

# Realisierung eines optischen Multiplexers durch photonische Kristalle

Philipp MOOCK, Bernhard KÄHNE

*Technische Universität Berlin, Fakultät für Elektrotechnik und Informatik  
Fachgebiet Theoretische Elektrotechnik, Einsteinufer 17, D-10587 Berlin, Germany*

**Zusammenfassung**—Wellenlängenmultiplex und -demultiplex sind Standardkomponenten bei der Übertragung hochbitratiger Kommunikation. Diese Übertragung wird über weite Strecken meist mit optischen Signalen realisiert. Dabei ist die Integration von optischen Komponenten von herausragender Bedeutung. In dieser Arbeit geht es um die Untersuchung optischer Multiplexer realisiert mit photonischen Kristallen, die eine Alternative zur herkömmlichen integrierten Silizium-Photonik darstellen. Die Simulationen werden mit *CST Microwave Studio* bzw. der Opensource-Software *Meep* des MIT's durchgeführt. [P.M.]

**Index Terms**—Photonische Kristalle, Multi/Demultiplexer, L-förmiger Wellenleiter, *CST Microwave Studio*, *Meep*

## I. EINLEITUNG

Die weltweite Datenübertragungskapazität steigt von Jahr zu Jahr an. Im Bereich der Long-Haul-Netze, die über weite Strecken verlaufen und die eine sehr hohe Datenrate benötigen, werden optische Übertragungsstrecken genutzt. Der Vorteile dieser photonischen Netze sind sehr hohe Bandbreiten, bei denen einzelne Kanäle über Wellenlängenmultiplex auf einer Faser übertragen werden können. Mit Hilfe von photonischen Kristallen kann ein solcher Wellenlängenmultiplex sehr kompakt realisiert werden. Es können Wellenleiter hergestellt werden, die durch bestimmte Kristallanordnungen zu anderen Bauteilen, wie Kopplern und Verzweigungen erweitert werden. Für den Wellenlängenmultiplexer ist der Koppler von herausragender Bedeutung, da dieser Wellenlängenselektiv wirkt und somit für eine Multiplexfunktion sorgt. Je nach Länge der Koppelstrecke, werden unterschiedliche Wellenlängen gekoppelt. [P.M.]

## II. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Herkömmliche optische Wellenleiter werden realisiert, indem unterschiedliche Brechungsindizes für den Leiter und den Mantel einer Faser oder einem Nanowire in der Silizium-Photonik gewählt werden. Daher muss der Innenleiter einen höheren Brechungsindex aufweisen, als der Außenleiter. Ist diese Bedingung erfüllt so kann durch Totalreflexion eine Welle in dem Leiter geführt werden. Das elektromagnetische Feld im Mantel klingt exponentiell ab. Die Welle ist somit im Innenleiter gefangen.

Eine alternative Möglichkeit optischen Leiter zu realisieren

besteht in der Nutzung von photonischen Kristallen. Photonische Kristalle sind periodische Änderungen von Permittivitäten in verschiedene Raumrichtungen. Sie können dabei in sowohl 1D, 2D oder auch 3D konstruiert werden. Möchte man einen Wellenleiter aus photonischen Kristallen herstellen, so wird der Innenleiter aus einer Ausparung von Kristallgittern innerhalb des photonischen Kristalles umgesetzt. Der Mantel besteht aus der Kristallstruktur. Damit im Innenleiter die Welle geführt werden kann muss auch bei dieser Konfiguration der Mantel die Welle komplett reflektieren. Der gewünschte Effekt lässt sich hierbei nicht durch die Totalreflexion erklären, sondern durch das Prinzip einer optischen Bandlücke. [P.M.]

