

光子晶体偏振分光镜的优化设计*

李明宇[†] 顾培夫

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室 杭州 310027)

(2004 年 7 月 15 日收到, 2004 年 8 月 30 日收到修改稿)

提出了一种二维光子晶体偏振分光镜的设计方法,介绍了光栅基板上用 Ge/BaF₂ 多层膜实现二维光子晶体偏振分光镜的优化设计.结果表明,TE 模式的光子禁带宽度为 $0.083(2\pi c/a)$, a 是光栅的周期,设计的偏振波长从 $1.72\mu\text{m}$ 到 $2.4\mu\text{m}$ 相对带宽为 33.1%.此光子晶体偏振器件制作简单,具有实用性.

关键词:偏振分光镜,光子晶体,光子禁带

PACC: 7820P A270Q A280H

1. 引 言

在许多光学系统中,偏振态的控制是十分重要的问题.但是各种传统的偏振器件体积大,价格昂贵.最重要的是它们不是应用微加工技术,因而不适合光子集成.商用的偏振器件多是薄膜干涉型和双折射晶体型器件,前者要求工作状态为倾斜入射,为了获得足够宽的偏振区域,通常要将偏振分束膜胶合在棱镜中.后者由于晶体尺寸受限,因而通光口径受到限制.

近年来光子带隙材料的发现,促进了人们对光子晶体的研究.光子晶体是周期性排列的介质或者金属的人工结构,在纳米尺度上改变光子晶体的周期结构,可以控制电磁波在其中的传播^[1-3].光子晶体的基本特征是光子禁带,频率落在禁带中的电磁波是禁止传播的,同时,频率落在带隙中的原子的自发辐射也将被抑制.但是,对近红外和可见光区的光学波段,光子晶体的实验研究和应用非常困难,尤其是三维的光子晶体的制备和应用.借助于半导体微电子的制造工艺技术,使二维光子晶体的制作相对简化,因此二维光子晶体的研究更令人重视.目前已经成功制作了近红外波段二维光子晶体^[4,5],而且这种二维光子晶体更容易实用化^[6].光子晶体可以

作为波片、偏振分束镜^[7,8]、透镜、光子晶体光纤和色散棱镜等器件.

为了获得光子晶体薄膜偏振分光镜,本文提出了一种基于平面波方法(PWM)的二维光子晶体偏振分光镜的设计方法,进而设计了光栅基板上 Ge/BaF₂ 多层膜构成的二维光子晶体偏振分光镜.获得了 TE 模式光子禁带宽度为 $0.083(2\pi c/a)$, a 是光栅的周期,偏振波长范围为 $1.72\mu\text{m}$ — $2.4\mu\text{m}$ 和相对带宽为 33.1% 的性能优良的光子晶体偏振分光镜.此光子晶体偏振器件制作较简单,在垂直入射条件下测试实验样品,表明其偏振区内确存在显著的偏振效应.

2. 原 理

利用二维光子晶体制作的平板偏振器件不仅体积小而且适于光子集成.在二维光子晶体中,光场可分为 TE 和 TM 两种偏振模式.两种偏振模式有不同的能带结构,存在不同的光子禁带^[9].如果使它们的禁带完全错开,那么当一束频率处于禁带中的自然光入射到晶体时,其中一种偏振模式的光将被禁止传播,出射光只有另一种偏振模式,而且,如此获得的偏振光的偏振度和透过率都很高^[8].

光子晶体禁带越大,处在截止区域的频谱范围

* 国家自然科学基金(批准号 60478038)资助的课题.

[†]E-mail: limy_opt@hotmail.com

就越大.所以在给定折射率比的条件下,设计最大带隙的光子晶体十分重要.本文提出了一种二维光子晶体偏振分光镜的设计方法,优化设计了二维矩形晶胞矩形柱子光子晶体的偏振分束镜.对入射光 TE 模式在某个频率范围内存在光子禁带,被光子晶体反射,而 TM 模式在相应的频率范围内没有禁带,则可从光子晶体中透射.物理论证表明,在低折射率材料中加入高折射率介质柱,能产生 TE 偏振禁带;如果高折射率介质柱相连,则会产生 TM 偏振禁带^[10].

