

文章编号: 1000-7032(2013)02-0245-06

液晶调制光子晶体微腔光衰减器

周建伟^{1,2}, 梁静秋¹, 梁中翥¹, 王维彪^{1*}

(1. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033;

2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 设计了一种二维液晶调制光子晶体微腔光衰减器。两条二维三角晶格空气孔光子晶体波导由一个光子晶体微腔连接, 在微腔的点缺陷中填充苯乙炔类液晶。通过施加不同电压, 电场诱导液晶取向以改变液晶的折射率, 从而改变光子晶体微腔的谐振波长, 进而实现光传播强度调节。运用时域有限差分方法和平面波展开法分析了二维液晶调制光子晶体微腔光衰减器的光学特性。数值计算结果表明: 对于 1.55 μm 通信波段, 通过外界电场控制所填充的向列相液晶的方向可以对这种二维液晶调制光子晶体微腔光衰减器实现 3.40% ~ 99.58% 的可调谐光输出。

关键词: 二维光子晶体微腔; 波导; 时域有限差分(FDTD); 液晶

中图分类号: O431.1 文献标识码: A DOI: 10.3788/fjxb20133402.0245

Tunable Two-dimensional Photonic Crystals Cavity Attenuator Using Liquid-crystal

ZHOU Jian-wei^{1,2}, LIANG Jing-qiu¹, LIANG Zhong-zhu¹, WANG Wei-biao¹(1. State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,
Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

* Corresponding Author, E-mail: wangwb@126.com

Abstract: A novel variable optical attenuator (VOA) based on the photonic crystal (PC) cavity with liquid crystals is demonstrated. Two photonic crystal waveguides are connected by photonic crystal cavity. The point defect of photonic crystal cavity is filled with phenylacetylene liquid crystals. The output of optical attenuator is controlled by adjusting rotation angle of the liquid crystals orientation vector. The VOA properties are numerically investigated by using the finite difference time domain (FDTD) method and plane wave expansion method. Numerical simulation shows that the attenuator based the PC cavity can be changed by adjusting the applied field. Furthermore, the attenuator performs output of 3.40% ~ 99.58% at the wavelength of 1.55 μm .

Key words: two-dimensional photonic crystals cavity; waveguide; finite difference time domain (FDTD) method; liquid crystals

收稿日期: 2012-12-04; 修订日期: 2013-01-03

基金项目: 国家自然科学基金(60877031)资助项目

作者简介: 周建伟(1985-), 男, 黑龙江齐齐哈尔人, 主要从事光子晶体微器件设计及制备方面的研究。

E-mail: zhoujianwei108@163.com, Tel: (0431)86176902

1 引 言

1987年, E. Yablonovich 和 S. John 分别在研究如何抑制自发辐射和无序电介质材料中的光子局域时, 各自独立地提出了“光子晶体”(Photonic crystal)的概念^[1-2]。光子晶体是由不同介电常数的物质在空间周期性排列而形成的人工微结构。由固体电子能带理论可知, 晶体中的电子由于受到晶格的周期性势场的 Bragg 散射, 色散关系会呈带状分布, 这就是人们熟知的电子能带结构。与之相似, 电磁波在光子晶体中传播时, 也会由于受到介电物质的周期性空间调制而形成能带结构, 光子能带之间可能出现带隙, 即光子带隙(Photonic band gap, PBG)频率落在光子禁带中的电磁波不能在光子晶体内部传播, 所以光子晶体又被称为光半导体。

现阶段所制备的光子晶体多数是不可调的, 光子晶体的禁带位置、禁带宽度和谐振频率等不能发生变化。如果这些性质可调, 例如通过施加电场、光场、磁场或者改变温度等方式改变介质的折射率等参数, 从而实现对光子晶体性质的调节, 则必将产生一系列新的效应, 进而实现基于光子晶体的光调制器^[3-9]。