### A. Optische Bandlücke eines photonischen Kristalls

Bei der optischen Bandlücke eines photonischen Kristalls, handelt es sich um einen Wellenlängenbereich in dem eine elektromagnetische Welle vollständig reflektiert wird. Dieser Bereich ergibt sich aus den verschiedenen Permittivitäten und Geometrien des Kristalles. Die reflektierten Wellen müssen sich dabei konstruktiv überlagern. Betrachtet man einen 1D photonischen Kristall so ergibt sich die Wellenlänge, die vollständig reflektiert wird, aus der Schichtdicke  $a$ , sowie den Permittivitäten  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$ . (Siehe Abbildung 1 links). Bei dem 2D photonischen Kristall variiert die Permittivität in zwei Dimensionen. Es handelt sich dabei um Zylinderreihen einer bestimmten Permittivität in einem Material mit einem anderen  $\epsilon$ . (Siehe Abbildung 1 rechts) Im Gegensatz zum 1D photonischen Kristall ergibt sich bei dem 2D photonischen Kristall ein Wellenlängenbereich, bei dem Wellen reflektiert werden. Durch Streuung ist die vollständige Reflexion der Photonen für verschiedenen Wellenvektoren möglich. Da diese Wellenvektoren mit Wellenlängen assoziiert werden können, ergibt sich eine starke Reflexion für einen ganzen Wellenlängenbereich. [P.M.]

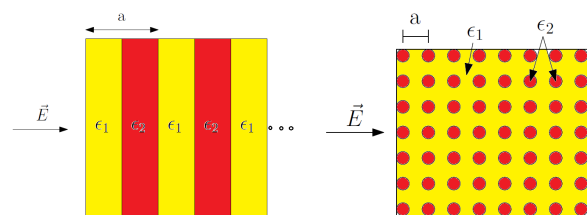


Abbildung 1. Photonischer Kristall (links: 1D, rechts: 2D)

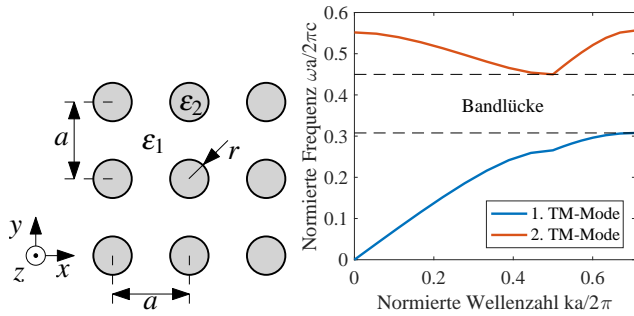


Abbildung 2. Links: 2D Kristallstruktur mit der Gitterkonstanten  $a$ , Zylinderradius  $r$ , realtiver Dielektrizitätszahl des Vakuums  $\epsilon_1 = 1$  und von Silizium  $\epsilon_2 = 11.56$ . Rechts: Bandlücke des photonischen Kristalls im Dispersionsdiagramm

Die in diesem Projekt verwendete Struktur ist in Abbildung 2 (links) dargestellt. Dabei befinden sich Siliziumzylinder ( $\epsilon_2 = 11.56$ ) in Vakuum ( $\epsilon_1 = 1$ ). Die Zylinder sind in  $z$ -Richtung unendlich periodisch ausgedehnt und haben einen Abstand  $a$  zueinander.

Photonische Kristalle weisen eine polarisationsabhängige optische Bandlücke auf. Die optische Bandlücke repräsentiert den Frequenzbereich, indem die elektromagnetische Welle nicht propagieren kann. Zur Bestimmung der optischen Bandlücke des Kristalls aus Abbildung 2 wird eine Eigenwert-Analyse mithilfe des Programms *MIT Photonic Bands (MPB)* [2] durchgeführt. Dabei wird für jeden vorgegebenen Wellenvektor  $k$  eines jeden Modes die korrespondierende Frequenz ermittelt. Das Dispersionsdiagramm in Abbildung 2 zeigt das Simulationsergebnis für die ersten beiden transversal magnetischen Moden (TM). Als transversal magnetisch werden alle Polarisationen des H-Feldes auf der  $xy$ -Ebene, also auf der Transversalebene bezeichnet ( $E_z, H_x, H_y$ ). Für transversal elektrische Moden ( $H_z, E_x, E_y$ ) existiert keine optische Bandlücke [4].

