

文章编号: 1001-5078 (2006) 10-0974-03

二维光子晶体三角形结构带隙研究

吴炳坚^{1,2}, 郑浩^{1,2}, 方明阳^{1,2}, 盛勇^{1,2}, 李正华^{2,4}, 马俊峰^{2,3}, 焦蓬蓬^{2,3}

(1. 江苏大学应用物理研究所; 2. 江苏大学通信系;

3. 江苏大学物理系; 4. 镇江船艇学院基础系, 江苏 镇江 212003)

摘要:通过改变二维光子晶体三角形结构的晶格元胞半径、晶格周期和厚度, 模拟其带隙变化, 分析变化规律, 为二维光子晶体集成波导提供理论基础。

关键词:二维光子晶体; 三角形结构; 带隙结构

中图分类号: O431; O76 **文献标识码:** A

Study of Two Dimensional Photonic Triangle Heterostructure Band Gap

WU Bing-jian^{1,2}, ZHENG Hao^{1,2}, FANG Ming-yan^{1,2}, SHENG Yong^{1,2},

LI Zheng-hua^{2,4}, MA Jun-feng^{2,3}, JIAO Peng-peng^{2,3}

(1. Application Physics Graduate School Jiangsu University; 2. Department of Communication, Jiangsu University;

3. Department of Physics, Jiangsu University; 4. Department of Base, Zhenjiang Institute of Boat, Zhenjiang 212003, China)

Abstract: By altering the lattice radius, lattice period and ply, the changes of the band gap of two-dimensional photonic crystals of InP-InGaAsP heterostructure are simulated and the rule of change is analysed

Key words: two-dimensional photonic crystals; triangle heterostructure; band gap structure

1 引言

近年来, 电磁波在人工周期性介质材料中的行为越来越受到人们的重视^[1-2]。介质周期结构, 即所谓光子晶体, 可以存在光子禁带。光子晶体的出现展示了许多重要的应用前景, 如高效率激光器、光电子器件、新型波导等, 这些应用都是基于光子晶体的禁带特征。虽然, 三维光子晶体具有更广泛的应用潜力, 但是在可见光和红外波段制作这样的微结构, 还是困难重重。相比较而言, 二维 (2D) 光子晶体既存在着众多的应用, 又相对比较容易制造, 已有不少在红外波段的 2D 光子晶体的应用实例^[3], 所以研究 2D 光子晶体仍有很大的实用价值。

本文主要研究以 InP/GaInAsP 为背景材料的二维光子晶体三角形空气孔结构的光子禁带结构^[4], 通过改变组成光子晶体元胞在不同晶格周期、晶格元胞直径时对二维光子晶体的禁带结构的影响, 得到了一些有意义的结果, 为二维光子晶体集成波导

实验制作和应用提供很好的理论依据。

2 理论分析

对于光子晶体能带的研究, 有很多方法。常用的有平面波展开、KKR、传输矩阵、时域有限差分等方法。我们使用平面波展开方法^[5]研究光子晶体能带, 该方法是从固体物理能带计算中发展过来, 非常适合于光子能带分析, 在分析光子晶体能带结构上用的比较多。

光在光子晶体内的传播可以用麦克斯维方程来描述。经化解可以得到以下两个等式, 分别针对磁场和电场:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon} \nabla \times H \right] = -\frac{2}{c} \dot{H} \quad (1)$$

基金项目: 江苏省自然科学基金 (BK2004059) 资助课题。

作者简介: 吴炳坚 (1981 -), 男, 江苏大学通信工程系硕士生, 研究方向为光纤通信。

收稿日期: 2006-04-01; 修订日期: 2006-05-16

$$\nabla \times \nabla \times \vec{B} = -\frac{1}{c^2} (\vec{r}) \vec{E} \quad (2)$$

式中, (\vec{r}) 是与位置有关的介电常数,为周期性函数。由布洛赫定理,周期性结构中的电磁波能够用一系列的平面波展开。可以得到光子晶体中磁场的表达式如下:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \sum_G h_{\vec{G}} \hat{e} e^{i(\vec{K}+\vec{G}) \cdot \vec{r}} \quad (3)$$

