf{G} ein Vektor des reziproken Gitters ist. $\hat{\mathbf{e}}_1$ und $\hat{\mathbf{e}}_2$ sind Einheitsvektoren, die senkrecht zueinander und senkrecht zu $(\mathbf{k} + \mathbf{G})$ stehen (wegen der Transversalität des \mathbf{H} -Feldes). In dieser Basis geht das Eigenwertproblem (2.5) in eine Matrix-Eigenwertgleichung

$$\sum_{(\mathbf{G}\lambda)'} \Theta_{(\mathbf{G}\lambda),(\mathbf{G}\lambda)'}^k h_{(\mathbf{G}\lambda)'} = \omega^2 h_{(\mathbf{G}\lambda)} \quad (2.12)$$

über, die z. B. durch eine Variationsmethode gelöst werden kann. In der Matrixgleichung ist $h_{(\mathbf{G}\lambda)}$ der Entwicklungskoeffizient zur ebenen Welle $\hat{\mathbf{e}}_\lambda e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}}$, und die

Matrix Θ ist durch

$$\Theta_{(\mathbf{G}\lambda),(\mathbf{G}\lambda)'}^k = \left((\mathbf{k} + \mathbf{G}) \times \hat{\mathbf{e}}_\lambda \right) \cdot \left((\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \hat{\mathbf{e}}_\lambda \right) \varepsilon^{-1}(\mathbf{G}, \mathbf{G}') \quad (2.13)$$

definiert. Die Hauptschwierigkeit dieser Berechnung ist die Formulierung der inversen Fouriertransformation der dielektrischen Funktion $\varepsilon(\mathbf{r})$, da für die Repräsentation mit einer endlichen Anzahl ebener Wellen die Fouriertransformation und die Inversoperation nicht kommutieren. Einen Ausweg stellt die Anwendung mehrerer schneller Fouriertransformationen (FFT, *fast fourier transform*) dar, um die linke Seite der Matrix-Eigenwertgleichung (2.12) effizient zu berechnen: Da der Rotationsoperator im Fourierraum diagonal ist und $1/\varepsilon(\mathbf{r})$ im Realraum diagonal ist, kann durch Ausführung jeder Operation in ihrem Diagonalraum die Matrixgleichung (2.13) diagonalisiert werden, ohne dass die Matrix Θ selbst gespeichert werden muss. Damit kann durch iteratives Hin- und Herwechseln zwischen Real- und Fourierraum mittels FFT der Speicherbedarf drastisch reduziert und die Konvergenz um einen Faktor von mehr als 10^4 verbessert werden [47]. Das hier dargestellte Verfahren ist mit zusätzlichen numerischen Optimierungen in dem freien Programmcode MPB [48] implementiert, der für die PWE-Berechnungen in dieser Arbeit verwendet wurde.

2.2.2 FDTD-Methode

Die FDTD-Methode (*finite difference time domain*) [49, 50] geht direkt von den Maxwell-Gleichungen (2.1b) und (2.1d) aus, welche auf einem im allgemeinen kubischen Gitter in Raum und Zeit ($x = i \cdot \Delta x$, $y = j \cdot \Delta y$, $z = k \cdot \Delta z$; $t = n \cdot \Delta t$ mit ganzzahligen i, j, k, n) nach dem Halbschrittverfahren diskretisiert werden. Bei dem von K. Yee 1966 vorgeschlagenen Algorithmus [51] werden die elektrischen Feldkomponenten an den Würfelkanten zu ganzzahligen Zeitschritten n definiert, während das Magnetfeld auf den Seitenflächen zu den Zwischenzeiten $(n + 1/2)$ definiert ist, siehe Abb. 2.1. Durch diese Wahl, zusammen mit den innerhalb der Yee-Zelle als konstant angenommenen $\varepsilon_{i,j}$ und $\mu_{i,j}$, ist die korrekte Umsetzung der Stetigkeitsbedingungen der jeweiligen Feldkomponenten an Grenzflächen der dielektrischen Funktion automatisch gewährleistet. Dämpfung kann durch die elektrische Leitfähigkeit $\sigma_{i,j}$ berücksichtigt werden. Die elektrische Leitfähigkeit ist bei harmonischem Zeitverhalten (2.2) mit dem Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante verknüpft:

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\omega}. \quad (2.14)$$

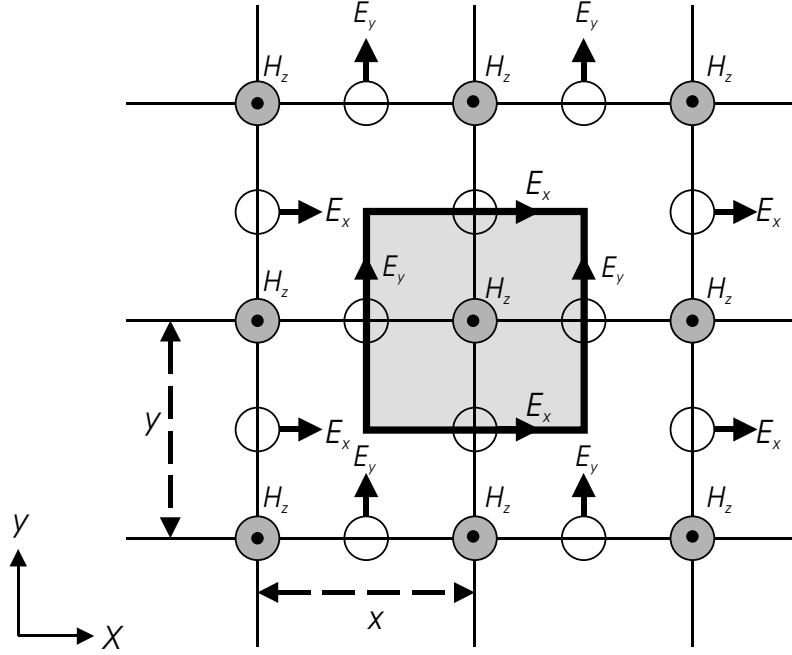


Abbildung 2.1: Diskretisierung des FDTD-Algorithmus in zwei Dimensionen für TE-Polarisation nach K. Yee. Der eingerahmte, grau unterlegte Bereich repräsentiert eine Yee-Zelle.

Für den zweidimensionalen Fall in TE-Polarisation ergeben sich im Yee-Algorithmus mit symmetrischen Differenzen die gekoppelten Gleichungen

$$H_z |_{i,j}^{n+1/2} = H_z |_{i,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \mu_{i,j}} \left(\frac{E_x |_{i,j+1/2}^n - E_x |_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} - \frac{E_y |_{i+1/2,j}^n - E_y |_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right) \quad (2.15)$$

sowie

$$E_x |_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} - \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} E_x |_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} \left(\frac{H_z |_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_z |_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (2.16)$$

und

$$E_y |_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} - \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} E_y |_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} \left(\frac{H_z |_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_z |_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{\Delta x} \right). \quad (2.17)$$

Die Berechnung der zeitlichen Evolution einer Start-Feldverteilung erfolgt durch Iteration der Integrationsschritte. Für ausreichende Genauigkeit sollten Δx und Δy

ungefähr $1/20$ der kleinsten auftretenden Material-Wellenlänge betragen, so dass nur geringe Feldstärke-Differenzen zwischen benachbarten Gitterpunkten auftreten. Um numerische Stabilität zu erreichen, müssen die Zeitschritte hinreichend klein gewählt werden [49]:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{(\Delta x)^{-2} + (\Delta y)^{-2}}}. \quad (2.18)$$

Um ein räumlich begrenztes Gebiet simulieren zu können, werden PML (*perfectly matched layer*)-Randbedingungen nach J.-P. Berenger [52] verwendet. Hierbei werden Reflexionen zurück in das simulierte Gebiet numerisch unterdrückt.

Die Transmission eines Eingangssignals wird berechnet, indem die Propagation der elektromagnetischen Felder simuliert und an einer Antenne der Betrag des Poynting-Vektors räumlich integriert wird. Das Transmissionsspektrum erhält man dann durch Fouriertransformation der zeitaufgelösten Simulationsdaten.

Die zweidimensionalen Simulationen können das Verhalten der in eine vertikale Heterostruktur eingebetteten photonischen Kristalle nur näherungsweise beschreiben. Um den Einfluss des vertikalen Schichtaufbaus auf die Feld-Propagation zu erfassen, wird der Brechungsindex des Halbleitermaterials in der Simulation durch den effektiven Index der Wellenleitermode, die für den vertikalen Schichtaufbau ohne photonischen Kristall berechnet wurde, ersetzt [53]. Die Propagationsverluste im photonischen Kristall können durch die Zuweisung einer elektrischen Leitfähigkeit der Luftlöcher, die die an den geätzten Luftlöchern auftretenden Streuverluste repräsentiert, in der Simulation berücksichtigt werden [54].

2.3 Eigenschaften des triangulären photonischen Kristalls

Die in dieser Arbeit untersuchten zweidimensionalen photonischen Kristalle besitzen ein trianguläres Kristallgitter aus Luftlöchern mit Radius r in einer Halbleitermatrix mit Brechungsindex n . Die Grundstruktur des Kristallgitters sowie das reziproke Gitter mit der ersten Brillouin-Zone sind in Abb. 2.2 dargestellt.

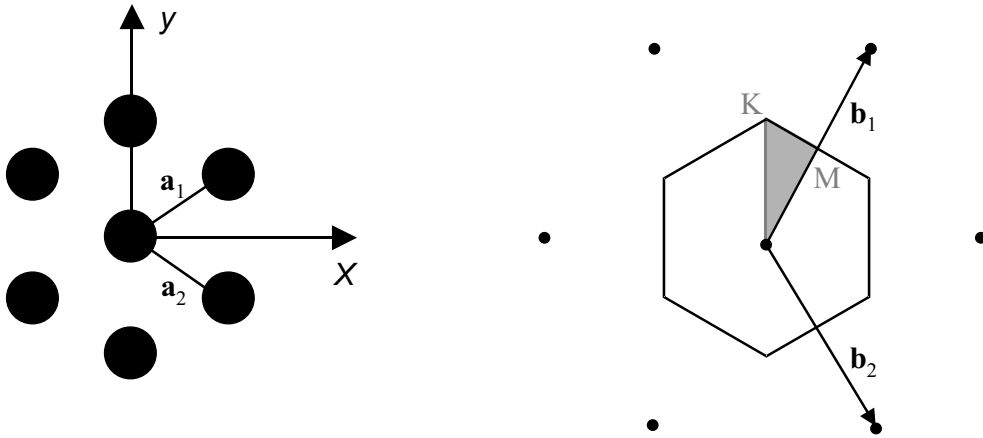


Abbildung 2.2: Trianguläres Kristallgitter im Realraum (links) und zugehöriges reziprokes Gitter (rechts) mit erster Brillouin-Zone.

Die Basisvektoren im Realraum sind

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_1 &= \left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2}\right) a, \\ \mathbf{a}_2 &= \left(\frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2}\right) a\end{aligned}\tag{2.19}$$

mit

$$|\mathbf{a}_1| = |\mathbf{a}_2| = a.\tag{2.20}$$

Dabei ist a die Gitterkonstante des triangulären Gitters. Der geometrische Luftfüllfaktor, der den Flächenanteil der Luftlöcher angibt, beträgt

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2.\tag{2.21}$$

Das zugehörige reziproke Gitter hat die Basisvektoren

$$\begin{aligned}\mathbf{b}_1 &= \left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right) \frac{4\pi}{\sqrt{3}a}, \\ \mathbf{b}_2 &= \left(\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \frac{4\pi}{\sqrt{3}a}\end{aligned}\tag{2.22}$$

mit

$$|\mathbf{b}_1| = |\mathbf{b}_2| = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a}.\tag{2.23}$$

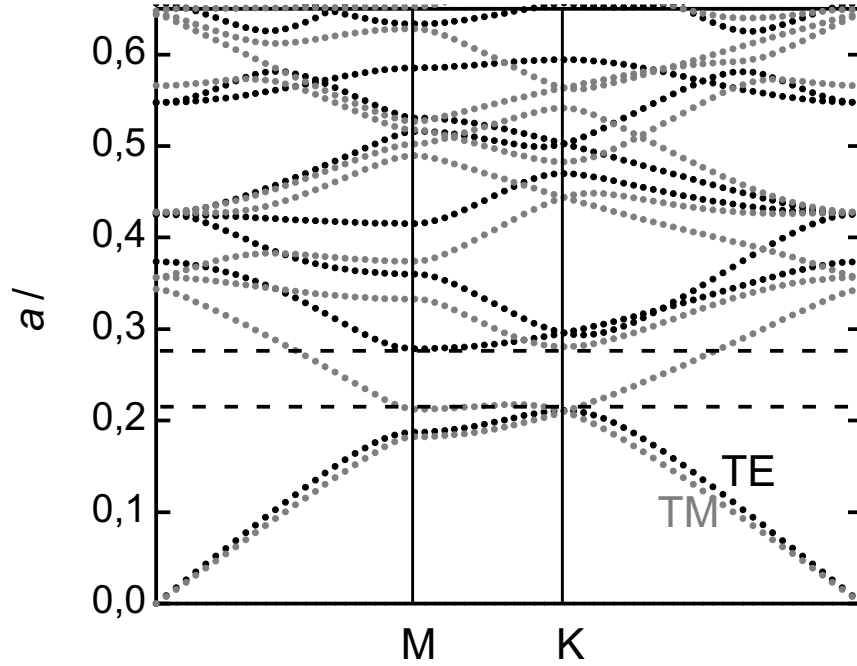


Abbildung 2.3: Photonische Bandstruktur des triangulären photonischen Kristalls für $r/a = 0,3$.

Aufgrund der Gittersymmetrie lässt sich die erste Brillouin-Zone auf den Bereich zwischen den Punkten $\Gamma = (0,0)$, $M = (0, \frac{1}{2})$ und $K = (-\frac{1}{3}, \frac{1}{3})$ reduzieren.

Abb. 2.3 zeigt die photonische Bandstruktur des triangulären photonischen Kristalls für die beiden Polarisationsrichtungen TE (schwarz gepunktet) und TM (grau gepunktet), berechnet für $r/a = 0,3$ und $n = 3,2$ mit dem Verfahren der Entwicklung nach ebenen Wellen.

Aus der Steigung der Bänder im Bandstrukturdiagramm erhält man die Gruppengeschwindigkeit der elektromagnetischen Moden:

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}). \quad (2.24)$$

Das jeweils erste photonische Band für TE und TM Polarisation startet am Γ -Punkt mit der Frequenz 0 und hat in der Umgebung des Γ -Punktes einen linearen Verlauf. Der effektive Brechungsindex der elektromagnetischen Moden

$$n_{\text{eff}} = \frac{|\mathbf{k}|c}{\omega_1(\mathbf{k})} \quad (2.25)$$

ist in diesem Bereich konstant. Die Periodizität des photonischen Kristalls wirkt sich auf diese Moden aufgrund der großen Wellenlängen nicht aus.

Im Frequenzintervall zwischen $a/\lambda = 0,21$ und $0,28$ existiert für die TE polarisierten Bänder eine vollständige photonische Bandlücke. Für TM Polarisation ist in diesem Frequenzbereich keine Bandlücke vorhanden. Vergrößert man jedoch den Luftfüllfaktor, so tritt auch für TM Polarisation eine Bandlücke auf.

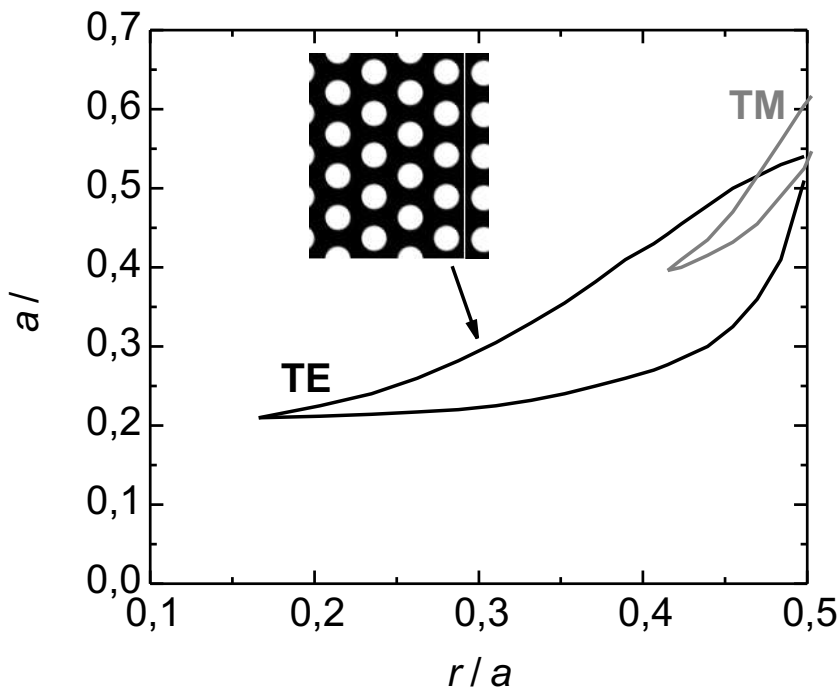


Abbildung 2.4: Verlauf der photonischen Bandlücken (*gap map*) des triangulären photonischen Kristalls für $\varepsilon = 10,24$.

Das Frequenzintervall der untersten photonischen Bandlücken als Funktion des Lochradius (die sogenannte *gap map*) ist in Abb. 2.4 dargestellt. Während für TE Polarisation schon bei Lochradien $r/a \approx 0,17$ eine vollständige Bandlücke auftritt, ist dies für TM Polarisation erst ab $r/a \approx 0,42$ der Fall. Dieser Bereich ist allerdings aufgrund der geringen Wandstärke der verbleibenden Halbleitermatrix technologisch schwer zugänglich. Zudem muss mit einer sehr schlechten vertikalen Wellenführung

gerechnet werden, da innerhalb der Luftlöcher kein Lichteinschluss in vertikaler Richtung vorliegt [18, 55]. Daher werden in dieser Arbeit trianguläre Gitter mit Lochradien r/a um 0,3 untersucht. Dies entspricht einem Luftfüllfaktor f von 32,6 %.

In Abb. 2.5 sind mit der FDTD-Methode berechnete Transmissionsspektren für TE Polarisation für einen in ΓM -Richtung durchlaufenen triangulären photonischen Kristall mit variiertem Dicke dargestellt. Dämpfung oder Absorption wurden vernachlässigt. Die Simulation zeigt einen Transmissionseinbruch im Bereich der photonischen Bandlücke. Für eine Kristall-Dicke von zwei Lochreihen ist der Transmissionseinbruch nur sehr schwach ausgeprägt, mit zunehmender Dicke des photonischen Kristalls nimmt die Transmission innerhalb der photonischen Bandlücke drastisch ab. Die Transmission sinkt ab der zweiten Lochreihe pro Reihe um ungefähr 5 dB. Schon mit wenigen Lochreihen ist daher ein sehr effektiver Reflektor realisierbar.

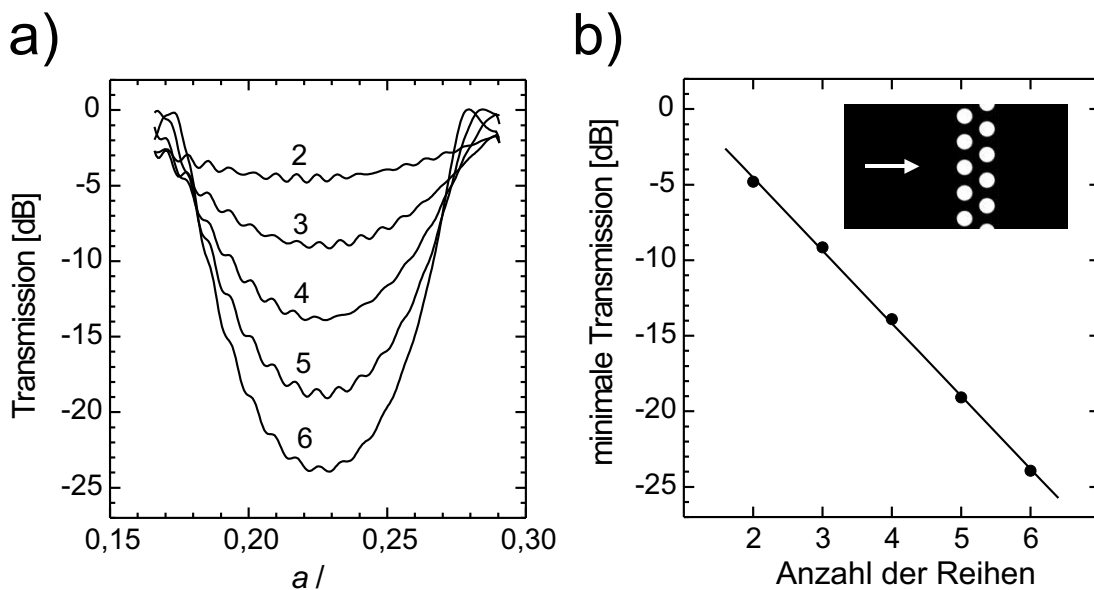


Abbildung 2.5: a) Transmissionsspektren in ΓM -Richtung für verschiedene Kristall-Dicken (2 bis 6 Lochreihen). b) Minimale Transmission in Abhängigkeit von der Anzahl der Lochreihen. Die Transmission sinkt ab der zweiten Reihe pro Reihe um 5 dB.

Wird das optische Signal senkrecht auf einen in ΓK -Richtung orientierten photo-

nischen Kristall eingestrahlt, so zeigt sich für Frequenzen innerhalb der photonischen Bandlücke ebenfalls ein Transmissionseinbruch. In dieser Orientierung ist der photonische Kristall jedoch weniger gut als Reflektor geeignet, da die Berandung des photonischen Kristalls als Beugungsgitter wirkt und ein großer Anteil des einfallenden Signals in verschiedene Beugungsrichtungen abgestrahlt wird. Die Effizienz der senkrechten Reflexion ist dadurch geringer [12, 56].

2.4 Defektwellenleiter

Ein photonischer Kristall-Wellenleiter kann erzeugt werden, wenn beispielsweise eine oder mehrere Lochreihen des triangulären Gitters ausgelassen werden [23]. Dadurch können Defektzustände innerhalb der photonischen Bandlücke erzeugt werden. Die Lichtausbreitung kann dann nur entlang des Wellenleiter-Kanals stattfinden, da ein Eindringen in die defektfreien Bereiche des photonischen Kristalls aufgrund der photonischen Bandlücke nicht möglich ist. Man nennt einen solchen Wellenleiter auch einen linearen Defektwellenleiter. Die einfachsten kanonischen Defektwellenleiter sind in Abb. 2.6 dargestellt.

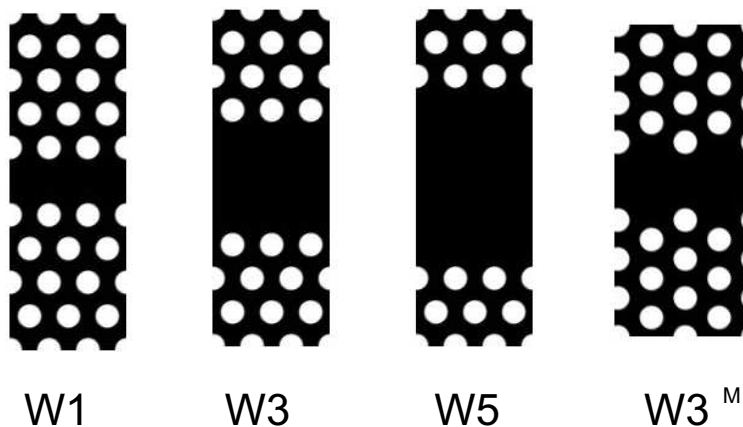


Abbildung 2.6: Lineare Defektwellenleiter in ΓK -Orientierung mit 1, 3 und 5 ausgelassenen Lochreihen (W1, W3, W5) sowie in ΓM -Orientierung mit 3 ausgelassenen Lochreihen (W3).

Ein Wellenleiter mit einer ausgelassenen Lochreihe wird mit W1 bezeichnet, entsprechend W_n für n ausgelassene Lochreihen. Dabei wird die Richtung ΓK oder ΓM entsprechend der Vektoren im reziproken Gitter angegeben. Die Defektwellenleiter in ΓK -Richtung unterscheiden sich von denjenigen in ΓM -Richtung durch die unterschiedliche Wellenleiterbreite sowie durch die Art der Wellenleiterberandung. Die Defektwellenleiter in ΓK -Richtung haben im Vergleich zu den ΓM -Wellenleitern eine glattere Berandung. In dieser Arbeit werden kanonische Defektwellenleiter im triangulären zweidimensionalen photonischen Kristall untersucht. Für Wellenleiter mit anderen Breiten oder Berandungen können dieselben Berechnungsverfahren angewendet werden wie für die hier untersuchten.

2.5 Vertikale Wellenführung

Da durch die trianguläre photonische Kristallstruktur nur die Lichtpropagation in der Ebene des photonischen Kristalls manipuliert werden kann, muss die Wellenführung in vertikaler Richtung auf konventionelle Weise, d. h. durch Verwendung eines TIR (*total internal reflection*)-Wellenleiters, erreicht werden. Dazu können verschiedene Konzepte verfolgt werden:

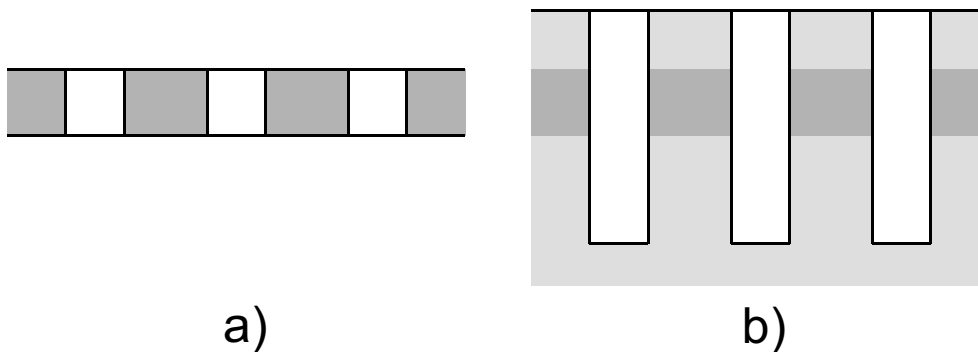


Abbildung 2.7: Vertikale Wellenführung für zweidimensionale photonische Kristalle: a) Membran-Typ. b) Substrat-Typ.

Beim Membran-Typ, siehe Abb. 2.7a), ist die Wellenleiter-Kernschicht mit dem photonischen Kristall oben und unten von Luft oder einem anderen Medium mit

sehr großem Brechungsindexkontrast umgeben [57, 58], so dass die Wellenleitermode stark in der Wellenleiter-Kernschicht eingeschlossen ist. Für Wellenleitermoden, die in der Bandstruktur unterhalb des Lichtkegels

$$\omega(k) = \frac{ck}{\sqrt{\varepsilon}} \quad (2.26)$$

liegen, ist eine Kopplung an Strahlungsmoden nicht möglich, so dass hier keine Abstrahlungsverluste auftreten können [19]. Ein typisches Materialsystem für den Membran-Typ ist SOI (silicon on insulator). Dabei wird entweder der große Brechungsindexkontrast zwischen Si und SiO₂ genutzt, oder freitragende Membranen werden verwendet [57, 59, 60, 61].

Die Verwendung einer Halbleiter-Heterostruktur auf GaAs- oder InP-Basis für die vertikale Wellenführung [62, 63], der sogenannte Substrat-Typ, siehe Abb. 2.7b), besitzt den Vorteil der leichteren monolithischen Integrierbarkeit mit aktiven Bauelementen im selben Materialsystem. Ladungsträgereffekte, elektrooptisches Durchstimmen oder Lasertätigkeit können auch direkt im photonischen Kristall angewendet werden, zudem ist die Wärmeabfuhr besser als im Membran-Typ [64]. Im Gegensatz zum Membran-Typ sind hier Wellenleitermoden unterhalb der Lichtlinie des Materials in den Mantelschichten nicht möglich, so dass prinzipiell immer Abstrahlung auftritt. Um hier eine starke Abstrahlung in das Substrat zu vermeiden, müssen die Luftlöcher möglichst tief in das Substrat hineinreichen [65].

Kapitel 3

Herstellungstechnologie

Die Herstellung zweidimensionaler photonischer Kristalle in Halbleiterheterostrukturen auf Indiumphosphid-Basis mit lateralen Strukturgrößen von ungefähr 100 nm ist mit etablierten Verfahren der Halbleitertechnologie möglich [66, 67]. Zur Strukturdefinition ist ein hochauflösendes Lithographie-Verfahren notwendig, zur Übertragung der definierten Muster in die Halbleiterschichten können verschiedene Trockenätzverfahren eingesetzt werden.

Der Einsatz von in der CMOS (*complementary metal oxide semiconductor*)-Technologie standardmäßig eingesetzten Photo-Lithographie-Anlagen im DUV (*deep ultraviolet*) bei 248 nm Wellenlänge für die Strukturierung von photonischen Kristall-Wellenleitern für den Wellenbereich um 1,55 μm ist möglich [68, 69]. Für Forschungsarbeiten mit kleinen Stückzahlen und häufig geänderten Mustern ist jedoch die Verwendung der direktschreibenden Elektronenstrahlithographie vorteilhaft.

3.1 Technologien zur Halbleiterstrukturierung

3.1.1 Elektronenstrahlithographie

Zur Strukturierung der zweidimensionalen photonischen Kristalle mit Strukturgrößen im Submikrometerbereich wurde in dieser Arbeit die direktschreibende Elektronenstrahlithographie eingesetzt. Abb. 3.1 zeigt den schematischen Aufbau der verwendeten Elektronenstrahlithographie-Anlage Eiko EB-100 [70].

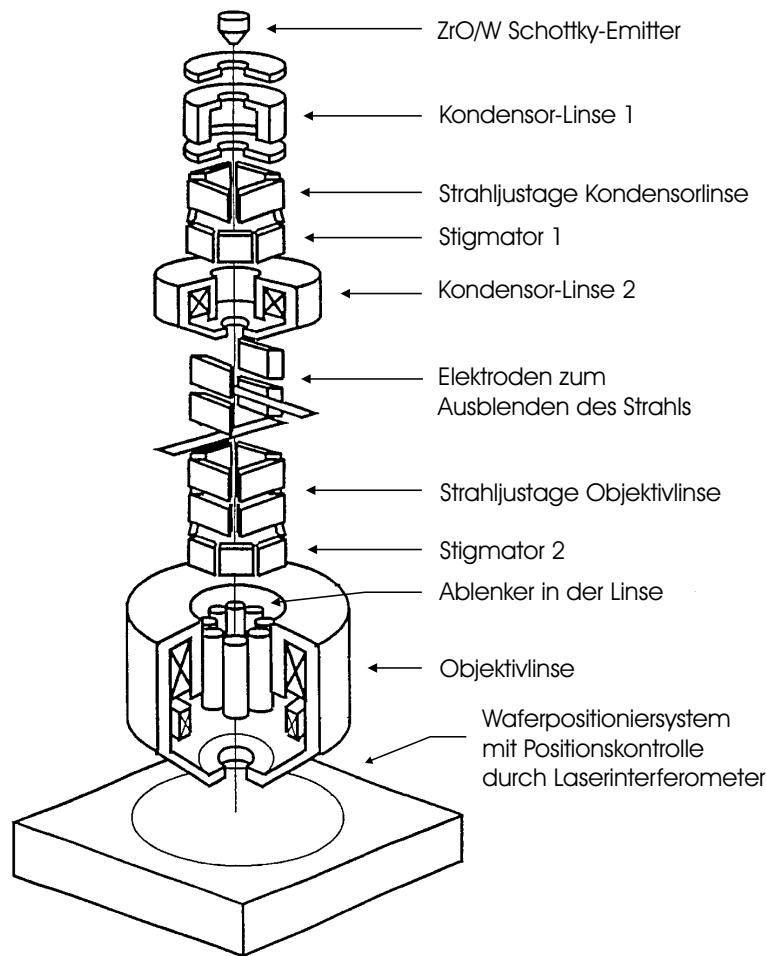


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Elektronenstrahl-lithographie-Anlage Eiko EB-100.

Die Kathode der Elektronenstrahl-Lithographie-Anlage wird von einem thermischen Feldemitter, der aus mit Zirkoniumoxid beschichtetem Wolfram besteht, gebildet. Ein Heizstrom von 2 A erzeugt die notwendige Betriebstemperatur von 1800 K. Durch eine Extraktorspannung von ungefähr 4 kV wird ein externes elektrisches Feld an den Emitter angelegt, das seine Potentialbarriere erniedrigt und somit die Emissionsrate der Elektronen steigert. Die relativen Stromschwankungen des auf die Probe treffenden Stroms liegen unter 2,5 % pro Stunde [70]. Diese hohe Stabilität ermöglicht die Belichtung komplexer Muster wie photonischer Kristall-Wellenleiter, welche Belichtungszeiten von einigen Stunden benötigen.

Die Elektronen werden durch ein System aus elektronenoptischen Linsen und

Blenden auf die Probe fokussiert. Zunächst wird der Strahl über zwei Kondensorlinsen auf die Kondensordblende abgebildet. Randstrahlen, welche die Strahlqualität auf der Probe mindern würden, werden mittels der Blende abgeblockt. Weitere Strahlkorrekturen wie der Astigmatismus-Abgleich sorgen für eine optimierte Strahlform in der Ebene der Probenoberfläche. Mit der Ablenkeinheit kann der Strahl bei einer Elektronenenergie von 100 keV computergesteuert über einen quadratischen Bereich von $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ abgelenkt werden. Die Probenbühne wird mit Schrittmotoren verfahren und die genaue Position mit einem Laserinterferometer mit einer Auflösung von 2,5 nm bestimmt. Beim Aneinandersetzen von Mustern, bei denen ein Verfahren der Probenbühne erforderlich ist, können kleine Positionierfehler auftreten (*Stitching*). Diese Fehler können durch eine Kalibrationsroutine auf ungefähr 20 nm begrenzt werden.

Die auf die Lackschicht treffenden Elektronen spalten dort die langkettigen Polymere auf. Aufgrund ihrer hohen Energie werden die Elektronen jedoch nicht im Lack absorbiert, sondern dringen weiter in das darunter liegende Material ein. Die Ordnungszahl des Probenmaterials bestimmt, wie viele Streuzentren von den Elektronen erreicht werden. Für die in dieser Arbeit strukturierten Verbindungshalbleiter auf der Basis von InP ist die Ordnungszahl wesentlich höher als die des Lacks, was zu einer verstärkten Rückstreuung führt. Der Einfluss dieses sogenannten Proximity-Effekts nimmt an Bedeutung zu, wenn die Größe und der Abstand der Strukturen vergleichbar mit der Rückstrelänge werden. Somit erhält man in einem Umkreis der gewünschten Strukturen eine zusätzliche Hintergrunddosis, die in guter Näherung durch eine Überlagerung zweier Gauß-Verteilungen beschrieben werden kann [71]:

$$I(r) = \frac{1}{1 + \eta} \left(\frac{1}{r_0^2} e^{-r^2/r_0^2} + \frac{\eta}{R^2} e^{-r^2/R^2} \right) \quad (3.1)$$

Dabei ist r der Abstand vom Belichtungspunkt, und r_0 und R charakterisieren die Vorwärts- bzw. Rückwärtsstreuung. η ist das Verhältnis der Rückwärtsstreuenergie zur Vorwärtsstreuenergie und beträgt etwa 1,1 für InP [72]. Die Parameter r_0 und R sind stark von der Elektronenenergie und vom Material abhängig. Hohe Elektronenenergien haben den Vorteil, dass in der Lackschicht kaum Vorwärtsstreuung auftritt. Der Rückstreuradius im Halbleiter nimmt jedoch drastisch zu, was zu einer breiteren Verteilung der Rückstreuenergie führt [73]. Für 100 kV Beschleunigungsspannung beträgt der Rückstreuradius im InP-Materialsystem ungefähr 11 μm .

