

文章编号: 1000-7032(2011)11-1159-06

# 液晶-金属光子晶体波导的光学特性

杨 波<sup>1,2</sup>, 梁静秋<sup>1</sup>, 梁中翥<sup>1</sup>, 王维彪<sup>1\*</sup>

(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 研究生院, 北京 100039)

**摘要:** 运用时域有限差分方法分析了二维液晶-金属光子晶体波导的光学特性。二维正方晶格金属光子晶体波导位于两个电极之间, 其背景介质为液晶。通过在电极上施加不同电压, 电场诱导液晶取向以改变液晶的折射指数从而改变光子晶体的带隙结构。数值计算结果表明: 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金属光子晶体波导的光学特性进行调节, 该波导可用于制作光子晶体光开关等光学器件。

**关 键 词:** 二维光子晶体波导; 时域有限差分(FDTD); 金属; 液晶

**中图分类号:** O431.1; O734

**PACS:** 42.70.Qs; 42.79.Gn

**PACC:** 4270Q; 4280L

**文献标识码:** A

**DOI:** 10.3788/fjxb20113211.1159

## 1 引 言

光子晶体是一种介电常数(或折射率)周期性调制的结构, 其自发辐射抑制和光子局域化性质使其可以简便而有力地限制和调控光子。Yablonovitch<sup>[1]</sup>和 John<sup>[2]</sup>最早于 1987 年分别提出了光子晶体的概念。光子晶体这种能够控制光传输的特殊性质, 已经获得学术界的广泛关注, 针对该材料的理论研究、制备和应用已经成为世界各国研究的热点领域。

光子晶体分为很多种类型, 从结构上可分为一维、二维或三维周期结构; 从构成材料上分, 目前常见的是半导体介质型, 此外还包括金属型<sup>[3]</sup>和金属介质混合型。通常介质型光子晶体第一带隙的上部和下底频率的电场被高度集中在介质棒和空气中。而在金属光子晶体中, 电场没有被集中在金属棒, 带边模将它们的波的能量集中在背景介质。金属型光子晶体与半导体介质型相比, 有很多优良特性。首先, 对 E 极化波来说, 在零频率和截止频率之间有一个很宽的光子带隙, 而半导体介质型不存在。其次, 在微波波段, 二维金属光子晶体可用于性能优良的滤波器、偏振器和反射器。在某些波段, 由于金属对电磁波的吸收

非常小, 接近完全反射, 对电磁波的调控作用非常强<sup>[4]</sup>, 因此金属光子晶体器件的维度尺寸要比通常半导体介质材料光子晶体要小得多, 这在体积上来说具有一定的优势, 更加有利于器件集成。另外, 金属光子晶体能承受更高的功率。金属层厚几百纳米的一维金属-介质光子晶体对可见光传输的可行性也得到了理论和实验上的证实<sup>[5]</sup>。

现阶段所制备的光子晶体大多数是不可调的, 也就是说光子晶体在制作出来以后, 禁带的位置、大小和形状就不能发生变化。如果光子晶体的禁带可调, 例如通过一定的方法改变折射率和晶格结构等参数, 从而实现对光子禁带的调节, 那必然将产生一系列新的效应<sup>[6]</sup>, 使基于光子晶体的光调制器如光开关、偏光片和分支波导等成为可能。

在金属光子晶体中填充某些功能材料, 就能得到可调节的带隙结构。液晶分子的几何形状和排列方式变化多样, 使它成为很好的光学各向异性材料。液晶的折射率对于液晶分子的取向非常敏感, 而且液晶分子的排列方式随外界环境如电场、磁场或者偏振光等的变化而改变。液晶材料的这种优异调制性能使它得到了广泛的应用。K. Yoshino<sup>[7]</sup>和 H. Takeda<sup>[8]</sup>分别于 1999 年和