Aufgrund der Skalierungsinvarianz der Maxwell'schen Gleichungen werden in dem Dispersionsdiagramm die Frequenz sowie der Wellenvektor auf eine beliebige Referenzlänge  $a$  normiert:

$$f = f_N \cdot \frac{c}{a} \quad f_N = \frac{\omega \cdot a}{2\pi \cdot c} \quad (1)$$

$f_N$  bezeichnet dabei die normierte Frequenz. In diesem Projekt wird als Referenzlänge die Gitterkonstante  $a = r/0.175$  gewählt. Gemäß [1] ergibt sich mit  $r = 0.1 \mu\text{m}$  eine Bandlücke von  $f_{min} = 167.88 \text{ THz}$  bis  $f_{max} = 242.38 \text{ THz}$ , welche durch Normierung ( $f_{N,min} = 0.32$   $f_{N,max} = 0.462$ ) mit dem Dispersionsdiagramm aus Abbildung 2 bestätigt wird. **[B.K.]**

### III. SIMULATIONSPARAMETER UND KONVERGENZSTUDIE

Bevor die einzelnen Wellenleiterstrukturen simuliert werden, wird eine Konvergenzstudie durchgeführt. Mit deren Hilfe kann ein geeigneten Gitterschrittweite ermittelt werden, bei dem der Simulationsfehler vertretbar klein ist und parallel die Simulationsdauer die Vorgaben des Zeitmanagement einhält. Es wurde ein einfacher Welleiter aus photonischen Kristallen für verschiedene Gittergrößen simuliert und anschließend mit *Harminv* die Resonanzfrequenzen der Transmission bestimmt.

Der Gitterabstand variierte zwischen 10 und 30 Gitterlinien pro Wellenlänge. Als Referenz-Simulation wurden dabei 42 Gitterlinien pro Wellenlänge gewählt. In der Abbildung 3 sieht man ein quadratischen Verlauf des relativen Fehlers. Bei 25 Gitterlinien pro Wellenlänge ergab sich ein realtiver Fehler kleiner als  $10^{-4}$ . Diese Schrittweite ergibt bei ausreichend kleinem relativen Fehler einen vertretbaren Simulationsaufwand und wird als Simulationsparameter verwendet.

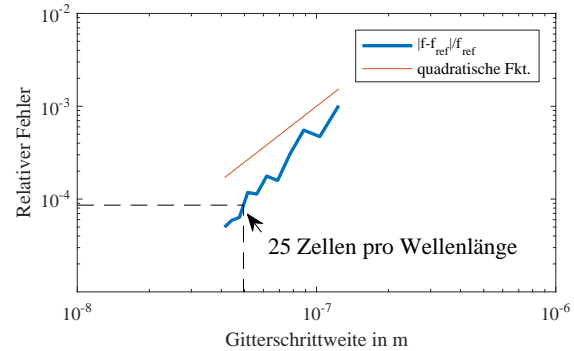


Abbildung 3. Konvergenzstudie

Die restlichen Simulationsparameter sind in der Tabelle I aufgezeigt. Sie gelten jeweils für alle weiteren Simulationen mit *CST* und *Meep*.

Tabelle I  
SIMULATIONSPARAMETER FÜR CST MW-STUDIO UND MEEP

	<i>CST MW-Studio</i>	<i>Meep</i>
Diskretisierungsmethode	FIT	FDM
Löser	Zeitbereich	
Material Substrat	Vacuum ( $\epsilon_1 = 1$ )	
Material Zylinder	Silizium ( $\epsilon_2 = 11.56$ )	
Rand ( $z=0, z=h$ )	PEC	-
Ränder (in $x, y$ )	PML (offen)	
Simulationsgenauigkeit	-30 dB	
Gitterabstand	25 Gitterlinien pro Wellenlänge	