其中, \vec{K} 为布洛赫矢量; \vec{G} 是倒格矢量; $i = 1, 2$ 。将(3)式代入(1)式得到:

$$\sum_G \frac{1}{\alpha^2} |\vec{K}+\vec{G}| |\vec{K}+\vec{G}| \begin{pmatrix} -e_2 \cdot e_2 & -e_2 \cdot e_2 \\ -e_1 \cdot e_2 & e_1 \cdot e_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = -\frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

对于二维光子晶体,光只是在电介质常数周期性变化的平面内传播,那么布洛赫矢量 \vec{K} 及其空间谐波 $\vec{K}+\vec{G}$ 也就局限于这个平面内。这样可将磁场按照两个方向分离,一个平行于这个平面方向,为 \hat{e}_1 ;另一个就是垂直于这个平面方向,为 \hat{e}_2 。虽然 \hat{e}_1 随着空间谐波的不同而不同,但是 \hat{e}_2 是不变的,二者之间总是相互垂直。这样电场模式 (TE)和磁场模式(TM)便可以表示为(5)和(6)式:

$$\sum_G \frac{1}{\alpha^2} |\vec{K}+\vec{G}| |\vec{K}+\vec{G}| \cdot \hat{e}_1 \cdot \hat{e}_2 H_{G,2} = -\frac{1}{c^2} H_{G,2} \quad (5)$$

$$\sum_G \frac{1}{\alpha^2} |\vec{K}+\vec{G}| |\vec{K}+\vec{G}| H_{G,1} = -\frac{1}{c^2} H_{G,1} \quad (6)$$

对于纯二维问题,可令 $K_z=0$ 。由于式(1)中的 $\nabla \times \frac{1}{(\vec{r})} \nabla \times$ 是一个厄米算符,它的特征值一定是实数,并且本征函数可以构成完备正交系,通过求解式(1)的特征值便可得到能带结构。

3 二维光子晶体六角形禁带结构分析

3.1 二维光子晶体六角形结构和主要参数

我们知道电磁波入射的方式有两种:TE(电场平行于Z方向)和TM(磁场平行于Z方向)。这两种不同的入射方式对于禁带的区间位置与大小均有一定的影响^[7],尤其是在晶格元胞排列方式不同的时候。本文以TM入射波做模拟,暂不比较TE与TM的影响。我们分析如图1所示结构。

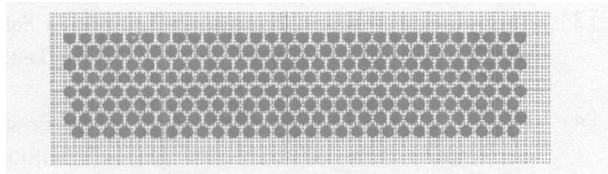


图1 该结构为 30 × 8 二维光子晶体结构

(背景材料为 InP/GaInAsP 的三角形结构空气孔圆柱)

使用 Rsoft 软件对其能带进行计算,其主要参数为:(1)晶格元胞—空气孔圆柱半径为 0.35 μm;(2)

