

可调谐液晶三角格子光子晶体结构参数的变化对光子带隙的影响

黄爱琴 郑继红 徐邦联 蒋妍梦 唐平玉 周增军 庄松林

(上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要 可调谐液晶光子晶体是通过加电场、光场或改变液晶温度来改变液晶指向矢的方向,进而改变液晶折射率达到控制光子带隙的目的。运用平面波展开法(PWM)对圆柱、方柱及正六边柱构造的二维可调谐液晶三角格子光子晶体的禁带进行仿真模拟,讨论了基底材料分别为 Ge 和 Si 情况下,柱子形状、旋转角度和填充比的变化对二维苯乙炔型液晶光子带隙的影响。发现均无完全光子禁带出现,而通过改变液晶折射率可得到大调谐范围的 TE 偏振光。该结构参数可为制造大调谐范围的场敏偏光片提供理论上的指导、同时也为波导光开关、可调谐滤波器和光衰减器的研制提供理论上的根据。

关键词 材料;液晶光子晶体;光子禁带;平面波展开法;场敏偏光片

中图分类号 O734 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201131.s100202

Influence of Structural Parameters of Tunable Triangular Lattice Photonic Crystal on Photonic Band Gap

Huang Ai-qin Zheng Ji-hong Xu Bang-lian Jiang Yan-meng Tang Ping-yu
Zhou Zeng-jun Zhuang Song-lin

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai, 200093, China)

Abstract Tunable photonic crystal (PC) can control photonic band gap through changing the refractive index of liquid crystal (LC) by adding an electric field, optical field or changing its temperature, which can change the orientation of LC's direction vector. Plane-wave expansion method (PWM) is used to simulate the band gap of 2D tunable triangular lattice PC with structure of cylinder, square column and regular hexahedron column. The influence of changing rods shape, rotation angle and filling ratio on 2D phenylacetylene LC photonic band gap (PBG) are discussed when the substrate materials are Ge and Si respectively. It is found that there isn't any absolute PBG in any condition, but big tuning range of TE polarized wave can be achieved by changing the index of liquid crystal. This structural parameter can provide theoretical instruction for field sensitive polarizer with great tuning range, and foundation of tritulating waveguide optical switch, tunable filter and optical attenuator.

Key words materials; liquid crystal photonic crystal; photonic band gap; plane-wave expansion method; field-sensitive polarizer

OCIS codes 160.3710; 160.5298; 230.5298; 300.0300

收稿日期: 2010-06-10; 收到修改稿日期: 2010-12-07

基金项目: 国家自然科学基金青年基金(60801041)、上海市科技启明星项目(10QA1405100)和上海理工大学研究生创新基金(JWCXSL0902)资助课题。

作者简介: 黄爱琴(1986—),女,硕士研究生,主要从事光子晶体、斜条纹光纤光栅、聚合物分散液晶等方面的研究。

E-mail: huangaq8@yahoo.cn

导师简介: 郑继红(1975—),女,博士,副教授,主要从事聚合物分散液晶、全息光学和光学信息处理等方面的研究。

E-mail: jihongzheng@sina.com

1 引言

光子晶体(PC)^[1,2]为不同介电常数(或折射率)周期性排列的有序结构。其最根本的特征是有光子禁带(PBP),频率处于禁带内的光子将无法传播,就像电子在半导体禁带中受到束缚一样。光子禁带有完全光子禁带和不完全光子禁带,完全光子禁带是指在一定频率范围内,任何偏振与任何传播方向的光都被严格地禁止传播。对于二维光子晶体,入射电场方向不同的 TE(电场)、TM(磁场)两种偏振模式的光具有不同的光子禁带。不完全光子禁带只有在特定方向上有禁带,基于光子晶体的不完全光子禁带可获得偏振光。