Die Ausdehnung in  $z$ -Richtung wird soweit verringert, dass *CST* in  $z$ -Richtung nur mit einer Gitterlage auflöst. Das Feld ist somit in  $z$ -Richtung nicht veränderlich. Die zu simulierende Struktur kann somit als (quasi) zweidimensional betrachtet werden. PEC-Ränder auf den ( $z=0, z=h$ )-Ebenen ermöglichen die Ausbreitung der TM-Moden, welche im obigen Abschnitt II-A erläutert werden. **[P.M.]**

## IV. ANALYSE EINZELNER KOMPONENTEN

### A. Gerader Wellenleiter

1) *Simulation mit CST Microwave Studio*: Eine einfache Struktur, die man mit photonischen Kristallen realisieren kann sind optische Wellenleiter. Wie in der Abbildung 4 links zu sehen, wird aus einem photonischen Kristall eine komplette Spalte von Zylindern entfernt. In dieser Auslassung kann die Welle geführt werden. Die Ports sind jeweils mit PEC-Elementen versehen, um einen Mindestabstand zwischen Ports und Kristallstruktur zu gewährleisten. Auf der rechten Seite der Abbildung 4 sind die gemessenen Parameter  $S_{11}$  und  $S_{21}$  abgebildet. Ab einer normierten Frequenz von  $0.365 \omega a/2\pi c$

sinkt die Reflexion stark, die Transmission ist nahe Null dB. Unterhalb  $0.365 \omega a / 2\pi c$  sind sehr starke Reflexionen zu erkennen, die auf Portreflexionen zurückzuführen sind, da der Übergang zwischen Hohlleiter und photonischen Kristall eine Änderung des Wellenwiderstandes darstellt. [P.M.]

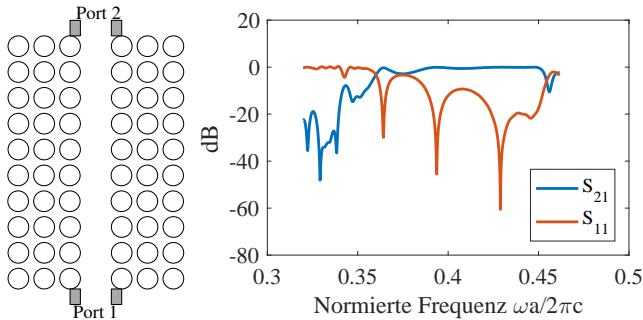


Abbildung 4. Links: Wellenleiter im photonischen Kristall mit Hohlleiterapertur (grau) zur Einspeisung der Welle. Rechts: S-Parameter des geraden Wellenleiters.

2) *Simulation mit Meep*: Da die o.g. Portreflexionen die Aussagekraft der weiteren Simulationsergebnisse negativ beeinflusst, wird nun eine weitere Methode zur Messung der Transmission mithilfe der Software *Meep* [3] vorgestellt. Die Simulationsparameter sind ebenso aus Tabelle I zu entnehmen. Ein Unterschied zu *CST* ist, dass *Meep* mit FDTD auf äquidistanten Gittern löst und echte 2D-Strukturen zulässt. Somit sind die PEC-Ränder aus Tabelle I obsolet.

Eine Funktion zur Messung der Steuparameter ist in *Meep* nicht implementiert, sodass diese nur durch Messung der Leistungsflussdichte bestimmt werden können. Dafür wird zunächst die transmittierte Leistung  $\tilde{b}_2$  einer reflexionsfrei definierten Struktur gemessen, welche in der Originalanordnung als reflexionslose ( $a_2 = 0$ ) hineinlaufende Leistung dient:

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{\tilde{b}_2}{\tilde{a}_2}. \quad (2)$$

Die Normierung mit  $\tilde{b}_2$  entspricht einem Deembedding und ist hier nur innerhalb der optischen Bandlücke zulässig, da außerhalb Energie durch die Kristallstruktur entweicht. Abbildung 5 zeigt schematisch die Messung der Transmission am Beispiel eines geraden Wellenleiters mit Kavität. Nur innerhalb der Bandlücke ist die charakteristische Transmission der Kavität repräsentativ. [B.K.]