在一维周期结构的基板上(例如光栅)交替蒸镀高低两种折射率材料可以得到此种结构的二维光子晶体,图 1 是这种结构的示意图.设一维周期光栅的周期为 a .亚波长光栅可使偏振器件紧凑,制作上可以应用成熟的半导体技术和镀膜技术.与传统偏振器件不同,光子晶体偏振器件有非常薄的厚度(通常小于几个 μm),易于集成.

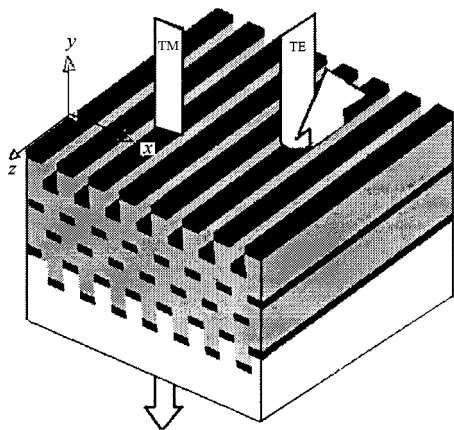


图 1 Ge/BaF₂ 二维光子晶体偏振分光镜示意图

3. 平面波展开方法

用平面波计算^[11-13]TE 和 TM 两种模式的光子晶体能带.平面波方法是应用布洛赫(Bloch)定理,把介电常数和电场或磁场用平面波展开,将 Maxwell 方程组化成一个本征方程,求解本征方程即可得到光子能带.

TE(TM)偏振表示电场(磁场)平行介质矩形柱轴方向.本征方程为

$$\det\left(A(\mathbf{K}, \mathbf{K}') - \frac{\omega^2}{c^2}\right) = 0. \quad (1)$$

对 TE 偏振

$$A(\mathbf{K}, \mathbf{K}') = |\mathbf{K}||\mathbf{K}'| \epsilon^{-1}(\mathbf{K} - \mathbf{K}'). \quad (2)$$

对于 TM 偏振

$$A(\mathbf{K}, \mathbf{K}') = \mathbf{K} \cdot \mathbf{K}' \epsilon^{-1}(\mathbf{K} - \mathbf{K}'), \quad (3)$$

$\mathbf{K} = \mathbf{k} + \mathbf{G}, \mathbf{K}' = \mathbf{k} + \mathbf{G}'$, 其中 \mathbf{k} 是第一布里渊区波矢, \mathbf{G}, \mathbf{G}' 是倒格矢. $\epsilon^{-1}(\mathbf{K} - \mathbf{K}')$ 是介电系数 $\epsilon^{-1}(\mathbf{r})$ 的 Fourier 变换系数.

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{G}) = \int_{\text{原胞}} \epsilon^{-1}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (4)$$

决定二维光子晶体特性的主要因素是两种材料的折射率比(高低材料折射率比值)、填充率和光子晶体晶格类型.通常折射率差越大,禁带宽度也越大. BaF₂ 和 Ge 在近红外区域的介电系数分别为 $\epsilon_1 = 1.96, \epsilon_2 = 16$, 显然这两种材料具有较高的折射率差.设计的二维光子晶体,其 x - y 截面是由矩形高折射率柱子(Ge)在低折射率材料(BaF₂)上以三角排列而成,如图 2 所示,其中矩形柱子的长宽分别为 $l = a/2$ 和 t .

如果按照传统的平面波方法选取一个晶格原胞(图 2 中实线部分)作为(4)式的计算原胞,由于角度 θ 在变化,光子晶体的对称性遭到破坏,如果取 k 空间第一布里渊区 $\Gamma - X - M - X' - \Gamma - M$ 这条 k 线,这样得到的能带是不正确的.为了更准确而有效的获得光子能带,取图 2 中实线部分作为计算原胞,其中 $\mathbf{a}_1 = a_1 \hat{x}, \mathbf{a}_2 = a_2 \hat{y}, a_1 = a, a_2 = a \cdot \tan(\theta)$.由于选取的原胞具有很强的对称性,因此只需计算 k 空间中的 $\Gamma - X - M - X' - \Gamma - M$ 这条 k 线就可以正确描述光子晶体的禁带宽度.