光子晶体特性的可调性可以通过在光子晶体中填充功能性材料来实现。由于液晶具有非常大的光学各向异性以及它对外部环境如电场、磁场或者偏振光等的变化非常敏感, 相对于其他功能材料, 液晶有其独特的优势^[10]。液晶材料在可调光子晶体器件方面已经有了一些应用, K. Yoshino 和 H. Takeda 分别于 1999 年和 2002 年报道了填充液晶的合成欧泊型和反欧泊型可调光子晶体波导, 通过控制温度或者电场对光子晶体波导的光学特性进行调节^[3-4]。S. W. Leonard 等从实验上证实光子晶体中填充液晶后, 通过温度调制可以连续调节光子晶体禁带^[6]。2008 年, 谭春华等提出了一种全新的通过偏振光对液晶分子取向进行调制的方法, 可以调节液晶光子晶体的禁带结构, 并将其应用于制作全光开关^[11]。

本文设计了一种液晶调制光子晶体微腔光衰减器, 用光子晶体微腔连接两条光子晶体波导, 选用苯乙炔类液晶作为填充材料, 将苯乙炔类液晶填充入二维光子晶体微腔的点缺陷中, 通过调节外加电场来改变微腔的谐振波长, 进而实现对光

传播强度的调制。这种光衰减器具有结构简单、体积小、易于集成等优点, 可应用于光通信、光集成等领域。

2 理论模型

二维光子晶体的结构多种多样, 主要可以分为空气孔结构和介质柱结构两种, 晶格排列方式主要有正方晶格、三角晶格等结构^[12-13]。本文采用了三角晶格空气孔结构。图 1 为所设计的液晶调制光子晶体微腔光衰减器模型, 背景材料为 Si, 折射率为 3.4, 晶格周期为 a , 圆孔为空气孔, 孔半径为 $R = 0.37a$, 折射率 1。用光子晶体微腔连接两条光子晶体波导, A 端为输入波导, B 端为输出波导。从 A 端输入光波时, 只有符合微腔谐振频率的光才能高效率地通过光子晶体微腔耦合进入输出波导。微腔由一个半径为 r 的点缺陷和点缺陷两边的两个空气孔构成, 在点缺陷内填充苯乙炔类液晶。计算时在 A 点放置激励源, 在 B 点接收并记录信号数据, 如图 1 所示。

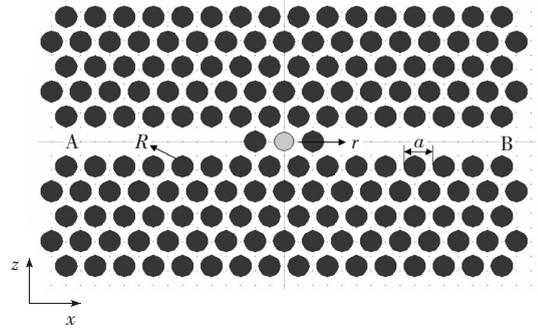


图 1 液晶调制光子晶体微腔光调制器结构图

Fig. 1 The tunable two-dimensional photonic crystals cavity attenuator using liquid-crystal

由于三角晶格空气孔型光子晶体存在较宽的 TE 波禁带, 所以下面的讨论全部针对于 TE 波模式, 即光波电场方向垂直于孔所在的方向, 并忽略液晶对电磁波的吸收。在微腔中填充苯乙炔类液晶, 苯乙炔类液晶的正常折射率和反常折射率分别为 $n_o = 1.590$ 和 $n_e = 2.223$ ^[4]。当电磁波的电场方向垂直于液晶的指向矢时, 液晶呈现出正常折射率; 当电磁波的电场方向平行于液晶的指向矢时, 液晶呈现出反常折射率。因此, 在二维平面内, 向列相液晶的介电张量元可以表述如下^[5]:

$$\varepsilon_{xx}(r) = \varepsilon_o(r) \sin^2 \varphi + \varepsilon_e(r) \cos^2 \varphi, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{zz}(r) = \varepsilon_o(r) \cos^2 \varphi + \varepsilon_e(r) \sin^2 \varphi, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{xz}(r) = \varepsilon_{zx}(r) = [\varepsilon_e(r) - \varepsilon_o(r)] \sin\varphi \cos\varphi, \quad (3)$$