普通光子晶体在制作完成后便不可以改变其参数,极大地限制了光子晶体器件在光系统中的应用。而通过向光子晶体中填入液晶制成可调谐液晶光子晶体则可以改善这些器件的可调谐性能。液晶实现可调性的主要原因是液晶分子指向矢的方向受随界条件(如温度、电场、磁场等)的变化而变化,从而改变整个材料的折射率。因此当光子晶体中填入液晶后,一旦液晶的介电常数发生改变,整个液晶光子晶体的能带结构就会变化,带隙的位置就会产生位移,其可通过的光频率范围也就发生了变化。利用液晶折射率的可调谐性可制成可调谐光开关、滤波器、光衰减器和场敏偏光片等。

C. Y. Liu 等^[3,4]从理论上证实了在光子晶体中填充液晶后,通过电场对液晶进行调制就可以调节光子晶体禁带结构,进而用于制作场敏偏光片,本文在此基础上进一步讨论了基底材料分别为 Ge 和 Si 的情况下,柱子形状、旋转角度和填充比的变化对苯乙炔型液晶光子晶体带隙的影响,优化了用于制作能隙范围变化更大、频率使用范围更广的偏光片结构参数。同时也为波导光开关,可调谐滤波器以及光衰减器的研制提供理论上的根据。

2 数值分析方法

计算二维光子晶体禁带常用的方法有平面波展开法(PWM)^[5,6]、有限时域差分法(FDTD)^[7]和传输矩阵法(TMM)^[8]等。平面波展开法是根据光子晶体的周期性边界条件,利用布洛赫定理及傅里叶变换将电磁场在倒格矢空间以平面波叠加的形式展开,由此可将麦克斯韦方程组化为本征值方程。光子晶体的能带计算问题可以简化为代数本征值方程的求解,得到光子晶体的色散关系,此方法对于研究能带结构,具有绝对的优势。

光子晶体中填充液晶后,在其内部传输的电磁场就会受到液晶分子指向矢方向的影响,因此对于填充液晶的二维光子晶体,在其内部传输的电磁波满足下面的方程:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

式中电介质张量 $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r} + a)$ 是与基本变换所产生的晶格矢量有关的周期性变化函数, a 为晶格常数。

由于液晶具有双折射特性,所以它通常有两种介电系数:正常介电系数 ϵ^o ,反常介电系数 ϵ^e 。假设液晶的指向矢沿 X-Z 平面,如图 1 所示,X 表示光的传播方向,Z 表示光波的电场方向, $\mathbf{n} = (\cos \phi, \sin \phi)$ 是液晶指向矢, ϕ 是液晶指向矢与 X 轴的夹角。由 Li 等^[9-11]的讨论可知,本文所讨论的沿 X 传播方向的能隙结构是方向能隙。在二维平面中,相列型液晶的介电张量元可以描述如下:

$$\epsilon_{xx}(\mathbf{r}) = \epsilon^o(\mathbf{r}) \cos^2 \phi + \epsilon^e(\mathbf{r}) \sin^2 \phi, \quad (3)$$

$$\epsilon_{zz}(\mathbf{r}) = \epsilon^o(\mathbf{r}) \sin^2 \phi + \epsilon^e(\mathbf{r}) \cos^2 \phi, \quad (4)$$

$$\epsilon_{xz}(\mathbf{r}) = \epsilon_{zx}(\mathbf{r}) = [\epsilon^e(\mathbf{r}) - \epsilon^o(\mathbf{r})] \cos \phi \sin \phi, \quad (5)$$

由(3)~(5)式可知,当光波的电场方向垂直于液晶的指向矢时,即 $\phi = 0^\circ$,液晶呈现正常折射率;而当光波的电场方向平行于液晶的指向矢时,即 $\phi = 90^\circ$,液晶呈现反常折射率。