Die Belichtungsdosis

$$D = \frac{I \cdot t}{A} \quad (3.2)$$

wird im Steuerprogramm bei konstantem Strahlstrom I über die Flächenelementgröße A sowie die Belichtungszeit pro Flächenelement t variiert. Daneben kann auch die Geometrie der Strukturen des zu belichtenden Musters optimiert werden. Insbesondere bei komplexen Strukturen sind solche Proximity-Korrekturen unumgänglich [72].

Durch die Verwendung einer Beschleunigungsspannung von 100 kV wird im Vergleich zu niedrigeren Beschleunigungsspannungen eine geringere Energieunschärfe $\Delta E/E$ erreicht, so dass die chromatische Aberration der Elektronenoptik reduziert ist.

3.1.2 Trockenätzverfahren

Zur Halbleiterstrukturierung mit hohen Aspektverhältnissen werden Trockenätzverfahren verwendet. Im Gegensatz zu den isotropen nasschemischen Ätzprozessen wird beim physikalischen Trockenätzen durch einen Beschuss der Probenoberfläche mit hochenergetischen Teilchen eine stark anisotrope Wirkung erzielt. Der Abtrag des Halbleitermaterials wird durch eine chemische Komponente gefördert [74].

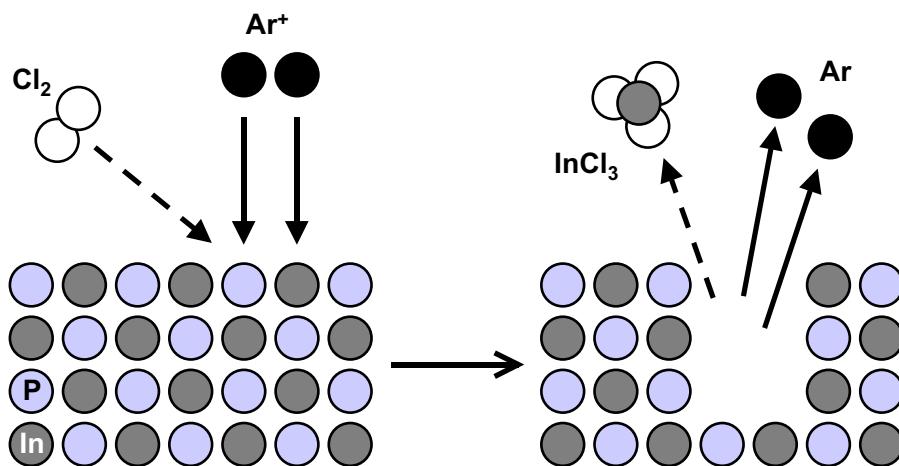


Abbildung 3.2: Physikalische und chemische Komponente beim Trockenätzen von InP.

In Abb. 3.2 ist das Prinzip des Trockenätzen von InP verdeutlicht. Argon-Ionen lösen aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie Atome aus der Probenoberfläche heraus. Zudem wird das Chlor-Gas ionisiert, so dass reaktive Chlor-Ionen den Halbleiter chemisch angreifen können und mit den abgelösten Atomen Verbindungen wie z. B. InCl_3 eingehen. Zur Realisierung möglichst senkrechter Seitenflanken mit guter Morphologie ist eine sorgfältige Abstimmung von physikalischer und chemischer Ätzkomponente nötig [71]. Die beim Ätzen von InP mit Chlor-Gas erzeugten InCl_3 -Reaktionsprodukte sind schwer flüchtig und passivieren daher schnell die Halbleiteroberfläche. Erst bei Temperaturen ab $150\text{ }^\circ\text{C}$ steigt die Desorptionsrate von InCl_3 weit genug an, um höhere Ätzraten zu ermöglichen [75]. Hohe Aspektverhältnisse können daher nur bei ausreichend hohen Temperaturen erreicht werden.

3.1.2.1 Reaktives Ionenätzen (RIE)

Beim reaktiven Ionenätzen wird über ein kapazitiv gekoppeltes Impedanz-Anpassungsnetzwerk Radiofrequenzstrahlung in ein Gasgemisch bei niedrigem Druck ($p = 0,1\text{--}1\text{ Pa}$) eingekoppelt. Dadurch werden die Gas-Atome ionisiert und eine Plasmaentladung gezündet. Da die Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse eine wesentlich größere Beweglichkeit haben als die positiven Gas-Ionen, werden sie bevorzugt bei passender Phasenlage der RF-Spannung auf die Probe bzw. Kammerwände beschleunigt. Während die geerdeten Kammerwände permanent entladen werden, kann sich über die Kondensatoren im Anpassungsnetzwerk eine negative Biasspannung aufbauen. Diese ist abhängig vom Gasdruck sowie der eingekoppelten RF-Leistung und beschleunigt die positiven Gas-Ionen auf die Probe. Die Ionen des Inertgases, typischerweise Argon, können aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie neben der Sputterwirkung an der Probenoberfläche auch die Bindung des reaktiven Gases aufbrechen und damit den chemischen Ätzangriff verstärken.

3.1.2.2 ECR-RIE

Beim klassischen RIE-Verfahren können die kinetische Energie der Ionen und die Plasmadichte nicht unabhängig voneinander eingestellt werden. Diesen Nachteil besitzt das ECR-RIE-Verfahren (*electron cyclotron resonance reactive ion etching*) [76] nicht. Den schematischen Aufbau des verwendeten ECR-RIE-Reaktors zeigt Abb. 3.3.

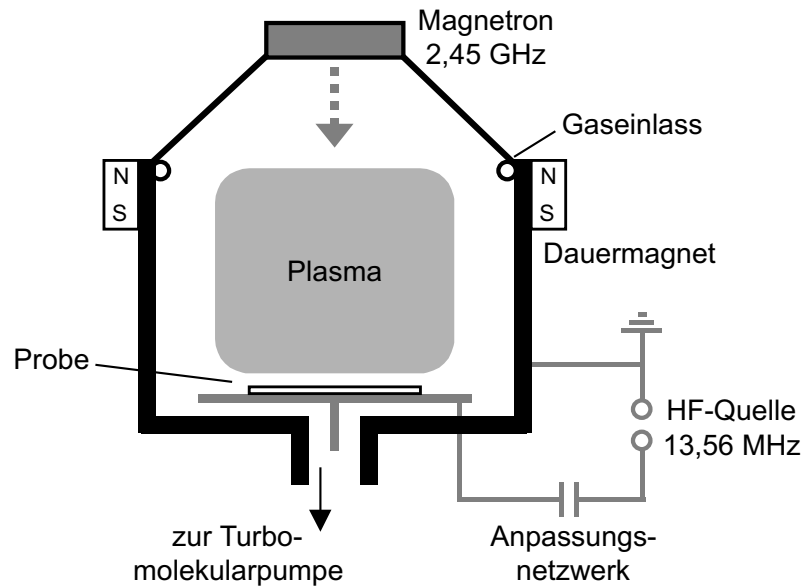


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der ECR-RIE-Anlage.

Die Zyklotronresonanz der Elektronen im Magnetfeld wird ausgenutzt, um Mikrowellenenergie resonant ins Plasma einzukoppeln. Dadurch wird die Erzeugung hoher Plasmadichten bei geringer Biasspannung und damit niedrigeren Ionenenergien ermöglicht.

Die Gaszusammensetzung wird durch Massenflussregler kontrolliert in die UHV-Kammer eingebracht. Der Prozessdruck im Fein- bis Hochvakuumbereich wird durch eine Turbomolekularpumpe mit Drosselventil aufrechterhalten. Durch die im Magnetfeld stark verlängerten Elektronenbahnen nimmt die Ionisierungswahrscheinlichkeit drastisch zu, so dass der Betrieb der ECR-RIE mit hohen Plasmadichten bei niedrigen Drücken bis zu 10^{-3} Pa möglich wird. Dadurch wird die Desorption der Ätzprodukte erleichtert und es sind schonendere Ätzprozesse mit höherem Aspektverhältnis als beim RIE-Verfahren möglich.

3.1.2.3 Chemisch unterstütztes Ionenstrahl-Ätzen (CAIBE)

Ein alternatives Verfahren zum RIE- oder ECR-RIE-Ätzen der Halbleiterschichten ist das chemisch unterstützte Ionenstrahl-Ätzen (CAIBE, *chemically assisted ion beam etching*) [77, 78]. Bei diesem Verfahren wird ein kollimierter Ionenstrahl auf

die Probe gerichtet, zusätzlich wird die Probe mit einem reaktiven Gas (Chlor) umgeben.

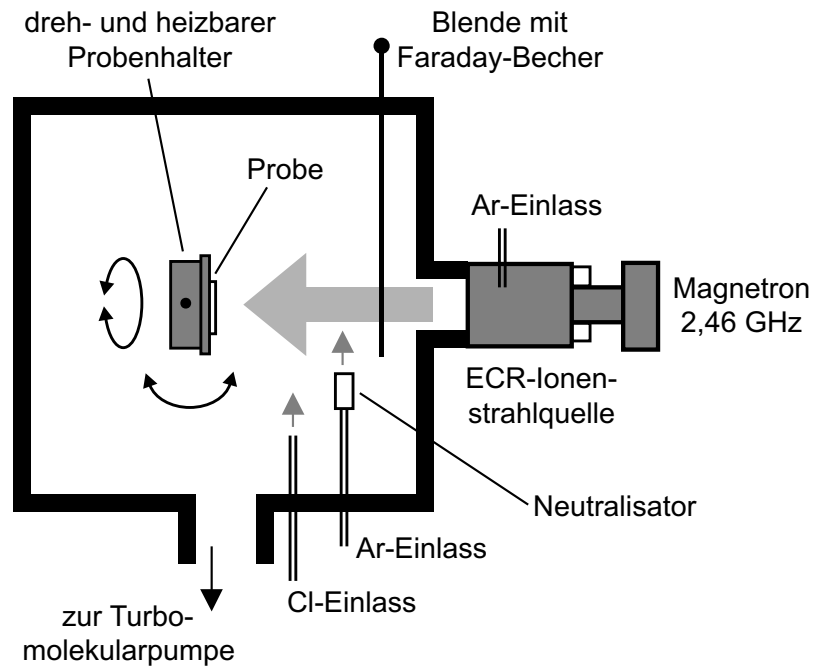


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau der CAIBE-Anlage.

Abb. 3.4 zeigt den Aufbau des CAIBE-Reaktors. An die UHV-Kammer ist eine ECR-Ionenquelle vom Kaufmann-Typ angebracht. Eine Blende zwischen Ionenquelle und Probenhalter schützt die Probe während des Einstellens des Strahlstroms. Die Gaszuflüsse werden durch Massenflussregler kontrolliert. Um ein Aufladen der Probe zu verhindern, werden die aus der Ionenquelle austretenden Argon-Ionen durch einen Elektronenstrahl neutralisiert. Dieser wird durch einen Plasma-Brücken-Neutralisator aus einem Argon-Plasma erzeugt. Der aus dem Neutralisator austretende Elektronenstrahl ist senkrecht zum Ionenstrahl gerichtet. Die ECR-Ionenquelle verfügt über einen Mikrowellengenerator mit maximaler Leistung von 800 W bei einer Frequenz von 2,46 GHz. Das durch die Elektron-Zyklotron-Resonanz erzeugte Argon-Plasma ist bis zu den Extraktionsgittern in der Ionenquelle ausgedehnt. Durch den Potentialunterschied zwischen Plasma und Probenhalter werden die Argon-Ionen aus der Entladungskammer herausgesaugt. Ein ionenoptisches System

aus gegenpolig vorgespannten Gittern dient der Strahlformung [79]. Die CAIBE-Anlage besitzt einen heizbaren Probenhalter, der um zwei Achsen gedreht werden kann, so dass ein gerichteter Abtrag unter verschiedenen Winkeln zur Probenoberfläche möglich ist.

Die Ätzcharakteristiken beim CAIBE- und beim ECR-RIE-Verfahren sind vergleichbar. Die in der Praxis erzielbaren Ätzergebnisse hängen auch von der jeweiligen Anlagen-Konfiguration ab.

3.2 Gesamtprozess zur Herstellung photonischer Kristalle

Als Ausgangsmaterial für die Prozessierung der photonischen Kristall-Strukturen dienen Halbleiter-Heterostrukturen auf Indiumphosphid-Basis, die mit Molekularstrahlepitaxie bzw. metallorganischer Gasphasenepitaxie hergestellt wurden. Die Kernschritte der Prozessierung sind in Abb. 3.5 dargestellt.

- Die Probe wird organisch gereinigt durch jeweils 120 s langes Eintauchen in kochendes Dichlormethan, Aceton und Methanol.
- Eine 200 – 250 nm dicke SiO_2 -Schicht, die im weiteren Prozessablauf als Ätzmaske dient, wird homogen auf die Probe aufgesputtert.
- Eine 500 nm dicke Schicht aus Polymethymetacrylet (PMMA) mit 950 k Molekulargewicht, die als Positivlack für die Elektronenstrahlbelichtung dient, wird aufgeschleudert. Dazu wird eine 5,5 % Lösung von PMMA in Chlorbenzol bei 2000 U/min auf eine Lack-Zentrifuge aufgetropft, dann 40 s lang bei 5000 U/min auf die gewünschte Dicke gebracht und schließlich bei 165 °C für 2 min ausgebacken. Die hohe Schichtdicke ist wegen der schlechten Ätzresistenz des PMMA Lacks im nachfolgenden RIE-Trockenätzprozess notwendig.
- Das photonische Kristall-Muster wird mittels 100 keV Elektronenstrahlolithographie definiert. Die Belichtung erfolgt bei einem Strahlstrom von 600 pA, die Dosis in der Lackschicht beträgt ca. 500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

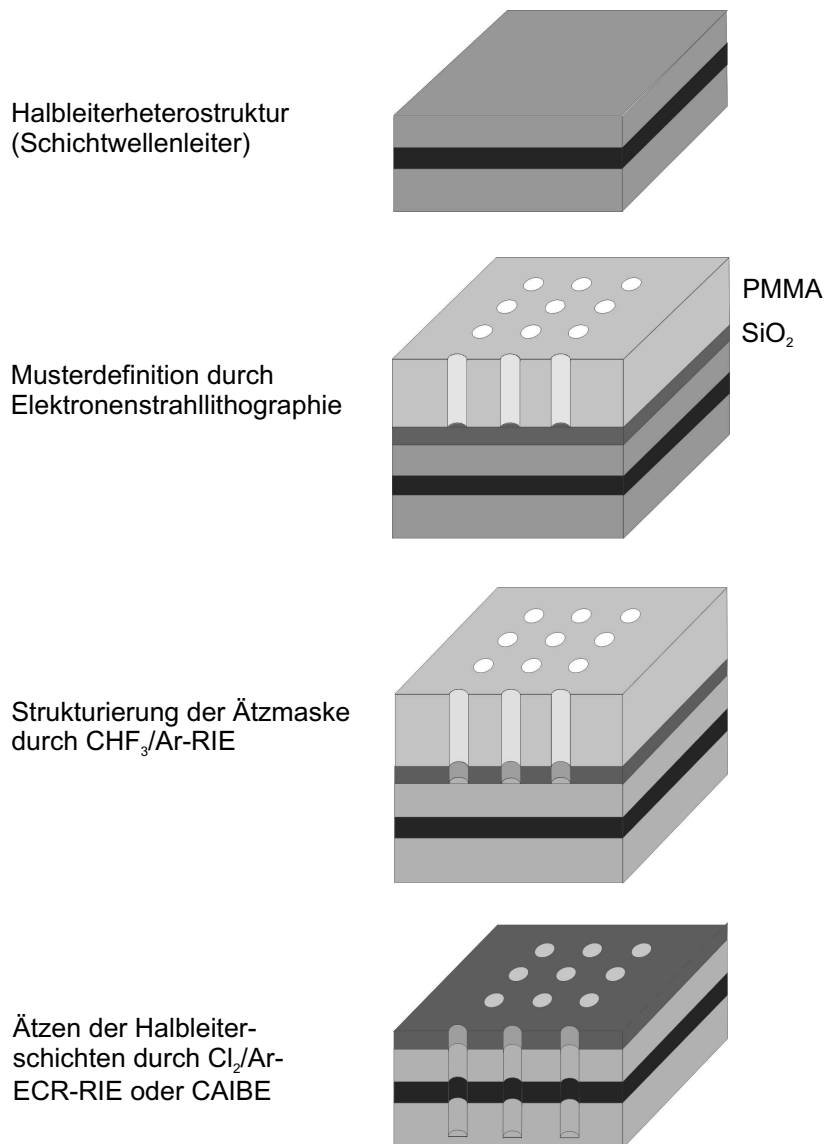


Abbildung 3.5: Kernschritte der Herstellung zweidimensionaler photonischer Kristalle in einer III-V-Halbleiterheterostruktur: Das Muster wird zunächst in einer Lackschicht definiert und anschließend in eine SiO₂-Ätzmaske übertragen. Die Ätzmaske ermöglicht das Ätzen der Halbleiterschichten mit hohem Aspektverhältnis.

- Der belichtete PMMA-Lack wird für 2:30 min in einem Gemisch aus 1:3 Methylisobutylketon/Isopropanol bei Raumtemperatur entwickelt. Die be-

lichteten PMMA-Bereiche werden dabei herausgelöst. Durch anschließendes Schwenken der Probe in reinem Isopropanol wird der Entwicklungsprozess gestoppt.

- Mit einem RIE-Trockenätzprozess auf CHF_3/Ar -Basis wird das Muster aus der PMMA-Schicht in die SiO_2 -Schicht übertragen. Bei Gasflüssen von 15 sccm CHF_3 und 7,5 sccm Ar, einem Prozessdruck von 3 Pa und 50 W RF-Leistung werden eine Biasspannung von 230 V und Ätzraten in SiO_2 von 12 nm/min erreicht. Wie in Abb. 3.6 zu sehen ist, stoppt der Ätzprozess aufgrund seiner hohen Selektivität definiert an der Halbleiteroberfläche. Die Aufnahmen wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) erstellt. Dazu wurden die Proben vor bzw. nach dem Ätzen der Maske gespalten (siehe unten).

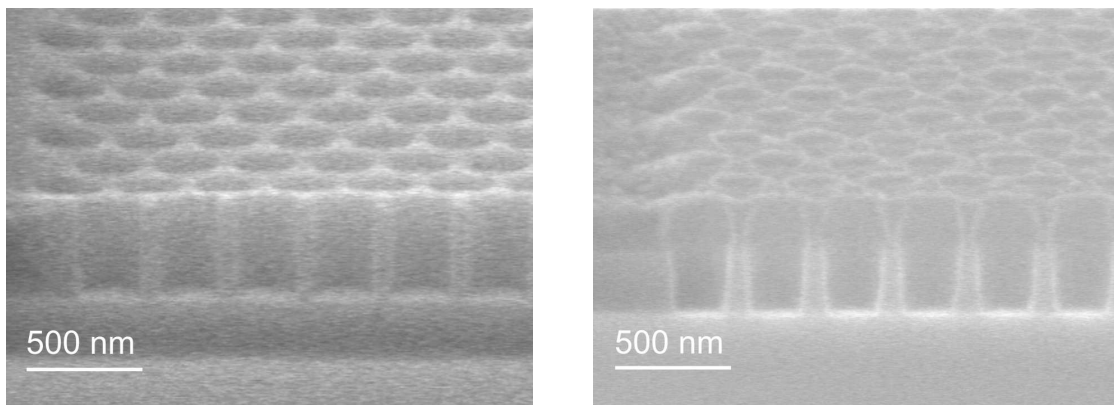


Abbildung 3.6: REM-Aufnahmen von PMMA-Lack und SiO_2 -Maske vor und nach dem Ätzen der Maske.

- Zum Ätzen der Löcher in die Halbleiterschichten wird ein ECR-RIE-Ätzprozess mit Gasflüssen von 4 sccm Cl_2 und 19 sccm Ar bei einem Druck von 0,28 Pa verwendet. Eine RF-Leistung von 150 W und eine ECR-Leistung von 1000 W führen zu einer Biasspannung von 380 V [80]. Die hohe Mikrowellenleistung führt zu einem hochdichten Plasma und erhöhten Proben Temperaturen, so dass die Desorption der schwer flüchtigen InCl_3 -Cluster gefördert wird. Die Ätzrate erreicht 800 nm/min. Abb. 3.7 zeigt auf diese Weise hergestellte photonische

Kristalle (Probe KTH passive waveguide) mit einer Gitterkonstante von $a = 400$ nm. Die Lochtiefen von bis zu $4 \mu\text{m}$ entsprechen einem Aspektverhältnis von 16:1.

Alternativ dazu kann ein CAIBE-Prozess verwendet werden. Dabei wird am heizbaren Probenhalter eine Temperatur von $250 \text{ }^\circ\text{C}$ eingestellt. Es werden Gasflüsse von 2 sccm Cl_2 und 5 sccm Ar und eine Ionenenergie von 600 eV verwendet.

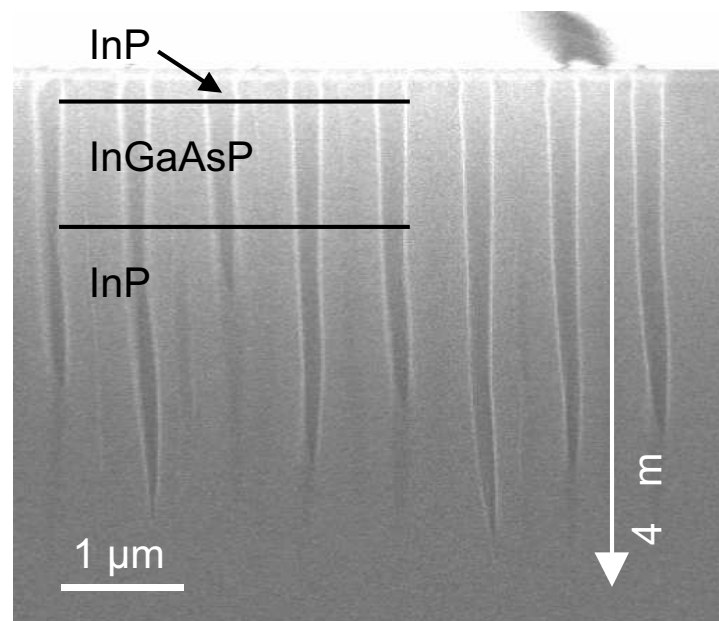


Abbildung 3.7: Mit ECR-RIE geätzter photonischer Kristall in InGaAsP/InP-Heterostruktur (REM-Aufnahme). Die Gitterkonstante beträgt 400 nm .

- Die Probe wird gespalten, um glatte Facetten an den gewünschten Positionen zu erhalten. Dazu werden an dafür vorgesehenen Marken Sollbruchstellen mit einem Diamantritzer erzeugt. Durch Druck auf die Probenrückseite bricht die Probe entlang einer Kristallachse. Da die Probe kontrolliert nur entlang dieser Achsen gespalten werden kann, ist beim Belichten eine sorgfältige Orientierung des Musters an den Probenkanten notwendig.

- Im Rasterelektronenmikroskop (REM) werden Probenoberfläche und Spaltfacette inspiziert, um Form und Tiefe der geätzten Löcher zu kontrollieren.
- Bei Bedarf werden die Spaltfacetten mit reflexionsvermindernden Schichten aus Al_2O_3 beschichtet. Dazu wird nacheinander mit einem Elektronenstrahl-Verdampfer auf beide Seiten ungefähr 250 nm Al_2O_3 als $\lambda/4$ -Schichten aufgedampft.

3.3 Herstellung von Membranstrukturen

Zweidimensionale photonische Kristalle können auch in freitragenden InP-Membranen hergestellt werden. Diese Strukturen unterscheiden sich von den photonischen Kristallen in Halbleiterheterostrukturen durch einen deutlich höheren Brechungsindexkontrast und somit deutlich härteren Lichteinschluss in vertikaler Richtung.

Die Herstellung folgt zunächst dem Herstellungsprozess für photonische Kristalle in Heterostrukturen. Nach dem Ätzen der Luftlöcher wird ein nasschemischer Ätzschritt durchgeführt, um die unter der InP-Schicht liegende Opferschicht aus InGaAs selektiv zu entfernen [81].

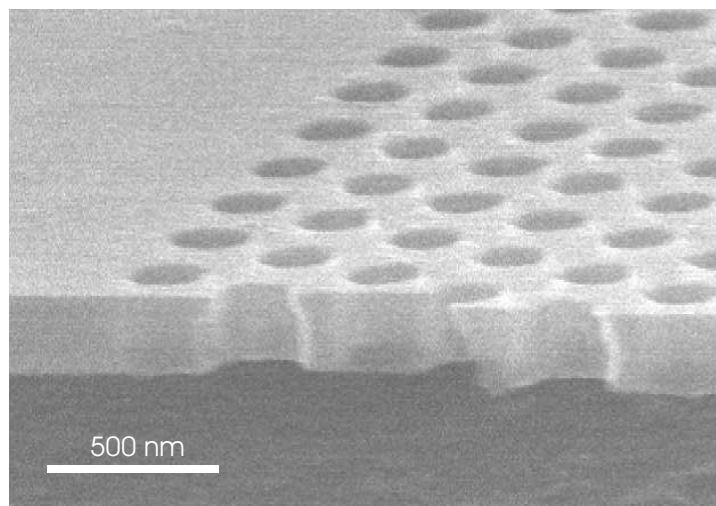


Abbildung 3.8: Photonischer Kristall in InP-Membran.

Bei der in Abb. 3.8 zu sehenden photonischen Kristall-Membran wurden zunächst mit dem CAIBE-Verfahren Luftlöcher in die Halbleiter-Heterostruktur (Probe G1230) geätzt. Anschließend wurden die Reste der SiO_2 -Maske mit einprozentiger Flusssäure entfernt. Die Probe wurde in eine FeCl_3 -Lösung im Verhältnis 1:3 eingetaucht, um die Opferschicht selektiv zu entfernen. Nach 40 s in der Ätzlösung wurde die Probe 20 s in H_2O und 30 s in Aceton gereinigt. Die horizontale Ätzrate in der InGaAs-Schicht wurde zu 10 nm/s bestimmt.

Kapitel 4

Optische Messtechnik

Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften der photonischen Kristall-Wellenleiter und -Filter ist neben der Messung der transmittierten Intensität die Messung der Phasenantwort von Interesse, da beim Einsatz in hochbitratigen optischen Netzwerken auch die durch die Phasenantwort bestimmten Dispersionseigenschaften berücksichtigt werden müssen [82]. Dazu wird in einem sogenannten *Endfire*-Aufbau Licht von außen in den Wellenleiter eingekoppelt und das transmittierte Licht auf der anderen Seite detektiert [4, 83]. Im Rahmen der Arbeit wurden zwei Messplätze in Betrieb genommen, mit denen Transmissions- sowie Dispersionsmessungen an photonischen Kristall-Wellenleitern möglich sind.

4.1 Transmissionsmessung

Der an der Universität Würzburg aufgebaute Transmissionsmessplatz ermöglicht die Messung der transmittierten Intensität von passiven Wellenleiterstrukturen im Wellenlängenbereich 1456 – 1584 nm. Abb. 4.1 zeigt den Messaufbau.

Als Lichtquelle dient ein durchstimmbarer Halbleiterlaser mit externem Resonator (Agilent 81680A), der linear polarisiertes Licht emittiert. Die Linienbreite der emittierten Strahlung beträgt ungefähr 100 kHz. Über eine monomodige Glasfaser und einen faseroptischen Polarisationssteller wird die Laserstrahlung auf die Wellenleiterfacette fokussiert. Dazu ist das Ende der Glasfaser als Linse geformt, so dass im Abstand von 5 μm vom Faserende eine minimale Strahltaile von ungefähr 1,5 μm erzeugt wird. Die Glasfaser ist auf einen Verstelltisch montiert, der durch

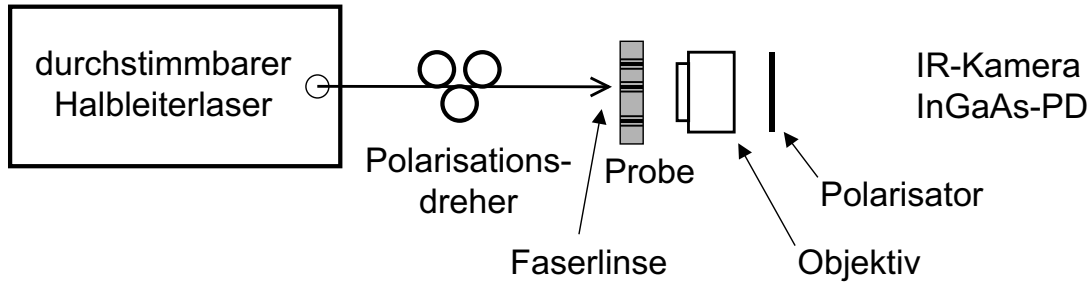


Abbildung 4.1: Transmissionsmessplatz (schematisch).

manuelle Versteller eine Grobausrichtung und durch piezoelektrische Versteller eine Feinpositionierung der Faserlinse vor dem Wellenleiter, in den die Laseremission eingekoppelt werden soll, ermöglicht. Eine Positioniergenauigkeit unterhalb eines Mikrometers ist nötig, um effizient in die hergestellten Wellenleiter einkoppeln zu können. Der Probenhalter ist mit einem Peltierelement versehen, so dass die Temperatur der Probe eingestellt und stabilisiert werden kann. Auf der Ausgangsseite dient ein achromatisches Mikroskopobjektiv mit Arbeitsabstand von 10 mm dazu, das transmittierte Licht aufzusammeln. Ein Polarisationsfilter dient zur Selektion der Polarisationsrichtung. Das transmittierte Licht wird mit Hilfe einer Konvexlinse und eines Strahlteilers sowohl auf eine Infrarot-Vidicon-Kamera als auch auf eine InGaAs-Photodiode abgebildet. Durch mechanisch verstellbare Schlitze in der Zwischenbildebene kann unerwünschtes Streulicht abgeblockt werden. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses ist die Photodiode an einen Lock-In-Verstärker angeschlossen, der dem Halbleiterlaser eine Modulationsfrequenz im kHz-Bereich vorgibt. Zur Aufnahme von Transmissionspektren wird über eine Computersteuerung die Wellenlänge schrittweise variiert und das gemessene Signal ausgelesen.

4.2 Messung von Gruppenlaufzeit und Dispersion

Ein optisches Signal breitet sich in einem dispersiven Medium mit der Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}} \quad (4.1)$$

aus [4]. Der Term $n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$ wird als Gruppenindex n_g bezeichnet, c ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Die Gruppenlaufzeit des optischen Signals entlang

einer Strecke L ist dann durch

$$\tau_g = \frac{L}{v_g} = \frac{Ln_g}{c} \quad (4.2)$$

gegeben.

Die Gruppenlaufzeit kann durch Differenzieren aus der Phase φ der elektromagnetischen Welle berechnet werden:

$$\tau_g = -\frac{d\varphi}{d\omega}. \quad (4.3)$$

Die so definierte Gruppenlaufzeit wird als relative Gruppenlaufzeit bezeichnet, da aus ihr auf die absolute Laufzeit entlang einer bestimmten Strecke nicht geschlossen werden kann.

Die chromatische Dispersion D , üblicherweise mit der Einheit ps/nm, gibt die Variation der Gruppenlaufzeit bei Veränderung der Wellenlänge an:

$$D = \frac{d\tau_g}{d\lambda}. \quad (4.4)$$

Aus Gleichung (4.3) folgt:

$$D = -\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d\varphi}{d\omega} \right). \quad (4.5)$$

Bei Glasfasern wird die angegebene Dispersion auf die Glasfaser-Länge bezogen und als Dispersionskoeffizient $D_c = D/L$ in ps/(nm·km) angegeben.

Für die Beschreibung der Signal-Ausbreitung in optischen Wellenleitern wird die Wellenzahl k durch die Komponente des Wellenvektors in Wellenleiterrichtung, die Ausbreitungskonstante β , ersetzt [4]. $n_{\text{eff}} = \beta/k$ wird als effektiver Brechungsindex des Wellenleiters bezeichnet [6].

Die Frequenz-Abhängigkeit der Ausbreitungskonstante β kann durch Taylor-Entwicklung dargestellt werden [84]:

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \beta(\omega_0 + \Delta\omega) \\ &= \beta(\omega_0) + \beta' \Delta\omega + \frac{1}{2}\beta'' (\Delta\omega)^2 + \dots \end{aligned} \quad (4.6)$$

mit $\Delta\omega = \omega - \omega_0$. $\beta(\omega_0)$ ist die Ausbreitungskonstante bei der Frequenz ω_0 , $\beta' = (d\beta/d\omega)|_{\omega_0}$ ist die reziproke Gruppengeschwindigkeit und $\beta'' = (d^2\beta/d\omega^2)|_{\omega_0}$

der Gruppengeschwindigkeitdispersions-Parameter, auch GVD (*group velocity dispersion*)-Parameter. Der Zusammenhang zwischen der chromatischen Dispersion D und dem Gruppengeschwindigkeitdispersions-Parameter $d^2\beta/d\omega^2$ ist durch

$$D = -\frac{2\pi Lc}{\lambda^2} \cdot \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \quad (4.7)$$

gegeben.

Zur Bestimmung der Dispersion der Wellenleiterstrukturen wurden in dieser Arbeit zwei Verfahren eingesetzt: die Phasenverschiebungsmethode [85, 86, 87] sowie die Modulationsmethode mit Offset [88].

4.2.1 Phasenverschiebungsmethode

Der bei Infineon Technologies AG, Abt. CPR PH, in München in Betrieb genommene Messplatz ermöglicht die simultane Messung von transmittierter Intensität und relativer Phase. Der schematische Aufbau ist in Abb. 4.2 dargestellt.

Als Lichtquelle dient ein durchstimmbarer Halbleiterlaser mit externem Resonator (Agilent 81680A), der linear polarisiertes Licht emittiert. Mit Hilfe eines LiNbO_3 -Modulators wird das Lichtsignal im GHz-Frequenzbereich moduliert. Der zwischen Laser und Modulator eingefügte faseroptische Polarisationssteller dient zur Einstellung der für die Funktion des Modulators notwendigen Polarisationsrichtung. Zur Signalverstärkung kann ein erbiumdotierter Glasfaser-Verstärker (EDFA, *erbium doped fiber amplifier*) verwendet werden. Ein weiterer Polarisationssteller wird benötigt, um an der Probe eine definierte Polarisationsrichtung einstellen zu können. Das Glasfaserende mit Faserlinse ist auf einem Justiertisch montiert, der mit Hilfe von Schrittmotoren mit einer Genauigkeit von $0,1 \mu\text{m}$ positioniert werden kann. Der Probenhalter kann zur optimalen Justage verdreht werden. Auf der Ausgangsseite wird das transmittierte Licht mit einer zweiten Glasfaserlinse aufgesammelt und über eine monomodige Glasfaser zu einem optischen Hochfrequenz-Detektor (Agilent 83410C) geleitet. Zur Verstärkung des optischen Signals wurde ein zweiter Glasfaser-Verstärker (EDFA) vor den Detektor eingefügt. Ein elektrischer Netzwerkanalysator (NWA) steuert den Modulator an und ermittelt Intensität und Phase des vom Hochfrequenzempfänger erhaltenen elektrischen Signals. Die schrittweise Variation der Wellenlänge erfolgt über eine Computeransteuerung.