式中, φ 是液晶指向矢的旋转角, $n = (\cos\varphi, \sin\varphi)$ 为液晶的指向矢。当光子晶体微腔中的折射率分布发生变化时,微腔的谐振频率也会发生改变。本文正是利用外加电场控制液晶取向来改变微腔中的折射率分布,从而达到对光传输强度的可调节谐输出。

本文采用时域有限差分法(FDTD)来研究光在衰减器中的传播特性。1966年,Kane S. Yee提出采用后来被称为Yee氏网格的空间离散方式,把带时间变量的麦克斯韦旋度方程转化为一组差分方程,对电磁场 \mathbf{E}, \mathbf{H} 分量在空间和时间上进行交替抽样的离散,并在时间轴上逐步推进求解空间电磁场的值^[14]。利用时域有限差分法可将TE波麦克斯韦旋度方程转化为:

$$E_z \Big|_{i,j}^{n+1/2} = E_z \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y \Big|_{i+1,j}^n - H_y \Big|_{i,j}^n}{\Delta x} \right), \quad (4)$$

$$E_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} = E_x \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y \Big|_{i,j+1}^n - H_y \Big|_{i,j}^n}{\Delta z} \right), \quad (5)$$

$$H_y \Big|_{i,j}^{n+1} = H_y \Big|_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} - E_x \Big|_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{E_z \Big|_{i,j}^{n+1/2} - E_z \Big|_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} \right). \quad (6)$$

给定初始场分布情况以及边界条件时,上述方程即可用来计算电磁场各场分量随时间和位置的变化规律。

3 数值计算与分析

3.1 微腔结构设计

光子晶体微腔是光衰减器的关键部分,只有输入光的波长 λ 符合光子晶体微腔的谐振波长时,输入光才有可能被微腔高效耦合进入输出波导。当微腔中点缺陷尺寸或折射率分布发生变化时,微腔的谐振波长也会随之改变。如果谐振波长变化不大,波长为 λ 的光仍包括在谐振峰之内,则仍然会有部分光经微腔耦合进入输出波导。但是,如果谐振波长发生了较大的变化,波长 λ 的光已经不在谐振峰之内,那么波长 λ 的光将无法被耦合进输出波导。

在图1中A点处设置一个时域上的高斯脉

冲光源,在B点处设置探测器,对探测结果进行快速傅里叶变换(FFT),就可以得到透射系数随波长的变化关系。边界处使用的都是完美匹配层(PML)边界条件,完美匹配层厚度为8层网格,完美匹配层反射系数为 1×10^{-8} 。对液晶施加饱和电压,此时微腔中的液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 。分别对一系列 r 值进行计算,就可以确定不同 r 值下微腔的谐振波长及在此情况下光衰减器的透射率。图2分别是 $r = 0.1a, 0.2a, 0.33a$ 时透过率与归一化波长 λ/a 的关系曲线。从图2可知,谐振波长处的透射率为最大值。图2(a)中, $r = 0.1a$ 时,谐振波长为3.630,谐振波