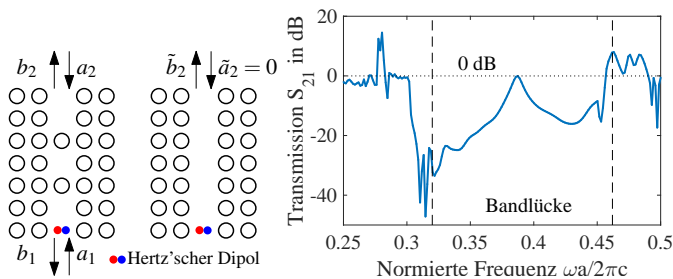


Abbildung 5. Links: Schematischer Aufbau zur Messung der Transmission  $S_{21}$  am Beispiel eines geraden Wellenleiters mit Kavität mittels einer normierten reflexionsfreien Struktur. Rechts: Transmission  $S_{21}$  im Gültigkeitsbereich (Bandlücke).

*Hinweis: Sämtliche Simulationen der restlichen photonischen Kristallstrukturen, werden mit der Opensource-Software Meep durchgeführt.*

### B. L-förmiger Wellenleiter

Zur Konstruktion des Multiplexers aus Abbildung 8 ist eine räumliche Umlenkung der gekoppelten Welle um  $90^\circ$  notwendig. Ein verlust- bzw. reflexionsfreier L-förmiger Wellenleiter ist daher notwendig. Der Aufbau des zu untersuchenden Wellenleiterelements ist in Abbildung 6 dargestellt. An der  $90^\circ$ -Biegung ist eine Kavität durch zusätzliche Siliziumzylinder mit dem Radius  $r_{cav}$  angebracht. Für variierende Radien  $r_{cav}$  wird nun die Transmission bestimmt, siehe Abbildung 7 (links).

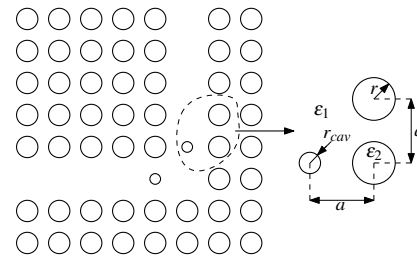


Abbildung 6. Aufbau des L-förmigen Wellenleiters in der Kristallstruktur. Rechts: Vergrößerung mit geometrischen Angaben. Vgl. [1]

Die  $90^\circ$ -Biegung stellt für den geraden Wellenleiter einen Abschluss mit starken reflexionen dar. Die Kavität hingegen wirkt für eine bestimmte Frequenz als reflexionsfreier Abschluss, dessen aufgenommene Energie in den senkrecht stehenden geraden Wellenleiter abgestrahlt wird. Dieser Vorgang wird in Abbildung 7 (rechts) anhand eines Feldbildes gezeigt. Damit der L-förmige Wellenleiter auch für ein breites Frequenzband reflexionsfrei arbeitet, muss die Güte der Kavität in der  $90^\circ$ -Biegung verringert werden. Dies wird erreicht, indem der Radius  $r_{cav}$  verringert wird. Abbildung 7 (links) zeigt für einen Radius  $r_{cav} = 0.075a$  eine Transmission  $> -3$  dB über den Großteil der optischen Bandlücke. Somit kann der L-förmige Wellenleiter in einem breiten Frequenzband nahezu reflexionsfrei im nachfolgend betrachteten Multiplexer zur Wellenführung eingesetzt werden. [B.K.]