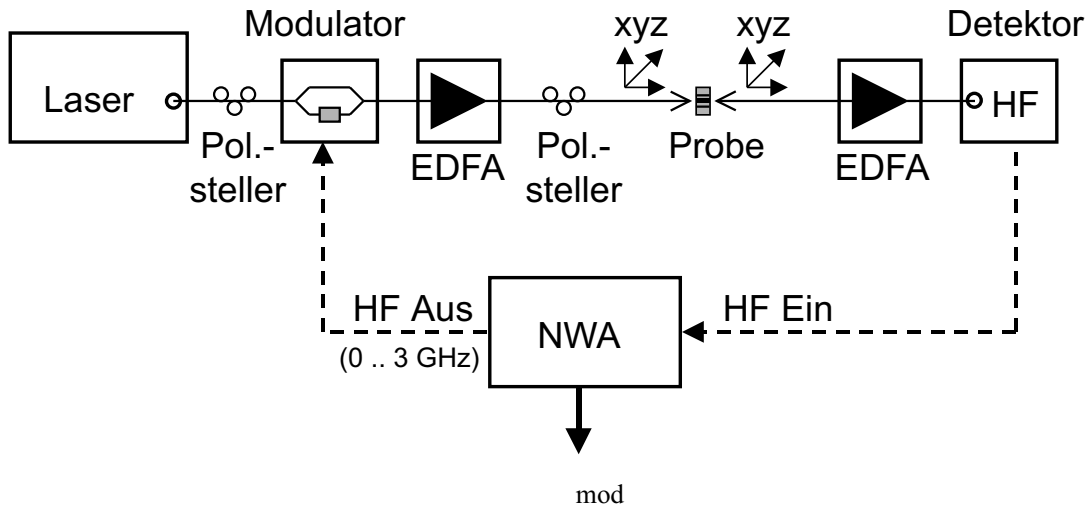


Abbildung 4.2: Phasenverschiebungsmethode zur Messung der Gruppenlaufzeit (schematischer Aufbau).

Im elektrischen Netzwerk-Analysator wird die Phase φ_{mod} des detektierten Signals ermittelt. Diese hängt über die Beziehung

$$\tau_g = -\frac{\varphi_{\text{mod}}}{360^\circ \cdot f_{\text{mod}}} \quad (4.8)$$

mit der relativen Gruppenlaufzeit τ_g und der Modulationsfrequenz $f_{\text{mod}} = \omega_{\text{mod}}/2\pi$ zusammen. Da die Phase φ_{mod} nur zwischen -180° und $+180^\circ$ variieren kann, muss die Phase eventuell um Vielfache von 360° korrigiert werden. Dies ist in Abb. 4.3 am Beispiel der Phasenantwort einer 1051 m langen Standard-Monomode-Glasfaser bei 800 MHz Modulationsfrequenz dargestellt. Die auf der rechten Seite gezeigte korrigierte Phasenantwort kann entsprechend Gleichung (4.8) in die zugehörige Gruppenlaufzeitverzögerung umgerechnet werden.

Um die Gruppenlaufzeit eines bestimmten optischen Bauteils zu bestimmen, muss zuerst eine Phasenmessung ohne das Bauteil durchgeführt werden. Aus der Differenz zur gemessenen Phase mit Bauteil kann so die absolute Gruppenlaufzeit durch das Bauteil bestimmt werden.

Da zur Phasenbestimmung des modulierten Signals die zwei Seitenbänder im Abstand $2\omega_{\text{mod}}$ verwendet werden, ist die spektrale Auflösung um so schlechter, je größer die Modulationsfrequenz gewählt wird. Da die Phasenverschiebung des modulierten Signals aber zur Modulationsfrequenz proportional ist, steigt auch das

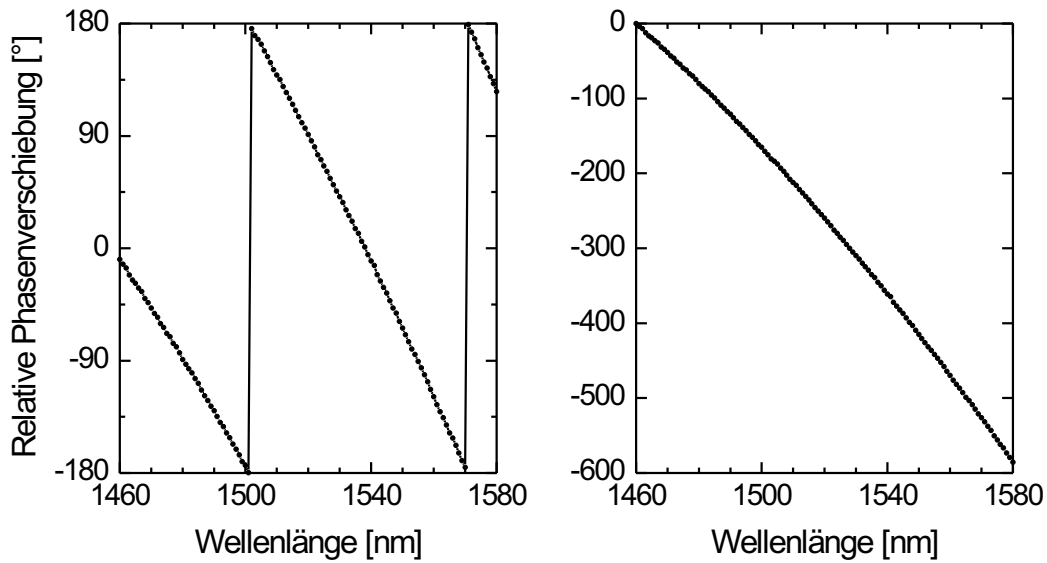


Abbildung 4.3: Gemessene und korrigierte Phasenverschiebung von 1051 m Standard-Monomode-Glasfaser für 800 MHz Modulationsfrequenz.

Signal-Rausch-Verhältnis mit zunehmender Modulationsfrequenz. Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden daher mit Modulationsfrequenzen von 0,8–3,0 GHz durchgeführt.

Nach Gleichung (4.4) lässt sich aus der gemessenen Gruppenlaufzeit-Kurve $\tau_g(\lambda)$ die Gruppenlaufzeitdispersion $D(\lambda)$ berechnen. Dazu werden die in relative Gruppenlaufzeit umgerechneten Messwerte mit einem Savitzky-Golay-Filter [89] numerisch geglättet und anschließend differenziert.

Abb. 4.4 zeigt die mit 800 MHz Modulationsfrequenz gemessene relative Gruppenlaufzeit und chromatische Dispersion einer 1051 m langen Standard-Monomode-Glasfaser. Die gemessene chromatische Dispersion der Glasfaser beträgt 17,9 ps/(nm·km) bei 1550 nm Wellenlänge.

Die Gruppenlaufzeitmessung an planaren Wellenleiterstrukturen mit Hilfe der Phasenverschiebungsmethode wird in Abb. 4.5 demonstriert. Auf der Probe 3MOE3486 wurden Streifen-Wellenleiter in InGaAsP/InP-Heterostrukturen mit hartem horizontalem Lichteinschluss hergestellt. Der Herstellungsprozess entspricht dem für die photonischen Kristall-Wellenleiter. Durch Verwendung von Wellenleiter-Krümmungen wurden Streifen-Wellenleiter verschiedener Länge bis zu 10,3 mm rea-

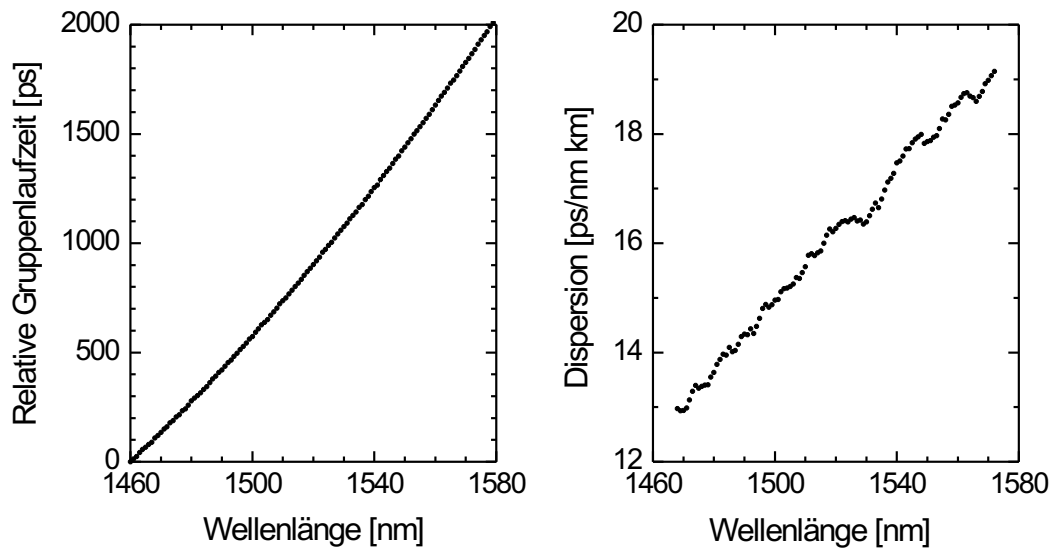


Abbildung 4.4: Relative Gruppenlaufzeit und Dispersion von 1051 m Standard-Monomode-Glasfaser.

lisiert. Die gemessene Phasenverschiebung und somit auch die Gruppenlaufzeitverzögerung sind wie zu erwarten proportional zur Wellenleiter-Länge.

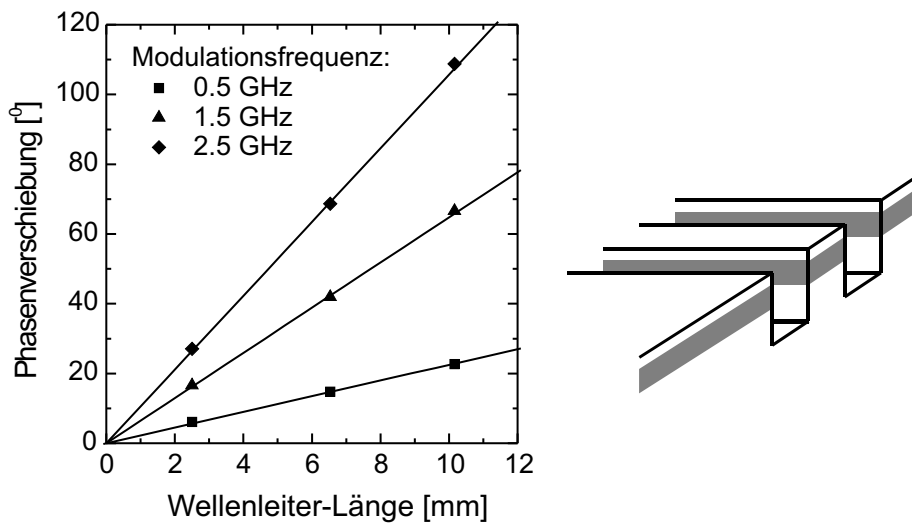


Abbildung 4.5: Messung der Phasenverschiebung an InGaAsP/InP-Streifen-Wellenleitern verschiedener Länge.

Eine höhere Auflösung kann bei der Phasenverschiebungsmethode durch Einseitenband-Modulation erzielt werden [90]. Dabei werden die beiden Elektroden des Mach-Zehnder-Modulators mit 90° Phasenverschiebung bei halber Schaltspannung angesteuert [91]. Bei konstanter Laserwellenlänge ist die detektierte Phase des modulierten Signals allein eine Funktion der Seitenbandfrequenz [90]. Durch Variation der Modulationsfrequenz ω_{mod} kann die Phase im Frequenzintervall zwischen $\omega_0 + \omega_{\text{mod, min}}$ und $\omega_0 + \omega_{\text{mod, max}}$ gemessen werden. Die erreichbare Auflösung liegt dadurch im Hz-Bereich, der Wellenlängenbereich einer einzelnen Messung ist jedoch durch das zur Verfügung stehende Modulationsfrequenz-Intervall auf etwa 0,1 nm limitiert.

4.2.2 Modulation mit Offset

Die Modulationsmethode mit Offset beruht auf der Tatsache, dass bei großen Dispersionswerten die Modulationsantwort für bestimmte Modulationsfrequenzen gleich null wird [84], da dann die durch die Modulation entstehenden Seitenbänder in Gegenphase sind.

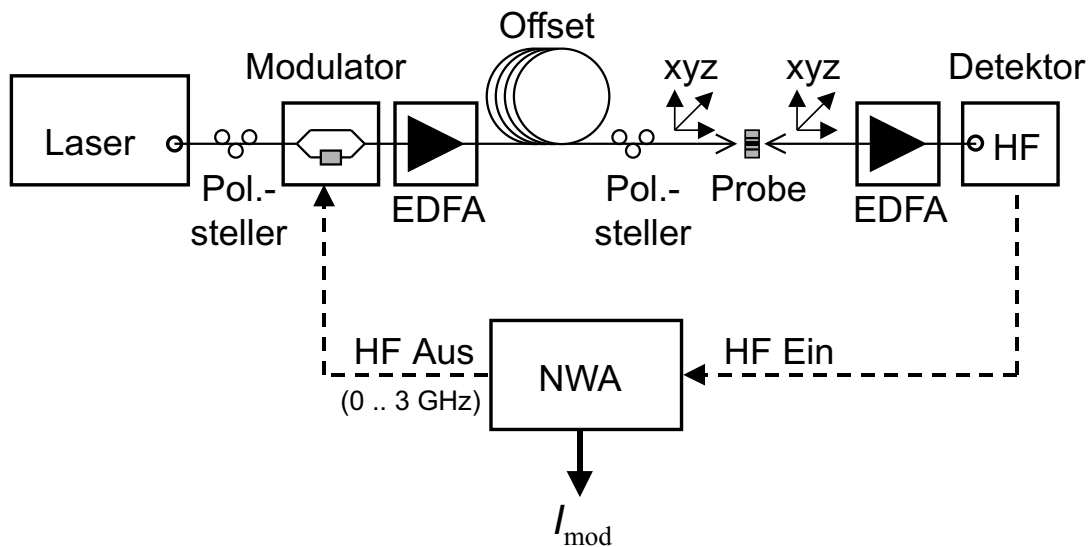


Abbildung 4.6: Modulationsmethode mit Offset zur Messung der Gruppenlaufzeitdispersion (schematischer Aufbau).

Die Modulationsmethode ist gut zur Dispersionsbestimmung von Glasfasern geeignet [83, 92, 93]. Im Gegensatz zur Phasenverschiebungsmethode wird hier die Intensität des detektierten Signals gemessen, siehe Abb. 4.6. Aus der Abhängigkeit der Modulationsantwort von der Modulationsfrequenz lässt sich die Dispersion des untersuchten optischen Bauteils bestimmen.

Für einen kleinen Modulationsgrad kann das modulierte Signal im Frequenzraum durch die Laserfrequenz ω_0 sowie zwei Seitenbänder $\omega_0 - \omega_{\text{mod}}$ und $\omega_0 + \omega_{\text{mod}}$ beschrieben werden. Aus der Taylor-Entwicklung (4.6) der Ausbreitungskonstanten $\beta(\omega)$ erhält man dann für die Modulationsantwort $I_{\omega_{\text{mod}}}$ bei der Modulationsfrequenz ω_{mod} :

$$I_{\omega_{\text{mod}}} = I_0 m \cos\left(\frac{\lambda_0^2 D}{4\pi c} \omega_{\text{mod}}^2\right). \quad (4.9)$$

Dabei ist m der Modulationsgrad des optischen Signals.

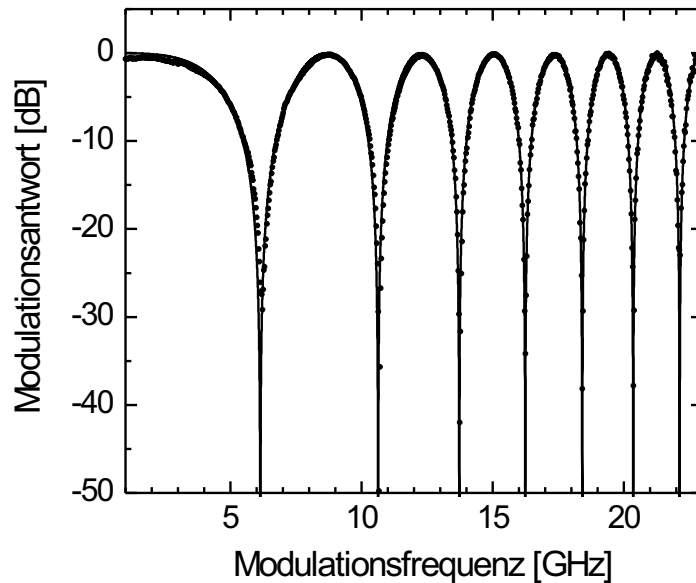


Abbildung 4.7: Dispersionsmessung an 101 km Standard-Glasfaser: Messwerte und Anpassungskurve (durchgezogene Linie) bei 1,55 μm Wellenlänge.

Für die Nullstellen f_p der Modulationsantwort gilt

$$D = \frac{c}{L} \left(\frac{p - \frac{1}{2}}{\lambda_0^2 f_p^2} \right) \quad (4.10)$$

mit natürlichen Zahlen $p = 1, 2, \dots$

Da die Quadrate der Null-Modulationsfrequenzen f_p^2 umgekehrt proportional zur Dispersion D sind, ist die Modulationsmethode nur zur Messung von großen Dispersionswerten geeignet. Verwendet man jedoch im experimentellen Aufbau eine zusätzliche optische Strecke mit großer Dispersion als Offset, wie im schematischen Messaufbau in Abb. 4.6 dargestellt, so können auch kleine Dispersionswerte gemessen werden [88].

Als Offset dienten wahlweise ein oder zwei Glasfasertrömmeln mit je 50,5 km Länge und einer Dispersion von 17 ps/(nm·km). Aufgrund der langen Glasfaserstrecke ist die Temperaturstabilisierung der Glasfasertrömmeln von großer Bedeutung. In Abb. 4.7 ist die gemessene Modulationsantwort nach Propagation durch 101 km Standard-Monomode-Glasfaser gezeigt. Die Messpunkte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der theoretisch bestimmten Kurve nach Gleichung (4.9). Wird nun ein zu untersuchendes optisches Bauteil in den Messaufbau eingefügt, so verschieben sich die Einbrüche der Modulationsantwort je nach Vorzeichen der Dispersion des Bauteils zu größeren oder kleineren Modulationsfrequenzen.

Kapitel 5

Photonische Kristall-Wellenleiter

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften linearer Defektwellenleiter im dreieckigen zweidimensionalen photonischen Kristallgitter aus Luftlöchern in einer Halbleiterheterostruktur auf Indiumphosphid-Basis numerisch und experimentell untersucht. Dabei dient die Berechnung der photonischen Bandstrukturen der Interpretation der beobachteten Wellenleiterspektren. Darüberhinaus werden Dämpfungsmessungen an photonischen Kristall-Wellenleitern mit sehr niedriger Dämpfung vorgestellt und mit den Ergebnissen anderer Forschungsgruppen verglichen.

5.1 Wellenleiter-Transmission

5.1.1 Wellenleiter-Moden und Ministoppbänder

Um einen ersten Einblick in die Transmissionsspektren der linearen Defektwellenleiter zu gewinnen, wurden zunächst FDTD-Simulationen an Γ K-Wellenleitern verschiedener Breite durchgeführt. Abb. 5.1 zeigt die berechneten Transmissionsspektren für Defektwellenleiter der Länge $100a$ mit einer Lochgröße von $r/a = 0,3$. Zur Ein- und Auskopplung in die photonischen Kristall-Wellenleiter wurden Streifenwellenleiter der Breite $5a$ als Zuführwellenleiter verwendet. Das transmittierte Signal wurde im Streifenwellenleiter auf der Ausgangsseite detektiert und auf die Energie des Start-Signals im Einkoppel-Zuführwellenleiter normiert.

Die graue Kurve in den vier Teilbildern zeigt jeweils die Transmission des defektfreien photonischen Kristalls. Die Transmissionskurven der Defektwellenleiter W1,

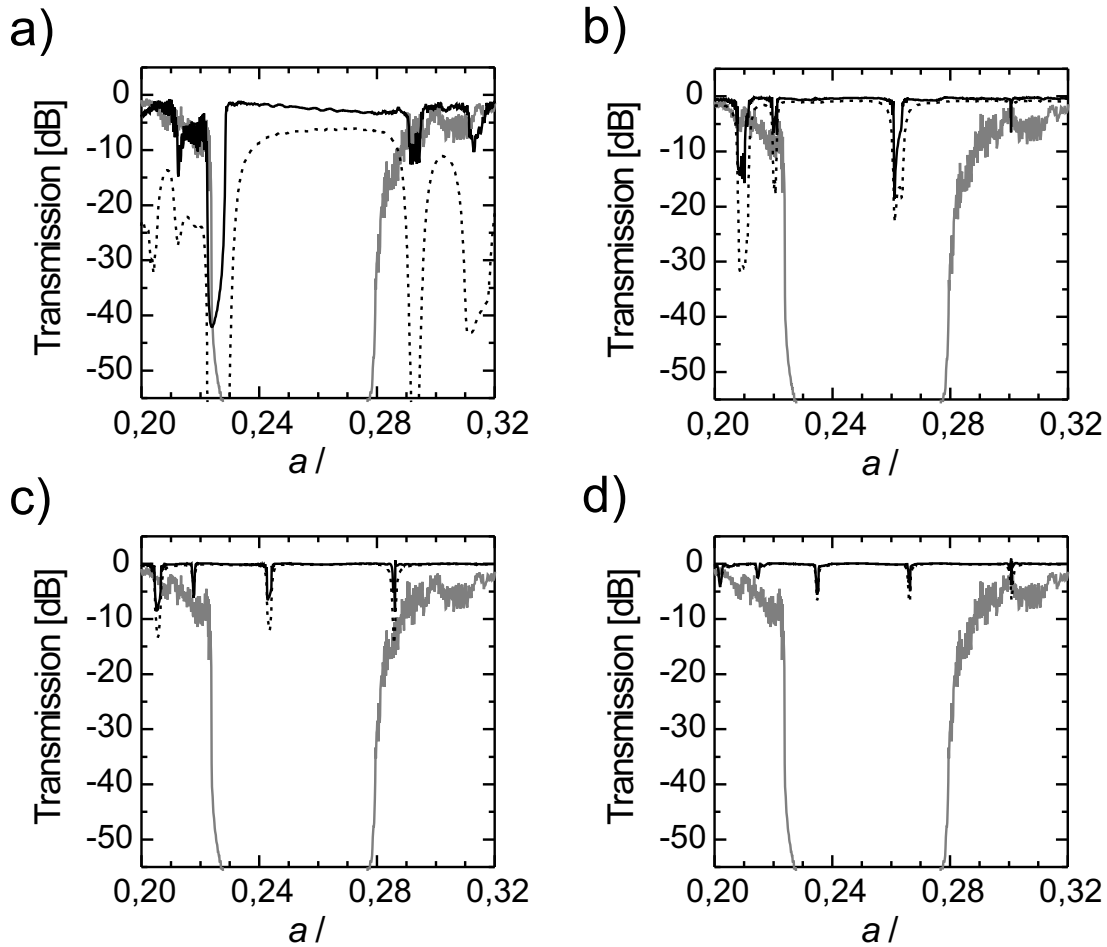


Abbildung 5.1: Transmissionsspektren von photonischen Kristall-Wellenleitern, Länge $100 a$ (FDTD-Simulation). a) W1, b) W3, c) W5, d) W7.

W3, W5 und W7, dargestellt durch die schwarzen durchgezogenen Linien, zeigen hohe Transmissionswerte nahe 1 fast im gesamten Spektralbereich, sowohl innerhalb der photonischen Bandlücke des defektfreien photonischen Kristalls als auch außerhalb. Die Wellenleitung der photonischen Kristall-Wellenleiter ist also nicht auf den Frequenzbereich der photonischen Bandlücke begrenzt. Die hohe Transmission wird jedoch stellenweise unterbrochen durch ausgeprägte Transmissionseinbrüche: beispielsweise bei $a/\lambda = 0,225$ für den W1-Wellenleiter, bei $a/\lambda = 0,26$ für den W3-Wellenleiter, bei $a/\lambda = 0,245$ für den W5-Wellenleiter und bei $a/\lambda = 0,235$ sowie $a/\lambda = 0,265$ für den W7-Wellenleiter. In Anlehnung der Bezeichnung Stopppband für den nicht-transmittierenden Frequenzbereich des defektfreien photonischen Kristalls

(die photonische Bandlücke) werden diese Frequenzbereiche als Ministoppbänder bezeichnet [94, 95, 96].

Zusätzlich zu den dämpfungsfreien Transmissionskurven sind in Abb. 5.1 auch Transmissionskurven in Anwesenheit von Abstrahlverlusten eingezeichnet (gestrichelte Linien). Dazu wurde dem Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten in den Luftlöchern über Gleichung (2.14) der Wert $\varepsilon'' = 0,06$ zugewiesen. Die Berücksichtigung von Abstrahlverlusten in den Luftlöchern führt zu zwei Effekten:

- Die Transmission nimmt in allen Wellenleitern ab. Die stärkste Dämpfung ist in Abb. 5.1a) für den W1-Wellenleiter zu erkennen. Mit zunehmender Wellenleiterbreite wird die Dämpfung schwächer, da für breitere Wellenleiter die Wellenleitermoden stärker im Wellenleiter-Kanal lokalisiert sind. In Tab. 5.1 sind die aus den Simulationen erhaltenen Dämpfungswerte zusammengefasst. Experimentelle Untersuchungen zur Abhängigkeit der Wellenleiterdämpfung von der Wellenleiterbreite werden in Kapitel 5.2 vorgestellt.
- Eine deutliche Auswirkung zeigt sich auf Tiefe und Breite der Transmissions-einbrüche an den Ministoppbändern. Die Ursache für dieses Verhalten wird im weiteren Teil dieses Abschnittes untersucht.

Wellenleiterbreite	Dämpfung
W1	4,7 dB/100 <i>a</i>
W3	0,5 dB/100 <i>a</i>
W5	0,15 dB/100 <i>a</i>
W7	0,05 dB/100 <i>a</i>

Tabelle 5.1: Wellenleiter-Dämpfung in Abhängigkeit von der Wellenleiterbreite (FDTD-Simulation).

Weiteren Einblick in den Wellenleiter-Mechanismus der photonischen Kristall-Wellenleiter erhält man durch Berechnung der photonischen Bandstrukturen [97, 98, 99, 100]. Die Bandstruktur eines W1-Wellenleiters in ΓK -Richtung mit $r/a = 0,3$ und $n = 3,4$ ist in Abb. 5.2 gezeigt. Die reduzierte Brillouin-Zone des Linien-defektes reicht entlang der ΓK -Richtung nicht bis zum K-Punkt, sondern nur bis zum Punkt $K' = (-\frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ [99]. Die grauen Flächen stellen die projizierten Moden des

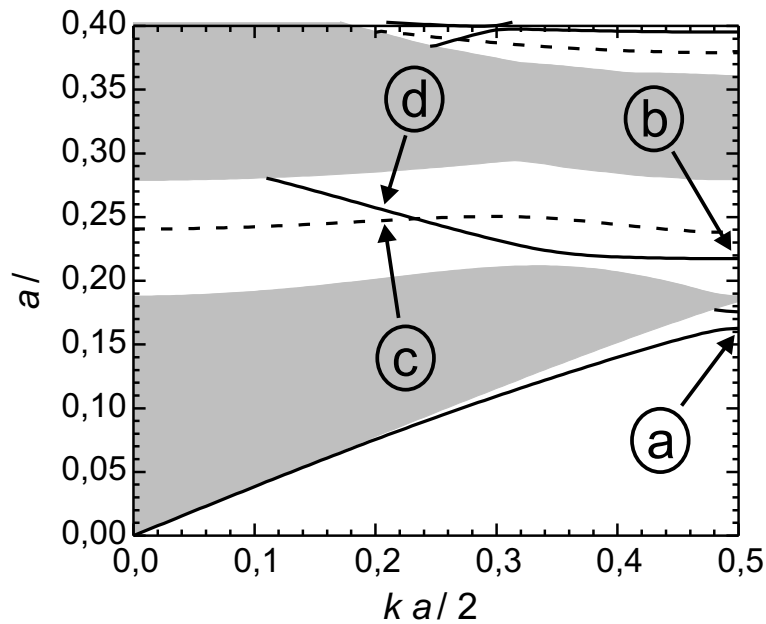


Abbildung 5.2: Photonische Bandstruktur eines W1-Wellenleiters für TE Polarisation.

defektfreien photonischen Kristalls dar [11], die eingezeichneten Kurven beschreiben die Dispersion der Wellenleitermoden. Aufgrund der symmetrischen Berandung des Wellenleiters lassen sich die Moden entsprechend ihrer Symmetrie bezüglich einer senkrechten Ebene in der Mitte des Wellenleiters in symmetrische und antisymmetrische Moden klassifizieren. Die Dispersionskurven der symmetrischen Wellenleitermoden sind als durchgezogene Linien, die der antisymmetrischen als gestrichelte Linien gezeichnet.

Die erste symmetrische Mode führt vom Γ -Punkt mit der Frequenz 0 bis zum Rand der Brillouin-Zone (in Abb. 5.2 mit (a) gekennzeichnet), wo eine Frequenz-Aufspaltung auftritt. Die Feldverteilung für den unteren Ast ist in Abb. 5.3a) abgebildet. Es handelt sich um eine im Wellenleiter propagierende Mode ohne Schwingungsknoten senkrecht zur Wellenleiter-Richtung. Eine Fortsetzung dieser Mode stellt innerhalb der photonischen Bandlücke der mit (d) gekennzeichnete Ast dar, dessen Feldverteilung ebenfalls keine Schwingungsknoten senkrecht zur Wellenleiter-Richtung aufweist (Abb. 5.3d)). Daher handelt es sich hier um die Fundamentalmoden des Wellenleiters. Die mit (d) gekennzeichnete Mode geht bei Annäherung an den Rand der Brillouin-Zone in eine Mode höherer Ordnung über (durch (b) ge-

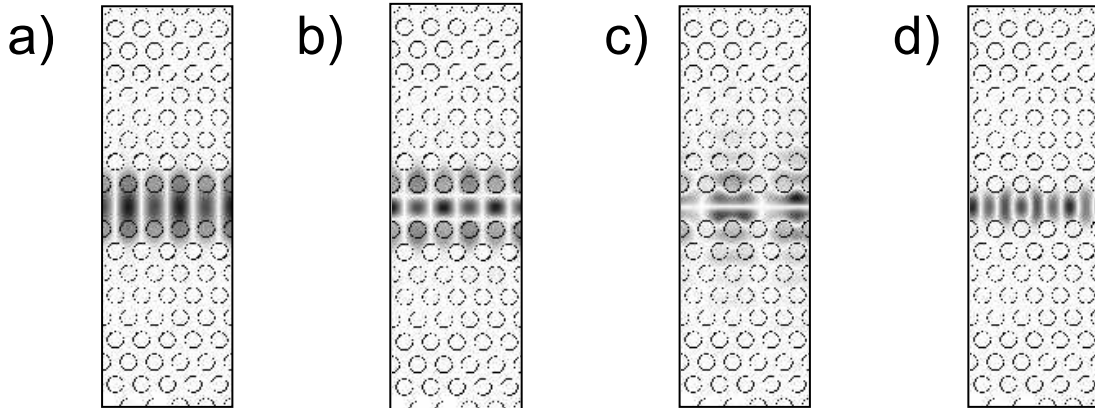


Abbildung 5.3: Feldverteilungen (\mathbf{H} -Feld) der vier gekennzeichneten Moden des W1-Wellenleiters.

kennzeichnet), deren Feldverteilung zwei Schwingungsknoten senkrecht zur Wellenleiterrichtung aufweist (Abb. 5.3b)). Die ebenfalls innerhalb der Bandlücke liegende antisymmetrische Wellenleitermode (c) besitzt eine ungerade Anzahl Schwingungsknoten senkrecht zur Wellenleiterrichtung.

Die Ursache für die Existenz der Wellenleitermoden beruht auf zwei verschiedenen Mechanismen [101]. Da der lineare Defekt nur aus Halbleitermaterial besteht, besitzt er einen höheren Brechungsindex als die ihn umgebenden Bereiche, die zu beträchtlichem Anteil aus Luft ($n = 1$) bestehen. Daher ist Wellenleitung durch konventionelle Indexführung (Totalreflexion) möglich. Diese refraktiven Wellenleitermoden besitzen fast lineare Dispersionskurven. Die refraktive Fundamentalmode beginnt am Koordinatenursprung und wird an der Zonengrenze zurückgeklappt. Wellenleitermoden höherer Ordnung können ebenfalls refraktiver Natur sein.

Der zweite für die Ausbildung von Defektmoden verantwortliche Mechanismus ist die Bragg-Reflexion an den periodischen Strukturen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Dieser Mechanismus ist eine Besonderheit des photonischen Kristall-Defektwellenleiters und ist an die photonische Bandlücke senkrecht zur Ausbreitungsrichtung geknüpft. Die so erzeugten diffraktiven Moden besitzen geringe Gruppengeschwindigkeit in Richtung des Wellenleiterdefekts. Dies ist im Bandstrukturdiagramm durch flache Kurven gekennzeichnet.

Aufgrund der unterschiedlichen Gestalt der Dispersionskurven von refraktiven und diffraktiven Wellenleitermoden ist es möglich, dass sich die Kurven beispiels-

weise der refraktiven Fundamentalmode und diffraktiver Moden höherer Ordnung kreuzen. Wie in Abb. 5.2 zu sehen ist, ist ein ungestörtes Kreuzen jedoch nur zu beobachten, wenn symmetrische und antisymmetrische Moden aufeinandertreffen. Beim Annähern von Moden gleicher Parität tritt statt dessen ein sogenanntes Antikreuzen auf, die Dispersionskurven scheinen sich abzustoßen. Es tritt also eine Kopplung zwischen beiden Moden auf, der Dispersionsast der refraktiven Mode (d) geht kontinuierlich in den der diffraktiven Mode (c) über. Dabei entsteht ein Frequenzbereich ohne Wellenleitermode bei $a/\lambda = 0,21$, der sich im Transmissionsspektrum als Ministoppband auswirkt.

Abb. 5.4a) zeigt die Bandstruktur eines kanonischen W3-Wellenleiters mit $r/a = 0,3$ und $n = 3,2$ für TE-Polarisation (symmetrische und antisymmetrische Moden). Hier ist nur der Frequenzbereich innerhalb der photonischen Bandlücke abgebildet. Aufgrund der im Vergleich zum W1-Wellenleiter größeren Breite ist hier die Anzahl der Wellenleitermoden innerhalb der photonischen Bandlücke größer.