晶格周期为 1 μm;(3)背景材料 InP/GaInAsP 折射率 $n = 3.24$ 。通过软件模拟,得到如图 2 所示的能带结构。

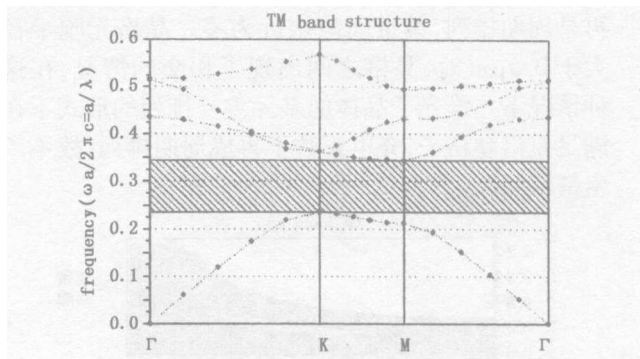


图 2 阴影部分为光子晶体禁带区间 (0.2358 ~ 0.344 Hz), 区间带宽为 0.1082

3.2 改变晶格元胞半径

a) 现在我们改变晶格元胞半径为 0.4 μm,生成能带图如图 3 所示。

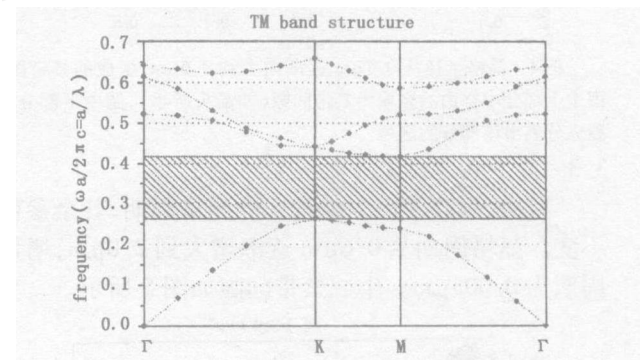


图 3 禁带区间为 0.2622 ~ 0.4166 Hz, 带宽为 0.1544

我们发现当晶格元胞半径从 0.35 μm 增大到 0.4 μm 时,禁带带宽也会增大,禁带波长有向短波长移动的趋势。这说明晶格半径变化与带隙变化存在一定的规律。

b) 首先,我们仅改变图 1 结构中的晶格元胞半径,其余参数不变。晶格元胞半径从 0.1 μm 逐渐增大到 0.6 μm,增加周期为 0.005 μm,生成禁带间隙如图 4 所示。

发现当晶格元胞半径小于 0.18 μm 时,不存在禁带间隙,因为此时晶体结构属于弱周期调制,而我们知道只有强周期调制的晶体结构才会产生带隙。在没有带隙的光子晶体结构中,任意频率的光波都能透射通过。

c) 晶格元胞半径从 0.18 μm 逐渐增大到 0.43 μm 时,禁带间隙和其频率也逐渐增大,0.43 μm 附近禁带带宽为最大值,它对应最佳填充率(填充率 = 晶格元胞半径 / 晶格周期 = 0.43,禁带带宽最大值时的填充率定义为最佳填充率)。

d) 晶格元胞半径从 0.43 μm 增大到 0.5 μm 时,

禁带间隙对应的频率值也增加,但是禁带间隙宽度减小,这是由于此时晶格与晶格之间逐渐接近。增大到 $0.5\mu\text{m}$ 时晶格之间出现了相切,此时的结构不再是周期排列,禁带间隙接近为零。晶格元胞半径大于 $0.5\mu\text{m}$ 时,晶格之间出现了相交的情况,在这种情况下二维光子晶体的基元重复排列的形式不在满足布洛赫格子,介电系数不再成周期排列,故不产生禁带间隙。

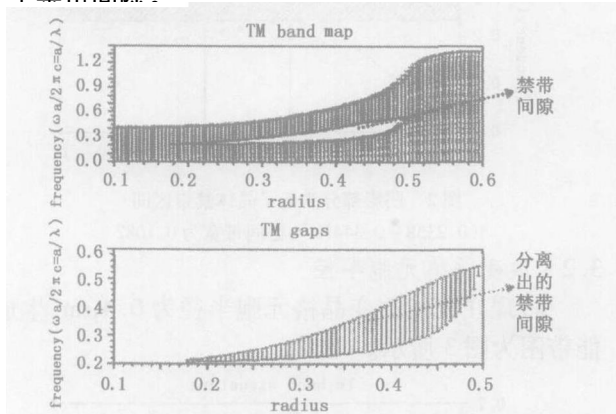


图 4 晶格半径从 $0.1\mu\text{m}$ 逐渐增大到 $0.6\mu\text{m}$,生成的禁带图。图中上部分中空白的区域为禁带间隙(如箭头所示),图中下部分为独立分离出该部分区域。

3.3 改变晶格周期

其次,只改变图 1 结构中的晶格周期,其余参数不变。晶格周期从 $0.6\mu\text{m}$ 逐渐增大到 $2.0\mu\text{m}$,增加周期为 $0.005\mu\text{m}$ 。生成禁带间隙如图 5 所示。