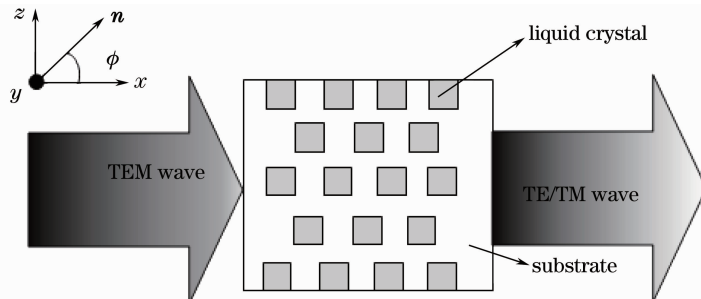


图 1 填充液晶的三角格子光子晶体结构示意图

Fig. 1 Schematic of triangular lattice photonic crystal filled with liquid crystal

对于苯乙炔型液晶^[12],其正常折射率和反常折射率分别为 $n_{LC}^o=1.59$ 和 $n_{LC}^e=2.223$ 。由于苯乙炔型液晶较 5CB 液晶 ($n_{LC}^o=1.522, n_{LC}^e=1.706$) 折射率可调范围更大,因此选用该液晶能够得到更好的光子禁带。对液晶施加不同的电场,磁场或改变其温度后,其折射率在 1.59~2.223 之间改变。本文讨论当 ϕ 分别为 0° 及 90° ,基底材料 ($n_{Ge}=4, n_{Si}=3.4$),柱子形状(圆柱、方柱、正六边柱),柱子旋转角度 θ ,填充比的变化对光子晶体带隙的影响。

3 二维可调谐三角格子光子晶体禁带特性

计算模型如图 2 所示, a 为光子晶体的晶格常数,柱子的中心距,默认值为 $1 \mu\text{m}$, d 为填充苯乙炔型液晶的柱子直径, θ 为柱子的旋转角度,图中左下角为方柱、正六边柱对应的未旋转的情况。对于基底材料为 Ge 和 Si 构造的可调谐液晶光子晶体,通过给液晶施加一定的电场,磁场或改变温度,使 ϕ 在 $0^\circ, 90^\circ$ 之间改变,采用平面波展开法 (PWM) 依次计算柱子旋转角度为 0° 时, d 从 $0.01a$ 以步长 $0.01a$ 逐步增加到 $0.99a$ 的过程中,TE, TM 模的禁带结

构,以及再计算柱子旋转一定的角度 θ 后依次改变 d/a 时的禁带情况。

3.1 圆柱构造的三角格子光子晶体

如图 3 所示,横坐标为 d/a ,纵坐标为归一化频率 a/λ 。图 3 反应的是当基底材料为 Ge 时, d/a 连续变化,TE/TM 的禁带情况。发现 TE 禁带与 TM 禁带无重叠部分,因此无完全光子禁带。通过依次计算 ϕ 不同时 d/a 相同的条件下,TE/TM 的禁带大小,经过对比发现当 $d/a=0.89$,通过改变液晶折射率可获得大调谐范围的 TE 偏振光,图 3 有 $d/a=0.89$ 时的局部放大示意图,图 3(a) $\phi=90^\circ$,TM 禁带范围为 $0.2199\sim 0.2398$,图 3(b) $\phi=0^\circ$,不仅有 TM 禁带也有 TE 禁带,TM 禁带范围为 $0.2404\sim 0.3212$,TE 禁带范围为 $0.6058\sim 0.6232$ 。图 4 为 $d/a=0.89$ 时的布里渊区的禁带示意图,在图 4 中可直观看到, a/λ 落在 $0.2404\sim 0.3212$ 之间的波在 ϕ 由 $90^\circ\sim 0^\circ$ 过程中由偏振无关变为 TE 偏振,此时的调谐范围最大 $\Delta_{\text{max}}=0.3212-0.2404=0.0808$ 。同时 a/λ 落在 $0.6058\sim 0.6232$ 之间的波由偏振无关变为 TM 偏振,该结构可制成两种不同偏振的场敏偏光片。