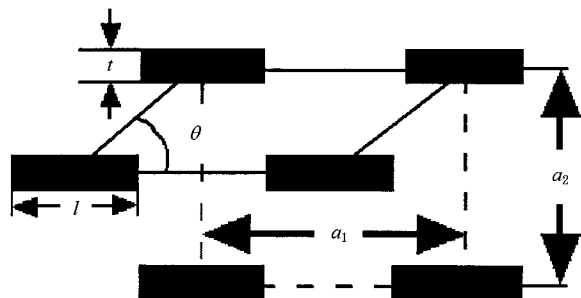


图 2 光子晶体截面结构示意图

下面具体计算 $\epsilon^{-1}(\mathbf{r})$ 的 Fourier 变换系数.

1) 当 $G_x = 0, G_y = 0$,

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{G}) = \epsilon_1^{-1} + f \cdot (\epsilon_2^{-1} - \epsilon_1^{-1}). \quad (5)$$

2) 当 $G_x \neq 0, G_y = 0$,

$$\begin{aligned} \epsilon^{-1}(\mathbf{G}) = & f \cdot (\epsilon_2^{-1} - \epsilon_1^{-1}) \\ & \times \{ \sin(G_x \cdot a_1/2) - \sin[G_x \cdot (a_1 - l)/2] \\ & + \sin(G_x \cdot l/2) \} (G_x \cdot l). \end{aligned} \quad (6)$$

3) 当 $G_x = 0, G_y \neq 0$,

$$\begin{aligned} \epsilon^{-1}(\mathbf{G}) = & f \cdot (\epsilon_2^{-1} - \epsilon_1^{-1}) \\ & \times \{ \sin(G_x \cdot a_2/2) - \sin[G_y \cdot (a_2 - t)/2] \\ & + \sin(G_y \cdot t/2) \} (G_y \cdot t). \end{aligned} \quad (7)$$

4) 当 $G_x \neq 0, G_y \neq 0$,

$$\begin{aligned} \epsilon^{-1}(\mathbf{G}) = & 2f \cdot (\epsilon_2^{-1} - \epsilon_1^{-1}) \\ & \times \{ \sin(G_x \cdot a_1/2) - \sin[G_x \cdot (a_1 - l)/2] \} \\ & \times \{ \sin(G_y \cdot a_2/2) - \sin[G_y \cdot (a_2 - t)/2] \} \\ & + \sin(G_x \cdot l/2) \cdot \sin(G_y \cdot t/2) \} \\ & (G_x \cdot l \cdot G_y \cdot t). \end{aligned} \quad (8)$$

上式中 f 表示 Ge 的填充率, $f = 2l \cdot t / (a_1 \times a_2)$. $\epsilon^{-1}(\mathbf{K} - \mathbf{K}')$ 包涵了光子晶体的基矢形状、折射率差和填充率等所有信息. 计算中用了 729 个平面波, 误差在 1% 以内. 归一化频率 ω 单位 $2\pi c/a$, c 为真空光速. 将 (5)–(8) 式分别代入 (2) (3) 式可以得到 TE 和 TM 模式的色散关系.

4. 计算结果与讨论

依据上述平面波展开方法, 借助 Matlab 编程. 首先讨论填充率 f 对 TE 模式禁带的影响. 计算时, 角度 $\theta = 60^\circ$, $a_1 = a$, $a_2 = a \tan(60^\circ)$, 基板光栅占空比为 1:1, 光栅周期为 a , Ge 柱体长度 $l = a/2$, 填充率 $f = 2l \cdot t / (a_1 \cdot a_2) = t/a$, 低折射率材料选用 BaF_2 . 因此讨论 f 与 TE 模式禁带的关系就是讨论 t 与禁带的关系. 图 3(a) 表示了禁带随 Ge 矩形柱子宽度 t 的变化关系, 这里只计算了 TE 和 TM 模式最初的 4 个能带. TE 模式禁带集中在图的左边, $t < 0.85a$, 基矢由在低折射率 BaF_2 中引入高折射率 Ge 柱子组成. 当 $t > 0.85a$ 时, Ge 矩形柱子彼此相连, TE 模式禁带消失, TM 模式出现禁带. TE 模式从 $t = 0.06a$ 至 $0.89a$ 出现禁带. 在 $t = 0.4a$ 附近, 出现最大带隙宽度 $\Delta\omega = 0.083(2\pi c/a)$, 禁带中心频率 $\omega_{\text{mid}} = 0.25(2\pi c/a)$. t 减小, 禁带宽度略有减小, 但