收稿日期: 2011-07-21; 修订日期: 2011-08-23

基金项目: 国家自然科学基金(60877031)资助项目

作者简介: 杨波(1987-), 男, 湖南湘潭人, 主要从事 MOEMS 与光通信方面的研究。

E-mail: yangbo8123@163.com, Tel: (0431) 86176902

\*: 通讯联系人; E-mail: wangwb@ciomp.ac.cn, Tel: (0431) 86176853

2002 年就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; C. Y. Liu 等从理论上证明在光子晶体中填充液晶后,通过外加电场对液晶进行调制就可以调节光子晶体的带隙结构,进而用于场敏偏光片的制作<sup>[8]</sup>。2008 年,谭春华等<sup>[9]</sup>提出了一种全新的通过偏振光对液晶分子取向进行调制,从而调节液晶光子晶体的禁带结构的方法,并将其应用于制作全光开关<sup>[10]</sup>。

迄今,利用外场等控制液晶分子的取向来调节光子晶体带隙的研究已经比较深入,但制作光子晶体的材料集中在普通半导体介质(硅等),在金属光子晶体材料中填充液晶实现可调谐的技术还少见报道。本文基于金属光子晶体的优良特性,在金属光子晶体波导中填充向列相液晶,通过外加电场控制所填充的液晶分子的方向对这种二维正方晶格金属柱光子晶体波导进行调节,并进一步分析了施加电压前后,这种液晶-金属光子晶体波导的光学特性。研究结果对制备金属型可调谐光子晶体波导和功率型光子晶体在光通信波段方面的应用提供了参考。

## 2 理论模型

图 1 所示为所设计的正方晶格二维液晶-金属光子晶体波导的理想模型,金属柱沿  $y$  轴方向,  $xz$  平面内为具有周期性的正方晶格阵列。金属柱截面为圆形,材料为 Ag,直径为  $R$ ,晶格常数为  $\alpha$ 。如图 1(c) 所示,金属柱与上下电极间用  $\text{SiO}_2$  层绝缘,电极的另外一个作用是抑制电磁波在光子晶体上下两端面的泄漏。背景介质为所填充的液晶。Ag 的介电常量有如下的 Drude 模型参数<sup>[11]</sup>:

$$\omega_p = 2\pi \times 2175 \text{ THz}, \gamma = 2\pi \times 4.35 \text{ THz}.$$

下面所讨论的计算模型,全部针对于 TM 模式,即电场方向平行于单个金属柱所在的方向,并忽略液晶对电磁波的吸收。对于图 1 所示的金属柱型光子晶体波导,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<sup>[12]</sup>:

$$\varepsilon_{xx}(r) = \varepsilon^o(r) \sin^2 \phi + \varepsilon^e(r) \cos^2 \phi, \quad (1)$$

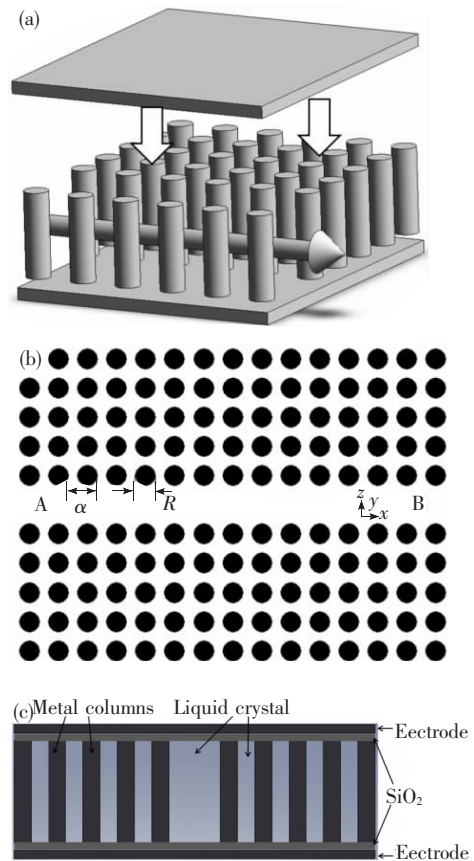


图 1 液晶-金属光子晶体波导, (a) 立体图; (b) 俯视图; (c) 侧视图。

Fig. 1 The liquid crystal-metal photonic crystal waveguide, (a) 3D view; (b) Top view; (c) Side view.

$$\varepsilon_{zz}(r) = \varepsilon^o(r) \cos^2 \phi + \varepsilon^e(r) \sin^2 \phi, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{xx}(r) = \varepsilon_{zz}(r) = [\varepsilon^e(r) - \varepsilon^o(r)] \sin \phi \cos \phi, \quad (3)$$