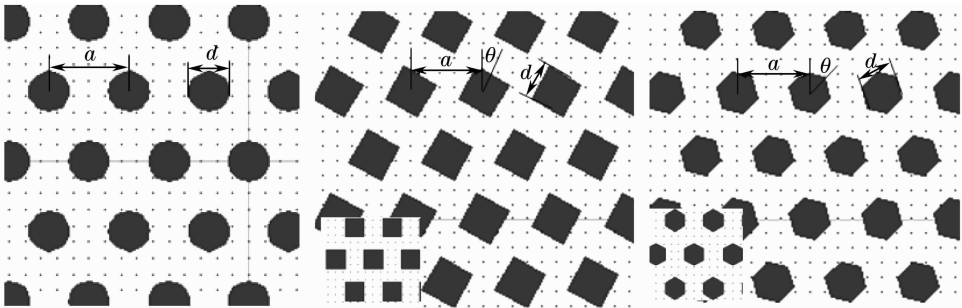


图 2 圆柱、方柱、正六边柱构造的三角格子光子晶体计算模型

Fig. 2 Model of triangular lattice photonic crystal with cylinder, square column and regular hexahedron column structure

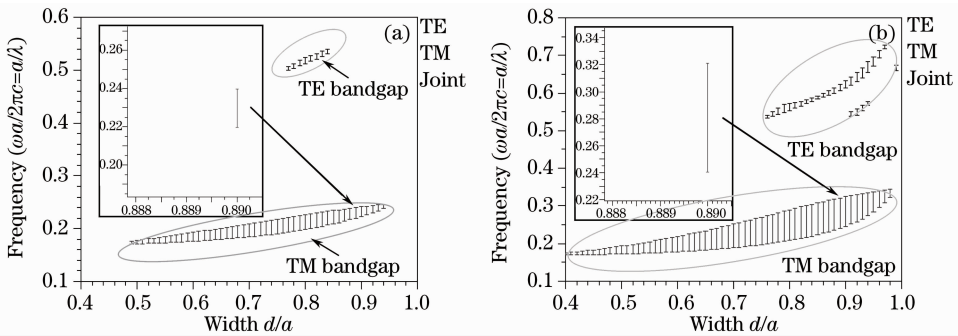


图 3 Ge 介质背景下 d/a 连续变化时 TE/TM 禁带结构

Fig. 3 TE/TM bandgap for Ge substrate when d/a changes continuously

同理,在基底材料为 Si 时,发现当 $d/a=0.82$, a/λ 落在 $0.2454\sim 0.3098$ 之间的波在 ϕ 由 $90^\circ\sim 0^\circ$

过程中由偏振无关变为 TE 偏振,此时的调谐范围最大 $\Delta_{\text{max}}=0.0644$ 。同时 a/λ 落在 $0.6354\sim 0.6527$

之间的波由偏振无关变为 TM 偏振,同样该结构可制成两种不同偏振的场敏偏光片,图 5 为该结构下

布里渊区禁带示意图。

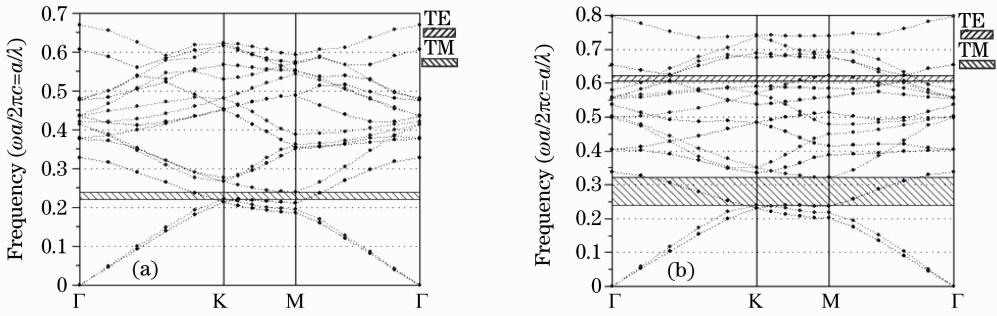


图 4 Ge 介质背景下当 $d/a=0.89$ 时的 TE/TM 禁带结构. (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$
Fig. 4 TE/TM bandgap for Ge substrate when $d/a=0.89$. (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$