归一化频率升高. 归一化频率 $\omega = a/\lambda$, ω 越大, 对于同一个中心波长, a 也越大, 这有利于光子晶体的制作. 当 t 从 $0.15a$ 到 $0.5a$ 范围内变化时, TE 模式禁带宽度相对最大值只有轻微变化, 因此我们的设计对 Ge 薄膜的厚度 t 不敏感. 换句话说, 根据我们的设计, 光子晶体制作过程中 Ge 薄膜的厚度允差非常大.

下面讨论折射率比对光子禁带的影响. 因为薄膜材料选择的限制, 折射率比不能取任意值, 所以讨论折射率比对 TE 模式禁带宽度的影响时, 通常首先选定两种材料, 然后对结构参数进行优化. SiO_2 在近红外波段常作为低折射率材料使用, 其介电常数 $\epsilon = 3.84$, 用其代替 BaF_2 作为低折射率材料与高折射率材料 Ge 搭配也是一种很好的选择, 因此折射率比由原来 BaF_2/Ge 的 2.86 下降为 2.04. 图 3(b) 表示了折射率比为 2.04 时, 禁带宽度和禁带中心位置随 Ge 矩形柱子宽度的变化关系. 由图 3(b) 可见在 $t = 0.4a$ 附近出现最大禁带宽度 $\Delta\omega = 0.048(2\pi c/a)$, 禁带中心频率 $\omega_{\text{mid}} = 0.22(2\pi c/a)$. 降低折射率比, 最大禁带宽度和禁带中心频率都下降. 为了获得最大的禁带宽度, 且易于制作, 选用 Ge 和 BaF_2 两种材料配合来制作光子晶体偏振分光镜显然是有利的.

图 4 表示光栅深度对光子晶体禁带的关系. 计算时, 光栅周期为 a , Ge 柱体长度 $l = a/2$, 宽度 $t = 0.4a$, 低折射率材料选用 BaF_2 . 由图 1 和图 2 中易得光栅深度 $d = a_2/2$. 最大带隙宽度 $\Delta\omega$ 在 $d/a = \sqrt{3}/2$ 附近, 相应地 $a_2 = \sqrt{3}a$.

根据以上讨论我们得到的最优参数如下: 材料选择折射率比为 2.86 的 Ge 和 BaF_2 ; 光栅周期为 a , 深度 $d = \sqrt{3}a/2$, 光栅的占空比为 1:1; Ge 柱体长度 $l = a/2$, 宽度 $t = 0.4a$. TE/TM 模式能带计算结果如图 5 所示. TE 模式归一化频率从 $\frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} = 0.208$ 到

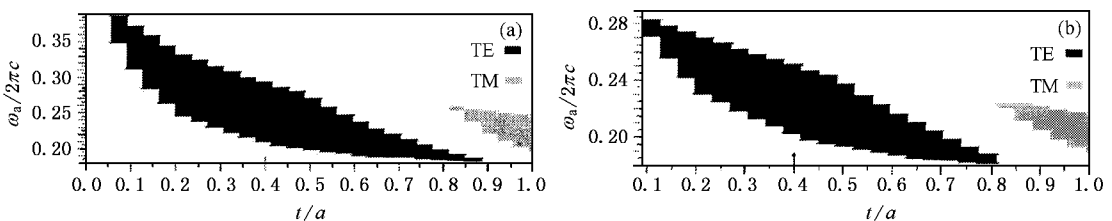


图 3 TE/TM 带隙与 Ge 薄膜厚度的关系 (a) 折射率比 2.86 (b) 折射率比 2.04

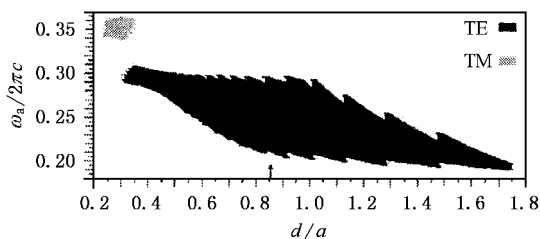


图4 TE/TM 带隙与光栅深度的关系

$\frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} = 0.291$ 都存在禁带,而 TM 偏振模式不存在禁带,相对带宽为 33.1%,设计的中心波长 $2.0\mu\text{m}$,禁带对应的波长范围从 $1.72\mu\text{m}$ 到 $2.4\mu\text{m}$.