式中,  $\phi$  是液晶指向矢的旋转角,  $n = (\cos \phi, \sin \phi)$  为液晶的指向矢。光子晶体的带隙结构与组成光子晶体材料的折射率之间的对比以及填充率等要素有关,因而如果两种材料的折射率对比发生了变化,相应的带隙结构就会发生改变。本文正是利用外加电场控制液晶取向来改变二者的折射率对比,从而达到对金属光子晶体波导实现可调谐的目的。

由于金属具有色散特性,通常采用时域有限差分方法(FDTD)来计算金属光子晶体中电磁波的传播特性。FDTD 方法具有概念简单,计算和存储量较小、只与网格数目成正比、能模拟复杂的金属和半导体介质结构等特点,在电磁场分析和计算中得到了广泛的应用<sup>[12]</sup>。

FDTD 方法从麦克斯韦方程组出发<sup>[3]</sup>:

$$\nabla \times E(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial H(r, t)}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla \times H(r, t) = \frac{\partial}{\partial t} \{ D_0(r, t) + P_d(r, t) \}, \quad (5)$$

式中,  $E(r, t)$ 、 $H(r, t)$  和  $\mu_0$  分别表示电场、磁场和自由空间的磁导率,  $D_0(r, t)$  为电位移矢量,  $P_d(r, t)$  表示振荡偶极距。

FDTD 方法分离麦克斯韦方程式的差分形式为:

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

$$H_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j}} \left( \frac{E_y \Big|_{i,j+1}^n - E_y \Big|_{i,j}^n}{\Delta z} \right), \quad (7)$$

$$H_y \Big|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_{i,j} - \sigma_{i,j} \Delta t / 2}{M} E_y \Big|_{i,j}^n + \left( \frac{H_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_z \Big|_{i,j}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} \right). \quad (8)$$

### 3 数值计算与分析

本文使用较为成熟的 5CB 型液晶来分析其光学特性。5CB 型液晶在  $1.55 \mu\text{m}$  波段附近的正常折射率  $n_0 = 1.512$ , 反常折射率  $n_e = 1.669$ <sup>[4]</sup>。为了适合  $1.55 \mu\text{m}$  波段, 所设计的光子晶体晶格常数  $a = 1.090 \mu\text{m}$ , 金属柱直径  $R = 0.741 \mu\text{m}$ 。计算的时候在 A 点放置激励源, 在 B 点接收并记录信号数据, 如图 1(b) 所示。

由于施加饱和电压和完全撤销电压这两种极端条件在研究中最具代表性, 因此以下的讨论全部基于这两种情况。施加电压时, 液晶指向矢平行于传输光电场方向, 液晶呈现反常折射率, 图 2(a) 为此时液晶指向矢示意图, 光谱透过率曲线如图 3(a) 中实线所示。

撤销电压后, 液晶指向矢垂直于传输光电场方向, 液晶呈现正常折射率, 图 2(b) 为此时液晶指向矢示意图。可以看出在撤销电压后, 液晶分子长短轴相对于图 2(a) 旋转了  $90^\circ$ , 光谱透过率曲线如图 3(a) 中虚线所示。

在完整的光子晶体中去除单排金属柱后相当于在原光子晶体的能带结构中引入了一个或者多个缺陷态, 只有满足这些缺陷波长的光才能很好

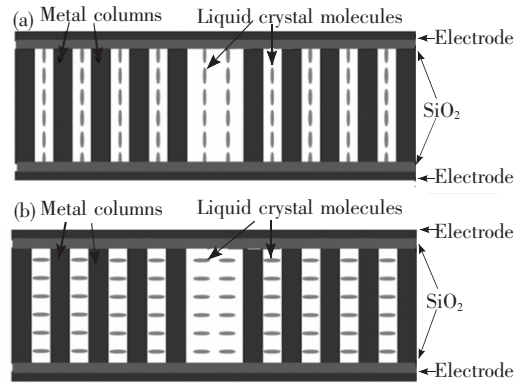


图 2 液晶指向矢示意图, (a) 施加电压; (b) 撤销电压。

Fig. 2 The vector of the liquid crystal, (a) Voltage on; (b) Voltage off.