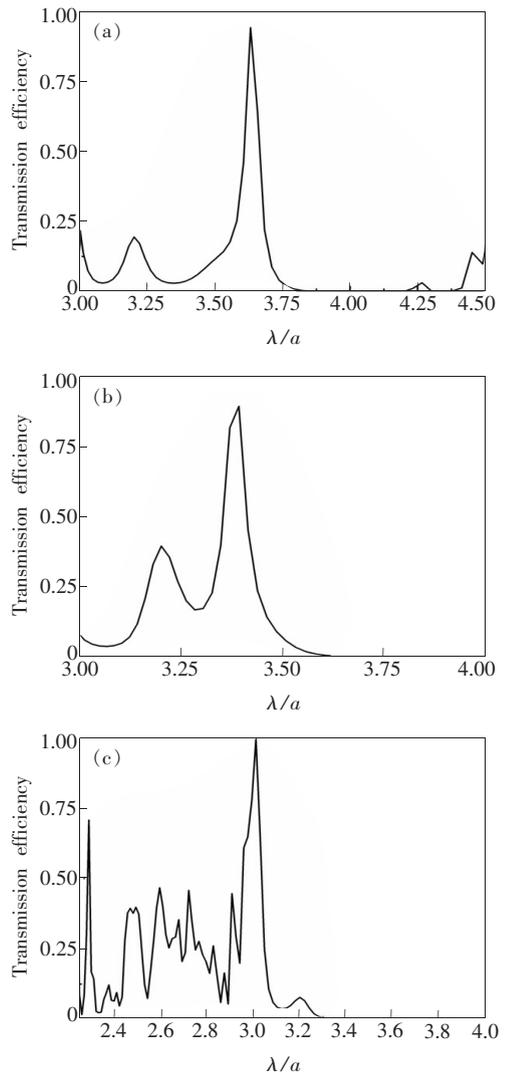


图2 透过率与归一化波长 λ/a 的关系曲线。(a) $r = 0.1a$; (b) $r = 0.2a$; (c) $r = 0.33a$ 。

Fig. 2 The transmission efficiency of attenuator as a function of wavelength. (a) $r = 0.1a$, (b) $r = 0.2a$, (c) $r = 0.33a$.

长处的透射率为 93.89% ;图 2 (b) 中, $r = 0.2a$ 时, 谐振波长为 3.390, 谐振波长处的透射率为 89.25% ;图 2 (c) 中, $r = 0.33a$ 时, 谐振波长为 3.012, 谐振波长处的透射率为 99.58% 。在 r 值为 $0.1a$ 和 $0.2a$ 时, 波长为谐振波长的光有一部分被反射回输入波导, 透射率只在 90% 左右, 这是由于透射率在受到光波长的影响的同时, 还受到微腔耦合系数的影响。

采用平面波展开法分析输入、输出波导, 得到波导色散曲线图, 如图 3(a) 所示。由于使用平面波展开法, 以下将归一化波长转化为归一化频率。在归一化频率 0.332 (归一化波长为 3.012) 处, 波导存在两个模式, 分别称为波导模式 1 和波导模式 2。图 3(b)、(c) 分别是波导模式 1 和波导模式 2 的模式场图, 其中波导模式 1 为偶模, 波导模式 2 为奇模。

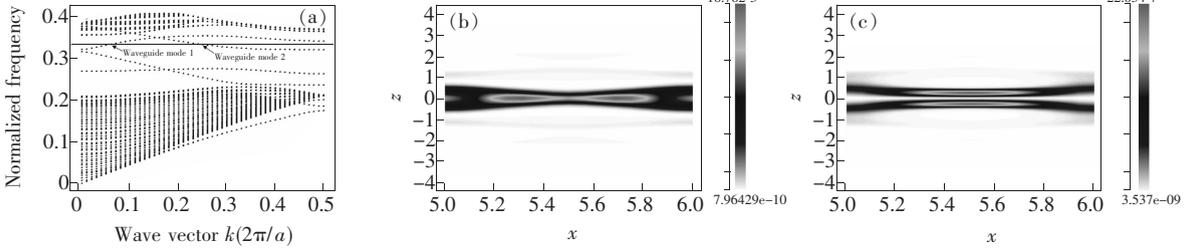


图 3 (a) 波导色散曲线;(b) 波导模式 1 的模式场;(c) 波导模式 2 的模式场。

Fig.3 (a) The dispersion curve of PC waveguide. (b) The field pattern of waveguide mode 1. (c) The field pattern of waveguide mode 2.