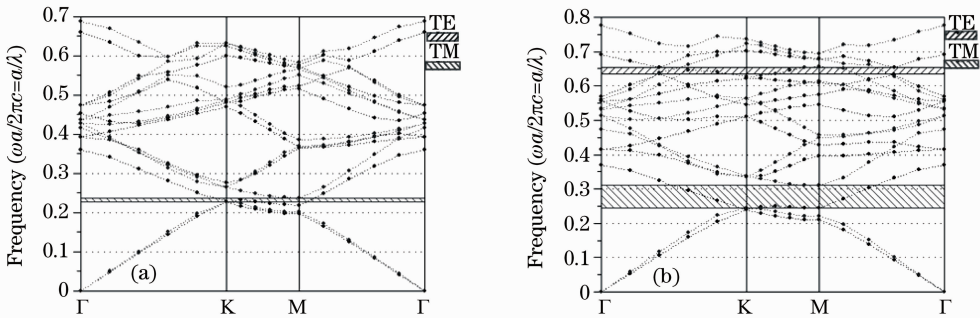


图 5 Si 介质背景下当 $d/a=0.82$ 时的 TE/TM 禁带结构. (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$
Fig. 5 TE/TM bandgap for Si substrate when $d/a=0.82$. (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$

3.2 方柱构造的三角格子光子晶体

由于光子禁带与柱子的对称性有关,对于方柱 $0^\circ\sim 45^\circ$ 即包含了所有的对称结构。因此依次模拟柱子旋转角度为 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 情况下的禁带结构。发现 Ge 介质背景下,当旋转角度为 $0^\circ, d/a=0.75$ 时, a/λ 落在 $0.2315\sim 0.3056$ 之间的波在 ϕ 由 90° 变为 0° 过程中由偏振无关变为 TE 偏振得到的调谐范围最大 $\Delta_{\max}=0.0741$,同时 a/λ 落在 $0.3478\sim 0.3907$ 及 $0.4737\sim 0.5133$ 之间的波由偏振无关变为

TM 偏振,同样该结构可制成两种不同偏振的场敏偏光片。图 6 为该结构下布里渊区禁带示意图。

同理在 Si 介质背景下模拟发现,在旋转角度同样为 $0^\circ, d/a=0.71$ 时 a/λ 落在 $0.2464\sim 0.3039$ 之间的波在由 90° 变为 0° 过程中由偏振无关变为 TE 偏振得到的调谐范围最大 $\Delta_{\max}=0.0575$,同时 a/λ 落在 $0.5267\sim 0.5361$ 之间的波由偏振无关变为 TM 偏振,同样该结构可制成两种不同偏振的场敏偏光片,图 7 为该结构下布里渊区禁带示意图。

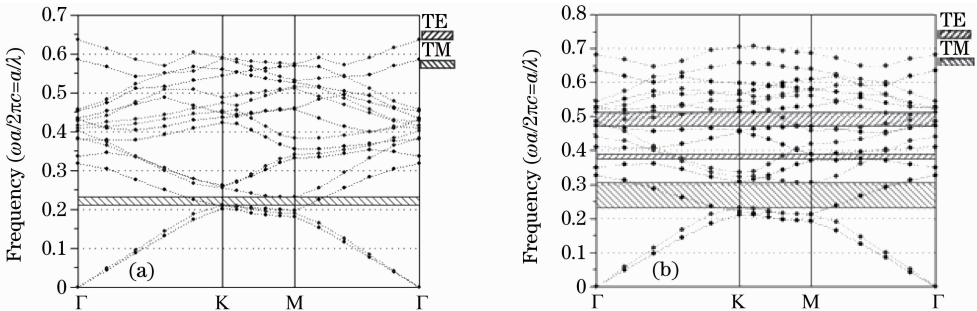


图 6 Ge 介质背景下未旋转, $d/a=0.75$ 时的 TE/TM 禁带结构. (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$
Fig. 6 TE/TM bandgap for Ge substrate when $d/a=0.75$ and rotation angle is 0° . (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$