Wenn sich zwei Dispersionskurven kreuzen, so liegt am Kreuzungspunkt ein Eigenwert des Helmholtz-Operators mit zweifacher Entartung vor. Im Rahmen der Störungstheorie mit Entartung kann verstanden werden, warum es bei bestimmten Symmetrievoraussetzungen zum Auftreten einer Energielücke am Entartungspunkt und damit zum Verhindern des Kreuzens kommt. Dazu wird der Helmholtz-Operator Θ in einen Hauptanteil Θ_0 und einen Störanteil Θ_S zerlegt:

$$\Theta = \Theta_0 + \Theta_S. \quad (5.1)$$

Der Störoperator Θ_S enthält dabei die Periodizität in Ausbreitungsrichtung, die durch das Umklappen der Dispersionszweige an der Zonengrenze für das Aufeinandertreffen der beiden Moden verantwortlich ist. In der Nähe des Kreuzungspunktes ist eine vereinfachte Betrachtung mit Beschränkung auf die zwei beteiligten Moden möglich [97]. Um die Moden ψ_1 und ψ_2 des Gesamt-Helmholtzoperators Θ zu erhalten, werden in der Störungstheorie mit Entartung Linearkombinationen aus den ungestörten Moden gebildet:

$$\psi_i = c_1\varphi_1 + c_2\varphi_2. \quad (5.2)$$

In erster störungstheoretischer Näherung [102] folgt dann für die Eigenwerte $\mathcal{E}_{1/2}$ der gestörten Moden ψ_1 und ψ_2 :

$$\mathcal{E}_{1/2} = \mathcal{E} \pm \sqrt{\Theta_S^{12}\Theta_S^{21}}. \quad (5.3)$$

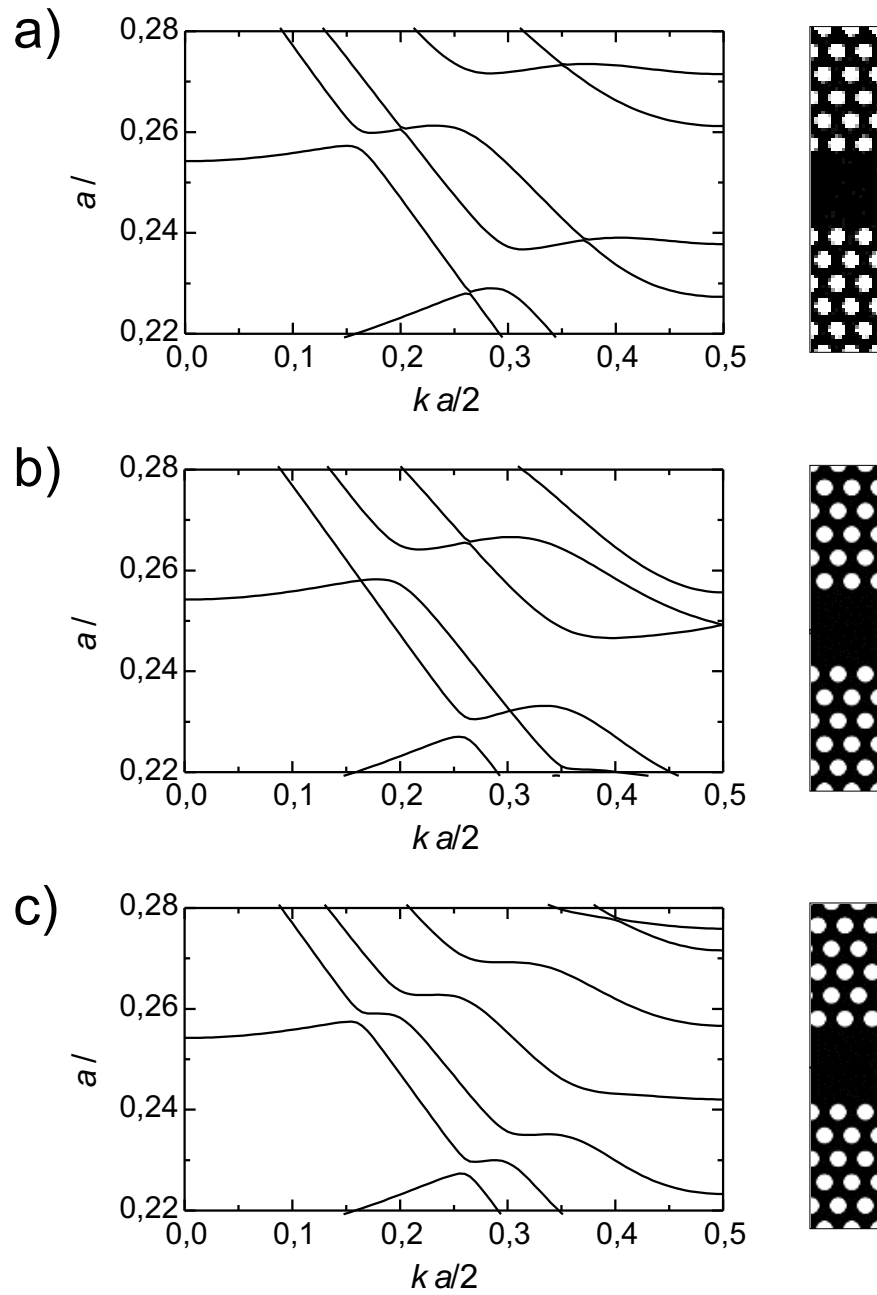


Abbildung 5.4: Photonische Bandstruktur des W3-Wellenleiters für TE Polarisation mit verschiedenen Berandungen. a) symmetrische Berandung, b) untere Berandung um halbe Periode verschoben, c) untere Berandung um viertel Periode verschoben.

Dabei ist

$$\Theta_S^{12} = \langle \varphi_1 | \Theta_S | \varphi_2 \rangle \quad (5.4)$$

das Matrixelement des Störoperators Θ_S . Unter bestimmten Bedingungen verschwindet dieses Matrixelement, so dass nach Gleichung (5.3) die Energielücke am Kreuzungspunkt gleich null ist. Es kommt dann nicht zu einer Aufspaltung, sondern zu einem Kreuzen der Dispersionskurven. Dabei sind die Symmetrieeigenschaften des Störoperators Θ_S von Bedeutung. Im Fall des kanonischen W3-Wellenleiters ist der Störoperator symmetrisch, ändert also nicht die Parität von φ_2 . Im allgemeinen Fall wird also das Matrixelement für Moden gleicher Parität nicht verschwinden. Haben jedoch φ_1 und φ_2 unterschiedliche Parität, so muss auch das Matrixelement Θ_S^{12} gleich null sein. Die Entartung ist nicht aufgehoben, die Dispersionskurven kreuzen sich.

Ein interessanter Fall ergibt sich, wenn die Wellenleitergeometrie so abgeändert wird, dass die Berandung auf einer Seite des Defektes um eine halbe Gitterkonstante verschoben wird [103]. Dann ist der Störoperator antisymmetrisch, so dass die Parität von $\Theta_S^{12} | \varphi_2 \rangle$ gerade entgegengesetzt zum vorherigen Fall ist. Die Wellenleitermoden, die sich im kanonischen W3-Wellenleiter mit symmetrischer Berandung kreuzen, zeigen im Wellenleiter mit antisymmetrischer Berandung ein Antikreuzen, und umgekehrt, siehe Abb. 5.4b).

Bei einer Wellenleitergeometrie zwischen beiden betrachteten Fällen, also z. B. mit einer Verschiebung der Berandung auf einer Seite um eine viertel Gitterkonstante, sind aufgrund der nicht mehr vorhandenen einfachen Symmetrieeigenschaften alle Entartungen aufgehoben, und Moden-Kreuzen ohne Kopplung ist nicht mehr möglich, siehe Abb. 5.4c).

Die spektrale Position des Ministoppbandes hängt stark von den Wellenleiterparametern ab. Dies ist für das Ministoppband des kanonischen W3-Wellenleiters mit symmetrischer Berandung aus Abb. 5.4a) bei $a/\lambda \approx 0,26$ in Abb. 5.5 dargestellt. Sowohl eine Änderung des Brechungsindex der Halbleitermatrix als auch eine Variation des Luftfüllfaktors führt zu einer beträchtlichen Verschiebung der Ministoppband-Frequenz. Stimmen Luftfüllfaktor in Experiment und Simulation nicht exakt überein, ist daher eine Frequenzverschiebung der Ministoppbänder zu beobachten. Aufgrund von numerischen Diskretisierungsfehlern können sich hier auch Abweichungen zwischen mit verschiedenen Methoden gewonnenen numerischen Re-

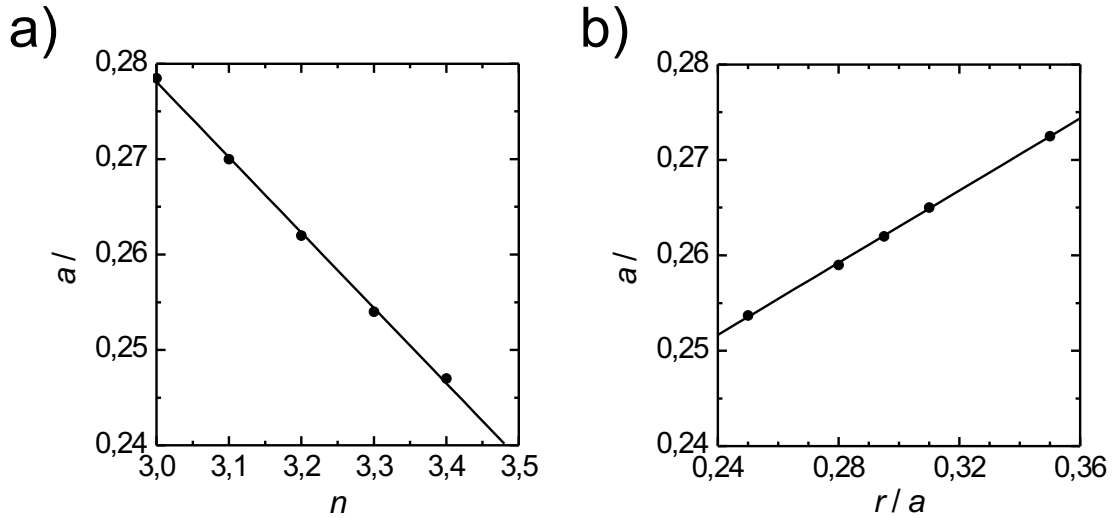


Abbildung 5.5: Ministoppband eines W3-Wellenleiters. a) Abhängigkeit vom Brechungsindex n für $r/a = 0,3$, b) Abhängigkeit von r/a für $n = 3,2$.

sultaten ergeben.

Abb. 5.6 zeigt die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines W3-Wellenleiters in einer InGaAsP/InP-Heterostruktur mit einer Gitterkonstante von $a = 428$ nm. An unterschiedlich langen W3-Wellenleitern mit dieser und mit anderen Gitterkonstanten wurden Transmissionsmessungen durchgeführt. Die Transmissionspektren für TE Polarisation sind in Abb. 5.7 dargestellt. Die Spektren wurden bei Wellenlängen zwischen $1,48 \mu\text{m}$ und $1,58 \mu\text{m}$ aufgenommen und als Funktion der verallgemeinerten Frequenz a/λ aufgetragen.

In den gemessenen Transmissionspektren weist die Breite des Ministoppbandes eine starke Variation in Abhängigkeit von der Wellenleiterlänge auf. Das zeigt, dass sich der Frequenzabstand zwischen zwei sich antikreuzenden Moden im Dispersionsdiagramm nicht direkt in die beobachtete Ministoppbandbreite übersetzen lässt. Zur numerischen Untersuchung dieses Phänomens ist die FDTD-Methode aufgrund der Wellenleiterlängen von bis zu 2 mm nicht geeignet. Der Transmissionseinbruch des Ministoppbandes kann jedoch in einem Frequenzintervall um das Ministoppband herum modelliert werden, wenn näherungsweise nur die Kopplung der zwei sich antikreuzenden Moden betrachtet wird. Dabei koppelt die vorwärts laufende Fundamentalmode mit einer rückwärts laufenden Mode höherer Ordnung, die auch

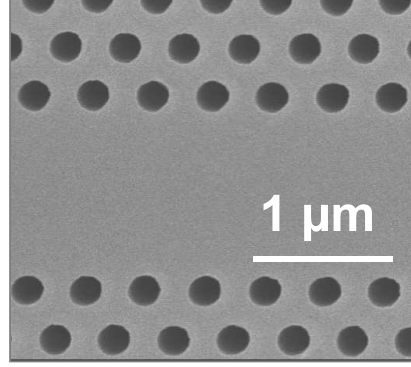


Abbildung 5.6: W3-Wellenleiter in Γ K-Orientierung, $a = 428$ nm.

eine kleinere Gruppengeschwindigkeit aufweist. Bei der Betrachtung im Rahmen der Theorie der gekoppelten Moden [104, 45, 5] müssen hier auch die Propagationsverluste der beiden Moden berücksichtigt werden [105].

Für die Amplituden $A(z)$ und $B(z)$ der vorwärts und rückwärts laufenden Mode gilt nach der Näherung der sich langsam ändernden Amplituden entlang der Ausbreitungsrichtung z :

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dz} &= -i\kappa B e^{i\Delta\beta z} - \frac{1}{2}\alpha_A A, \\ \frac{dB}{dz} &= -i\kappa^* A e^{i\Delta\beta z} + \frac{1}{2}\alpha_B B\end{aligned}\quad (5.5)$$

mit dem Kopplungsfaktor κ und den Intensitätsdämpfungskoeffizienten α_A und α_B .

$$\Delta\beta = 2\pi(n_{gA} + n_{gA}) \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \quad (5.6)$$

ist die Differenz der Ausbreitungskonstanten beider Moden. Dabei sind n_{gA} und n_{gA} die Gruppenindizes der vorwärts und rückwärts laufenden Mode, und λ_0 ist die Wellenlänge, bei der das Ministoppband auftritt.

Mit den Substitutionen

$$\begin{aligned}A'(z) &= A(z) e^{+\frac{1}{2}\alpha_A z}, \\ B'(z) &= B(z) e^{-\frac{1}{2}\alpha_B z}\end{aligned}\quad (5.7)$$

und

$$\Delta\beta' = \Delta\beta - i\frac{\alpha_A + \alpha_B}{2} \quad (5.8)$$

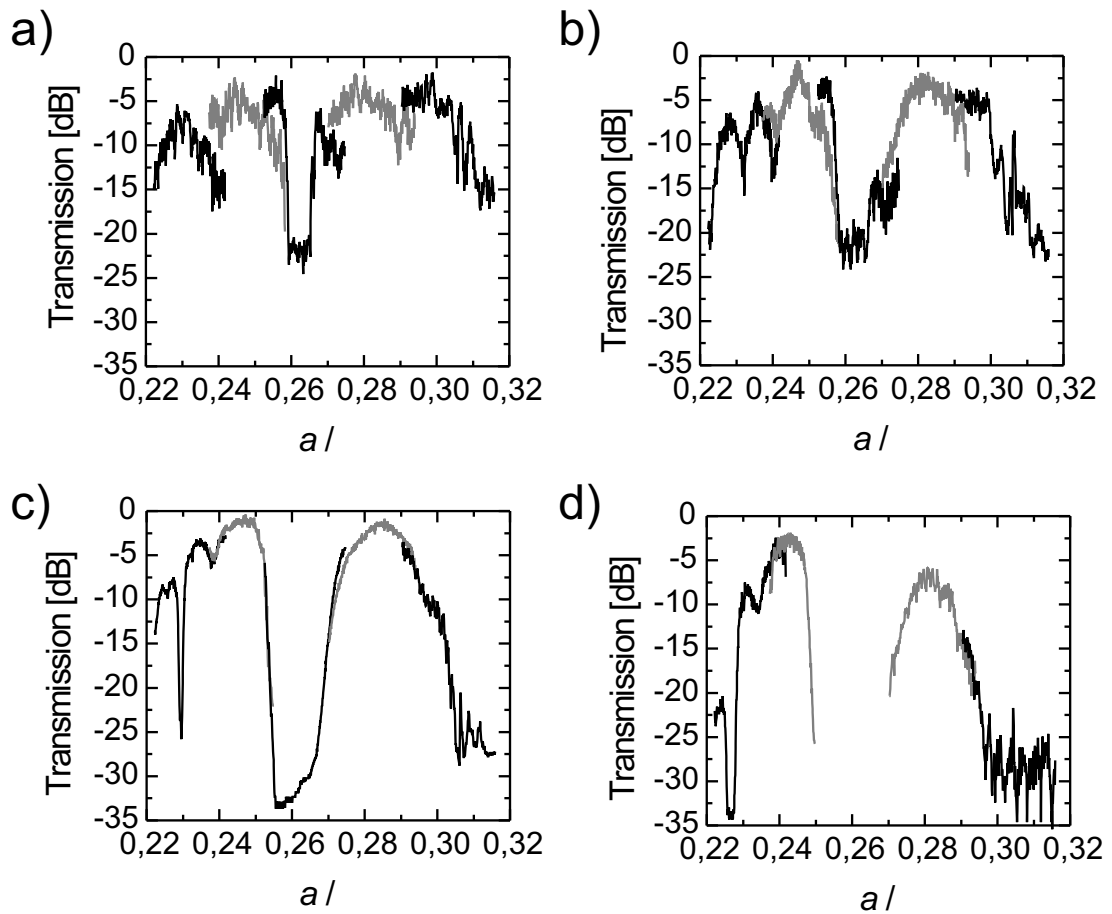


Abbildung 5.7: Transmissionsspektren von W3 Wellenleitern verschiedener Länge für TE Polarisation. a) $L = 0,2$ mm, b) $L = 0,5$ mm, c) $L = 1,0$ mm, d) $L = 2,0$ mm.

lässt sich das Gleichungssystem auf die bekannte Form

$$\begin{aligned} \frac{dA'}{dz} &= -i\kappa B' e^{i\Delta\beta'z}, \\ \frac{dB'}{dz} &= -i\kappa^* A' e^{i\Delta\beta'z} \end{aligned} \quad (5.9)$$

umschreiben. Aus den Lösungen dieses Gleichungssystems [5, 45] erhält man durch Resubstitution die Lösungen für die transmittierte Amplitude $A(L)$ am Ende des

Wellenleiters mit der Länge L und die reflektierte Amplitude $B(0)$:

$$\begin{aligned}
 A(L) &= A(0) \cdot \frac{s \cdot e^{i\frac{L}{2} \left(\Delta\beta - i\frac{\alpha_B - \alpha_A}{2} \right)}}{s \cosh(sL) + i\frac{1}{2} \left(\Delta\beta - i\frac{\alpha_A + \alpha_B}{2} \right) \sinh(sL)} \\
 B(0) &= A(0) \cdot \frac{-i\kappa^* \sinh(sL) \cdot e^{i\frac{L}{2} \left(\Delta\beta - i\frac{\alpha_A - \alpha_B}{2} \right)}}{s \cosh(sL) + i\frac{1}{2} \left(\Delta\beta - i\frac{\alpha_A + \alpha_B}{2} \right) \sinh(sL)}
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

mit

$$s = \sqrt{\kappa^* \kappa - \frac{1}{4} \left(\Delta\beta - i\frac{\alpha_A + \alpha_B}{2} \right)^2}. \tag{5.11}$$

In Abwesenheit von Propagationsverlusten ergibt sich daraus ein Ministoppband der spektralen Breite [106]

$$\Delta \left(\frac{a}{\lambda} \right) = \frac{a}{2\pi} \frac{4\kappa}{n_{gA} + n_{gB}}. \tag{5.12}$$

Die Kopplungskonstante κ kann daher aus der berechneten Bandstruktur ermittelt werden, indem die Frequenzlücke zwischen den Bändern abgelesen wird. Die Gruppenindizes n_{gA} und n_{gB} erhält man aus den Steigungen der Dispersionsrelationen der ungekoppelten Moden (möglichst weit vom Kopplungspunkt entfernt abzulesen).

Ohne Propagationsverluste ergibt sich die Transmission im Minimum zu

$$\begin{aligned}
 T_{\min} &= \frac{1}{\cosh^2(\kappa L)} \\
 &\approx 4e^{-2\kappa L}, \quad \kappa L \gg 1.
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

Für eine Kopplungskonstante von $\kappa = 0,4 \mu\text{m}^{-1}$ fällt somit die Transmission nach $10 \mu\text{m}$ Länge auf $2 \cdot 10^{-3}$ ab, nach $20 \mu\text{m}$ Länge schon auf 10^{-6} .

Die Abhängigkeit der Ministoppbandbreite von den Propagationsverlusten ist in Abb. 5.8a) demonstriert. Dazu wurden die Größe des Ministoppbandes $\Delta(a/\lambda) = 0,004$ sowie die Gruppenindizes $n_{gA} = 3,35$ und $n_{gB} = 22$ aus der photonischen Bandstruktur in Abb. 5.4a) extrahiert. Die graue Kurve stellt den verlustfreien Fall dar, für die schwarze durchgezogene Kurven beträgt die Dämpfung der Fundamentalmode $\alpha_A = 2 \text{ dB/mm}$. Propagationsverluste der Fundamentalmode führen

zu einer generellen Absenkung der transmittierten Intensität. Bei der gestrichelten Kurve beträgt die Dämpfung der rückwärts laufenden Mode höherer Ordnung $\alpha_B = 200$ dB/mm, bei der gepunkteten $\alpha_B = 600$ dB/mm. Die Verluste der rückwärts laufenden Mode verändern merklich die Form des Transmissionsspektrums.

In Abb. 5.8b) ist für $\alpha_A = 2$ dB/mm und $\alpha_B = 600$ dB/mm die berechnete Transmission durch Wellenleiter verschiedener Längen zwischen $20 \mu\text{m}$ und 2 mm dargestellt. Die zu den Transmissionskurven gehörenden Wellenleiter-Längen nehmen in Richtung der eingezeichneten Pfeile zu. Mit größer werdender Länge des Wellenleiters wird das Ministoppband immer weiter verbreitert. Die berechneten Ministoppband-Breiten stimmen sehr gut mit den gemessenen in Abb. 5.7 überein.

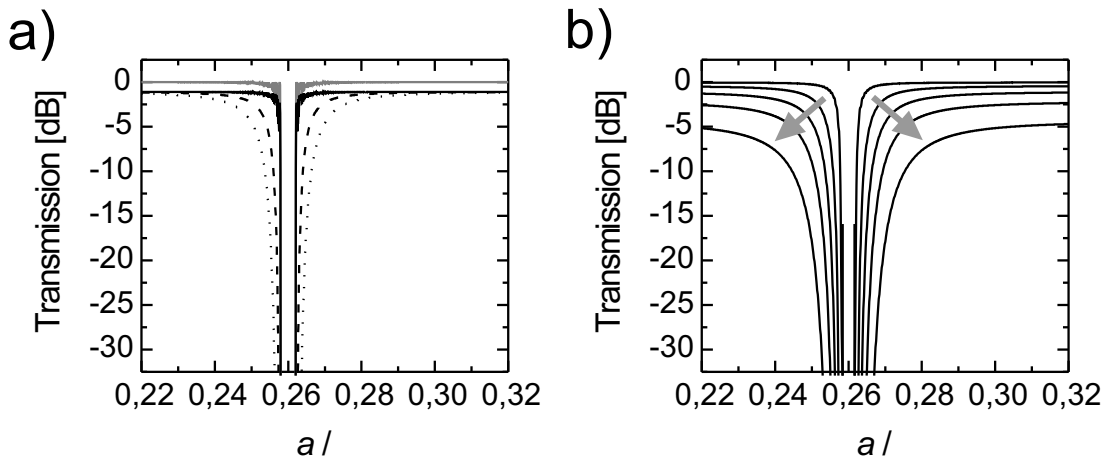


Abbildung 5.8: Berechnete Transmissionsspektren in der Umgebung des Ministoppbandes. a) Variation der Propagationsverluste α_A und α_B für konstante Wellenleiterlänge $L = 500 \mu\text{m}$, b) Variation der Wellenleiterlänge: in Pfeilrichtung $L = 20 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$, 1 mm , 2 mm . Die Propagationsverluste betragen $\alpha_A = 2$ dB/mm und $\alpha_B = 600$ dB/mm.

Aus der Anpassung der theoretischen Kurve an die Messkurven für unterschiedliche Wellenleiter-Längen ergibt sich ein beträchtlicher Dämpfungswert für die Mode höherer Ordnung von ungefähr 600 dB/mm. Dies verdeutlicht, dass Wellenleitermoden, die aufgrund ihrer niedrigen Gruppengeschwindigkeiten für Anwendungen

im Bereich der Dispersionskontrolle attraktiv scheinen, in der Praxis aufgrund der deutlich erhöhten Wellenleiterdämpfung kaum nutzbar sind. Hohe Dispersionswerte in linearen Defektwellenleitern konnten experimentell daher nur in den geringere Dämpfung aufweisenden Wellenleitern des Membran-Typs demonstriert werden [38].

5.1.2 Polarisationsabhängigkeit

In Abb. 5.9 sind die experimentell bestimmten Transmissionsspektren von W3-Wellenleitern für TE und TM Polarisierung gegenübergestellt. Die spektralen Verläufe für TE und TM Polarisierung weichen deutlich voneinander ab.

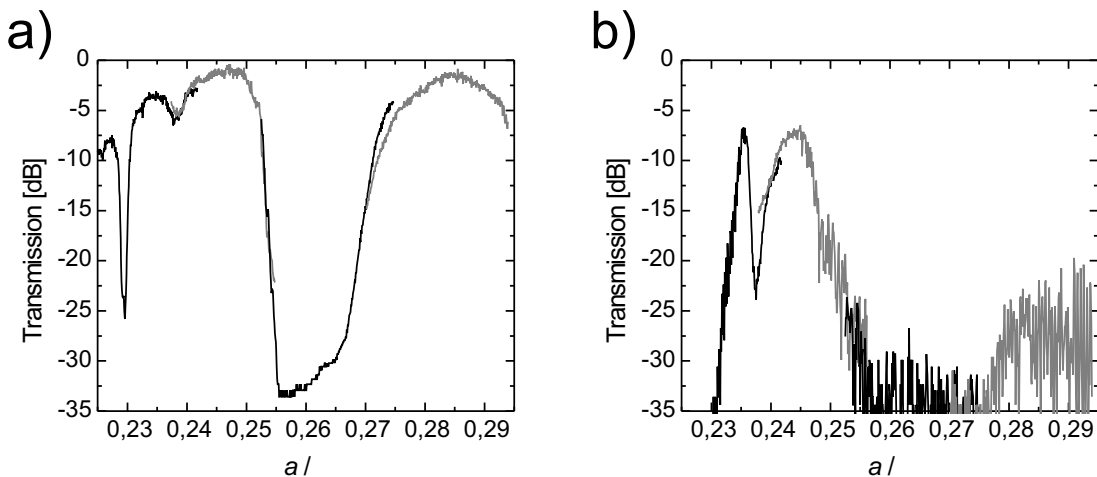


Abbildung 5.9: Transmissionsspektren von 1 mm langen W3-Wellenleiters. a) TE Polarisierung, b) TM Polarisierung.

Im Transmissionsspektrum für TE Polarisierung ist bei $a/\lambda = 0,26$ ein breites Ministoppband zu sehen, das mit den antikreuzenden Bändern in der zugehörigen photonischen Bandstruktur in Abb. 5.4a) korreliert und dessen Breite durch die erhöhte Dämpfung der Wellenleitermode höherer Ordnung erklärt werden kann. Der Transmissionseinbruch bei $a/\lambda = 0,23$ wird dagegen durch die Bandstruktur nicht vorhergesagt, bei dieser Frequenz tritt eine Kreuzung der symmetrischen Fundamentalmode mit einer Mode antisymmetrischer Parität auf. Hier ist jedoch zu beachten, dass die im Experiment untersuchte reale Struktur beispielsweise aufgrund

von Fertigungsungenauigkeiten und aufgrund des nicht symmetrischen vertikalen Brechungsindexprofils nicht die hohe Symmetrie der simulierten Struktur besitzt. Daher wird im Experiment auch eine Kopplung zwischen Moden unterschiedlicher Parität beobachtet. Dies ist sogar für Wellenleitermoden unterschiedlicher Polarisation möglich. Jedoch ist die Kopplungsstärke deutlich geringer als bei der Kopplung der Moden gleicher Parität und Polarisation bei $a/\lambda = 0,23$.

Auch für TM Polarisation ist eine Wellenführung möglich. Wie in Abb. 5.10 gezeigt, existiert keine vollständige photonische Bandlücke. Jedoch ist wie für TE Polarisation eine refraktive Wellenleitermode vorhanden. Auch diese Mode kann mit verschiedenen anderen Moden koppeln, so dass es zu Transmissionseinbrüchen kommt.

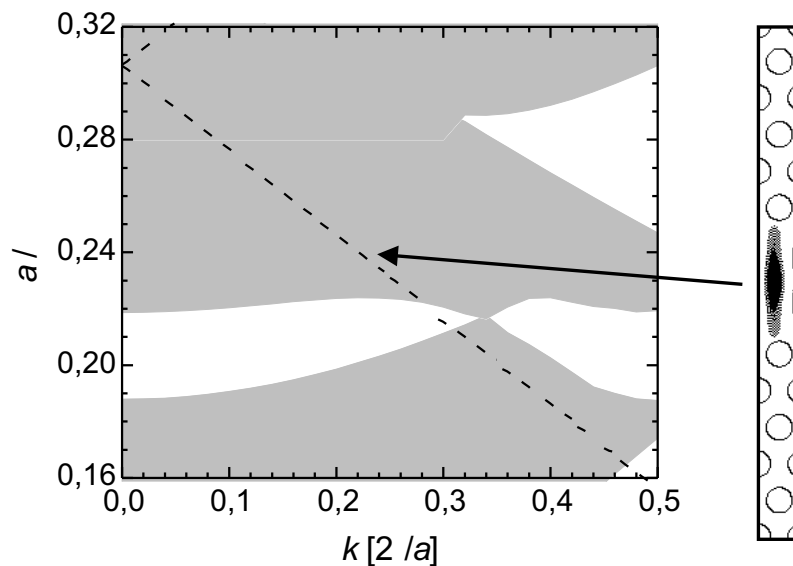


Abbildung 5.10: Bandstruktur des W3-Wellenleiters für TM Polarisation und Feldverteilung der fundamentalen Wellenleitermode.

5.2 Dämpfung in photonischen Kristall-Wellenleitern

5.2.1 Physikalische Ursachen

Photonische Kristall-Wellenleiter in Halbleiter-Heterostrukturen mit schwachem Brechungsindexkontrast in vertikaler Richtung sind grundsätzlich nicht dämpfungsfrei, da die Wellenleitermoden nicht unterhalb der Lichtlinie (2.26) liegen und somit an Strahlungsmoden ankoppeln können, durch die das Licht aus der Ebene des photonischen Kristalls herausgestreut wird.

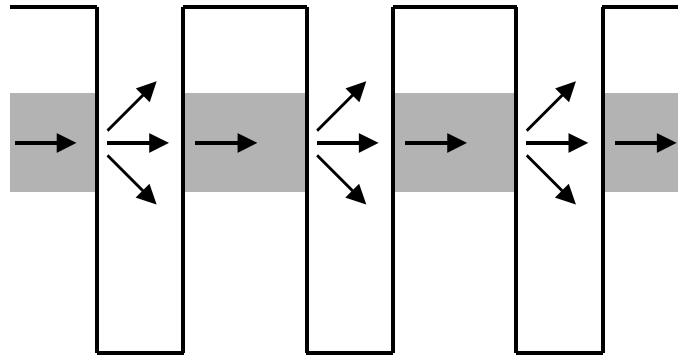


Abbildung 5.11: Modell für die Abstrahlung in zweidimensionalen photonischen Kristall-Wellenleitern in Halbleiter-Heterostrukturen.

In einem vereinfachten Modell, wie in Abb. 5.11 skizziert, treten die Abstrahlverluste in den Luftlöchern auf, da innerhalb der Löcher keine vertikale Wellenführung vorliegt [54, 107]. Um diese Verluste zu minimieren, müssen sowohl Design wie auch Fabrikation der photonischen Kristall-Wellenleiter in Halbleiter-Heterostrukturen optimiert werden:

- Je kleiner der Luftfüllfaktor, desto besser wird die Welle geführt, da eine vertikale Wellenführung nur außerhalb der Luftlöcher gegeben ist [18, 108].
- Tiefe Löcher und ein möglichst symmetrischer vertikaler Schichtaufbau führen zu einer starken Reduzierung der Abstrahlung in das Substrat [65].

- Die Abstrahlverluste nehmen mit größer werdendem Brechungsindexkontrast zu [109, 108].
- Haben die Luftlöcher keine senkrechten, sondern schräge Seitenwände, so tritt eine erhöhte Abstrahlung auf [110, 111].
- Je größer die Oberflächenrauigkeit der Luftlöcher, desto größer sind die Strahlungsverluste [112].

5.2.2 Messungen an breiten Wellenleitern

Bei der experimentellen Bestimmung der Wellenleiterdämpfung findet die Methode der Fabry-Pérot-Resonanzen Anwendung [113, 114]. Wird der Wellenleiter als Fabry-Pérot-Resonator aufgefasst, so kann aus dem Kontrast des transmittierten Intensitätsspektrums die Wellenleiterdämpfung bestimmt werden. Die Methode ist der Methode zur Gewinnbestimmung in Halbleiterlasern unterhalb der Laserschwelle nach Hakki und Paoli [115, 116] ähnlich.

Die Amplituden-Transmission eines Fabry-Pérot-Resonators, wie in Abb. 5.12 abgebildet, beträgt

$$\frac{E_{\text{trans}}}{E_0} = \frac{(1 - R) e^{-\alpha L/2} e^{i 2\pi n L/\lambda}}{1 - R e^{-\alpha L} e^{i 4\pi n L/\lambda}} \quad (5.14)$$

R ist dabei der Intensitätsreflexionskoeffizient, n der effektive Brechungsindex des Wellenleiters und L die Wellenleiterlänge.

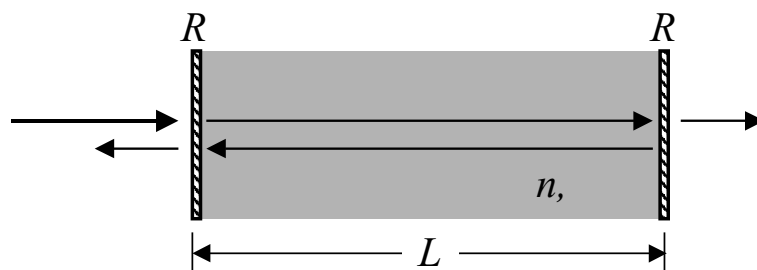


Abbildung 5.12: Fabry-Pérot-Resonator (schematisch).

Die transmittierte Intensität beträgt

$$T = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha L}}{1 + R^2 e^{-2\alpha L} - 2R e^{-\alpha L} \cos\left(\frac{4\pi n L}{\lambda}\right)}. \quad (5.15)$$

Der Kontrast K der Transmissionskurve ist das Verhältnis von Intensitätsmaximum zu -minimum und ergibt sich aus der Transmissionsformel (5.15) zu

$$K = \left(\frac{1 + R e^{-\alpha L}}{1 - R e^{-\alpha L}} \right)^2. \quad (5.16)$$

Durch Umformung erhält man daraus

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\sqrt{K} + 1}{\sqrt{K} - 1} R \right). \quad (5.17)$$

Der Intensitätsdämpfungskoeffizient α hängt also nur vom Kontrast der Transmissionskurve K , der Spiegelreflektivität R und der Resonatorlänge L ab. Die so bestimmten Dämpfungswerte lassen sich leicht in die dB-Werte umrechnen:

$$\alpha_{\text{dB/mm}} = 4,343 \cdot \alpha_{\text{mm}^{-1}}. \quad (5.18)$$

Um eine gute Wellenführung mit einem möglichst symmetrischen Modenprofil zu erreichen, wurden InGaAsP/InP-Heterostrukturen mit einer dicken Wellenleiterkernschicht von 900 μm verwendet (Probe KTH passive waveguide). Abb. 5.13a) zeigt die vertikalen Verläufe der Intensität der Wellenleitermoden dieser Schichtstruktur für TE Polarisierung.

Die Fundamentalmode (durchgezogene Linie) ist in der Kernschicht lokalisiert. Ihre Intensität fällt im Substrat mit zunehmender Tiefe stark ab. Aufgrund der großen Schichtdicke existiert auch eine Mode höherer Ordnung mit einem Schwingungsknoten innerhalb der Wellenleiterkernschicht und mit größeren Feldanteilen im Substrat. Diese ist in Abb. 5.13a) gestrichelt dargestellt. Bei der symmetrischen Einkopplung des Lichtes in den Wellenleiter wird jedoch nur die symmetrische Fundamentalmode angeregt.