下面采用平面波展开法分析光子晶体微腔, 令 $r = 0.33a$ 。当微腔中液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 时, 计算结果表明光子晶体微腔在归一化频率 0.332 (归一化波长为 3.012) 附近存在两个模式, 分别称作微腔模式 1 和微腔模式 2,

如图 4(a)、(b) 所示。当微腔中液晶折射率为反常折射率 $n_e = 2.223$ 时, 计算结果表明光子晶体微腔在归一化频率 0.332 (归一化波长为 3.012) 附近存在两个模式, 分别称作微腔模式 3 和微腔模式 4, 如图 4(c)、(d) 所示。从图中可知, 对于微腔

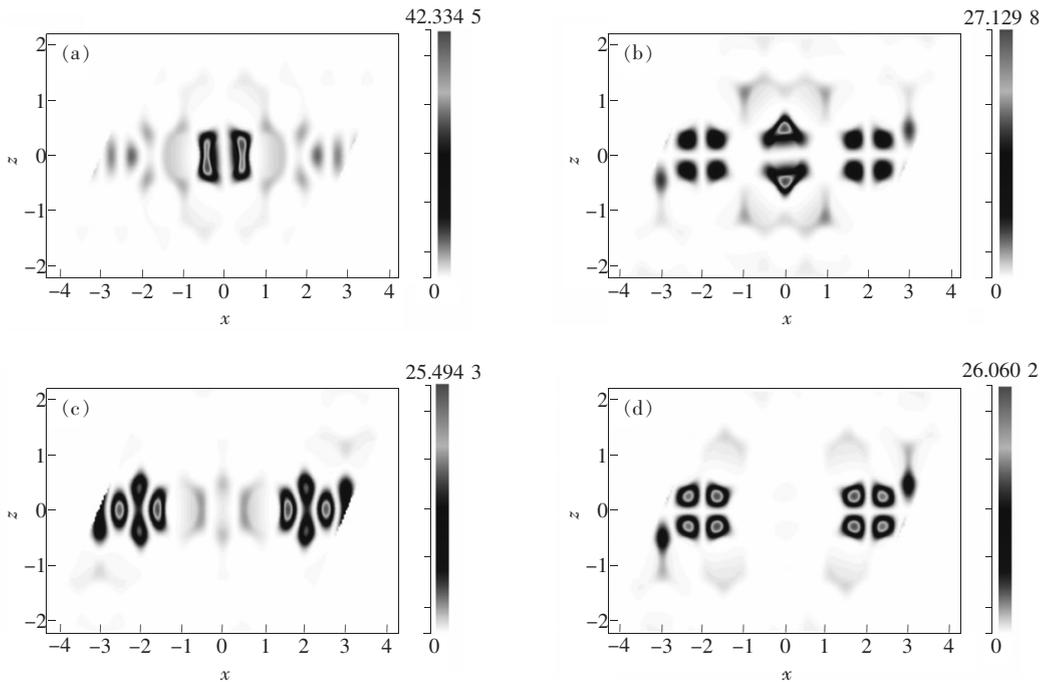


图 4 (a) 微腔模式 1 的模式场;(b) 微腔模式 2 的模式场;(c) 微腔模式 3 的模式场;(d) 微腔模式 4 的模式场。

Fig.4 (a) The field pattern of cavity mode 1. (b) The field pattern of cavity mode 2. (c) The field pattern of cavity mode 3. (d) The field pattern of cavity mode 4.

模式 1 和 2, 大部分能量在微腔中震荡, 且微腔模式 1 沿 z 轴为偶模, 微腔模式 2 沿 z 轴为奇模。而对于微腔模式 3 和 4, 微腔中基本没有能量, 能量基本集中在微腔两侧。

通过以上时域有限差分法和平面波展开法的计算可知, 当 $r = 0.33a$, 微腔中液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 时, 对于归一化频率 0.332 (归一化波长为 3.012), 微腔的微腔模式 1 和微腔模式 2 能够存储光场能量, 且模式分布分别与波导模式 1 和波导模式 2 相似, 微腔能够将光在输入输出波导间高效率地耦合。当微腔中液晶折射率为反常折射率 $n_e = 2.223$ 时, 微腔的微腔模式 3 和微腔模式 4 无法储存能量, 微腔无法存储归一化频率 0.332 (归一化波长为 3.012) 的光波。