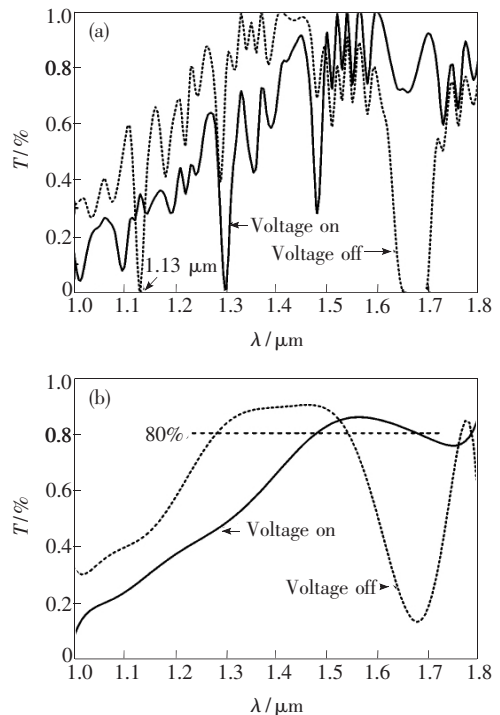


图 3 液晶-金属光子晶体波导透过率随波长变化曲线, 实线为施加电压, 虚线为撤销电压。(a) 透过率曲线; (b) 透过率拟合曲线。

Fig. 3 The transmission efficiency of the liquid crystal-metal photonic crystal waveguide as a function of wavelength. Solid line: voltage on; dashed line: voltage off. (a) Calculated transmission efficiency; (b) Curve fitting results.

地在波导内传输。这些缺陷态往往是单一波长或者多个波长, 表现在透过率曲线上就是这些波长处的光传输效率较高; 而缺陷态之外的频率由于受到光子晶体不同程度的散射损耗, 导致传输效率比较低, 甚至接近于零。因此, 图 3(a) 中的透过率曲线出现了较大的振荡。

为了更直观地观察施加电压前后透过率曲线的变化,对图 3(a) 中两条曲线分别进行了多项式拟合,拟合的结果如图 3(b) 所示。图 3(b) 中实线为施加电压时 [图 3(a) 中实线] 的拟合曲线;图 3(b) 中虚线为撤销电压后 [图 3(a) 中虚线] 的拟合曲线。这里需要特别指出的是图 3(b) 中的曲线得到的仅仅是图 3(a) 中曲线的整体轮廓,反映的是图 3(a) 中曲线的走向趋势,在特定波长处通过数值计算得到的实际透过率为图 3(a)。

从图 3 中可以看到,所设计的液晶-金属光子晶体波导施加电压时的透过率曲线在  $1.55\ \mu\text{m}$  波段附近有一个较高的透过峰,在  $1.52\ \mu\text{m}$  和  $1.54\ \mu\text{m}$  处的透过率接近于 1,在  $1.30\ \mu\text{m}$  处出现透过率的最小值。

撤销电压后,可以看出,此时波导仍然有一个较高的透过峰,但整个透过率曲线呈现一定程度的蓝移。从图 3(b) 的拟合曲线可以更直观地看到,传输峰从  $1.55\ \mu\text{m}$  处转移到了  $1.37\ \mu\text{m}$  附近。定义 80% 作为波导的传输带宽,从图 3(b) 可以看出施加电压时的传输带为  $1.48 \sim 1.68\ \mu\text{m}$  (宽  $0.20\ \mu\text{m}$ );撤销电压后的传输带为  $1.28 \sim 1.54\ \mu\text{m}$  (宽  $0.26\ \mu\text{m}$ ),相对于施加电压时更为宽阔。

从图 3(a) 中我们还可以看到两条曲线在  $1.50\ \mu\text{m}$  处有一个交点,在大于  $1.50\ \mu\text{m}$  的波段,也即交点的右边,施加电压时的透过率曲线整体较撤销电压后的高;在小于  $1.50\ \mu\text{m}$  的波段,施加电压时的透过率曲线整体较撤销电压后的低,但在  $1.13\ \mu\text{m}$  附近出现了反常的一段。