In Abb. 5.13b) ist neben der Fundamentalmode für die InGaAsP/InP-Heterostruktur mit 900 μm dicker Wellenleiterkernschicht die Fundamentalmode für

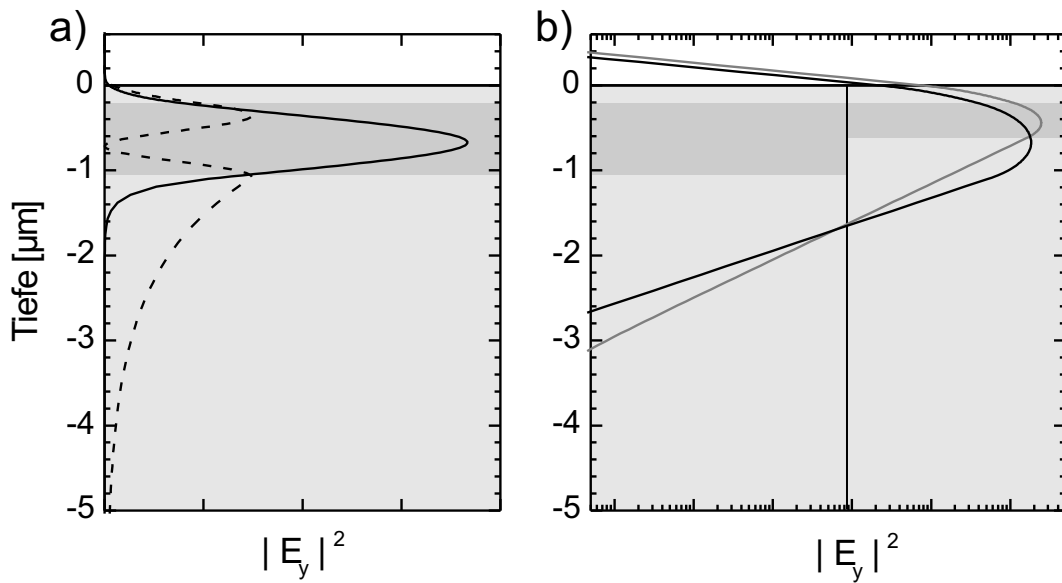


Abbildung 5.13: a) Fundamentalmode und höhere Mode für 900 µm dicke Kernschicht, lineare Darstellung. b) Fundamentalmoden für 900 µm (schwarz) und 420 µm (grau) dicke Kernschicht, logarithmische Darstellung.

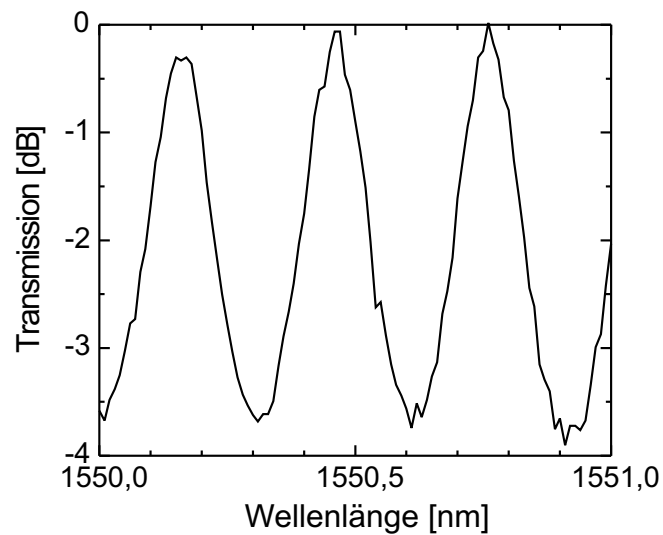


Abbildung 5.14: Transmissionsspektrum eines 1 mm langen W3-Wellenleiters mit Fabry-Pérot-Resonanzen (TE Polarisation).

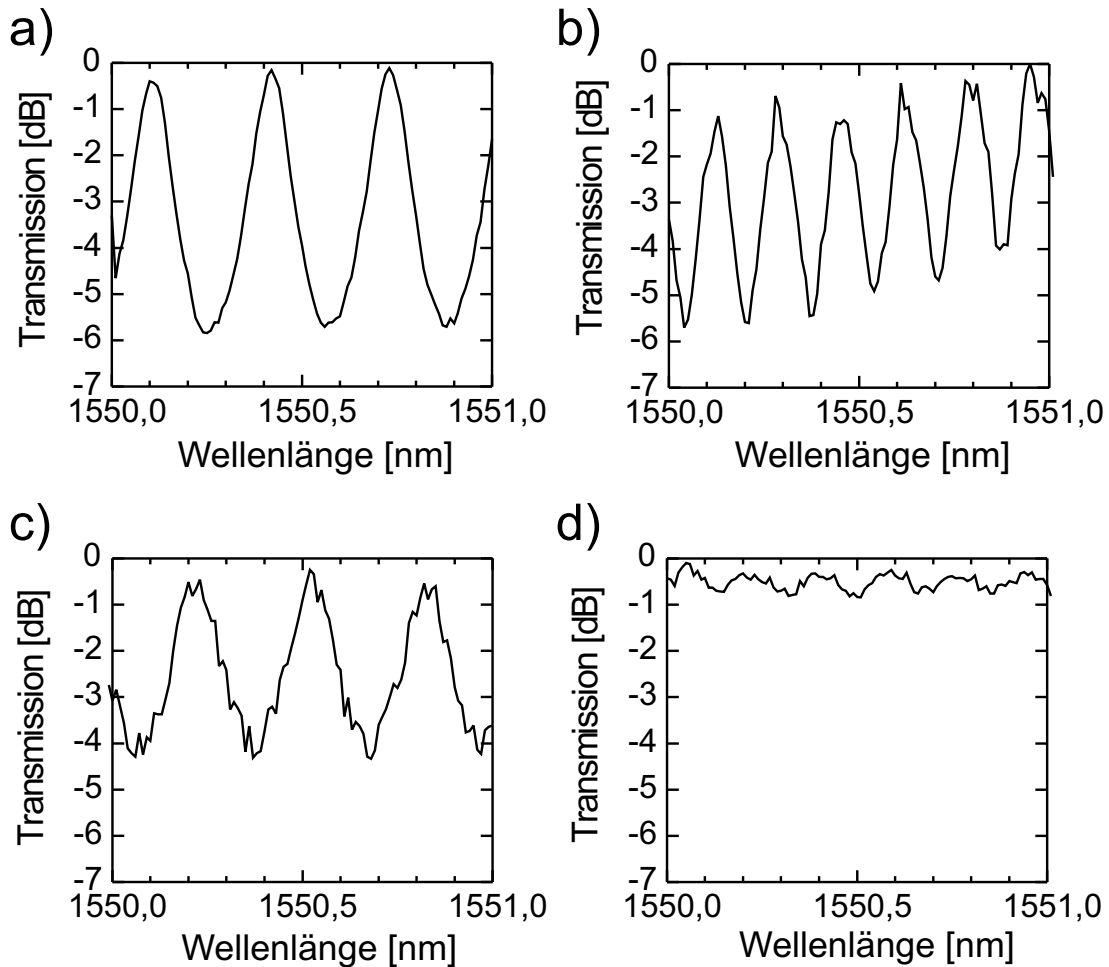


Abbildung 5.15: Transmissionsspektren (TE Polarisierung): a) W7, 1 mm Länge, b) W7, 2 mm Länge, c) W3, 1 mm Länge, d) W3, 2 mm Länge.

eine monomodige Heterostruktur (Probe KTH-6693) mit einer Kernschicht-Dicke von $420 \mu\text{m}$ gezeigt. Bei dieser reicht ein etwas größerer Anteil des Modenprofils in die Mantelschichten und das Substrat hinein. Der Bereich zwischen $2 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ Tiefe, in dem die Luftlöcher, wie in Abb. 3.7 zu erkennen ist, ein konisches Profil haben und dadurch stärkere Abstrahlung hervorrufen, wird von der Wellenleitermode der Heterostruktur mit dünnerer Kernschicht stärker erfasst. Die Folge ist eine größere Wellenleiterdämpfung. Die Intensität der Wellenleitermode in diesem Bereich relativ zur Intensität in der Wellenleiterkernschicht ist zwar sehr gering, doch summiert sich die pro Lochreihe nur leicht stärkere Dämpfung über lange Distanzen

zu einem messbaren Effekt auf. Eine Auslegung der Heterostruktur mit größerer Kernschicht-Dicke ist daher zur Erzielung niedriger Dämpfungswerte von Vorteil, falls für das betreffende Bauteil die Existenz einer höheren Mode akzeptiert werden kann.

Abb. 5.14 zeigt einen Ausschnitt des Transmissionsspektrums des W3-Wellenleiters aus Abb. 5.9 mit höherer Wellenlängen-Auflösung. Die Messkurve zeigt eine Modulation mit den Fabry-Pérot-Resonanzen entsprechend der Gleichung (5.15). In Abb. 5.15 sind die Fabry-Pérot-Resonanzen von W3- und W7-Wellenleitern verschiedener Länge gegenübergestellt. Der breitere W7-Wellenleiter zeigt einen höheren Kontrast und somit eine niedrige Dämpfung als der schmalere W3-Wellenleiter, der eine stärkere Überlappung der Feldverteilung mit den Luftlöchern besitzt. Je länger die Wellenleiter, desto geringer der Kontrast der Fabry-Pérot-Resonanzen.

Für W3-, W5- und W7-Wellenleitern mit verschiedenen Gitterkonstanten wurden hochauflöste Transmissionsspektren für TE und TM Polarisation im Wellenlängenbereich um $1,55 \mu\text{m}$ Wellenleiter aufgenommen. Die Gitterkonstanten wurden so gewählt, dass die Ministoppbänder der Wellenleiter nicht im gemessenen Bereich liegen. Aus den Spektren wurden gemäß (5.17) die Werte für die Wellenleiterdämpfung ermittelt und in Abb. 5.16 zusammengestellt.

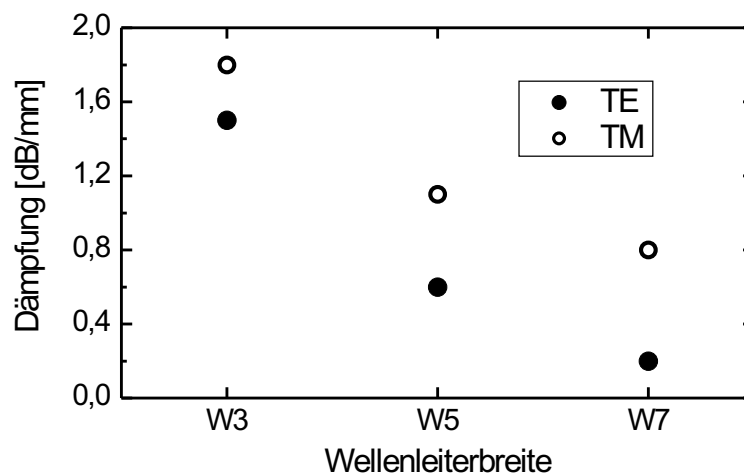


Abbildung 5.16: Abhängigkeit der Wellenleiter-Dämpfung von der Wellenleiterbreite.

Sowohl für TE als auch für TM Polarisation ist eine Abnahme der Wellenleiterdämpfung mit zunehmender Wellenleiterbreite zu sehen. Für TE Polarisation betragen die ermittelten Dämpfungs-Werte 1,5 dB/mm, 0,6 dB/mm und 0,2 dB/mm für W3, W5 und W7, für TM Polarisation 1,8 dB/mm, 1,1 dB/mm und 0,8 dB/mm.

5.2.3 Messungen an W1-Wellenleitern

Da die Dämpfung in den schmalen W1-Wellenleitern größer ist und zu einem erheblichen Intensitätsabfall über Propagationslängen der Größenordnung 1 mm führt, werden die Dämpfungswerte nicht mit Hilfe der Methode der Fabry-Pérot-Resonanzen bestimmt, sondern durch Vergleich der transmittierten Intensität durch Wellenleiter verschiedener Länge. Die für die Messungen verwendete Wellenleiter-Anordnung ist in Abb. 5.17 dargestellt.

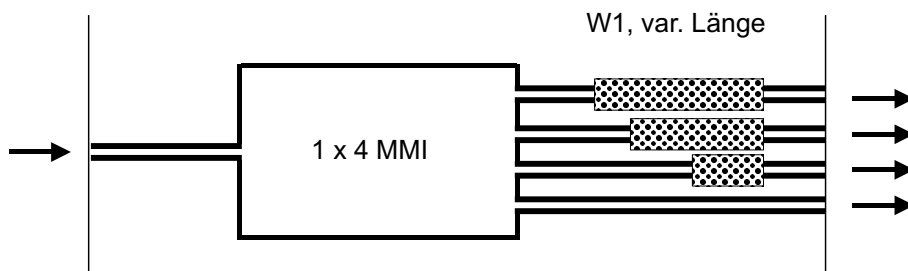


Abbildung 5.17: Das im Zuführwellenleiter propagierende Licht wird in einem MMI-Verzweiger gleichmäßig auf vier Streifenwellenleiter aufgeteilt. In den Ästen befinden sich W1-Wellenleiter unterschiedlicher Länge.

Ein $2\ \mu\text{m}$ breiter Streifenwellenleiter führt zu einem Multimodeninterferenz (MMI)-Koppler [117, 118, 119], der das Licht gleichmäßig auf vier Ausgangswellenleiter verteilt. Mit MMI-Verzweigern lassen sich gleichmäßige Verzweigungsverhältnisse bei geringen Verlusten erreichen. Der rechteckige 1×4 MMI-Verzweiger hat eine Länge von $210\ \mu\text{m}$ und eine Breite von $20\ \mu\text{m}$. Einer der Ausgangswellenleiter dient als Referenz, die anderen drei führen das Licht zu W1-Wellenleitern der Länge $37\ \mu\text{m}$, $102\ \mu\text{m}$ und $197\ \mu\text{m}$.

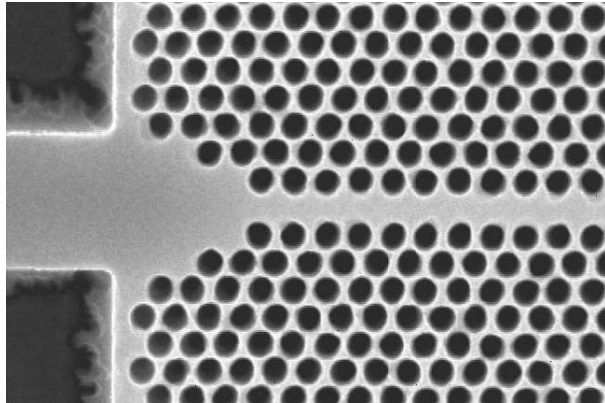


Abbildung 5.18: Hornstruktur zur effizienten Kopplung des Streifenwellenleiters an den W1-Wellenleiter.

Um eine effiziente Kopplung von den Streifenwellenleitern in die photonischen Kristall-Wellenleiter zu erhalten, wurden im photonischen Kristallgitter Hornstrukturen verwendet, die einen W5-Wellenleiter auf einer Strecke von $2\ \mu\text{m}$ zu einem W1-Wellenleiter verjüngen [120]. Abb. 5.18 zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der Hornstruktur zur Einkopplung in die W1-Wellenleiter.

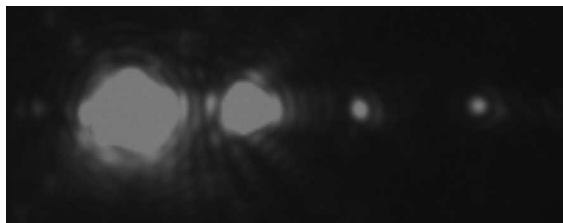


Abbildung 5.19: Von der Infrarotkamera detektiertes Licht am Ausgang der vier Wellenleiter. Links der Referenzwellenleiter, dann die Streifenwellenleiter mit W1-Wellenleiter-Stücken von $37\ \mu\text{m}$, $102\ \mu\text{m}$ und $197\ \mu\text{m}$ Länge.

Abb. 5.19 zeigt ein Infrarot-Kamerabild der detektierten Lichtspots. Deutlich sind die unterschiedlichen Intensitäten am Ausgang der vier Wellenleiter zu erkennen. Zur quantitativen Auswertung wurde die Intensität jedes Spots wellenlängenabhängig gemessen. Die gemessenen Transmissionskurven sind in Abb. 5.20 abgebildet.

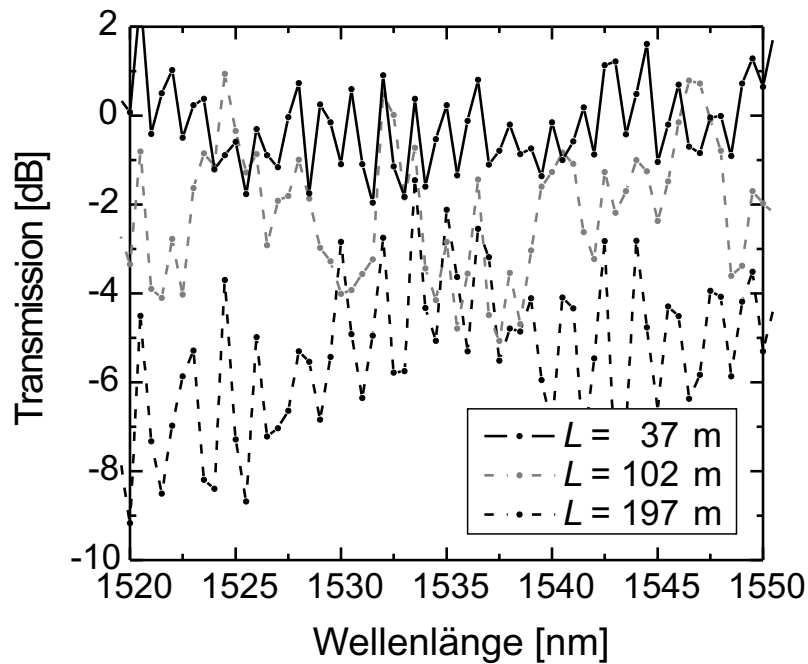


Abbildung 5.20: Transmission durch W1-Wellenleiter verschiedener Länge.

Der Abfall der transmittierten Intensität mit zunehmender Länge des W1-Wellenleiters ist trotz der Überlagerung der Kurven mit Rauschen und Einflüssen von Restreflektivitäten klar zu erkennen. Aus dem Verhältnis der gemittelten Transmissionswerte ergibt sich ein Wellenleiterverlust für den W1-Wellenleiter mit $a = 460$ nm bei $\lambda = 1,55$ μm von 27 dB/mm. Die Messungengenauigkeit hängt hier hauptsächlich von der Intensitätsverteilung der Ausgangswellenleiter des MMI-Verzweigers ab und kann mit ± 3 dB/mm angegeben werden.

5.2.4 Vergleich mit Ergebnissen anderer Forschungsgruppen

Seit einigen Jahren herrscht weltweit großes Interesse an der Entwicklung photonischer Kristall-Wellenleiter für den Wellenlängenbereich um 1,55 μm . Dabei wurden photonische Kristall-Wellenleiter in verschiedenen Materialsystemen untersucht.

Das InGaAsP/InP-Materialsystem ermöglicht eine Integration mit aktiven optoelektronischen Bauelementen im gleichen Wellenlängenbereich. Aufgrund des geringen Brechungsindexkontrasts in vertikaler Richtung und der dadurch bedingten

großen vertikalen Ausdehnung der Wellenleitermode ist hier eine große Ätztiefe zur Erzielung geringer Dämpfungswerte unabdingbar. Die von verschiedenen Forschungsgruppen erzielten Ergebnisse für photonische Kristall-Wellenleiter in III-V-Halbleiterheterostrukturen sind in Tab. 5.2 chronologisch aufgelistet. Das am häufigsten angewandte Verfahren zur Dämpfungsbestimmung mit hoher Genauigkeit ist die Fabry-Pérot-Resonanzen-Methode.

Forschungsgruppe	Breite	Dämpfung	Methode
<u>GaAs/AlGaAs</u>			
C. J. M. Smith <i>et al.</i> ¹ (2000) [121]	W3	20 dB/mm	Längenvariation ($\lambda = 1,0 \mu\text{m}$)
E. Schwoob <i>et al.</i> ¹ (2002) [122]	W3	10 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen ($\lambda = 1,0 \mu\text{m}$)
J. Zimmermann <i>et al.</i> ² (2004) [123]	W3	3 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen
	W5	2,5 dB/mm	
<u>InGaAsP/InP</u>			
A. Talneau <i>et al.</i> ³ (2001) [124]	W3	11 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen
A. Talneau <i>et al.</i> ³ (2003) [125]	W1	60 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen
M. Mulot <i>et al.</i> ⁴ (2003) [126]	W3	10 dB/mm	absolute Transmission
J. Zimmermann <i>et al.</i> ² (2004)	W1	27 dB/mm	Längenvariation
J. Zimmermann <i>et al.</i> ² (2004) [123]	W3	1,5 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen
	W5	0,6 dB/mm	
	W7	0,2 dB/mm	
M. V. Kotlyar <i>et al.</i> ⁵ (2004) [127]	W3	1,8 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$)
<u>InGaAlAs/InAlAs/InP</u>			
J. Zimmermann <i>et al.</i> ² (2002) [128]	W3	21 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen
	W5	4 dB/mm	
	W7	1,6 dB/mm	

Tabelle 5.2: Wellenleiter-Dämpfung im Substrat-Typ bei $1,5 \mu\text{m}$ Wellenlänge (TE Polarisation).

¹University of Glasgow, Schottland, EPP, Frankreich, und EPFL, Schweiz

²Universität Würzburg

³CNRS, Frankreich

⁴KTH, Schweden

⁵University of St. Andrews, Schottland

Die Dämpfungswerte von ungefähr 10 dB/mm für W3-Wellenleiter und 60 dB/mm für W1-Wellenleiter, die von A. Talneau *et al.* [124, 125] sowie M. Mulot *et al.* [126] im InGaAsP/InP-Materialsystem erreicht wurden, wurden an vertikal monomodigen Wellenleitern mit Kernschicht-Dicken von 500 μm bzw. 420 μm gemessen. Die in dieser Arbeit erzielten Wellenleiterdämpfungen von 27 dB/mm für W1-Wellenleiter und $\leq 1,5$ dB/mm für breitere Wellenleiter, die niedrigsten der bisher erreichten Dämpfungswerte, wurden im Vergleich dazu mit einer dickeren Wellenleiterkernschicht erzielt. Wie in Abschnitt 5.2.2 erläutert, führt ein solcher Schichtaufbau zu einer stärkeren Konzentration des Modenprofils in geringerer Tiefe und somit zu niedrigeren Abstrahlverlusten. Die von M. V. Kotlyar *et al.* [127] berichtete, geringfügig größere Wellenleiterdämpfung von 1,8 dB/mm wurde mit einer sogar 1,6 μm dicken Kernschicht, unter einer 0,6 μm dicken Mantelschicht liegend, erzielt.

Die für das InGaAlAs/InAlAs/InP-Materialsystem gemessenen Dämpfungswerte (Probe G851) liegen über denen für InGaAsP/InP, da der hohe Aluminiumgehalt in den Wellenleiter-Kern- und Mantelschichten einem guten Ätzergebnis entgegenwirkt. So konnten bei höherer Rauigkeit der Lochwände nur Ätztiefen bis ungefähr 1,2 μm erreicht werden [128]. Die Kernschicht-Dicke der untersuchten monomodigen Heterostruktur betrug 400 nm.

Niedrigere Wellenleiterdämpfungen auch für W1-Wellenleiter wurden in den Materialsystemen Si/Luft oder Si/SiO₂ (SOI, *silicon-on-insulator*) für Wellenleitermoden unterhalb des Lichtkegels (2.26) erzielt, siehe Tab. 5.3. Da für derartige Wellenleitermoden die Kopplung an Strahlungsmoden unterbunden ist [138], wirken sich auch Rauigkeiten in den Ätzflanken weniger stark aus [112]. Solche Membranstrukturen können auch auf InP-Basis hergestellt werden, wie in Kap. 3.3 gezeigt. Durch die im Vergleich zum Substrat-Typ niedrigeren Lochtiefen sind die Anforderungen an den Loch-Ätzprozess bei Membranstrukturen geringer. Die niedrigsten Dämpfungswerte für W1-Wellenleiter liegen unter 1 dB/mm [38, 136].

Für die Anwendung als integriert-optische Filter sind photonische Kristall-Wellenleiter vom Membran-Typ jedoch weniger gut geeignet, da durch das Einbringen von Defekten in den photonischen Kristall, beispielsweise zur Realisierung von Resonatoren oder Verzweigungen, die Periodizität des Kristallgitters unterbrochen wird und eine Kopplung an Wellenleitermoden, die oberhalb des Lichtkegels

Forschungsgruppe	Breite	Dämpfung	Methode
<u>SOI</u>			
M. Notomi <i>et al.</i> ⁶ (2001) [129]	W0,7	6 dB/mm	absolute Transmission
M. Notomi <i>et al.</i> ⁶ (2004) [38]		0,6 dB/mm	Längenvariation
T. Baba <i>et al.</i> ⁷ (2001) [130]	W1	11 dB/mm	absolute Transmission
J. Arentoft <i>et al.</i> ⁸ (2002) [60]	W1	4 dB/mm	Längenvariation
P. I. Borel <i>et al.</i> ⁸ (2003) [131]	W1	2,5 dB/mm	Längenvariation (TM Polarisation)
S. J. McNab <i>et al.</i> ⁹ (2003) [132]	W1	2,4 dB/mm	Längenvariation
W. Bogaerts <i>et al.</i> ¹⁰ (2003) [69]	W1	7,5 dB/mm	Längenvariation
<u>InP-Membran</u>			
X. Letartre <i>et al.</i> ¹¹ (2001) [133]	W1	200 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen
Y. Désières <i>et al.</i> ¹¹ (2002) [134]	W1	100 dB/mm	Längenvariation
C. Grillat <i>et al.</i> ¹¹ (2003) [135]	W1*	<40 dB/mm	Fabry-Pérot-Resonanzen
<u>GaAs-Membran</u>			
Y. Sugimoto <i>et al.</i> ¹² (2004) [136]	W1	0,76 dB/mm	Längenvariation
<u>SiO₂/Nb₂O₅/SiO₂</u>			
M. Augustin <i>et al.</i> ¹³ (2004) [137]	W9	1,7 dB/mm	Längenvariation

Tabelle 5.3: Wellenleiter-Dämpfung im Membran-Typ bei 1,5 μm Wellenlänge (TE Polarisation).

(2.26) liegen, stattfindet. Diese Moden erfahren aufgrund des hohen Brechungsindexkontrasts sowohl größere intrinsische Abstrahlungsverluste als auch größere durch Streuung an den Rauigkeiten in den Ätzflanken hervorgerufene Abstrahlungsverluste [112].

Neben photonischen Kristall-Wellenleitern werden in jüngerer Zeit auch Wellenleiter mit hohem Brechungsindexkontrast in horizontaler Richtung untersucht. Der Wellenleiter aus SOI oder einer III-V-Halbleiterheterostruktur ist dabei seitlich von Luft umgeben. In solchen Strukturen sind wie in photonischen Kristallen Wellenlei-

⁶NTT Basic Research Laboratories, Japan

⁷Yokohama National University, Japan

⁸Research Center COM, Dänemark

⁹IBM T. J. Watson Research Center, USA

¹⁰Ghent University - IMEC, Belgien

¹¹UMR CNRS, Frankreich

¹²FESTA, Japan

¹³Universität Jena

terbiegungen mit kleinen Krümmungsradien möglich [139], jedoch spielt auch hier die Oberflächenrauigkeit eine entscheidende Bedeutung. Für $0,5\ \mu\text{m}$ breite Streifenwellenleiter in SOI wurde bei $1,55\ \mu\text{m}$ Wellenlänge eine Wellenleiterdämpfung von $0,36\ \text{dB/mm}$ berichtet [140], für Streifenwellenleiter in InGaAsP/InP $4,2\ \text{dB/mm}$ für $0,5\ \mu\text{m}$ Breite sowie $2\ \text{dB/mm}$ für $1\ \mu\text{m}$ Breite [141]. Diese Ergebnisse sind vergleichbar mit den besten in Tab. 5.2 aufgelisteten Dämpfungswerten für photonische Kristall-Wellenleitern vom Substrat-Typ.

Kapitel 6

Photonische Kristall-Wellenleiter-Filter

In diesem Kapitel werden zwei Typen von photonischen Kristall-Wellenleiter-Filtern untersucht: Richtkoppler und Fabry-Pérot-Resonatoren. Die aus photonischen Kristall-Wellenleitern gebildeten Richtkoppler können als Filter mit zeitlich begrenzter Impulsantwort (FIR-Filter, *finite impulse response*) aufgefasst werden, die in die photonischen Kristall-Wellenleiter eingebetteten Resonatoren als Filter mit zeitlich unbegrenzter Systemantwort (IIR-Filter, *infinite impulse response*).

6.1 Richtkoppler

6.1.1 Kodirektionales Koppeln

Lineare photonische Kristall-Wellenleiter können als Grundelemente von miniaturisierten integriert-optischen Schaltkreisen dienen, jedoch werden weitere Komponenten benötigt, um Funktionen mit wellenlängenabhängiger Antwort zu realisieren. Dies kann z. B. durch einen photonischen Kristall-Wellenleiter-Richtkoppler erreicht werden, der aus zwei parallelen photonischen Kristall-Wellenleitern besteht [142, 143].

In Abb. 6.1 ist die Grundstruktur eines kodirektionalen Richtkopplers dargestellt. Aufgrund des Überlapps der Wellenleitermoden der sehr nahe benachbarten Wellenleiter kommt es zu einer Kopplung und damit zu einem Energieaustausch

zwischen beiden Wellenleitern [6]. Je nach Wellenlänge kann ein optisches Signal in den einen oder den anderen Ausgang des Richtkopplers gelenkt werden.

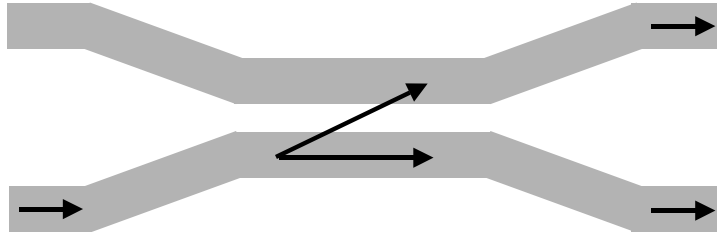


Abbildung 6.1: Kodirektionales Koppeln (Schema).

Die erste experimentelle Realisierung eines photonischen Kristall-Wellenleiter-Richtkopplers erfolgte mit W1-Wellenleitern im SOI-Materialsystem (Membrantyp) [144].

6.1.2 Richtkoppler aus W1-Wellenleitern

Die Funktionsweise eines photonischen Kristall-Wellenleiter-Richtkopplers wird an einem aus W1-Wellenleitern bestehenden Richtkoppler untersucht. Die geometrische Struktur des Richtkopplers ist in Abb. 6.2 abgebildet. Die Wellenleiter sind entlang der ΓK -Richtung des triangulären Gitters von Luftlöchern mit Gitterkonstante a und Radius $r = 0,3 a$ orientiert. Für das Halbleitermaterial wird ein effektiver Brechungsindex von 3,4 angenommen. Materialdispersion wird bei den numerischen Untersuchungen vernachlässigt. TE polarisiertes Licht wird in einen der Wellenleiter eingekoppelt und verlässt den Richtkoppler entweder durch Ausgang A oder B.

Die Dispersionskurven der Supermoden des Richtkopplers wurden mit der Methode der Expansion nach ebenen Wellen berechnet. Die dazu verwendete Superzelle ist in Abb. 6.2 eingezeichnet. Zum Vergleich wurden auch die Dispersionskurven eines einzelnen photonischen Kristall-Wellenleiters mit gleichen Parametern berechnet. Abb. 6.3a) zeigt die photonische Bandstruktur eines einzelnen Wellenleiters entlang der ΓK -Richtung: Die grauen Flächen entsprechen den Bändern des defektfreien unendlich ausgedehnten photonischen Kristalls, während die durchgezogenen und gestrichelten Kurven die geraden (symmetrischen) und ungeraden (antisymmetrischen)

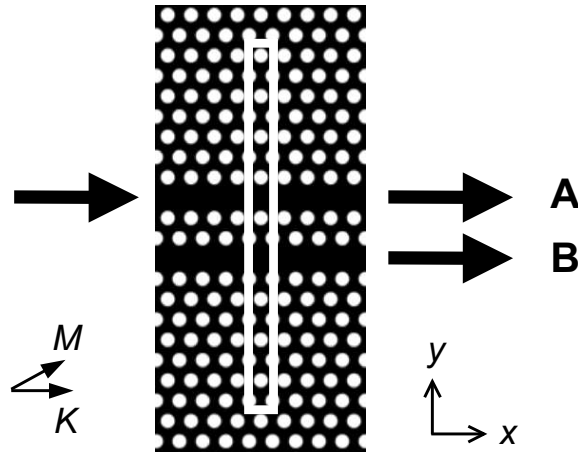


Abbildung 6.2: Geometrische Struktur des photonischen Kristall-Richtkopplers und Superzelle der PWE-Berechnung.

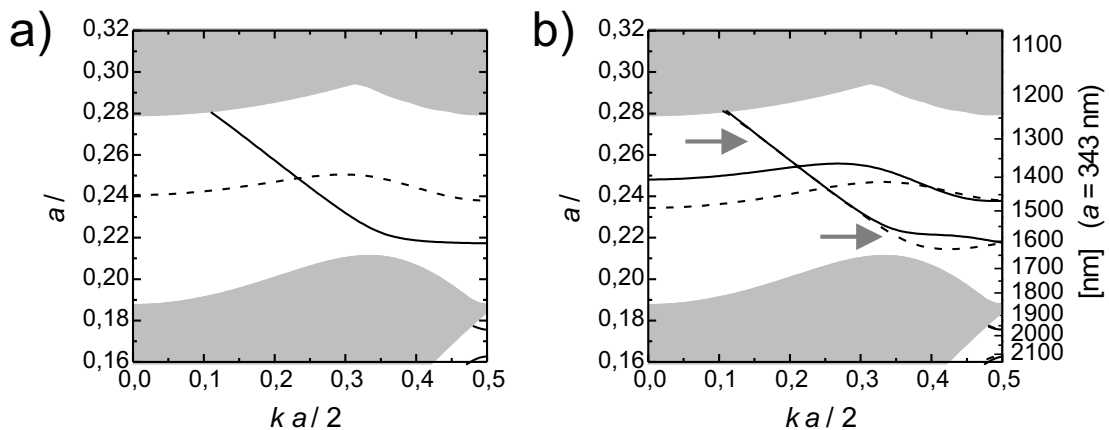


Abbildung 6.3: a) Dispersion der Wellenleitermoden eines einzelnen photonischen Kristall-Wellenleiters. b) Dispersion der Supermoden des photonischen Kristall-Richtkopplers. Die Pfeile markieren die spektralen Bereiche schwacher und starker Kopplung.