因此, 本文选择微腔点缺陷尺寸 $r = 0.33a$ 。调整晶格常数 a , 在透过率不变的同时, 液晶调制光子晶体微腔光衰减器可适用于不同波长。为了适应 $1.55 \mu\text{m}$ 通信波段, 设计光子晶体晶格常数 $a = 515 \text{ nm}$, 空气孔半径 $R = 190 \text{ nm}$, 微腔点缺陷半径 $r = 170 \text{ nm}$ 。

3.2 器件性能模拟

在确定了光子晶体微腔光衰减器结构参数和传输波长后, 将图 1 中 A 点处的光源改为发射 $1.55 \mu\text{m}$ 波长光的持续波光源。通过调制外加电场, 微腔中液晶材料的折射率能够在 $1.590 \sim 2.223$ 范围内连续改变。当微腔中折射率分布改变时, 微腔的谐振波长也会发生变化, 此时 $1.55 \mu\text{m}$ 的光只有一部分被微腔耦合进入下一段输出波导。

对 $1.590 \sim 2.223$ 范围内的折射率进行一系列计算, 能够得到透射率与微腔中液晶材料折射

率的关系曲线, 如图 5 所示。从图 5 可知, 随着液晶折射率的逐步增大, 透射率逐渐降低。液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 时, 透射率达到最大值 99.58%; 液晶折射率为反常折射率 $n_e = 2.223$ 时, 透射率为最小值 3.4%。图 6 分别是液晶折射率取不同值时, 光衰减器中 $1.55 \mu\text{m}$ 波长的光波的光场分布图。结果表明: 液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 时, 绝大部分的能量都到达了右边的波导; 当液晶的折射率 $n = 1.700$ 时, 一部分能量到达右边波导, 另一部分能量则被光子晶体微腔反射回输入波导; 液晶的折射率 $n = n_e = 2.223$ 时, 绝大部分能量被微腔反射回输

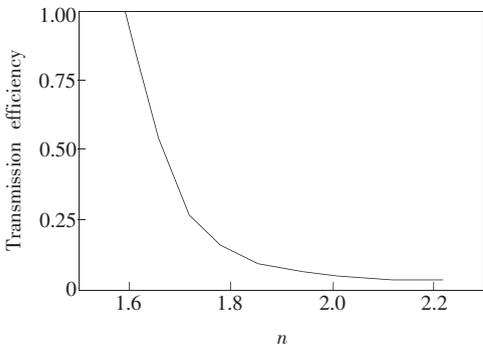


图 5 透射率随折射率的变化曲线图

Fig. 5 The transmission efficiency of attenuator as a function of refractive index

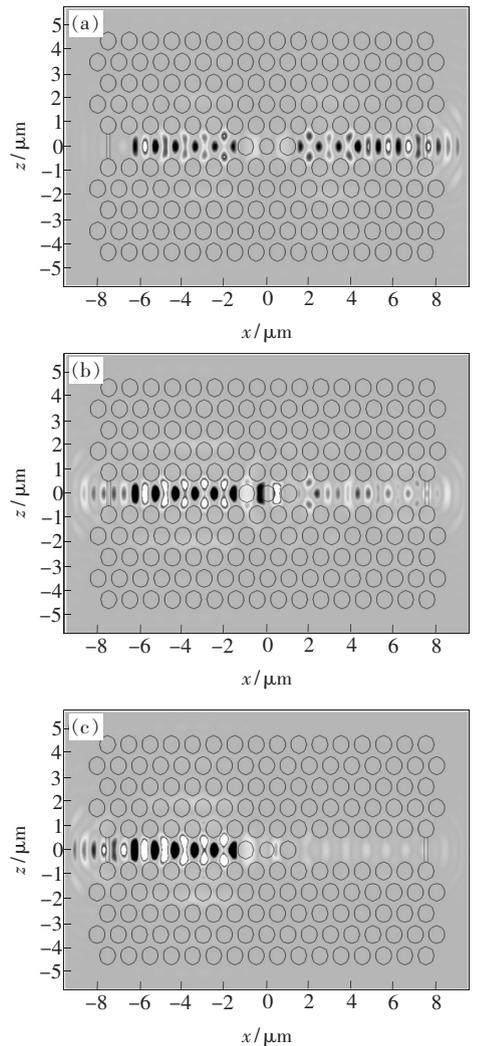


图 6 光衰减器中的光场分布图。(a) 液晶折射率 $n = 1.590$; (b) 液晶折射率 $n = 1.700$; (c) 液晶折射率 $n = 2.223$ 。