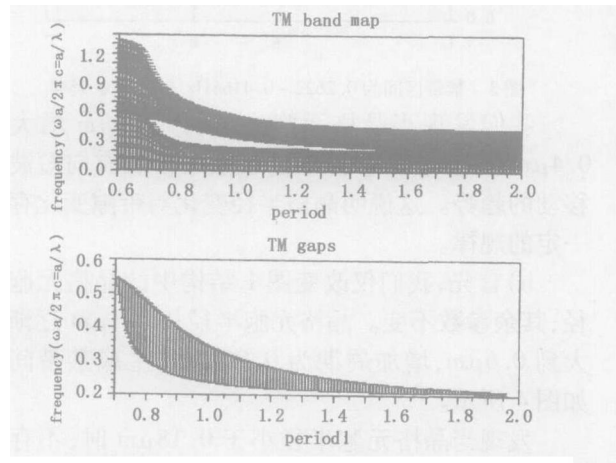


图 5 图中上部分带隙区间实际值为图中下部分的阴影部分,因为从 $1.4\mu\text{m}$ 开始禁带变窄,图中上部分未能表示出来。

分析发现,当晶格周期等于二倍的晶格元胞半径时($0.7\mu\text{m}$)开始出现带隙,即出现周期调制。在 $0.8\mu\text{m}$ 附近出现带隙的最大值,此时填充率为 $0.35/0.8 = 0.43$,它与仅改变晶格元胞半径的参数时相同。随着晶格周期的增大,晶格之间的距离也增大,带隙宽度也逐渐减小。当填充率为 0.18 ($0.35\mu\text{m}/1.95\mu\text{m} = 0.179$) 附近时,晶格结构变为弱周期调制,再减小填充率便无带隙存在,可见,晶格元胞之

间距离越远,带隙频率也会越低。

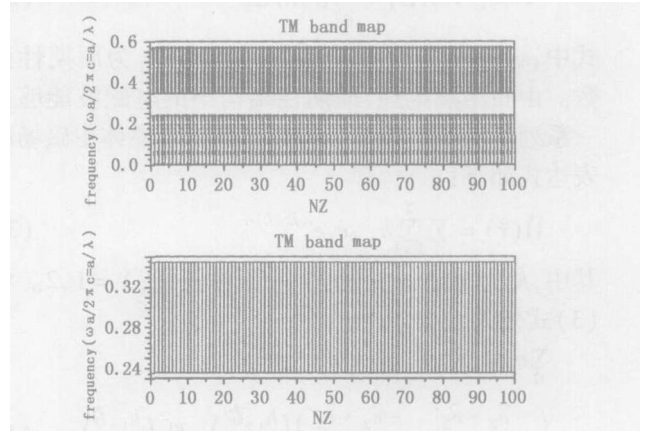


图 6 NZ 代表为层数

3.4 改变光子晶体的层数

最后,仅改变光子晶体的层数来观察禁带结构(即从 30×1 结构逐渐增大到 30×100 结构,增加周期是 1),我们发现禁带间隙是一个矩形框,如图 6 所示。该结果说明禁带间隙与光子晶体的厚度无关。

将上述结果整理如下:

参数	带隙变化效果		
	最佳填充率前	最佳填充率后	带隙波长变化
晶格半径	带隙宽度	带隙宽度	波长向高频处移动
晶格周期	带隙宽度	带隙宽度	波长向低频处移动
晶体厚度	带隙宽度不变		波长不变化

4 总结

本文分析光子晶体各参数对带隙的作用,为制造光子晶体集成波导奠定理论基础,通过对不同晶格周期和晶格元胞半径的光子晶体体系所产生的禁带效应归纳比较分析,作为最佳化设计的参考。

参考文献:

- [1] Li-Xue Chen, Dalwoo Kim. Bistable switching of two-dimensional photonic crystal with Kerr point defect[J]. Optics Communications, 2003, 218: 19 - 26
- [2] Gabriel Molina-Terriza, Juan P Torres, Luis Torner, et al. Impact of imbalancing in the self-splitting of beams with nested vortices into solitons in quadratic non-linear crystals[J]. Optics Communications, 1998, 158: 170 - 180
- [3] Yablnovich E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-state Physics and Electronics [J]. Phys. Rev. Lett, 1987, 58: 2050 - 2062
- [4] Min Qiu. Wave Propagation Through a Photonic Crystal in a Negative Phase Refractive-Index Region[J]. IEEE, 2003, 9(1): 106 - 110
- [5] Ho KM, Chan C T, Soukoulis C M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. Phys Rev Lett, 1990, 65(25): 3152