Moden bezüglich der Spiegelebene senkrecht zur y -Achse darstellen. Innerhalb der photonischen Bandlücke existieren eine gerade und eine ungerade Mode. Die Dispersionskurve der geraden Wellenleitermode zeigt Anteile von sowohl Indexführung als

auch durch die photonische Bandlücke bedingtem Lichteinschluss. Für $a/\lambda > 0,23$ besitzt die Wellenleitermode eine fast lineare Dispersionskurve und ähnelt der Wellenleitermode eines konventionellen, durch Brechungsindexkontrast gebildeten Wellenleiters. Für niedrigere Frequenzen wird die Dispersionskurve flacher und die Mode wird zu einer stark lokalisierten, durch die photonische Bandlücke eingeschlossenen Wellenleitermode. Dieser Übergang und die untere Grenze im Frequenzspektrum werden durch das Antikreuzen der refraktiven Wellenleiter-Fundamentalmode und einer diffraktiven, durch die photonische Bandlücke gebildeten Mode bestimmt.

Abb. 6.3b) zeigt die Bandstruktur des photonischen Kristall-Richtkopplers. Die durchgezogenen und gestrichenen Kurven stellen hier die Supermoden des Richtkopplers dar. Diese lassen sich in gerade und ungerade Supermoden unterteilen bezüglich der Symmetrieebene senkrecht zur y -Achse in der Mitte zwischen beiden Wellenleitern. Ein Vergleich beider Bandstrukturen zeigt, dass jede Wellenleitermode des einzelnen photonischen Kristall-Wellenleiters in zwei Supermoden des photonischen Kristall-Wellenleiter-Richtkopplers aufgespalten wird. Im spektralen Bereich $0,255 < a/\lambda < 0,278$ (erster Pfeil) besitzen die beiden Supermoden fast lineare Dispersion aufgrund der refraktiven Wellenführung und sind praktisch entartet mit verschwindender Kopplung. Höhere, stark lokalisierte Moden existieren im Bereich der Mitte der Bandlücke, während ein weiterer Bereich mit nur einer geraden und einer ungeraden Supermode bei $0,218 < a/\lambda < 0,234$ (zweiter Pfeil) existiert. Hier ist die Aufspaltung zwischen beiden Dispersionskurven beträchtlich.

Es zeigt sich also, dass die Art des Wellenführungsmechanismus für die Größe der Aufspaltung der Supermoden und somit für die Kopplungsstärke verantwortlich ist. In spektralen Bereichen, in denen der photonische Kristall-Wellenleiter-Richtkoppler einem Richtkoppler mit konventionell indexgeführten Wellenleitern ähnelt, ist die Kopplungsstärke gering, wohingegen in spektralen Bereichen, die durch den Einschluss aufgrund der photonischen Bandlücke dominiert werden, starke Kopplung beobachtet wird. Die größere Ausdehnung der diffraktiven, durch die photonische Bandlücke eingeschlossenen Supermoden in die geometrischen Bereiche des Gitters aus Luftlöchern führt zu stärkeren Unterschieden in den Feldverteilungen auf Hoch- und Niedrigindexmaterial für die geraden und ungeraden Supermoden und führt so zu einem erhöhten Frequenzunterschied bei gleichem k für gerade und ungerade durch die photonische Bandlücke eingeschlossenen Supermoden.

Licht, das in einem der beiden Wellenleiter propagiert, kann als Überlagerung einer geraden und einer ungeraden Fundamentalmode des Richtkopplers beschrieben werden [45, 145]. Wenn der Phasenunterschied beider Supermoden nach einer bestimmten Ausbreitungsstrecke einem ungeradzahligen Vielfachen von π gleicht, ist die Energie vollständig in den zweiten Wellenleiter übergekoppelt. Um die notwendige Ausbreitungsstrecke zu bestimmen, wird der Unterschied der in einer Zelle erreichten Phasenverschiebung von gerader und ungerader Supermode $|k_{\text{gerade}} - k_{\text{ungerade}}|$ bei der Frequenz a/λ aus der Bandstruktur ausgelesen. Daraus ergibt sich die Schwebungslänge

$$L_B = \frac{2\pi}{|k_{\text{gerade}} - k_{\text{ungerade}}|}. \quad (6.1)$$

Mit der Energietransfer-Bedingung

$$|\varphi_{\text{gerade}} - \varphi_{\text{ungerade}}| = (2m + 1) \cdot \pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (6.2)$$

erhält man die minimale Koppler-Länge als

$$L_K = \frac{\pi}{|k_{\text{gerade}} - k_{\text{ungerade}}|} = \frac{1}{2} L_B. \quad (6.3)$$

Für $a/\lambda = 0,218$ ist die minimale Koppler-Länge $L_{\text{Koppler}} \cong 0,9\lambda_0$, d. h. vollständiger Energietransfer von einem Wellenleiter in den anderen tritt nach einer Strecke von weniger als einer Vakuum-Wellenlänge ein. Ein Richtkoppler, dessen Länge in dieser Größenordnung liegt, wird am Ende dieses Abschnitts untersucht.

Abb. 6.4 zeigt die Differenz der Ausbreitungskonstanten beider Supermoden in Abhängigkeit von der Frequenz. Die rechte vertikale Achse zeigt die relative Phasenverschiebung, die sich nach einer Propagation entlang 580 Gitterzellen ergibt. Für $a = 343$ nm entspricht dies $L \cong 200$ μm . Im spektralen Bereich $0,220 < a/\lambda < 0,224$ finden sich 40 verschiedene Frequenzen bzw. Wellenlängen, für die die relative Phasenverschiebung einem ungeradzahligen Vielfachen von π gleicht, resultierend in vollständigem Energietransfer in den zweiten Wellenleiter (Ausgang B). Dazwischen liegen jeweils Frequenzen, für die das Licht vollständig zu Ausgang A geleitet wird. Daher ist eine Anwendung als WDM-Kanaltrenner denkbar, bei dem nahe beieinander liegende Kanäle abwechselnd zu Ausgang A bzw. B geleitet werden.

Abb. 6.5 zeigt Transmissionsspektren für einen Richtkoppler mit 200 μm Länge und Wellenlängen um 1,55 μm , berechnet mit der FDTD-Methode. Die Einkopplung erfolgte in Wellenleiter A. Der spektrale Abstand zwischen Maxima und

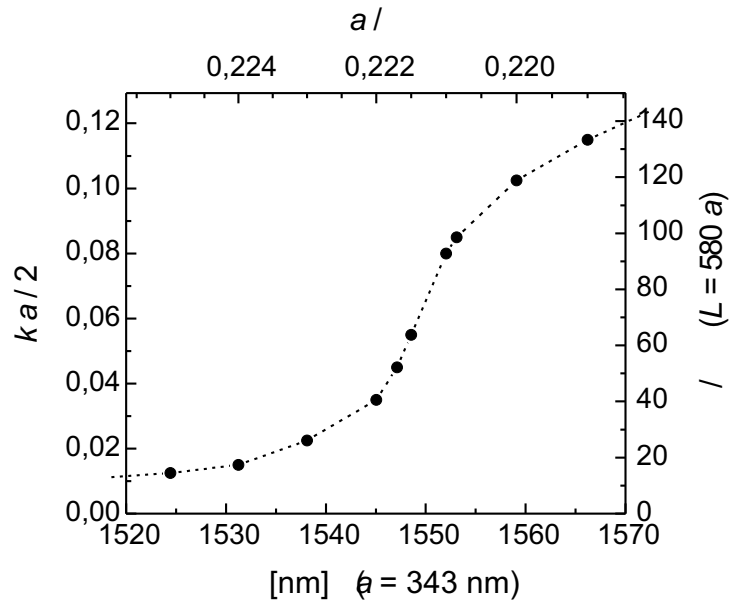


Abbildung 6.4: Differenz der Ausbreitungskonstanten und relative Phasenverschiebung beider Supermoden für einen 200 μm langen Richtkoppler ($a = 343 \text{ nm}$).

Minima entspricht Kanalabständen von 100 GHz. Der Kanalabstand ist nicht konstant, da die Phasendifferenz der Supermoden, wie in Abb. 6.4 gezeigt, nichtlinear von der Frequenz abhängt. Für praktische Anwendungen sollte daher der benutzte Frequenzbereich begrenzt werden.

Im folgenden wird die Sensitivität der Transmissionseigenschaften bezüglich Fabrikationstoleranzen untersucht. Abweichungen von der Gitterkonstante a führen zu einer Wellenlängenverschiebung

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta a}{a}. \quad (6.4)$$

Eine Abweichung der Gitterkonstante um 0,1 % führt daher zu einer Wellenlängenverschiebung von 1,5 nm.

Die Abhängigkeit der Phasenverschiebung von Veränderungen des Lochdurchmessers ist in Abb. 6.6 gezeigt. Die Kurven wurden aus Bandstrukturrechnungen extrahiert. Eine Vergrößerung der Lochradii führt zu einer Verschiebung der Phasenantwort zu kleineren Wellenlängen, eine Verkleinerung der Lochradii führt zu einer Verschiebung zu größeren Wellenlängen. Eine Abweichung von 1 % (entspricht

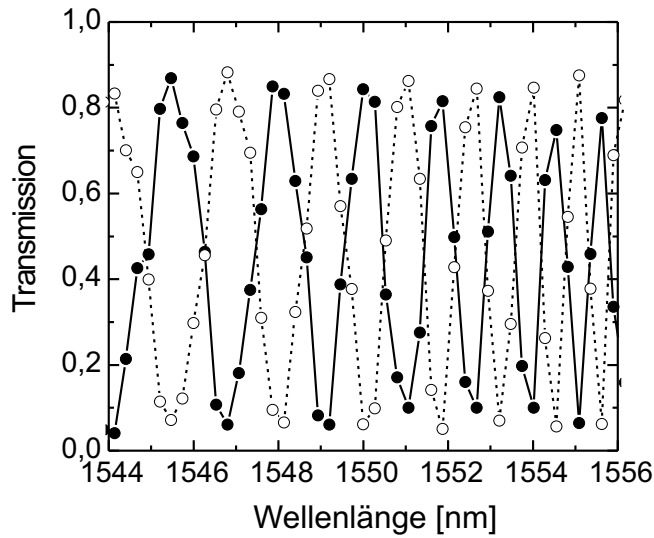


Abbildung 6.5: Transmission durch 200 µm langen Richtkoppler (FDTD-Berechnung). Ausgang A: offene Kreise, Ausgang B: ausgefüllte Kreise.

einer Veränderung des Lochdurchmessers um 2 nm für $a = 343$ nm) erzeugt eine Wellenlängenverschiebung von 3 nm.

Durch Ausnutzung sowohl des Bereichs starker Kopplung wie des Entartungsbereichs des photonischen Kristall-Wellenleiter-Richtkopplers kann ein miniaturisierter optischer Demultiplexer realisiert werden. Licht im Frequenzbereich $0,255 < a/\lambda < 0,278$ erfährt keine nennenswerte Kopplung auch für große Ausbreitungsstrecken, während im Frequenzbereich um $a/\lambda = 0,22$ die Kopplung sehr stark ist.

Der in Abb. 6.7 dargestellte Richtkoppler arbeitet daher als ultrakompakter 1,31/1,55 µm Wellenlängen-Demultiplexer. Er besteht aus zwei photonischen Kristall-Wellenleitern, die durch eine Reihe ausgelassene Löcher entlang der ΓK -Richtung gebildet werden, mit Gitterkonstante $a = 333$ nm und Lochradius $r = 0,3 a$. Die Länge des Kopplungsbereichs liegt unter 2 µm. Der Radius der Luftlöcher in den ersten Lochreihen um den Zuführwellenleiter sowie um den Wellenleiter für den 1,55 µm-Kanal wurde auf $0,25 a$ gesetzt, da der Kanal teilweise unterhalb der Abschneide-Frequenz des regulären W1-Wellenleiters liegt, wie aus Abb. 6.3a) hervorgeht. Ohne diese Änderung des Wellenleiter-Designs, die eine Verschiebung der Wellenleitermode zu kleineren Frequenzen bewirkt, wäre für den zu überkoppelnden Kanal keine hohe Transmission erzielbar. Die Abb. 6.7a) und b) zeigen die Evolution

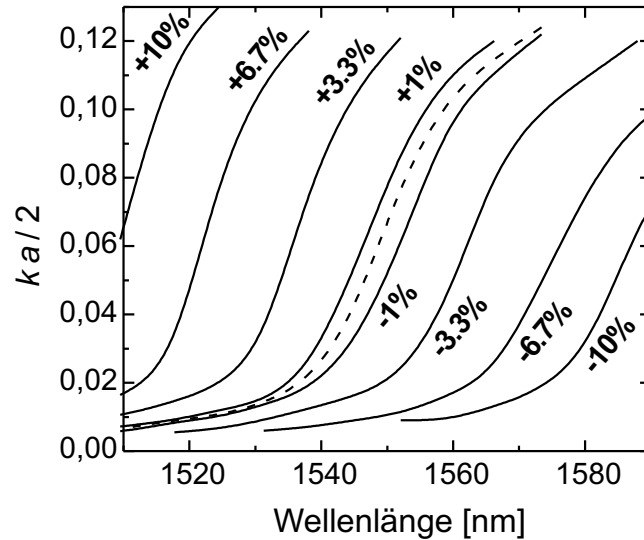


Abbildung 6.6: Differenz der Ausbreitungskonstanten beider Supermoden in Abhängigkeit vom Lochdurchmesser: $r/a = 0,27$ (-10 %), $0,28$ (-6,7 %), $0,29$ (-3,3 %), $0,297$ (-1 %), $0,3$ (gestrichene Linie), $0,303$ (+1 %), $0,31$ (+3,3 %), $0,32$ (+6,7 %), $0,33$ (+10 %).

des magnetischen Felds H_z für die Wellenlängen $1,31 \mu\text{m}$ und $1,55 \mu\text{m}$, berechnet mit der FDTD-Methode.

Abb. 6.7c) zeigt die Transmissionsspektren für beide Ausgänge. Für Wellenlängen bis ungefähr $1,50 \mu\text{m}$ verbleibt das Licht im oberen Wellenleiter, für Wellenlängen um $1,55 \mu\text{m}$ wird es zum zweiten Ausgang gelenkt. Für größere Wellenlängen besitzt der Einzelwellenleiter keine geführten Moden, daher verschwindet dort die Transmission bei beiden Ausgängen. Aufgrund unvermeidlicher Reflexionen an der 60° Biegung wird am Drop-Port die volle Transmission von 1 nicht erreicht.

6.1.3 Richtkoppler aus W2-Wellenleitern

Zur experimentellen Realisierung wurden Richtkoppler-Strukturen gewählt, die auf W2-Wellenleitern in Γ K-Richtung mit gerader Berandung basieren, da die Wellenleiter-Dämpfung in W1-Wellenleitern für längere Koppler-Strecken zu groß ist. Mit zunehmender Wellenleiterbreite nimmt jedoch die Kopplungsstärke des Richtkopplers ab.

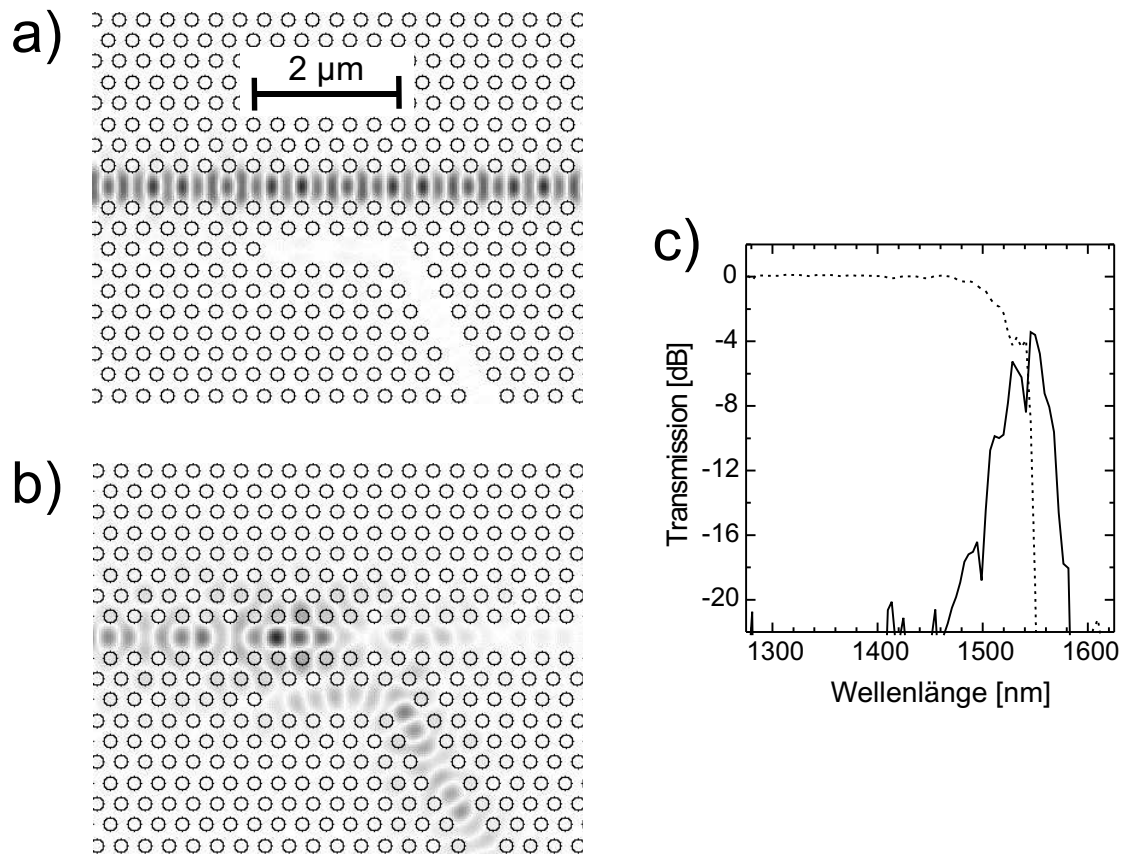


Abbildung 6.7: a), b) Propagation des **H**-Feldes durch den Demultiplexer (FDTD-Simulation) für $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ und $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Einkopplung von links. c) Transmissionsspektren am rechten Wellenleiter-Ausgang (gestrichelte Kurve) sowie am Ausgang des zweiten Wellenleiters (durchgezogene Kurve).

In Abb. 6.8 sind zwei Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen des photonischen Kristall-Richtkopplers gezeigt. Der Richtkoppler besteht aus zwei W2-Wellenleitern mit einer Gitterkonstante von 336 nm und einer Länge von $70 \mu\text{m}$ (ungefähr 208 Gitterkonstanten), getrennt von einer Reihe aus Luftlöchern, die so angeordnet ist, dass beide Wellenleiter eine symmetrische Berandung haben. Zur räumlichen Trennung der beiden Kanäle an den Enden des Richtkopplers wurden Wellenleiterbiegungen verwendet und dabei auch die Breite der Wellenleiter vergrößert. Zur Auskopplung dienen Streifenwellenleiter.

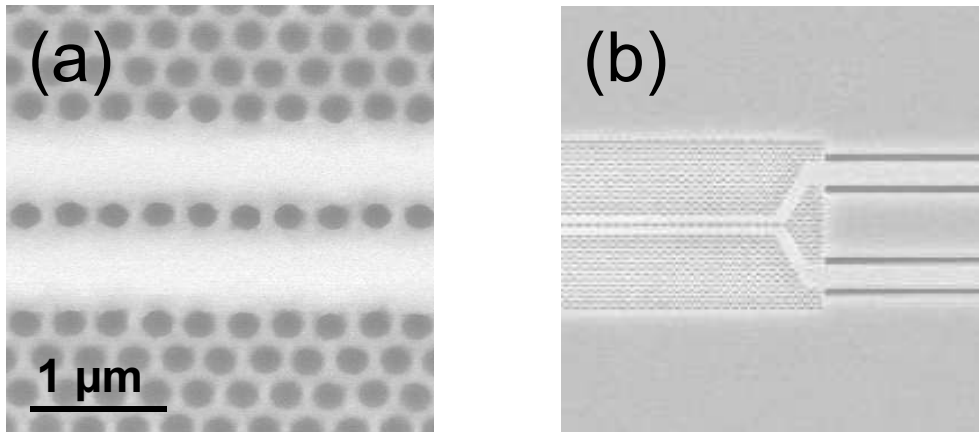


Abbildung 6.8: a) Photonischer Kristall-Richtkoppler aus zwei W2-Wellenleitern, getrennt von einer Lochreihe. b) Richtkoppler und Auskoppelstruktur.

Mit Hilfe eines Zuführwellenleiters wurde Licht in den Eingang A eingekoppelt. Die Wellenlängenabhängigkeit der aus den Ausgängen A und B emittierten Signale wurde nacheinander am Transmissionsmessplatz vermessen. Abb. 6.9 zeigt die aufgenommenen Transmissionskurven für die Ausgänge A und B. Der photonische Kristall-Richtkoppler zeigt ein wellenlängenselektives Transmissionsverhalten: bei 1470 nm sowie bei ungefähr 1500 nm Wellenlänge verlässt das Signal den Richtkoppler am Ausgang A, im Bereich um 1480 nm sinkt die Transmission am Ausgang A auf ein Minimum und maximale Intensität wird am Ausgang B erreicht.

Abb. 6.10 zeigt die mit der FDTD-Methode berechneten Transmissionspektren für beide Ausgänge des photonischen Kristall-Richtkopplers. Die Simulationen wurden an einem Richtkoppler, der wie im Experiment aus zwei von einer Lochreihe getrennten W2-Wellenleitern mit einer Länge von 208 Gitterkonstanten besteht, durchgeführt. Es wurde ein Lochradius von $r/a = 0,3$, ein effektiver Brechungsindex der Halbleitermatrix von 3,25 sowie eine Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante in den Luftlöchern von $\varepsilon'' = 0,01$ verwendet, um die in der realen Struktur auftretenden Abstrahlverluste zu berücksichtigen. Als Zuführwellenleiter wurden Streifenwellenleiter der Breite $1,8 a$ verwendet. Der modellierte photonische Kristall-Richtkoppler unterscheidet sich daher vom experimentell untersuchten durch die fehlenden Wellenleiterbiegungen an den Richtkoppler-Ausgängen.

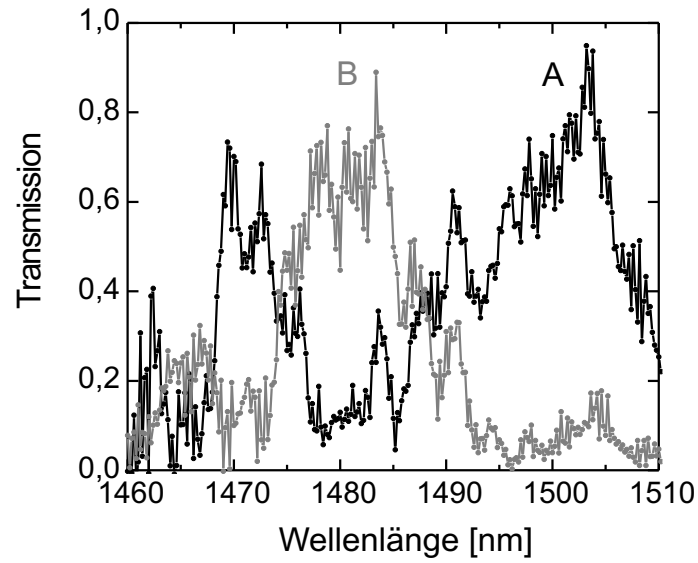


Abbildung 6.9: Gemessene Transmission an Ausgang A und B des photonischen Kristall-Richtkopplers.

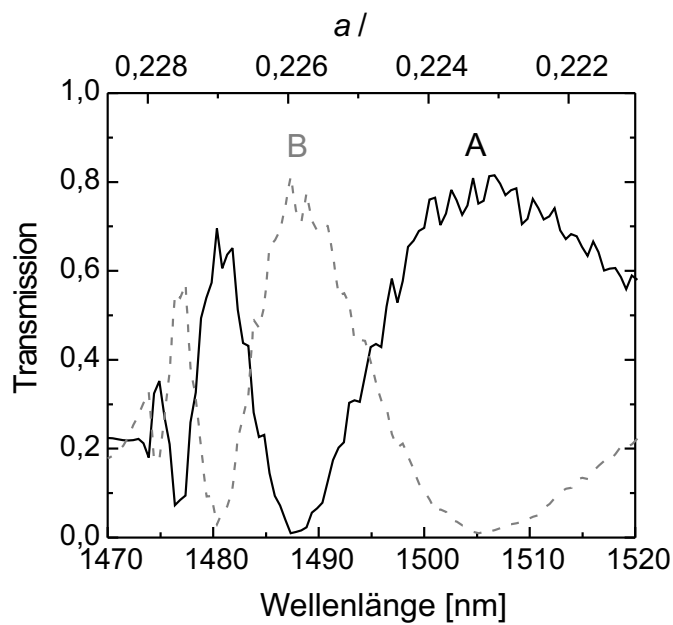


Abbildung 6.10: Transmission an Ausgang A und B des photonischen Kristall-Richtkopplers (FDTD-Berechnung).

Die berechneten Transmissionsspektren zeigen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren: Maxima und Minima in der Transmission von Ausgang A und B sind gegenüber den gemessenen Spektren um etwa 10 nm zu größeren Wellenlängen verschoben. Diese Abweichungen sind auf die nicht exakt übereinstimmenden Parameter für Lochgröße und effektiven Brechungsindex in Experiment und Simulation zurückzuführen. Wird der in der Simulation verwendete effektive Brechungsindex als richtig angenommen, so entspricht diese Verschiebung der Transmissionsspektren einer Abweichung des Lochdurchmessers um 7 % (entspricht 14 nm).

Für eine 50 μm lange Richtkoppler-Struktur, bestehend aus zwei durch eine Einzel-Lochreihe getrennte W2-Wellenleitern mit einer Gitterkonstante von 320 nm, wurde mit einer Infrarot-Kamera das aus beiden Ausgängen austretende Licht detektiert und für verschiedene Wellenlängen in Abb. 6.11 dargestellt. Auch hier ist wellenlängenabhängiges Verhalten zu sehen. Während im Wellenlängenbereich um 1480 nm das Licht fast ausschließlich im Wellenleiter A verbleibt, ist bei 1565 nm Wellenlänge größere Intensität am Ausgang B zu finden.

Die Funktionalität der untersuchten photonischen Kristall-Richtkoppler wird von Abstrahlverlusten sowie von Kopplungseffekten, die nicht in den Simulationsmodellen berücksichtigt wurden, beeinträchtigt. Um das Kanal-Übersprechen zu verringern, muss auch das Design der Wellenleiterbiegungen optimiert werden, damit Rückreflexe in das Bauteil vermieden werden. Die Flanken-Steilheit in den Filter-Spektren kann auch durch das Hintereinanderschalten von Richtkopplern mit verschiedenen Kopplungsstärken erhöht werden. Das Hintereinanderschalten ermöglicht auch die Herstellung von Demultiplexern mit mehr als zwei Ausgängen.

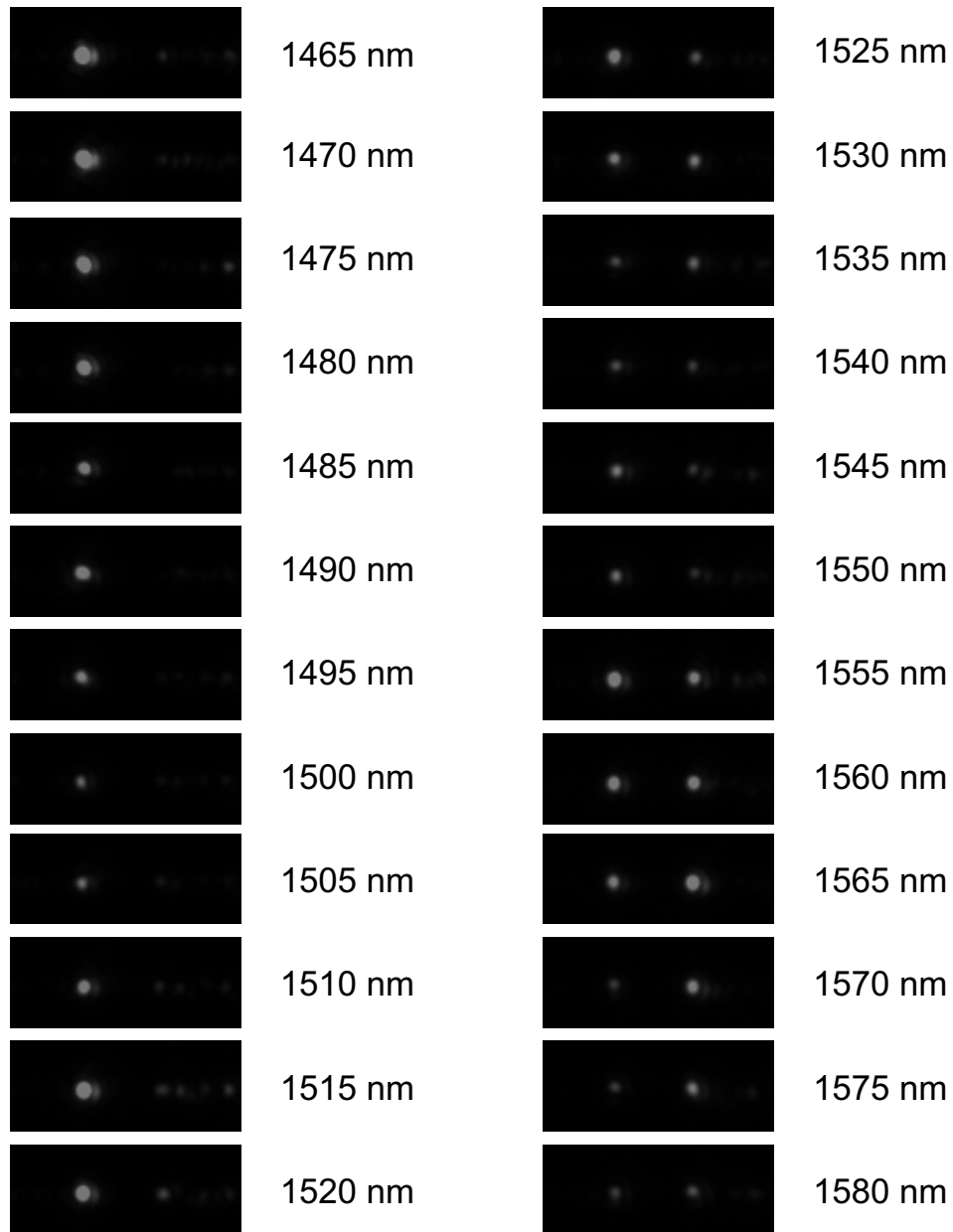


Abbildung 6.11: Kameraaufnahmen des aus beiden Ausgängen eines photonischen Kristall-Richtkopplers austretenden Lichts für Wellenlängen zwischen 1465 nm und 1580 nm.

6.2 Wellenleiter mit Resonatoren

Eine weitere Möglichkeit, mit photonischen Kristall-Wellenleitern optische Filter zu realisieren, ist der Einsatz von Resonatoren [146, 147, 148, 149]. Die Resonator-Kavitäten können als sogenannte *Drop*-Filter neben den Defektwellenleiter platziert werden, das Signal des ausgefilterten Kanals wird dann nach oben aus der Ebene des photonischen Kristall-Wellenleiters hinaus ausgekoppelt [150, 151, 152, 153]. Soll der ausgefilterte Kanal in der Wellenleiter-Ebene verbleiben, so bietet sich eine Filterstruktur an, bei der sich der Resonator im photonischen Kristall-Wellenleiter befindet [35, 36, 154]. Solche Filterstrukturen werden in den folgenden Abschnitten untersucht.

6.2.1 Fabry-Pérot-Resonator

Ein photonischer Kristall-Wellenleiter kann mit einem Resonator versehen werden, indem in den Defektwellenleiter zusätzliche Lochreihen eingebracht werden, die als Spiegel wirken, da Licht innerhalb der photonischen Bandlücke an ihnen reflektiert wird. Durch Einbringen von zwei solchen Spiegeln entsteht ein Fabry-Pérot-Resonator wie in Abb. 5.12, der in Transmission als Kammfilter verwendet werden kann.

In diesem Kapitel werden verschiedene Resonatorgeometrien und die mit ihnen erzielbaren Kanalabstände und Resonatorgüten untersucht. Da für die Resonanzwellenlängen lange Umlaufzeiten des eingekoppelten Lichtes im Resonator zu erwarten sind, werden auch die Gruppenlaufzeit und ihre Wellenlängenabhängigkeit, die Gruppenlaufzeitdispersion, untersucht.

6.2.2 Freier Spektralbereich und Resonatorgüte

Das Transmissionsspektrum eines Fabry-Pérot-Resonators wird durch Gleichung (5.15) bestimmt. Daraus folgt für den freien Spektralbereich (FSR, *free spectral*

range), den Frequenzabstand der Resonanzen, die Beziehung

$$\begin{aligned}
 \nu_{\text{FSR}} &= \frac{c}{2 \left(n + \nu \frac{dn}{d\nu} \right) L} \\
 &= \frac{c}{2 \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) L} \\
 &= \frac{c}{2n_g L}.
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

Abb. 6.12 zeigt die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines $420 \mu\text{m}$ langen photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonators (Probe KTH-6693), der in einen W7-Wellenleiter in ΓM -Richtung mit einer Gitterkonstante von 400 nm eingebettet ist und zwei Spiegel aus je 3 Lochreihen besitzt. Die ΓM -Richtung für den Wellenleiter wurde hier gewählt, weil für diese Kristall-Orientierung die Reflexion mit hoher Effizienz senkrecht zur Spiegel-Grenzfläche erfolgt und somit leicht in die rücklaufende Fundamentalmode des Wellenleiters gekoppelt werden kann. Bei Spiegeln in ΓK -Richtung treten verschiedene Beugungswinkel mit hoher Beugungseffizienz auf, der Kopplungsgrad in die rücklaufende Wellenleiter-Fundamentalmode ist daher geringer [56].

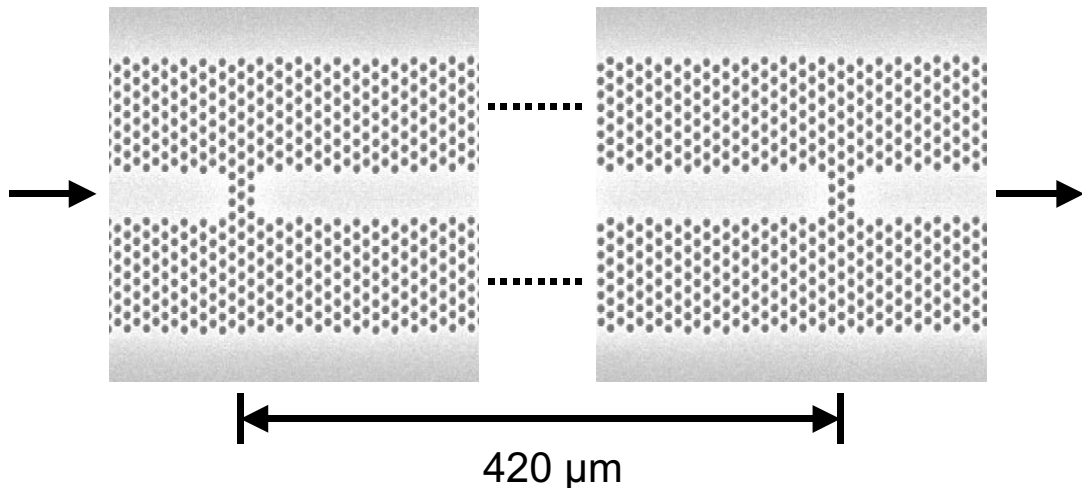


Abbildung 6.12: Fabry-Pérot-Resonator in einem W7- ΓM -Wellenleiter, Resonatorlänge: $420 \mu\text{m}$.