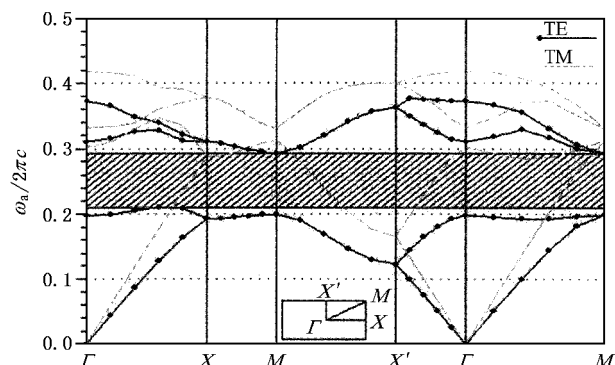


图5 光子晶体能带关系,下部插入图为第一布里渊区

5. 实验与结果分析

我们用石英玻璃的光栅作为基板,镀制的膜系结构 sub/HLHL/air. sub 表示光栅基板, H 和 L 分别代表 Ge 和 BaF₂. 为制作方便,每层薄膜光学厚度都近似取 850nm,这可用极值法监控每层薄膜光学厚度.样品在国投南光有限公司生产的 ZZS700-8/G 型镀膜机上用电子束蒸发方式制备.用北京东方泰克高技术有限公司的 H-1A 型霍尔离子源作 Ar⁺ 辅助蒸镀.光栅基板截面扫描电镜图如图 6 所示.由图可知光栅周期 500nm,深度约 450nm,光栅占空比约 1:1.

采用日本岛津公司生产的紫外分光光度计 UV301 进行光谱测试.垂直入射时的光谱特性如图 7(a)(b)所示.从图 7 中可以看到在垂直入射时, TE, TM 没有偏振分离现象.

蒸发时,基板温度为 300℃,压强为 3.0×10^{-3} Pa, Ge 和 BaF₂ 蒸发束流分别为 200mA 和 25mA,离



图6 光栅基板截面电镜照片

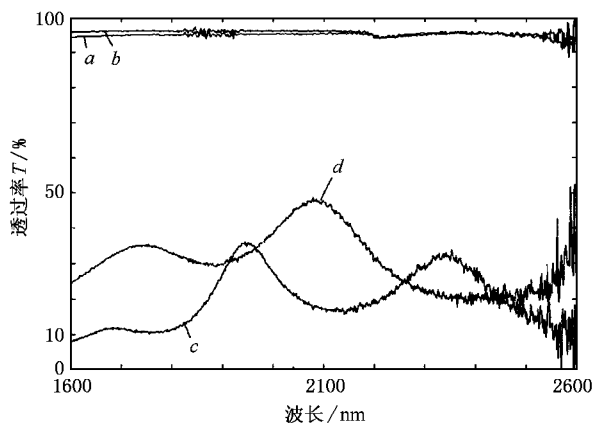


图7 光谱特性曲线 曲线 a 和曲线 b 分别表示垂直入射光栅基板时,TE 和 TM 的透射率.c 和 d 分别表示垂直入射光子晶体时,TE 和 TM 的透射率

子源 Ar 气体流量为 $18.7 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$,离子源阳极电压和阳极电流分别维持在 100V 和 1.8A,充入 Ar 气后压强为 2.0×10^{-2} Pa.光子晶体偏振器件的光谱曲线如图 7c, d 所示.

从图中可知,波长 1600nm 到 2600nm 在垂直入射时,原来没有偏振分离现象的光栅,出现了偏振分离现象,最大偏振分离(TE 与 TM 透射率比值)约 1:3,说明我们的设计可以用来制作偏振分光镜.但是偏振带宽和消光比都比较小.产生这些问题的原因,在制作过程中,采用极值法监控 Ge 和 BaF₂ 薄膜光学厚度比为 1:1,不符合设计的 1:1.2 要求,因此带宽变窄,下一步实验将采用非极值法监控 Ge 和 BaF₂ 薄膜厚度比.光子晶体周期数不多,使偏振消光比降低.过多的薄膜周期将会把光栅基板的形貌填平,导致偏振现象消失.因此在今后的实验中,还要控制薄膜的垂直生长,增加光子晶体的周期数,达到高的消光比.同时,改变薄膜生长条件,减少薄膜的吸收,从而改善光子晶体的偏振特性.