撤销电压后的传输曲线的一个极小值点从施加电压时的  $1.30\ \mu\text{m}$  转移到  $1.13\ \mu\text{m}$ 。在  $1.13\ \mu\text{m}$  附近,施加电压时透过率为 34.9%,撤销电压后的透过率接近于 0;而在  $1.30\ \mu\text{m}$  附近,情况正好相反,施加电压时的透过率接近于 0,撤销电压后的透过率为 39.5%。以上结果表明,可以通过改变电极上的电压,实现对这些波长的选通。

下面考虑图 3(a) 中在  $1.30 \sim 1.40\ \mu\text{m}$  之间的波长段,透过率曲线如图 4 所示。设定一个阈值为 75%,透过率大于此阈值时认定为通,小于此阈值时认定为关。可以看到此波长段施加电压时的透过率都小于 75%,撤销电压后的透过率都大于 75%,因此也可以通过设定一个阈值实现对这些波长段的选通。

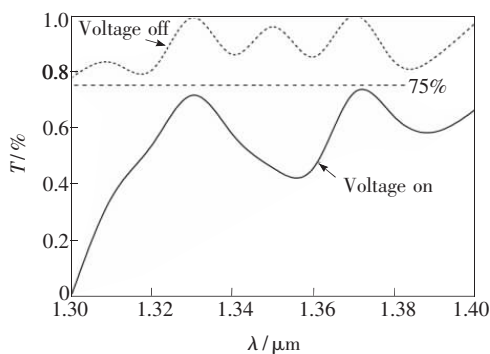


图 4 透过率曲线 ( $1.30\ \mu\text{m} < \lambda < 1.40\ \mu\text{m}$ )

Fig. 4 Transmission efficiency corresponding to  $1.30\ \mu\text{m} < \lambda < 1.40\ \mu\text{m}$

从图 3(a) 中可以看到,在  $1.64 \sim 1.70\ \mu\text{m}$  处,施加电压时的透过率有一个可观的值(71.0% 以上)。图 5(a) 为波长  $\lambda = 1.67\ \mu\text{m}$  时,应用时域有限差分方法和完全匹配层 (PML) 吸收边界条件计算得到的电场分布图。

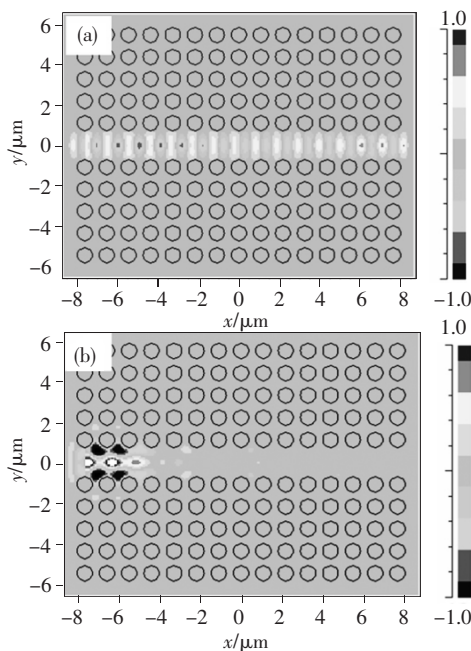


图 5 电场分布 ( $\lambda = 1.67\ \mu\text{m}$ ), (a) 施加电压; (b) 撤销电压。

Fig. 5 The electric field distribution ( $\lambda = 1.67\ \mu\text{m}$ ), (a) Voltage on; (b) Voltage off.

在  $1.64 \sim 1.70\ \mu\text{m}$  处,撤销电压后的透过率接近于 0。图 5(b) 为当激励源波长  $\lambda$  同样取  $1.67\ \mu\text{m}$  时的电场分布图。可以看到,激励源产生的该频率段的电磁波由于受到光子晶体强烈的散射作用,不能沿着波导向前传播。也就是说在该频率段的光在施加电压时可以通过该波导,

撤销电压后就不能通过。因此,可以利用该性能制作光开关等,通过调节极板电压实现开关特性。

## 4 结 论

基于金属光子晶体的优良特性,运用时域有限差分方法设计了  $1.55\ \mu\text{m}$  波段附近的二维正

方晶格液晶-金属光子晶体波导,通过外加电场控制所填充的液晶分子的方向对其进行调节。通过计算施加电压前后该波导的透过率曲线,进一步分析了该波导的光学特性,发现其在特定的频率段可实现光开关效应。该工作对可调金属光子晶体器件的设计和应用提供了一定的参考。