Das in Abb. 6.13 dargestellte Transmissionsspektrum eines 420 μm langen Resonators in einem ΓM -W7-Wellenleiter mit 2-reihigen Spiegeln in TE Polarisation zeigt den typisch kammartigen Intensitätsverlauf eines Fabry-Pérot-Resonators. Der freie Spektralbereich beträgt 100 GHz, was bei 1,55 μm Wellenlänge einem Wellenlängenabstand von 0,8 nm entspricht.

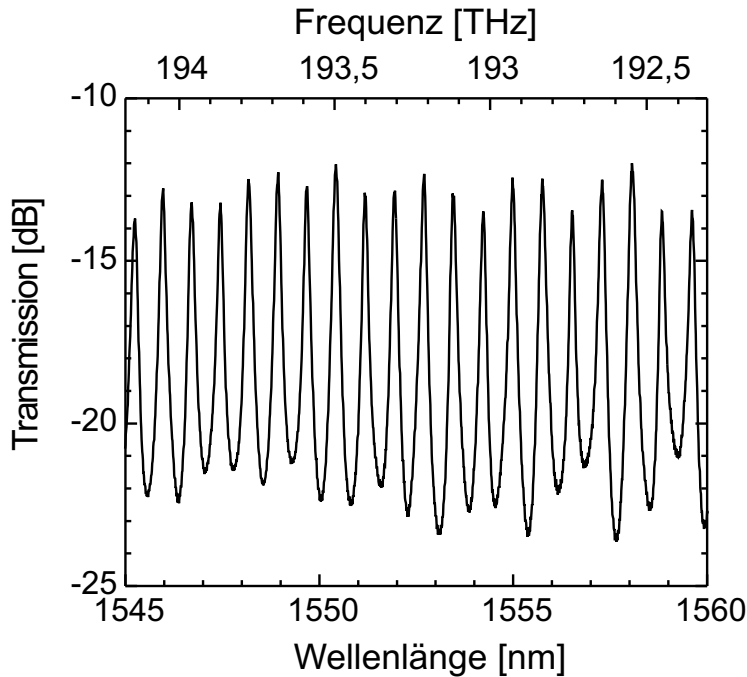


Abbildung 6.13: Transmissionsspektrum des photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonators mit 420 μm Länge und 2-reihigen Spiegeln.

Der Kanalabstand besitzt eine schwache Wellenlängenabhängigkeit von 0,2 GHz/nm. Dies stimmt sehr gut mit der theoretisch berechneten Wellenlängenabhängigkeit des effektiven Brechungsindex

$$n_g = 3,82 - 0,01 \cdot (\lambda - \lambda_0)/\text{nm} \quad (6.6)$$

überein, bestimmt durch die Materialdispersion sowie die Dispersion der Wellenleiterheterostruktur und die Bandstruktur des photonischen Kristallwellenleiters.

Die Resonatorgüte Q (*quality factor*) ist ein Maß für den Energieverlust der

Resonator-Mode und ist über das Verhältnis von im Resonator gespeicherter Energie W zu abgegebener Leistung P definiert [45]:

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P} = -\frac{\omega_0 W}{dW/dt}. \quad (6.7)$$

Dabei bezeichnet ω_0 die Resonanzfrequenz. Aus $W = W_0 e^{-\omega_0 t/Q}$ erhält man durch Fouriertransformation das Frequenzspektrum eines Lorentz-Oszillators [102]

$$T(\omega) \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\omega_0}{2Q}\right)^2}. \quad (6.8)$$

Daraus ergibt sich für die Linienbreite¹ $\Delta\omega$:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}. \quad (6.9)$$

Gleichung (6.9) kann hier verwendet werden, da die Airy-Funktion (5.15) bei hohen Resonatorgüten in der Umgebung einer Resonanz durch eine Lorentz-Funktion angenähert werden kann. Die Resonatorgüten in den experimentell gewonnenen Spektren werden daher mit Hilfe der Gleichung (6.9) bestimmt.

Die Transmissionsspektren von photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonatoren mit unterschiedlichen Gitterorientierungen, unterschiedlichen Spiegelabständen und unterschiedlichen Spiegeldicken sind in Abb. 6.14 gegenübergestellt. Die 420 μm langen Resonatoren in den W7-Wellenleitern in ΓM -Richtung weisen sowohl für zweireihige wie für dreireihige Spiegel hohe Resonatorgüten von $Q = 1,1 \cdot 10^4$ bzw. $Q = 1,3 \cdot 10^4$ auf.

Die ungleiche Höhe der einzelnen Resonanzen ist durch eine Schwebung zu begründen, die aufgrund von Restreflexionen an den antireflex-beschichteten Spaltfacetten entsteht. Die Resonatorgüte für den 60 μm langen Resonator beträgt ungefähr 1000. Für vergleichbare Resonatorgeometrien ist die Resonatorgüte reziprok mit dem freien Spektralbereich und folglich linear mit der Resonatorlänge verknüpft. Die Resonatorgüte läßt sich durch Erhöhung der Spiegel-Reflektivität durch Hinzunahme von weiteren Lochreihen steigern. Jedoch ist der erreichbare Wert durch Wellenleiterdämpfung, Abstrahlverluste an den Luftlöchern der Resonator-Spiegel sowie die Kopplung an andere Moden begrenzt. Das Transmissionsspektrum des Resonators im schmalen W3-Wellenleiter in ΓK -Richtung weist nur schwach ausgeprägte

¹gesamte Breite bei halber Höhe

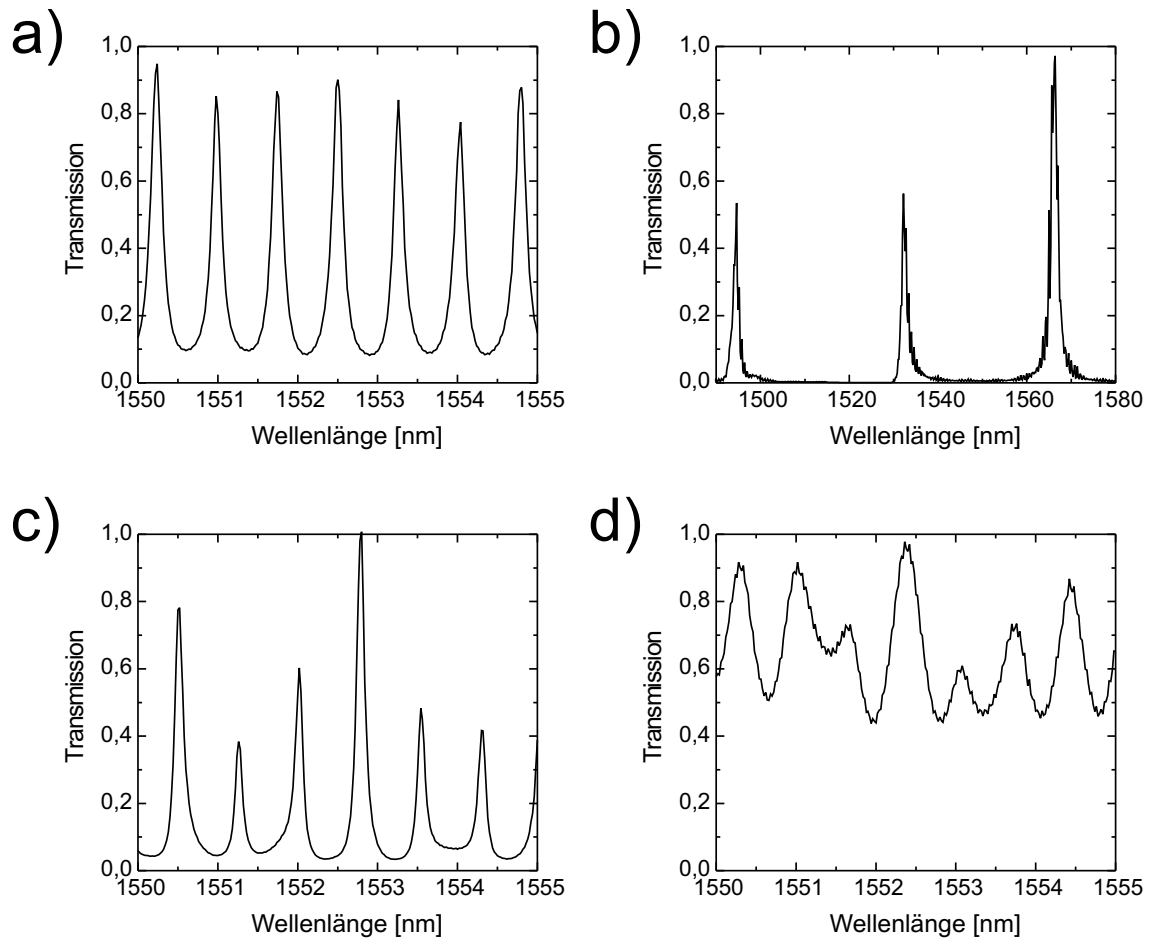


Abbildung 6.14: Transmissionsspektren verschiedener photonischer Kristall-Wellenleiter-Resonatoren.
 a) W7, Γ M, $L = 420 \mu\text{m}$, 2-reihige Spiegel.
 b) W7, Γ M, $L = 60 \mu\text{m}$, 3-reihige Spiegel.
 c) W7, Γ M, $L = 420 \mu\text{m}$, 3-reihige Spiegel.
 d) W3, Γ K, $L = 420 \mu\text{m}$, zweireihige Spiegel.

Resonanzen auf, da hier die Reflexion der photonischen Kristall-Spiegel in die Fundamentalmode nicht effizient genug ist.

Die Abhängigkeit von maximal transmittierter Intensität und Resonatorgüte von der Anzahl der in den Spiegel verwendeten Lochreihen ist in Abb. 6.15 zu sehen. Mit zunehmender Spiegeldicke steigt die Resonatorgüte auf einen maximalen Wert von $Q = 1,5 \cdot 10^4$ für den Resonator mit 5 Löchern pro Spiegel. Da aufgrund der Streuverluste in den Spiegelsegmenten die transmittierte Intensität mit zunehmender

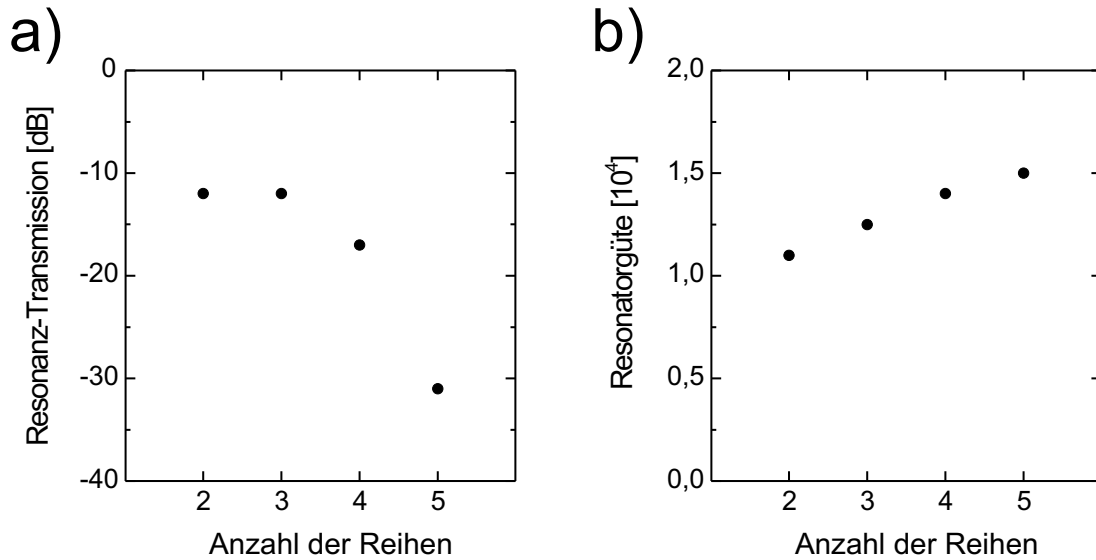


Abbildung 6.15: Maximale Transmission und Resonatorgüten in Abhängigkeit von der Spiegeldicke, $L = 420 \mu\text{m}$.

Spiegeldicke abfällt, erscheint der Resonator mit 3-reihigen Spiegeln als Optimum.

Für vergleichbare Strukturen im Membran-Typ wurden mit W1-Wellenleitern Gütefaktoren von $Q \approx 3200$ auf InP-Basis [81] und $Q \approx 7300$ in SOI [38] demonstriert.

6.2.3 Gruppenlaufzeit und Dispersion

Kompakte Dispersionskompensatoren sind wichtige Komponenten für die dynamische Dispersionskontrolle in hoch-bitratigen optischen Kommunikationsnetzwerken. Gegenwärtig werden typischerweise dispersionskompensierende Glasfasern für die breitbandige Dispersionskompensation und Faser-Bragg-Gitter für schmalbandige Anwendungen eingesetzt [155, 156, 157]. Neuartige Bauteile auf Basis photonischer Kristalle können hier zu kompakteren Lösungen führen.

Die Gruppenlaufzeit der in Kap. 6.2.2 untersuchten photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonatoren wurde zunächst mit der in Kap. 4.2.1 beschriebenen Phasenverschiebungsmethode ermittelt. Für diese Messungen wurden zwei Glasfaser-Verstärker verwendet, um die bei der Kopplung aus der Faserlinse in den Wellenleiter sowie innerhalb des photonischen Kristall-Bauteils auftretenden optischen Verluste

auszugleichen und eine für die Detektion des modulierten Signals am Hochfrequenzempfänger ausreichende Signalstärke zu gewährleisten.

In Abb. 6.16a) sind transmittierte Intensität und Phase des Modulationssignals für einen Wellenleiter-Resonator mit 3-reihigen Spiegeln zu sehen. Maxima im Transmissionsspektrum fallen mit Minima in der Phasenantwort, gemäß Gleichung (4.8) also mit Maxima der Gruppenlaufzeitverzögerung zusammen. Die Wellenlängenabhängigkeit der relativen Gruppenlaufzeitverzögerung ist in Abb. 6.16b) dargestellt. Der maximalen Phasenverschiebung von 22° entspricht bei 3 GHz Modulationsfrequenz eine relative Gruppenlaufzeitverzögerung von ungefähr 20 ps. Für einen Resonator mit 1-reihigen Spiegeln werden nur ungefähr 5 ps Verzögerung erreicht.

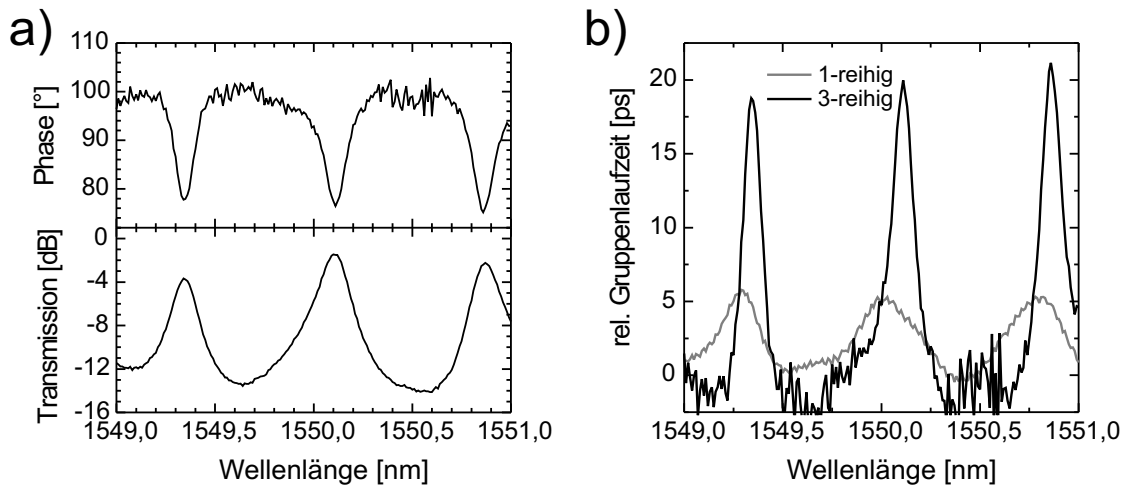


Abbildung 6.16: a) Gemessene Phase und Transmission für photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonator mit 3-reihigen Spiegeln, $a = 400$ nm. b) Relative Gruppenlaufzeit für Resonatoren mit 1-reihigen und 3-reihigen Spiegeln.

In Abb. 6.17 sind die gemessene relative Gruppenlaufzeit τ und die daraus bestimmte chromatische Dispersion $D = d\tau/d\lambda$ des Resonators mit 3-reihigen Spiegeln dargestellt. Die Kurven stimmen gut mit den durch Hilbert-Transformation [158, 159] aus den Transmissionsspektren abgeleiteten Kurven überein. Das Hilbert-Transformationspaar verknüpft die Real- und Imaginärteile der Antwortfunktion

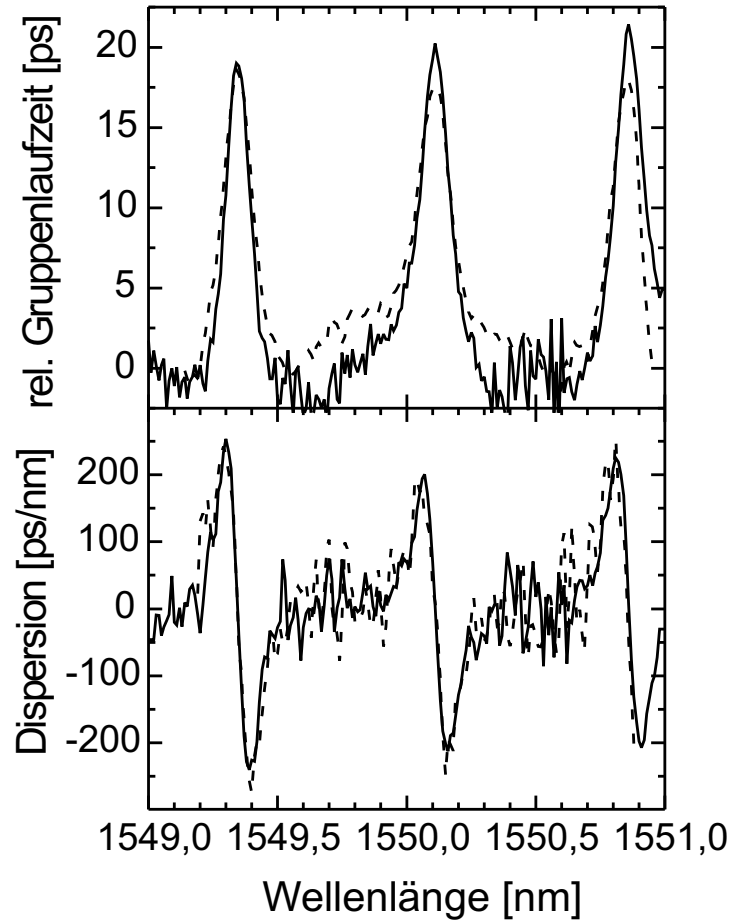


Abbildung 6.17: Gemessene (durchgezogen) und durch Hilbert-Transformation berechnete (gestrichelt) relative Gruppenlaufzeit und Dispersion des photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonators mit 3-reihigen Spiegeln.

von Filtern mit minimaler Phase, zu deren Klasse auch in Transmission betriebene Fabry-Pérot-Filter gehören [82]:

$$\phi(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (6.10a)$$

$$\tau(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \log \sqrt{T(\omega')}}{\partial \omega'} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} + \tau_0 \quad (6.10b)$$

Bei der numerischen Berechnung wird das Integral durch eine diskrete Summe ersetzt, zudem sind die Summationsgrenzen auf das vorhandene Messinter-

vall beschränkt. Daher können die berechneten Kurven nicht exakt die Hilbert-Transformierten wiedergeben. Zur effizienten Berechnung können nach einer Umformung schnelle Fouriertransformationen verwendet werden [158]:

$$\phi(\omega) = \text{FFT}^{-1} \left[\text{FFT} \left[\alpha(\omega) \right] \cdot (-i \cdot \text{sign}(v)) \right] \quad (6.11)$$

v ist dabei die Variable der fouriertransformierten Funktion.

Wie sowohl gemessene als auch berechnete Kurve zeigen, erreichen transmittierte Intensität und relative Gruppenlaufzeit ihre jeweiligen Maxima bei den Resonanzwellenlängen. Nahe an den Zentren der Resonanzen erreicht die chromatische Dispersion Werte von -250 ps/nm und $+250$ ps/nm. Dies entspricht, bezogen auf die Bauteillänge, einer maximalen Dispersion von 600 ps/(nm·mm). Damit könnten mit diesem 420 μm langen photonischen Kristall-Wellenleiter-Filter bis zu 15 km Standard-Singlemode-Faser dispersionskompensiert werden. Die Größe der kompensierbaren chromatischen Dispersion ist vergleichbar mit in Faser-Bragg-Gittern erreichten Werten [157], jedoch bietet der photonische Kristall-Wellenleiter-Dispersionskompensator die Möglichkeit zur Integration in kompakte, multifunktionale planare optische Schaltkreise.

Ein Beispiel für eine solche Dispersionskompensation ist in Abb. 6.18 gezeigt: hier wurde das Lichtsignal erst durch eine 1 km lange Glasfaserstrecke und anschließend durch das photonischen Kristall-Wellenleiter-Filter geschickt. Die Dispersion der Glasfaser ist am Anstieg der Gruppenlaufzeit zu höheren Wellenlängen zu erkennen. Im Abstand von 100 GHz treten jedoch Abschnitte auf, in denen die Gruppenlaufzeitkurve waagrecht verläuft. In diesen Intervallen ist die chromatische Dispersion der Glasfaser exakt kompensiert.

Die relative Gruppenlaufzeitverzögerung eines Fabry-Pérot-Resonators kann aus der Formel für die Amplituden-Transmission (5.14) berechnet werden, indem die Phase

$$\varphi = \arctan \left(\tan \left(\frac{2\pi nL}{\lambda} \right) \cdot \frac{1 + Re^{-\alpha L}}{1 - Re^{-\alpha L}} \right) + 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (6.12)$$

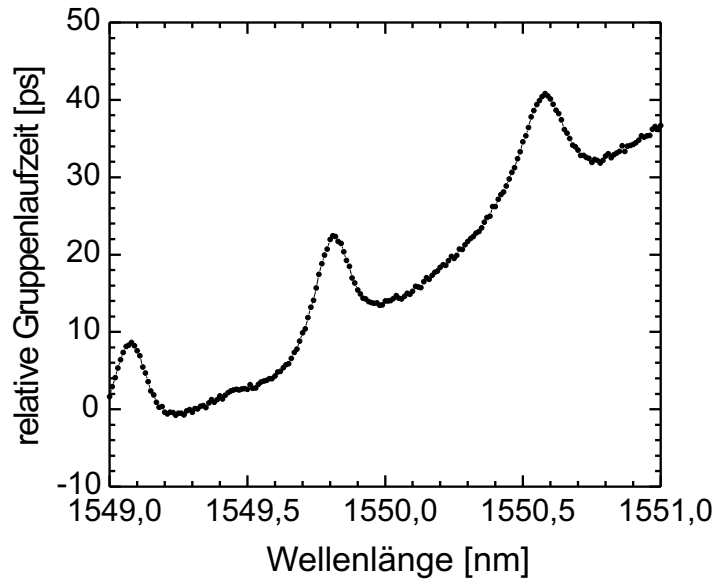


Abbildung 6.18: Relative Gruppenlaufzeit nach Durchlauf durch 1 km Standard-Singlemode-Glasfaser und photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonator.

gemäß Gleichung (4.3) nach der Frequenz abgeleitet wird:

$$\tau_g = \frac{n_g L}{c} \cdot \frac{1 + Re^{-\alpha L}}{1 - Re^{-\alpha L}} \cdot \frac{1}{1 + \sin^2 \left(\frac{2\pi n L}{\lambda} \right) \cdot \left(\left(\frac{1 + Re^{-\alpha L}}{1 - Re^{-\alpha L}} \right)^2 - 1 \right)}. \quad (6.13)$$

Die maximale relative Gruppenlaufzeitverzögerung folgt daraus zu

$$\tau_{g,\max} = \frac{n_g L}{c} \cdot \frac{1 + Re^{-\alpha L}}{1 - Re^{-\alpha L}}. \quad (6.14)$$

Somit läßt sich aus der Gruppenlaufzeitmessung auf die Resonatoreigenschaften zurückrechnen. Man erhält $Re^{-\alpha L} \approx 0,7$. Nach Abb. 2.5 besitzt ein idealer dreireihiger Spiegel eine Reflektivität von ungefähr 0,9. Der Rest entfällt daher auf Wellenleiterdämpfung und Streuverluste an den Resonatorspiegeln.

In Abb. 6.19 sind zusätzlich zu der mit der Phasenverschiebungsmethode gewonnenen Dispersionskurve die mit der Modulationsmethode mit Offset

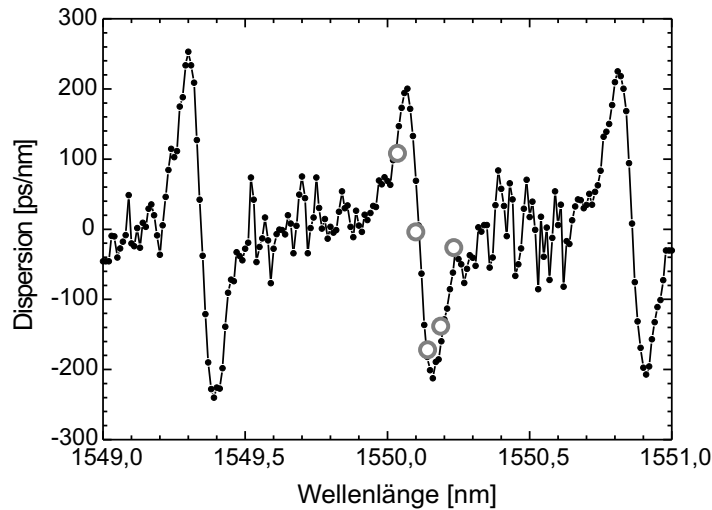


Abbildung 6.19: Dispersion des photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonators, bestimmt mit der Phasenverschiebungsmethode (schwarze Punkte) und mit der Modulationsmethode mit Offset (graue Kreise).

für verschiedene Wellenlängen bestimmten Dispersionswerte des photonischen Kristall-Dispersionskompensators aufgetragen. Die Modulationsmethode mit Offset liefert vergleichbare Ergebnisse für die Dispersion des photonischen Kristall-Dispersionskompensators wie die Phasenverschiebungsmethode, erreicht allerdings nicht die gleiche Genauigkeit. Der Effekt der Hintereinanderschaltung des photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonators hinter eine lange Glasfaserstrecke, hier 50 km, zeigt sich bei der Messung mit der Modulationsmethode mit Offset unmittelbar: der Einbruch der Modulationsantwort bei 8,8 GHz, verursacht durch die chromatische Dispersion von 50 km Glasfaser, wird für bestimmte Wellenlängen deutlich zu größeren Modulationsfrequenzen verschoben, wie in Abb. 6.20 deutlich zu sehen ist.

6.2.4 Durchstimmverhalten

Die spektrale Position der Resonanzwellenlängen hängt im wesentlichen von der Länge des Fabry-Pérot-Resonators ab. Die optische Länge des Resonators kann durch Verändern des Brechungsindex variiert werden, am einfachsten durch eine Veränderung der Temperatur [160]. Dies ist für den in Abb. 6.21 abgebildeten Fabry-Pérot-Resonator mit 8 μm Resonatorlänge in Abb. 6.22 demonstriert.

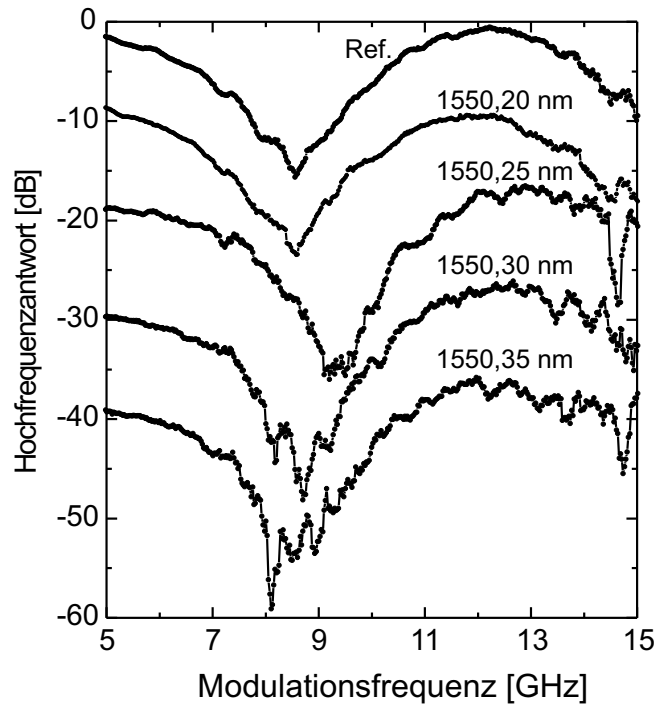


Abbildung 6.20: Modulationsantwort nach Propagation durch 50 km Standard-Singlemode-Glasfaser und einen photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonator mit 420 μm langer Kavität.

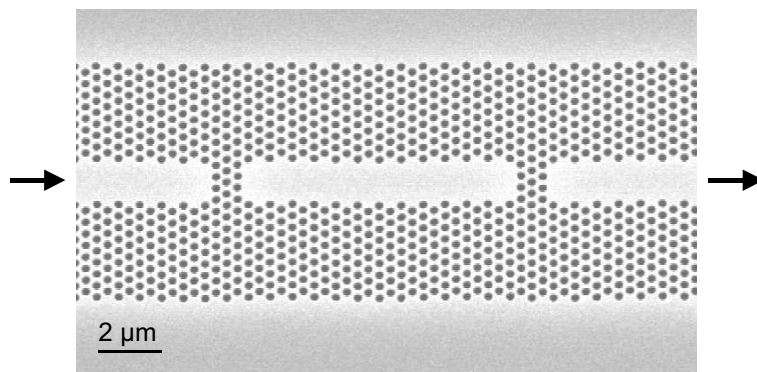


Abbildung 6.21: Fabry-Pérot-Resonator der Länge 8 μm in einem W7- ΓM -Wellenleiter.

Der 8 μm lange Fabry-Pérot-Resonator hat nach Gleichung (6.5) einen freien Spektralbereich von ungefähr 43 nm. In den Transmissionskurven ist nur eine Reso-

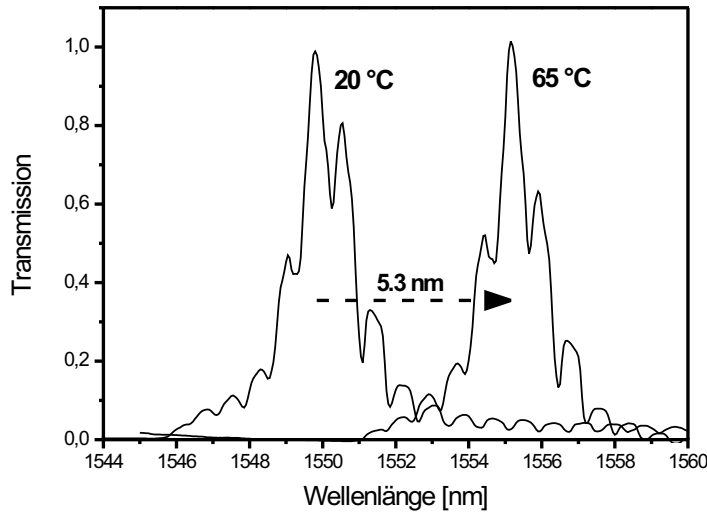


Abbildung 6.22: Transmissionsspektren eines Wellenleiter-Resonators mit 8 μm langer Kavität bei zwei verschiedenen Temperaturen.

nanz dargestellt. Durch Erhöhung der Proben­temperatur von 20 $^{\circ}\text{C}$ auf 65 $^{\circ}\text{C}$ wird die Resonanzwellenlänge um 5,3 nm zu größeren Wellenlängen verschoben. Das entspricht einer Verschiebung um ungefähr 0,12 nm/K.

Aus Gleichung (5.15) folgt, dass zwischen Resonanz-Wellenlänge λ_0 und effektivem Brechungsindex n_{eff} eine lineare Beziehung besteht. Eine Änderung Δn_{eff} des Brechungsindex führt daher, unabhängig von der Resonatorlänge, zu einer Wellenlängen-Änderung

$$\frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}}. \quad (6.15)$$

Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von InP bei 1,5 μm Wellenlänge beträgt ungefähr $2 \cdot 10^{-4}$ 1/K [161]. Der genaue Wert für die hier verwendete Materialzusammensetzung ist nicht bekannt. Aus Gleichung (6.15) ergibt sich eine erwartete Wellenlängen-Verschiebung von 0,1 nm/K. Das experimentelle Ergebnis entspricht also im Rahmen der Unsicherheit über die Materialparameter der Erwartung.

Abb. 6.23 zeigt das Temperatur-Durchstimmverhalten des photonischen Kristall-Wellenleiter-Resonators mit 420 μm Länge und 3-reihigen Spiegeln bei einer Gitterkonstante von 400 nm. Dargestellt sind die am Transmissionsmessplatz gemessenen Transmissionsspektren sowie die aus den Transmissionskurven durch Hilbert-Transformation berechneten Verläufe der chromatischen Dispersion. Eine Tempe-

raturveränderung von nur 7 K ist ausreichend, um die Transmissionskurve über den kompletten freien Spektralbereich durchzustimmen. Somit kann die chromatische Dispersion innerhalb der maximalen Dispersionswerte an einer vorgegebenen Wellenlänge durch genaue Einstellung der Temperatur exakt kontrolliert werden. Das vorgestellte photonische Kristall-Wellenleiter-Filter mit 420 μm Länge stellt daher einen kompakten, durchstimmbaren Dispersionskompensator für den 1,55 μm Wellenlängen-Bereich dar.

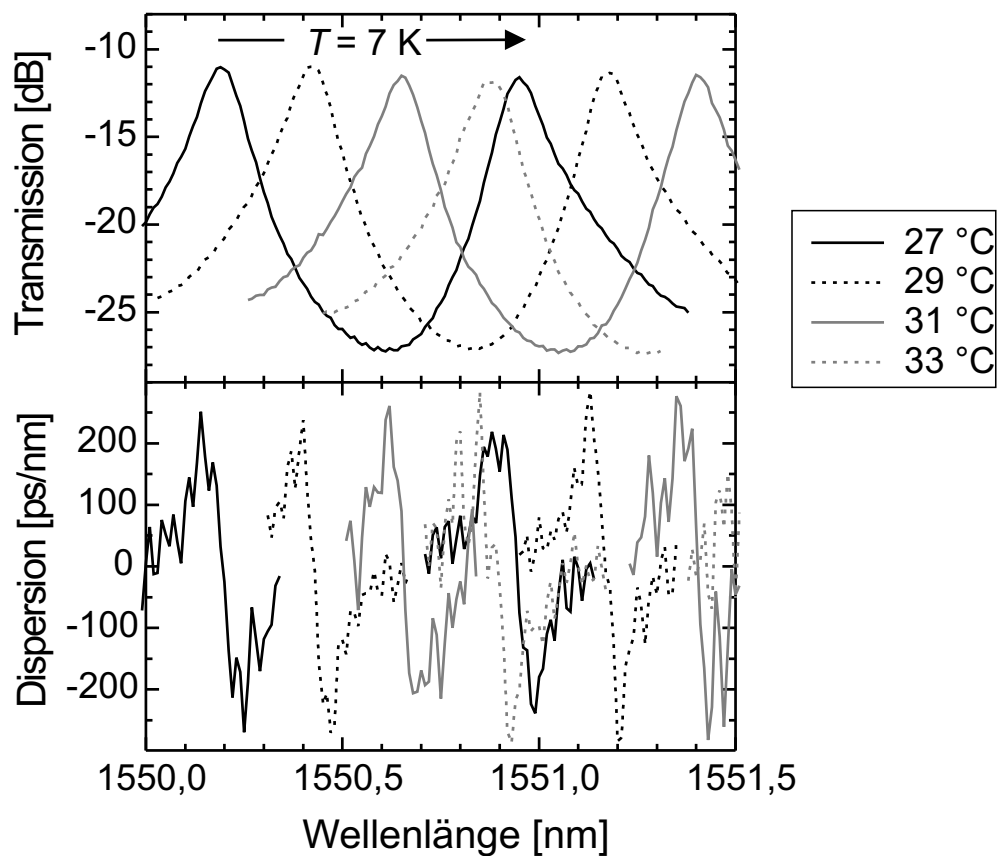


Abbildung 6.23: Durchstimbarkeit von Transmission und Dispersion des photonischen Kristall-Wellenleiter-Dispersionskompensators.