目前,从实验已验证这种偏振分光镜的可行性.

下一步实验为了获取更好的偏振特性,实验结果将另作讨论.

6. 结 论

本文提出了一种基于 PWM 的二维光子晶体偏振分光镜的设计方法.在光栅基板上交替镀制高低折射率的两种薄膜材料就可制作这种光子晶体偏振分光镜.设计的光栅周期 a 约 500nm,深度 d 约 433nm,Ge 薄膜厚度约 200nm, BaF₂ 薄膜厚度约 666nm.偏振分光镜具有以下特性:TE 模式的光子禁带宽度为 0.083,偏振波长从 1.72 μ m 到 2.4 μ m,相对带宽为 33.1%.

与传统的偏振分光镜相比,二维光子晶体偏振分光镜具有许多优点:

- 1)可以工作在垂直入射情况.
 - 2)结构参数的偏差对器件性能影响不大.
 - 3)偏振分光镜的体积小;大的偏振分束镜用此设计方法也很容易制作.
 - 4)基板可以是任意的对称周期结构,以制作其他特性的光子晶体器件.
 - 5)可以采用 TiO₂ 和 SiO₂ 等其他常用光学薄膜材料代替 Ge 和 BaF₂ 制作可见光范围的光子晶体.
- 用此方法设计的二维光子晶体偏振分光镜制作简单,工艺重复性好.从实验上证明了此种光子晶体的可行性,并提出了实验上改进偏振器件特性的措施.

苏州大学信息学院光学工程研究所的吴建宏老师为本实验制作光栅基板.

-
- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] Joannopoulos J D, Mead R D, and Winn J N 1995 *Photonic crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton, New Jersey: Princeton University Press) p63
- [3] Joannopoulos J D, Villeneuve P and Fan S 1997 *Nature* **386** 143
- [4] Inoueshi K *et al* 1994 *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** L1463
- [5] Grüning U *et al* 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 747
- [6] Qiu M and He S 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1027
- [7] Li M Y and Gu P F 2004 *Optical Instruments* **26** 47 [in Chinese] 李明宇、顾培夫 2004 光学仪器 **26** 47]
- [8] Ohtera Y *et al* 1999 *Electronics Letters* **35** 1271
- [9] Villeneuve P R and Piche M 1992 *Phys. Rev. B* **46** 4969
- [10] Mario A and Locio C A 2000 *Phys. Rev. B* **61** 15519
- [11] Smith D R *et al* 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 314
- [12] Zhuang F *et al* 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 2865 (in Chinese) [庄飞等 2002 物理学报 **51** 2865]
- [13] Shen L F *et al* 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 1133 (in Chinese) [沈林放等 2002 物理学报 **51** 1133]

Optimal design of two-dimensional photonic crystal polarization splitters^{*}

Li Ming-Yu[†] Gu Pei-Fu

(*State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou, 310027, China*)

(Received 15 July 2004; revised manuscript received 30 August 2004)

Abstract

A method for designing two-dimensional photonic crystal polarization splitters is put forward. Optimal structure of a two-dimensional photonic crystal with a triangular lattice of Ge rectangular rods in BaF₂ is presented. It is shown how a maximum photonic band-gap for TE mode is obtained by choosing the proper width of the rectangular rods. The two-dimensional bandgap for TE mode of this design is $0.083(2\pi c/a)$, here a is the period of grating. The polarization frequency band corresponds to a wavelength band ranging from 1.72 to 2.4 μm , with the theoretical relative bandwidth being 33.1%. The fabrication of such a photonic crystal polarization splitter is an easy process based on coating films on the grating and is suitable for industrial making.

Keywords : polarization splitter, photonic crystal, photonic band gap

PACC : 7820P 4270Q 4280H

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.60478038).

[†]E-mail : limy_opt@hotmail.com