Fig. 6 The field pattern in tunable two-dimensional photonic crystal cavity attenuator using liquid-crystal. (a) $n = 1.590$, (b) $n = 1.700$, (c) $n = 2.223$.

入波导,只有很小一部分能量到达右边波导。

4 结 论

运用时域有限差分法和平面波展开法设计了目标波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的液晶调制光子晶体微腔光衰减器,通过外加电场控制填充入微腔的苯乙

炔类液晶分子的折射率,进而调节微腔的谐振波长。计算了连续改变调制电压时该光衰减器的透过率曲线,光衰减器可以实现 $3.40\% \sim 99.58\%$ 的连续可调输出。相对于传统的可调光衰减器,该可调光衰减器具有尺寸小、结构简单、易于和其他光子晶体波导器件进行集成等优点。

参 考 文 献:

- [1] Yablonovitch E, Bhat R, Harbison J P, *et al.* Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(20):2059-2062.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(23):2486-2489.
- [3] Yoshino K, Shimoda Y, Kawagishi Y, *et al.* Temperature tuning of the stop band in transmission spectra of liquid-crystal infiltrated synthetic opal as tunable photonic crystal [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 75(7):932-934.
- [4] Takeda H, Yoshino K. Tunable photonic band schemes of opals and inverse opals infiltrated with liquid crystals [J]. *J. Appl. Phys.*, 2002, 92(10):5658-5662.
- [5] Liu C Y, Chen L W. Tunable field-sensitive polarizer using hybrid conventional waveguides and photonic crystal structures with nematic liquid crystals [J]. *Opt. Commun.*, 2005, 256(1/2/3):114-122.
- [6] Leonard S W, Mondia J P, van Driel H M, *et al.* Tunable two-dimensional photonic crystals using liquid-crystal infiltration [J]. *Phys. Rev. B*, 2000, 61(4):R2389-R2392.
- [7] Takeda H, Yoshino K. Tunable refraction effects in two-dimensional photonic crystals utilizing liquid crystals [J]. *Phys. Rev. E*, 2003, 67(5):056607-1-5.
- [8] Takeda H, Yoshino K. Disappearances of uncoupled modes in two-dimensional photonic crystals due to anisotropies of liquid crystals [J]. *Phys. Rev. E*, 2003, 67(5):056612-1-5.
- [9] Takeda H, Yoshino K. Tunable light propagation in Y-shaped waveguides in two-dimensional photonic crystals utilizing liquid crystals as linear defects [J]. *Phys. Rev. B*, 2003, 67(7):073106-1-4.
- [10] Tan C H, Huang X G, Yin J L. Photoalignment tunable band gap in photonic crystal infiltrated with liquid crystal [J]. *Chin. J. Liq. Cryst. Disp.* (液晶与显示), 2006, 21(4):291-296 (in Chinese).
- [11] Tan C H, Huang X G. Two-dimensional photonic crystal optical switch controlled by polarized light [J]. *J. Appl. Opt.* (应用光学), 2008, 29(3):452-457 (in Chinese).
- [12] Schmidt K, Kappeler R. Efficient computation of photonic crystal waveguide modes with dispersive material [J]. *Opt. Lett.*, 2010, 18(7):7307-7322.
- [13] Tada T, Poborchii V V, Kanayama T. Channel waveguides fabricated in 2D photonic crystals of Si nanopillars [J]. *Micro-electronic Engineering*, 2002, 63(1):259-265.
- [14] Wang C Q, Zhu X L. *The FDTD Method in Electromagnetic Field* [M]. Beijing: Peking University Press, 1994:18-28 (in Chinese).