Die Temperaturänderung zur Durchstimmung über den freien Spektralbereich entspricht einer Änderung des effektiven Brechungsindex von $\Delta n_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-3}$. Eine

Brechungsindexänderung dieser Größe in InGaAsP/InP ist auch durch elektrische Ladungsträgerinjektion möglich [162, 163, 164, 165, 161]. Daher könnte bei einer leicht modifizierten InGaAsP/InP-Heterostruktur die dynamische Dispersionskontrolle auch elektronisch durchgeführt werden.

Anhang A

Epitaktischer Aufbau der Halbleiterproben

Probe: G851

Passive Wellenleiterstruktur
Wachstum mit Gasquellen-
Molekularstrahlepitaxie (GSMBE),
Universität Würzburg

InAlAs	200 nm
$\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.29}\text{Al}_{0.20}\text{As}$	400 nm
InAlAs	600 nm
InP (Fe)	Substrat

Probe: G1230

InP-Wellenleiter mit Opferschicht
Wachstum mit Gasquellen-
Molekularstrahlepitaxie (GSMBE),
Universität Würzburg

InP	277 nm
$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	1028 nm
InP (Fe)	Substrat

Probe: G1244

Passive Wellenleiterstruktur
Wachstum mit Gasquellen-
Molekularstrahlepitaxie (GSMBE),
Universität Würzburg

InP	350 nm
$\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.29}\text{Al}_{0.20}\text{As}$	450 nm
InP (Fe)	Substrat

Probe: 3MOE3486

Passive Wellenleiterstruktur	InP	350 nm
Wachstum mit metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE), Heinrich-Hertz-Institut Berlin	InGaAsP ($\lambda_g = 1,18 \mu\text{m}$)	450 nm
	n-InP	Substrat

Probe: KTH passive waveguide

Passive Wellenleiterstruktur	InP	200 nm
Wachstum mit metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE), KTH, Schweden	InGaAsP ($\lambda_g = 1,22 \mu\text{m}$)	900 nm
	InP	500 nm
	n-InP	Substrat

Probe: KTH-6693

Passive Wellenleiterstruktur	InP	200 nm
Wachstum mit metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE), KTH, Schweden	InGaAsP ($\lambda_g = 1,22 \mu\text{m}$)	420 nm
	InP	500 nm
	n-InP	Substrat

Bei InGaAsP-Schichten, die gitterangepasst auf InP gewachsen wurden, wird häufig die der Energielücke entsprechende Vakuumwellenlänge λ_g angegeben. Zusammen mit der Gitteranpassungsbedingung (B.2) ist dadurch der prozentuale Anteil der einzelnen Elemente eindeutig festgelegt.

Anhang B

Brechungsindex von InGaAsP

Für den Brechungsindex n von $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ gilt nach der Formel von Y. Suematsu *et al.* [166] für Photonen-Energien E im transparenten Bereich bei einer Temperatur von 300 K:

$$n^2 = 1 + \frac{E_d}{E_0} + \frac{E_d}{E_0^3} E^2 + \frac{\eta}{\pi} E^4 \ln \left(\frac{2E_0^2 - E_g^2 - E^2}{E_g^2 - E^2} \right) \quad (\text{B.1})$$

mit

$$\eta = \frac{\pi E_d}{2E_0^3(E_0^2 - E_g^2)}$$

und

$$\begin{aligned} E_0 &= 3,391 - 1,652 y + 0,863 y^2 - 0,123 y^3, \\ E_d &= 28,91 - 9,278 y + 5,626 y^2, \\ E_g &= 1,35 - 0,72 y + 0,12 y^2. \end{aligned}$$

Dabei sind x und y über die Gitteranpassungsbedingung

$$y = 2,197 x \quad (\text{B.2})$$

verknüpft.

Werte für den Brechungsindex n bei $1,55 \mu\text{m}$ Wellenlänge:

InP	3,17
InGaAsP ($\lambda_g = 1,22 \mu\text{m}$)	3,35

Literaturverzeichnis

- [1] K. C. Coffman and A. M. Odlyzko. Growth of the internet. In I. P. Kaminov and T. Li, editors, *Optical fiber communications IV B: systems and impairments*, 17–56. Academic Press, London (2002).
- [2] G. E. Keiser. A review of WDM technology and applications. *Opt. Fiber Technol.* **5**, 3–39 (1999).
- [3] C. R. Giles and M. Spector. The wavelength add/drop multiplexer for light-wave communication networks. *Bell Labs Techn. J.*, 207–229 (Jan.–Mar. 1999).
- [4] C. K. Madsen and J. H. Zhao. *Optical filter design and analysis: a signal processing approach*. John Wiley & Sons, New York (1999).
- [5] L. A. Coldren and S. W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits*. John Wiley & Sons, New York (1995).
- [6] H. Fouckhardt. *Photonik*. Teubner, Stuttgart (1994).
- [7] E. Yablonovitch. Photonic crystals. *J. Mod. Opt.* **41**, 173–194 (1994).
- [8] P. R. Villeneuve and M. Piché. Photonic bandgaps in periodic dielectric structures. *Progr. Quantum Electron.* **18**, 153–200 (1994).
- [9] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, and S. Fan. Photonic crystals: putting a new twist on light. *Nature* **386**, 143–149 (1997).
- [10] A. Birner, K. Busch, and F. Müller. Photonische Kristalle. *Phys. Bl.* **55**, 27–33 (1999).
- [11] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn. *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton University Press, Princeton (1995).

- [12] K. Sakoda. *Optical properties of photonic crystals*. Springer-Verlag, Berlin (2001).
- [13] S. Noda and T. Baba. *Roadmap on photonic crystals*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2003).
- [14] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059–2062 (1987).
- [15] S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486–2489 (1987).
- [16] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3152–3155 (1990).
- [17] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung. Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2295–2298 (1991).
- [18] T. F. Krauss and R. M. De La Rue. Photonic crystals in the optical regime – past, present and future. *Progr. Quantum Electron.* **23**, 51–96 (1999).
- [19] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, and M. Rattier. Photonic crystals in two-dimensions based on semiconductors: fabrication, physics and technology. *Appl. Surf. Sci.* **164**, 205–218 (2000).
- [20] M. Plihal and A. A. Maradudin. Photonic band structure of two-dimensional systems: the triangular lattice. *Phys. Rev. B* **44**, 8565–8571 (1991).
- [21] P. R. Villeneuve and M. Piché. Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices. *Phys. Rev. B* **46**, 4969–4972 (1992).
- [22] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos. Donor and acceptor modes in photonic band structure. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3380–3383 (1991).
- [23] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, and K. Kash. Novel applications of photonic band gap materials: low-loss bends and high Q cavities. *J. Appl. Phys.* **75**, 4753–4755 (1994).

- [24] P. Yeh and A. Yariv. Bragg reflection waveguides. *Opt. Commun.* **19**, 427–430 (1976).
- [25] A. Y. Cho, A. Yariv, and P. Yeh. Observation of confined propagation in Bragg waveguides. *Appl. Phys. Lett.* **30**, 471–472 (1977).
- [26] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. S. J. Russell. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science* **282**, 1476–1478 (1998).
- [27] P. S. J. Russell. Photonic crystal fibers. *Science* **299**, 358–362 (2003).
- [28] 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**, 3787–3790 (1996).
- [29] S. Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos. Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal. *Science* **282**, 274–276 (1998).
- [30] 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**, 3579–3581 (2001).
- [31] I. Ntakis, P. Pottier, and R. De La Rue. Optimization of transmission properties of two-dimensional photonic crystal channel waveguide bends through local lattice deformation. *J. Appl. Phys.* **96**, 12–18 (2004).
- [32] S. Y. Lin, E. Chow, J. Bur, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos. Low-loss, wide-angle Y splitter at $\sim 1.6\text{-}\mu\text{m}$ wavelengths built with a two-dimensional photonic crystal. *Opt. Lett.* **27**, 1400–1402 (2002).
- [33] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai, and K. Inoue. Light-propagation characteristics of Y-branch defect waveguides in AlGaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs. *Opt. Lett.* **27**, 388–390 (2002).
- [34] S. Boscolo, M. Midrio, and T. F. Krauss. Y junctions in photonic crystal channel waveguides: high transmission and impedance matching. *Opt. Lett.* **27**, 1001–1003 (2002).

- [35] S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos. Direct measurement of the quality factor in a two-dimensional photonic-crystal microcavity. *Opt. Lett.* **26**, 1903–1905 (2001).
- [36] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, U. Oesterle, and R. Houdré. Transmission spectroscopy of photonic crystal based waveguides with resonant cavities. *J. Appl. Phys.* **91**, 4791–4794 (2002).
- [37] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama. Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 253902/1–4 (2001).
- [38] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, and H.-Y. Ryu. Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs. *Opt. Express* **12**, 1551–1561 (2004).
- [39] K. Hosomi and T. Katsuyama. A dispersion compensator using coupled defects in a photonic crystal. *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 825–829 (2002).
- [40] R. Zengerle. Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides. *J. Mod. Opt.* **34**, 1589–1617 (1987).
- [41] M. Notomi. Negative refraction in photonic crystals. *Opt. Quantum Electron.* **34**, 133–143 (2002).
- [42] S. Y. Lin, V. M. Hietala, L. Wang, and E. D. Jones. Highly dispersive photonic band-gap prism. *Opt. Lett.* **21**, 1771–1773 (1996).
- [43] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami. Superprism phenomena in photonic crystals: toward microscale lightwave circuits. *J. Lightwave Technol.* **17**, 2032–2038 (1999).
- [44] L. Wu, M. Mazilu, T. Karle, and T. F. Krauss. Superprism phenomena in planar photonic crystals. *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 915–918 (2002).
- [45] A. Yariv and P. Yeh. *Optical waves in crystals*. John Wiley & Sons, New York (1983).

- [46] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. D. Joannopoulos, and O. L. Alerhand. Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials. *Phys. Rev. B* **48**, 8434–8437 (1993). Erratum: S. G. Johnson, *Phys. Rev. B* **55**, 15942 (1997).
- [47] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis. *Opt. Express* **8**, 173–190 (2001).
- [48] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos. The MIT Photonic Bands Package. <http://ab-initio.mit.edu/mpb/>.
- [49] A. Taflove and S. C. Hagness. *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*. Artech House, Boston, second edition (2000).
- [50] O. Hess, C. Hermann, and A. Klaedtke. Finite-difference time-domain simulations of photonic crystal defect structures. *Phys. Status Solidi A* **197**, 605–619 (2003).
- [51] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **14**, 302–307 (1966).
- [52] J.-P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.* **114**, 185–200 (1994).
- [53] M. Qiu. Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1163–1165 (2002).
- [54] M. Qiu, B. Jaskorzynska, M. Swillo, and H. Benisty. Time-domain 2D modeling of slab-waveguide-based photonic-crystal devices in the presence of radiation losses. *Microwave Opt. Technol. Lett.* **34**, 387–393 (2002).
- [55] M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and M. Agio. Losses and transmission in two-dimensional slab photonic crystals. *J. Appl. Phys.* **96**, 4033–4038 (2004).
- [56] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, R. Houdré, U. Oesterle, D. Cassagne, and C. Jouanin. Quantitative measurement of transmission, reflection, and diffraction of two-dimensional

- photonic band gap structures at near-infrared wavelengths. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4147–4150 (1997).
- [57] M. Lončar, T. Doll, J. Vučković, and A. Scherer. Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides. *J. Lightwave Technol.* **18**, 1402–1411 (2000).
- [58] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman. Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab. *Nature* **407**, 983–986 (2000).
- [59] T. Baba, A. Motegi, T. Iwai, N. Fukaya, Y. Watanabe, and A. Sakai. Light propagation characteristics of straight single-line-defect waveguides in photonic crystal slabs fabricated into a silicon-on-insulator substrate. *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 743–752 (2002).
- [60] J. Arentoft, T. Søndergaard, M. Kristensen, A. Boltasseva, M. Thorauge, and L. Frandsen. Low-loss silicon-on-insulator photonic crystal waveguides. *Electron. Lett.* **38**, 274–275 (2002).
- [61] C. Jamois, R. B. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, and U. Gösele. Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides. *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications* **1**, 1–13 (2003).
- [62] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle. Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two-dimensional photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 738–740 (1997).
- [63] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C. M. J. Smith, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré, U. Oesterle, C. Jouanin, and D. Cassagne. Optical and confinement properties of two-dimensional photonic crystals. *J. Lightwave Technol.* **17**, 2063–2077 (1999).
- [64] T. F. Krauss. Planar photonic crystal waveguide devices for integrated optics. *Phys. Status Solidi A* **197**, 688–702 (2003).

- [65] B. D'Urso, O. Painter, J. O'Brien, T. Tombrello, A. Yariv, and A. Scherer. Modal reflectivity in finite-depth two-dimensional photonic-crystal microcavities. *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1155–1159 (1998).
- [66] A. Scherer, B. P. van der Gaag, E. D. Beebe, and P. S. D. Lin. Fluoride etch masks for high-resolution pattern transfer. *J. Vac. Sci. Technol. B* **8**, 28–32 (1990).
- [67] T. Krauss, Y. P. Song, S. Thomas, C. D. W. Wilkinson, and R. M. De La Rue. Fabrication of 2-D photonic bandgap structures in GaAs/AlGaAs. *Electron. Lett.* **30**, 1444–1446 (1994).
- [68] W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, B. Luyssaert, P. Bienstman, and R. Baets. Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 928–934 (2002).
- [69] W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Dumon, J. Van Campenhout, P. Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, V. Wiaux, and S. Beckx. Basic structures for photonic integrated circuits in silicon-on-insulator. *Opt. Express* **12**, 1583–1591 (2004).
- [70] R. Mimura, M. Kinokuni, H. Sawaragi, and R. Aihara. Development of a 100 keV electron beam lithography system. *Eiko Engineering* (1995).
- [71] W. Prost. *Technologie der III/V-Halbleiter*. Springer-Verlag, Berlin (1997).
- [72] F. Murai, H. Yoda, S. Okazaki, N. Saitou, and Y. Sakitani. Fast proximity effect correction method using a pattern area density map. *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**, 3072–3076 (1992).
- [73] D. F. Kyser and N. S. Viswanathan. Monte carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography. *J. Vac. Sci. Technol.* **12**, 1305–1308 (1975).
- [74] F. Ying, W. H. Juan, and S. W. Pang. Etching of high aspect ratio microcavity structures in InP. *J. Vac. Sci. Technol. B* **15**, 665–669 (1997).

- [75] C. Youtsey, R. Grundbacher, R. Panepucci, I. Adesida, and C. Caneau. Characterization of chemically assisted ion beam etching of InP. *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 3317–3321 (1994).
- [76] D. Widmann, H. Mader, and H. Friedrich. *Technologie hochintegrierter Schaltungen*. Springer-Verlag, Berlin, 2. Auflage (1996).
- [77] M. W. Geis, G. A. Lincoln, N. Efremow, and W. J. Piacentini. A novel anisotropic dry etching technique. *J. Vac. Sci. Technol.* **19**, 1390–1393 (1981).
- [78] J. D. Chinn, I. Adesida, and E. D. Wolf. Chemically assisted ion beam etching for submicron structures. *J. Vac. Sci. Technol. B* **1**, 1028–1032 (1983).
- [79] K. Avary, J. P. Reithmaier, F. Klopff, T. Happ, M. Kamp, and A. Forchel. Deeply etched two-dimensional photonic crystals fabricated on GaAs/AlGaAs slab waveguides by using chemically assisted ion beam etching. *Microelectron. Eng.* **61–62**, 875–880 (2002).
- [80] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, A. Patel, S. Anand, J.-L. Gentner, and N. Bouadma. Nanofabrication of 2D photonic crystal mirrors for 1.5 μm short cavity lasers. *J. Vac. Sci. Technol. B* **19**, 2775–2778 (2001).
- [81] M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, M. Strassner, M. Hede, and S. Anand. Fabry-Pérot cavities based on two-dimensional photonic crystals fabricated in InP membranes. *J. Appl. Phys.* **95**, 5928–5930 (2004).
- [82] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. R. Giles, C. K. Madsen, and R. E. Slusher. Dispersive properties of optical filters for WDM systems. *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1390–1402 (1998).
- [83] P. Hernday. Dispersion measurements. In D. Derickson, editor, *Fiber optic test and measurement*, chapter 12, 475–518. Prentice Hall PTR, Upper Saddle River, New Jersey (1998).
- [84] G. J. Meslener. Chromatic dispersion induced distortion of modulated monochromatic light employing direct detection. *IEEE J. Quantum Electron.* **20**, 1208–1216 (1984).

- [85] Y. Horiuchi, Y. Namihira, and H. Wakabayashi. Chromatic dispersion measurement in 1.55 μm narrow-band region using a tunable external-cavity laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **1**, 458–460 (1989).
- [86] C. Caspar, H.-M. Foisel, C. v. Helmolt, B. Strebel, and Y. Sugaya. Comparison of cascading performance of different types of commercially available wavelength (de)multiplexers. *Electron. Lett.* **33**, 1624–1626 (1997).
- [87] M. Stracks, G. Heise, and G. Schulte. Gruppenlaufzeitmessungen in optischen Phased Arrays. *ITG Fachbericht* **163**, 129–134 (2001).
- [88] C. Peucheret, F. Liu, and R. J. S. Pedersen. Measurement of small dispersion values in optical components. *Electron. Lett.* **35**, 409–411 (1999).
- [89] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, second edition (1994).
- [90] J. E. Román, M. Y. Frankel, and R. D. Esman. Spectral characterization of fiber gratings with high resolution. *Opt. Lett.* **23**, 939–941 (1998).
- [91] G. H. Smith, D. Novak, and Z. Ahmed. Technique for optical SSB generation to overcome dispersion penalties in fibre-radio systems. *Electron. Lett.* **33**, 74–75 (1997).
- [92] B. Christensen, J. Mark, G. Jacobsen, and E. Bødtker. Simple dispersion measurement technique with high resolution. *Electron. Lett.* **29**, 132–134 (1993).
- [93] F. Devaux, Y. Sorel, and J. F. Kerdiles. Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter. *J. Lightwave Technol.* **11**, 1937–1940 (1993).
- [94] S. Olivier, M. Rattier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, T. F. Krauss, U. Oesterle, and R. Houdré. Mini-stopbands of a one-dimensional system: The channel waveguide in a two-dimensional photonic crystal. *Phys. Rev. B* **63**, 113311/1–4 (2001).
- [95] M. Qiu, K. Azizi, A. Karlsson, M. Swillo, and B. Jaskorzynska. Numerical studies of mode gaps and coupling efficiency for line-defect waveguides in two-dimensional photonic crystals. *Phys. Rev. B* **64**, 115113/1–5 (2001).

- [96] M. Agio and C. M. Soukoulis. Ministop bands in single-defect photonic crystal waveguides. *Phys. Rev. E* **64**, 055603/1–4 (2001).
- [97] H. Benisty. Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries. *J. Appl. Phys.* **79**, 7483–7492 (1996).
- [98] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and L. A. Kolodziejski. Guided modes in photonic crystal slabs. *Phys. Rev. B* **60**, 5751–5758 (1999).
- [99] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos. Linear waveguides in photonic-crystal slabs. *Phys. Rev. B* **62**, 8212–8222 (2000).
- [100] A. Chutinan and S. Noda. Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs. *Phys. Rev. B* **62**, 4488–4492 (2000).
- [101] S. Kuchinsky, D. C. Allan, N. F. Borrelli, and J.-C. Cotteverte. 3D localization in a channel waveguide in a photonic crystal with 2D periodicity. *Opt. Commun.* **175**, 147–152 (2000).
- [102] H. Haken and H. C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer-Verlag, Berlin, 5. Auflage (1993).
- [103] S. Olivier, H. Benisty, C. J. M. Smith, M. Rattier, C. Weisbuch, and T. F. Krauss. Transmission properties of two-dimensional photonic crystal channel waveguides. *Opt. Quantum Electron.* **34**, 171–181 (2002).
- [104] H. Kogelnik and C. V. Shank. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. *J. Appl. Phys.* **43**, 2327–2335 (1972).
- [105] 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**, 1490–1496 (2003).
- [106] D. Marcuse. Bandwidth of forward and backward coupling directional couplers. *J. Lightwave Technol.* **5**, 1773–1777 (1987).

- [107] P. Lalanne and H. Benisty. Out-of-plane losses of two-dimensional photonic crystals waveguides: Electromagnetic analysis. *J. Appl. Phys.* **89**, 1512–1514 (2001).
- [108] L. C. Andreani. Photonic bands and radiation losses in photonic crystal waveguides. *Phys. Status Solidi B* **234**, 139–146 (2002).
- [109] H. Benisty, D. Labilloy, and C. Weisbuch. Radiation losses of waveguide-based two-dimensional photonic crystals: Positive role of the substrate. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 532–534 (2000).
- [110] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, and R. Houdré. Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1009–1011 (2003).
- [111] R. Ferrini, R. Houdré, H. Benisty, M. Qiu, and J. Moosburger. Radiation losses in planar photonic crystals: two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant. *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 469–478 (2003).
- [112] W. Bogaerts, P. Bienstman, and R. Baets. Scattering at sidewall roughness in photonic crystal slabs. *Opt. Lett.* **28**, 689–671 (2003).
- [113] R. G. Walker. Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguides. *Electron. Lett.* **21**, 581–583 (1985).
- [114] C. De Bernardi, A. Küng, and O. Leminger. Methods for waveguide characterisation. In G. Guekos, editor, *Photonic devices for telecommunications: how to model and measure*, chapter 4, 111–138. Springer-Verlag, Berlin (1999).
- [115] B. W. Hakki and T. L. Paoli. Cw degradation at 300 °K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain. *J. Appl. Phys.* **44**, 4113–4119 (1973).
- [116] B. W. Hakki and T. L. Paoli. Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers. *J. Appl. Phys.* **46**, 1299–1306 (1975).
- [117] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications. *J. Lightwave Technol.* **13**, 615–627 (1995).

- [118] M. Bachmann, P. A. Besse, and H. Melchior. General self-imaging properties in $N \times N$ multimode interference couplers including phase relations. *Appl. Opt.* **33**, 3905–3911 (1994).
- [119] M. Bachmann, P. A. Besse, and H. Melchior. Overlapping-image multimode interference couplers with a reduced number of self-images for uniform and nonuniform power splitting. *Appl. Opt.* **34**, 6898–6910 (1995).
- [120] T. D. Happ, M. Kamp, and A. Forchel. Photonic crystal tapers for ultracompact mode conversion. *Opt. Lett.* **26**, 1102–1104 (2001).
- [121] C. J. M. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré, and U. Oesterle. Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2813–2815 (2000).
- [122] E. Schwoob, H. Benisty, S. Olivier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle. Two-mode fringes in planar photonic crystal waveguides with constrictions: a sensitive probe to propagation losses. *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2403–2412 (2002).
- [123] J. Zimmermann, H. Scherer, M. Kamp, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel, R. März, and S. Anand. Photonic crystal waveguides with propagation losses in the 1 dB/mm range. *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 3356–3358 (2004).
- [124] A. Talneau, L. Le Gouezigou, and N. Bouadma. Quantitative measurement of low propagation losses at 1.55 μm on planar photonic crystal waveguides. *Opt. Lett.* **26**, 1259–1261 (2001).
- [125] A. Talneau, M. Mulot, S. Anand, and Ph. Lalanne. Compound cavity measurement of transmission and reflection of a tapered single-line photonic-crystal waveguide. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2577–2579 (2003).
- [126] M. Mulot, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, and A. Talneau. Low-loss InP-based photonic-crystal waveguides etched with Ar/Cl₂ chemically assisted ion beam etching. *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 900–903 (2003).

- [127] 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**, 3588–3590 (2004).
- [128] J. Zimmermann, M. Kamp, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and R. März. Efficient light transmission through InP-based photonic crystal waveguides. *Electron. Lett.* **38**, 178–180 (2002).
- [129] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama. Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates. *Electron. Lett.* **37**, 293–295 (2001).
- [130] T. Baba, N. Fukaya, and A. Motegi. Clear correspondence between theoretical and experimental light propagation characteristics in photonic crystal waveguides. *Electron. Lett.* **37**, 761–762 (2001).
- [131] P. I. Borel, L. H. Frandsen, M. Thorauge, A. Harpøth, Y. X. Zhuang, and M. Kristensen. Efficient propagation of TM polarized light in photonic crystal components exhibiting band gaps for TE polarized light. *Opt. Express* **11**, 1757–1762 (2003).
- [132] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov. Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. *Opt. Express* **11**, 2927–2939 (2003).
- [133] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vasseur d’Yerville, D. Cassagne, and C. Jouanin. Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2312–2314 (2001).
- [134] Y. Désières, T. Benyattou, R. Orobtcouk, A. Morand, P. Benech, C. Grillet, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch. Propagation losses of the fundamental mode in a single line-defect photonic crystal waveguide on an InP membrane. *J. Appl. Phys.* **92**, 2227–2234 (2002).
- [135] C. Grillet, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vasseur d’Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, O. Deahese, N. Bertru, and A. Le

- Corre. Low loss single line photonic crystal waveguide on InP membrane. *Physica E* **17**, 472–474 (2003).
- [136] Y. Sugimoto, Y. Tanaka, N. Ikeda, Y. Nakamura, K. Asakawa, and K. Inoue. Low propagation loss of 0.76 dB/mm in GaAs-based single-line-defect two-dimensional photonic crystal slab waveguides up to 1 cm in length. *Opt. Express* **12**, 1090–1096 (2004).
- [137] M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, and F. Lederer. High transmission and single-mode operation in low-index-contrast photonic crystal waveguide devices. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 663–665 (2004).
- [138] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter. Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 565–567 (2001).
- [139] D. Rafizadeh, J. P. Zhang, R. C. Tiberio, and S. T. Ho. Propagation loss measurements in semiconductor microcavity ring and disk resonators. *J. Lightwave Technol.* **16**, 1308–1314 (1997).
- [140] Y. A. Vlasov and S. J. McNab. Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends. *Opt. Express* **12**, 1622–1631 (2004).
- [141] S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J.-P. Vilcot, H. W. Li, M. Constant, D. Decoster, and J. Chazelas. Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching. *Electron. Lett.* **40**, 865–866 (2004).
- [142] M. Koshiha. Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers. *J. Lightwave Technol.* **19**, 1970–1975 (2001).
- [143] S. Boscolo, M. Midrio, and C. G. Someda. Coupling and decoupling of electromagnetic waves in parallel 2-D photonic crystal waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 47–53 (2002).
- [144] M. Tokushima and Y. Yamada. Photonic crystal line defect waveguide directional coupler. *Electron. Lett.* **37**, 1454–1455 (2001).
- [145] R. März. *Integrated optics: design and modeling*. Artech House, Boston (1994).

-
- [146] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus. Channel drop tunneling through localized states. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 960–963 (1998).
- [147] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus. Channel drop filters in photonic crystals. *Opt. Express* **3**, 4–11 (1998).
- [148] M. Qiu and B. Jaskorzynska. Design of a channel drop filter in a two-dimensional triangular photonic crystal. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1074–1076 (2003).
- [149] M. Qiu. Ultra-compact optical filter in two-dimensional photonic crystal. *Electron. Lett.* **40**, 539–540 (2004).
- [150] S. Noda, A. Chutinan, and M. Imada. Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure. *Nature* **407**, 608–610 (2000).
- [151] C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle. Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1487–1489 (2001).
- [152] A. Chutinan, M. Mochizuki, M. Imada, and S. Noda. Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2690–2692 (2001).
- [153] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda. Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1341–1343 (2003).
- [154] M. Mulot, M. Qiu, M. Swillo, B. Jaskorzynska, S. Anand, and A. Talneau. In-plane resonant cavities with photonic crystal boundaries etched in InP-based heterostructure. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1095–1097 (2003).
- [155] C. R. Giles. Lightwave applications of fiber Bragg gratings. *J. Lightwave Technol.* **15**, 1391–1404 (1997).
- [156] A. Othonos. Fiber Bragg gratings. *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 4309–4341 (1997).

- [157] R. DeSalvo, A. G. Wilson, J. Rollman, D. F. Schneider, L. M. Lunardi, S. Lumish, N. Agrawal, A. H. Steinbach, W. Baun, T. Wall, R. Ben-Michael, M. A. Itzler, A. Fejzuli, R. A. Chipman, G. T. Kiehne, and K. M. Kissa. Advanced components and sub-system solutions for 40 Gb/s transmission. *J. Lightwave Technol.* **20**, 2154–2181 (2002).
- [158] P. Perry and T. J. Brazil. Hilbert-transform-derived relative group delay. *IEEE Trans. Microwave Theory Techniq.* **45**, 1214–1225 (1997).
- [159] L. Poladian. Group-delay reconstruction for fiber Bragg gratings in reflection and transmission. *Opt. Lett.* **22**, 1571–1573 (1997).
- [160] H. M. H. Chong and R. M. De La Rue. Tuning of photonic crystal waveguide microcavity by thermo-optic effect. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1528–1530 (2004).
- [161] A. R. Frouhi and I. Bloomer. Refractive index of InP: dependence on temperature, pressure and carrier injection. In T. P. Pearsall, editor, *Properties, processing and applications of indium phosphide*, number 21 in Emis Datareview Series, chapter 5.2, 144–151. INSPEC (2000).
- [162] B. R. Bennett, R. A. Soref, and J. A. Del Alamo. Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP. *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 113–122 (1990).
- [163] T. Baba, M. Shiga, K. Inoshita, and F. Koyama. Carrier plasma shift in GaInAsP photonic crystal point defect cavity. *Electron. Lett.* **39**, 1516–1518 (2003).
- [164] K. Ishida, H. Nakamura, H. Matsumura, T. Kadoi, and H. Inoue. InGaAsP/InP optical switches using carrier induced refractive index change. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 141–142 (1987).
- [165] R. A. Soref and B. R. Bennett. Carrier refraction in quantum well waveguides. *Appl. Opt.* **28**, 3577–3580 (1989).
- [166] Y. Suematsu, K. Iga, and K. Kishino. Double-heterostructure lasers. In T. P. Pearsall, editor, *GaInAsP alloy semiconductors*, chapter 14, 341–378. John Wiley & Sons, Chichester (1982).

Liste der Veröffentlichungen

Wissenschaftliche Veröffentlichungen im Rahmen dieser Arbeit:

1. J. Zimmermann, M. Kamp, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and R. März. Efficient light transmission through InP-based photonic crystal waveguides. *Electron. Lett.* **38**, 178–180 (2002).
2. J. Zimmermann, M. Kamp, A. Forchel, and R. März. Photonic crystal waveguide directional couplers as wavelength selective optical filters. *Opt. Commun.* **230**, 387–392 (2004).
3. J. Zimmermann, H. Scherer, M. Kamp, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel, R. März, and S. Anand. Photonic crystal waveguides with propagation losses in the 1 dB/mm range. *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 3356–3358 (2004).
4. J. Zimmermann, B. K. Saravanan, R. März, M. Kamp, A. Forchel, and S. Anand. Large dispersion in photonic crystal waveguide resonator. *Electron. Lett.* **41**, 45–46 (2005).
5. M. Kamp, J. Zimmermann, R. März, S. Anand, and A. W. Forchel. Low-loss InP-based photonic crystal waveguides and resonators. *Proc. SPIE* **5729**, 250–257 (2005).
6. Ch. Schuller, J. P. Reithmaier, J. Zimmermann, M. Kamp, A. Forchel, and S. Anand. Polarization-dependent optical properties of planar photonic crystals infiltrated with liquid crystals. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 121105/1–3 (2005).
7. M. Kamp, J. Zimmermann, S. Anand, R. März, and A. W. Forchel. Photonic crystal waveguide-based dispersion compensators. *Proc. SPIE* **6123**, 61230Y/1–7 (2006).

Danksagung

Ich danke allen, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Alfred Forchel für die interessante Themenstellung, die Betreuung der Doktorarbeit sowie die Freiräume zur Verfolgung eigener Ideen.
- Dr. Martin Kamp für die gute Betreuung und das Korrekturlesen der Arbeit sowie für die Programmierung des FDTD-Simulationsprogramms.
- Dr. Reinhard März für das stete Interesse am Fortgang der Arbeit, zahlreiche Anregungen und Diskussionen sowie die Durchführung einiger Berechnungen.
- Yasmine El Sawah und Brem Kumar Saravanan für die gute und engagierte Zusammenarbeit während ihrer Diplomarbeiten bei Infineon Technologies.
- den Mitgliedern der Nanosupport-Gruppe, insbesondere Monika Emmerling und Gerhard Heller, für die Unterstützung bei der Probenprozessierung sowie für die Instandhaltung der technischen Anlagen.
- Ruth Schwertberger, dem Epitaxieteam der KTH um Prof. Dr. Srinivasan Anand sowie Dieter Franke und Dr. Helmut Heidrich vom HHI für das Wachstum der Halbleiterheterostrukturen.
- Harald Hedrich, Dr. Christian Hanke und Dr. Bernhard Stegmüller für hilfreiche Diskussionen und Tipps zum Messaufbau bei Infineon Technologies.
- Dr. Thomas Happ, Ingo Martini, Sven Mahnkopf und Helmut Scherer für die angenehme Atmosphäre innerhalb der Nanodevices-Gruppe und die gute Zusammenarbeit.
- allen Kolleginnen und Kollegen am Lehrstuhl für das freundliche Arbeitsklima.
- meiner Familie für ihre fortwährende Unterstützung.

Lebenslauf

15.05.1974	geboren in Ludwigshafen am Rhein
1980 – 1984	Albert-Schweitzer-Grundschule, Altrip
1984 – 1993	Geschwister-Scholl-Gymnasium, Ludwigshafen am Rhein
26.06.1993	Erlangung der allgemeinen Hochschulreife
1993 – 1994	Grundwehrdienst
07/1994 – 09/1994	Praktikum, ABB Kraftwerke AG, Mannheim
1994 – 1999	Studium der Physik mit Nebenfach Informatik, Universität Kaiserslautern
07/1997 – 09/1997	Praktikum, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
11/1998 – 10/1999	Diplomarbeit bei Bell Laboratories, Lucent Technologies, Murray Hill (USA), Thema: „Nonlinear optics and thin film waveguide development in chalcogenide glasses“
09.12.1999	Erlangung des akademischen Grades „Diplom-Physiker“
01/2000 – 09/2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Lehrstuhl für Photonik und Optoelektronik, Ludwig-Maximilians-Universität München
06/2000 – 07/2000	Forschungsaufenthalt, JILA, Boulder (USA)
10/2000 – 11/2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Lehrstuhl für Technische Physik, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg
seit 12/2004	Entwicklungsingenieur, Carl Zeiss SMT AG, Oberkochen