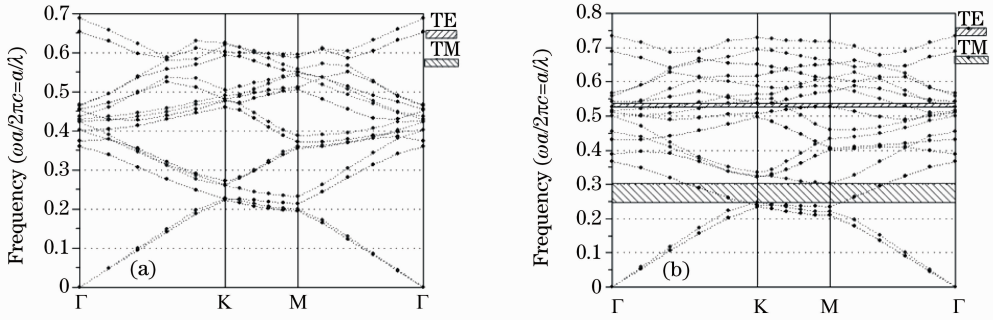


图 7 Si 介质背景下未旋转, $d/a=0.71$ 时的 TE/TM 禁带结构。(a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$

Fig. 7 TE/TM bandgap for Si substrate when $d/a=0.71$ and rotation angle is 0° . (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$

3.3 正六边柱构造的三角格子光子晶体

对于正六边柱 $0^\circ \sim 30^\circ$ 即包含了所有的对称结构。因此依次模拟柱子旋转角度为 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ 情况下的禁带结构, 模拟对比发现, Ge 介质背景下当旋转角度为 $0^\circ, d/a=0.85$ 时, a/λ 落在 $0.2401 \sim 0.3231$ 之间的波在由 $90^\circ \sim 0^\circ$ 过程中由偏振无关变为 TE 偏振得到的调谐范围最大 $\Delta_{\max}=0.0830$, 同时 a/λ 落在 $0.6060 \sim 0.6208$ 的波由偏振无关变为

TM 偏振, 同样该结构可制成两种不同偏振的场敏偏光片, 图 8 为该结构下布里渊区禁带示意图。

同理在 Si 介质背景下模拟发现, 在旋转角度同样为 $0^\circ, d/a=0.77$ 时 a/λ 落在 $0.2422 \sim 0.3071$ 之间的波在由 $90^\circ \sim 0^\circ$ 过程中由偏振无关变为 TE 偏振得到的调谐范围最大 $\Delta_{\max}=0.0649$ 。图 9 为该结构下布里渊区禁带示意图。

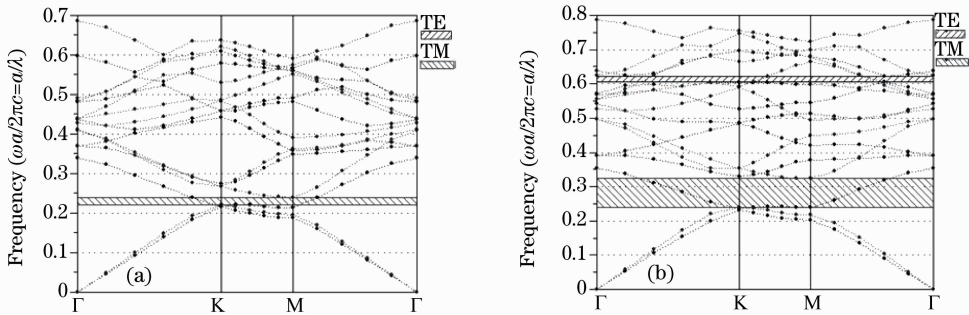


图 8 Ge 介质背景下未旋转, $d/a=0.85$ 时的 TE/TM 禁带结构。(a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$

Fig. 8 TE/TM bandgap for Ge substrate when $d/a=0.85$ and rotation angle is 0° . (a) $\phi=90^\circ$, (b) $\phi=0^\circ$