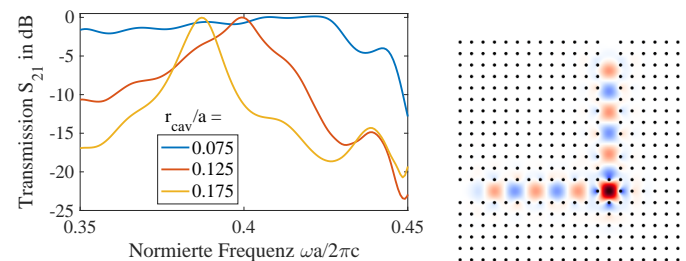


Abbildung 7. Links: Transmission des L-förmigen Wellenleiters für variierende Kavitätsradien  $r_{cav}$ . Rechts: Elektrisches Feld  $E_z$  reflexionsfrei für  $r_{cav} = r$  und  $f_N = 0.387$ .

### C. Multiplexer/Demultiplexer

Abschließend wird der Multiplexer aus Abbildung 8 simulativ untersucht. Charakteristisch am Aufbau sind die Aus-

sparungen über die Längen  $L_1$  und  $L_2$ , welche längs des zentralen Wellenleiters verlaufen und Frequenzanteile der eingespeisten Welle auskoppeln und zu den Toren 2 und 4 führen. Darüber hinaus sind die  $90^\circ$ -Biegungen erkennbar, wie sie im vorangegangenen Abschnitt IV-B für den Kavitätsradius  $r_{cav} = 0.075a$  untersucht werden.

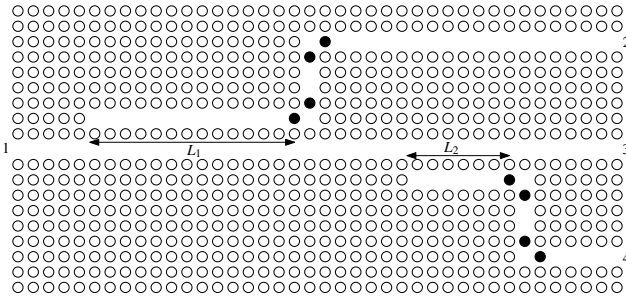


Abbildung 8. Aufbau (nicht maßstäblich) des Multiplexers in der Kristallstruktur. Schwarz: Zylinder mit dem Radius  $r_{cav} = 0.075a$ . Koppellängen  $L_1 = 48a$ ,  $L_2 = 24a$ . Vgl. [1]

Abbildung 9 zeigt die frequenzabhängige Transmission. Erkennbar ist, dass ein Frequenzband annähernd verlustfrei zu einem bestimmten Tor geführt wird, hingegen an den verbleibenden Toren dieser Frequenzbereich um  $\approx 20$  dB gedämpft werden. Da auf der letzten simulierten Zeitebene ein Teil der eingespeisten Energie im Bereich der Koppler nicht abgeklingen ist, erklärt sich die deutlich wahrnehmbare Welligkeit. Dennoch entsprechen die Frequenzen  $f_N = \{0.374, 0.384, 0.364\}$  maximaler Transmission innerhalb eines Kanals, sowie die das Extinktionsverhältnis  $\approx 20$  dB zu den Nachbarkanälen den Simulationsergebnissen aus [1].

Des Weiteren verhalten sich die herausgekoppelten Frequenzanteile proportional zum ganzzahligen Vielfachen der Koppellängen  $l$ . Wird beispielsweise die Frequenz  $f_N = 0.374$  über  $L_1 = 48a$  ausgekoppelt, so wird gemäß [1] dieselbe Frequenz bei

$$L = nl \quad \text{mit} \quad l = \frac{L_1}{5}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

ausgekoppelt. Weitere Verhältnisse zwischen Frequenz und Koppellängen sind [1] zu entnehmen.

Um die frequenzabhängige Richtwirkung des Multiplexers noch einmal zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 10 das Feldbild einzelner Signale mit den normierten Frequenzen  $f_N = \{0.374, 0.384, 0.364\}$ . [B.K.]