## 参 考 文 献:

- [1] Yablonovitch E. 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 superlattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486-2489.
- [3] Poilasne G, Pouliguen P, Mahdjoubi K, *et al.* Experimental radiation pattern of dipole inside metallic photonic bandgap material [J]. *Microwave and Optical Technology Lett.*, 1999, **22**(1): 10-16.
- [4] Aly A H, Ryu S W. Study of optical properties of metallic photonic crystal [J]. *SPIE*, 2007, **6722**: 67221Z.
- [5] Scalora M, Bloemer M, Pethel A, *et al.* Transparent, metallo-dielectric, one-dimensional, photonic band-gap structures [J]. *J. Appl. Phys.*, 1998, **83**(5): 2377-2383.
- [6] Zhang Haifeng, Zheng Jianping, Chen Nianfeng. Filtering properties of one dimension tunable unmagnetized plasma photonic crystals [J]. *Chin. J. Lumin. (发光学报)*, 2011, **32**(1): 58-63 (in Chinese).
- [7] Yoshino K, Shimoda Y, Kawagishi Y. 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.
- [8] 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.
- [9] Liu C, Chen L. Tunable field-sensitive polarizer using hybrid conventional waveguides and photonic crystal structures with nematic liquid crystals [J]. *Optics Communication*, 2005, **256**(1-3): 114-122.
- [10] Tan Chunhua, Huang Xuguang. 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).
- [11] Kady I E, Sigalas M M, Biswas R, *et al.* Metallic photonic crystals at optical wavelengths [J]. *Phys. Rev. B*, 2000, **62** (23): 15299-15302.
- [12] Gao Benqing. *Finite Difference Time Domain Method* [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 1995: 108-120 (in Chinese).
- [13] Sakoda K, Kawai N, Ito T, *et al.* Photonic bands of metallic systems. I. Principle of calculation and accuracy [J]. *Phys. Rev. B*, 2001, **64**(4): 045116-1-8.
- [14] Liu Zixi, Yang Changxi, Yang Fuzi, *et al.* Measurement of the refractive indices of liquid crystals in the telecommunication band by guided modes [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser (光电子·激光)*, 2004, **15**(7): 842-845 (in Chinese).



## The Optical Properties of A Liquid Crystal-metal Photonic Crystal Waveguide

YANG Bo<sup>1,2</sup>, LIANG Jing-qiu<sup>1</sup>, LIANG Zhong-zhu<sup>1</sup>, WANG Wei-biao<sup>1</sup>

(1. State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,  
Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China;

2. Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

**Abstract:** The optical properties of a 2D liquid crystal-metal photonic crystal waveguide is analyzed with the FDTD method. A 2D square lattice metal photonic crystal waveguide lies between two electrodes filled with liquid crystal. By introducing different voltages to the electrodes, the orientation of the liquid crystal can be induced thus to change the refractive index of the liquid crystal, which varies the band structure of the photonic crystal. Numerical results show that the optical properties of the metal photonic crystal waveguide can be modulated by the voltage adjustment. This photonic crystal waveguide can be used in making optical switches and other optical devices.

**Key words:** 2D photonic crystal waveguide; finite difference time domain (FDTD); metal; liquid crystal

**CLC number:** O431.1; O734

**PACS:** 42.70.Qs; 42.79.Gn

**PACC:** 4270Q; 4280L

**Document code:** A

**DOI:** 10.3788/fgxb20113211.1159

Received date: 2011-07-21

### 《发光学报》网上在线投稿通知

由于学报发展的需要,《发光学报》网站已经建成开通,欢迎广大作者浏览我们的网页并提出宝贵意见,共同建好这个为广大作者和读者进行交流以及展示作者相关科研成果的平台。《发光学报》网页上建有网上在线投稿平台,我们只接收网上在线投稿,欢迎大家使用。如有问题,请与我们联系:

E-mail: fgxbt@126.com, Tel: (0431) 86176862, 84613407

《发光学报》网址: <http://www.fgxb.org>

《发光学报》编辑部