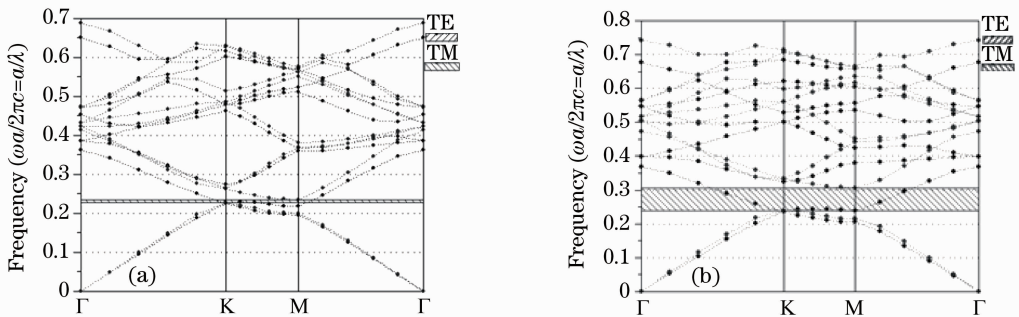


图 9 Si 介质背景下未旋转, $d/a=0.77$ 时的 TE/TM 禁带结构

Fig. 9 TE/TM bandgap for Si substrate when $d/a=0.77$ and rotation angle is 0°

4 结 论

运用 PWM 对圆柱、方柱及正六边柱构造的二维

可调谐液晶三角格子光子晶体的禁带进行仿真模拟, 讨论了基底材料分别为 Ge 和 Si 情况下, 柱子形状、

旋转角度和填充比的变化对二维苯乙炔型液晶光子晶体带隙的影响,发现任何情况下均无完全光子禁带,而利用不完全光子禁带,通过改变液晶折射率使不完全光子禁带发生位移,可制成可调谐场敏偏光片。该结构参数可为制造大调谐范围的场敏偏光片提供理论上的指导同时也为波导光开关、可调谐滤波器 and 光衰减器的研制提供理论上的根据。

参 考 文 献

- 1 Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 2 Sajeev John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2489
- 3 Liu Chenyang, Chen Lianwen. Tunable field sensitive polarizer using hybrid conventional waveguides and photonic crystal structures with nematic liquid crystals[J]. *Opt. Commun.*, 2005, **256**(123): 114~122
- 4 Liu Chenyang, Chen Lianwen. Tunable band gap in a photonic crystal modulated by a nematic liquid crystal[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(B1): 45133~45137
- 5 Ho K. M., Chan C. T., Soukoulis C. M.. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(25): 3152~3155
- 6 Yang Yibiao, Wang Yuncai, Li Xiuji *et al.*. Numerical simulation for graphite lattice photonic crystal band gap[J]. *Opt. Technol.*, 2007, **32**(3): 332~333
杨毅彪, 王云才, 李秀杰 等. Graphite 格子光子晶体带隙的数值模拟[J]. *光学技术*, 2007, **32**(3): 332~333
- 7 Bierwirth K., Schulz N., Amdt F.. Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures [J]. *Microwave Theory and Techniques*, 1986, **34**(11): 1104~1114
- 8 Pendry J. B., Mackinnon A.. Calculation of photon dispersion relations[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(19): 2772~2775
- 9 Z. Y. Li, J. Wang, B. Y. Gu. Creation of partial band gaps in anisotropic photonic-band-gap structures [J]. *Phys. Rev. B*, 1998, **58**(7): 3721~3729
- 10 Z. Y. Li, J. Wang, B. Y. Gu. Large absolute band gap in 2D anisotropic photonic crystals [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(12): 2574~2577
- 11 Z. Y. Li, B. Y. Gu, G. Z. Yang. Improvement of absolute band gaps in 2D photonic crystals by anisotropy in dielectricity [J]. *Eur. Phys. J. B*, 1999, **11**(1): 65~73
- 12 Hiroyuki Takeda, Katsumi Yoshino. Tunable photonic band schemes of opals and inverse opals infiltrated with liquid crystals [J]. *J. Appl. Phys.*, 2002, **92**(10): 5658~5662