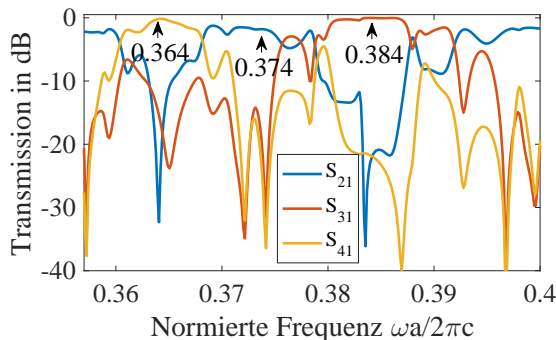


Abbildung 9. Transmission des Multiplexers. Extinktionsverhältnis  $\approx 20$  dB.

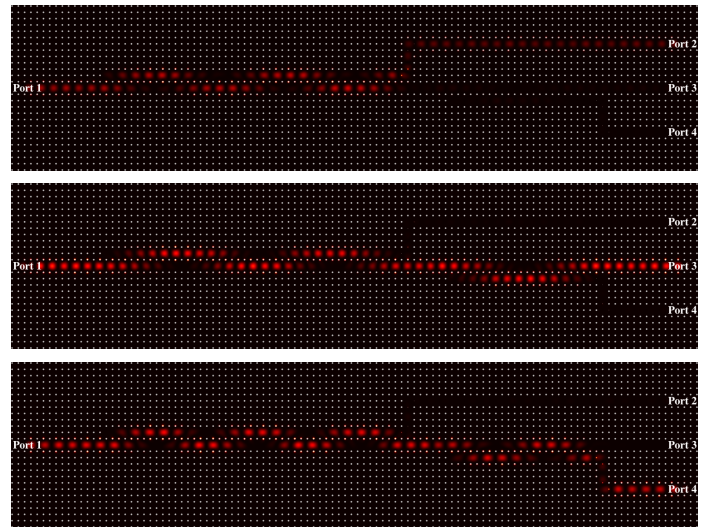


Abbildung 10. Multiplex eines Signals der normierten Frequenz (oben)  $f_N = 0.374$  (mitte)  $f_N = 0.384$  (unten)  $f_N = 0.364$ , Feldbild: elektrische Energiedichte  $\varepsilon|E_z|^2$

## V. ZUSAMMENFASSUNG

Ausgangspunkt dieser Arbeit ist eine photonische Kristallstruktur. Diese Kristallstruktur besteht aus sich periodisch ändernden Permittivitäten, die für eine polarisationsabhängige optische Bandlücke sorgen. Zuerst wurde mit dem Simulationsstool *MPB* eine solche Bandstruktur untersucht, um somit einen geeigneten Frequenzbereich zu finden, bei der die nachfolgenden Strukturen eine Wellenleiterfunktion erfüllen. Der Wellenlängenmultiplexer wurde in seine einzelnen Teilstrukturen zerlegt und diese Separat zunächst mit *CST* untersucht.

Die Einspeisung der Wellen durch Waveguideports verursachen erheblichen Reflexionen, die zu wenig repräsentativen Simulationsergebnisse führen. Daher wurden die zu untersuchenden Strukturen mit *Meep*, unter Verwendung von diskreten Ports und Leistungsmessung, wiederholt. Untersucht wurde insbesondere der L-förmige Wellenleiter auf eine reflexionsfreie Richtungsänderung der Wellenführung. Abschließend konnte die Auskoppung bestimmter Frequenzanteile aus einem Signal mithilfe des Wellenlängenmultiplexer gezeigt werden. [P.M.][B.K.]

## LITERATUR

- [1] Y. Naka und H. Ikuno, *Two-Dimensional Photonic Crystal L-Shaped Bent Waveguide and its Application to Wavelength Multi/demultiplexer*, Turk J Elec Engin, Vol 10, No. 2, pp. 245-256, 2002.
- [2] S. G. Johnson und J. D. Joannopoulos, *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis*, Optics Express 8, no. 3, pp. 173-190, 2001,
- [3] A. F. Oskooi, D. Roundy et al., *MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method*, Computer Physics Communications 181, pp. 687-702, 2010
- [4] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson et al, *Photonic Crystals, Molding the Flow of Light*, 2. Auflage, Princeton University Press, pp. 67-68, 2008