

# 变迹和啁啾光子晶体的特性研究

毕 岗<sup>1,2</sup> 王华娟<sup>1</sup> 杨冬晓<sup>1</sup> 李志能<sup>1</sup>

(1 浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)  
(2. 浙江大学城市学院, 杭州 310015)

**摘要:** 构造了变迹和啁啾的光子晶体结构, 用时域有限差分(FDTD)法分析了它们的响应特性。分别对不同啁啾系数的光子晶体结构和不同变迹形式的光子晶体结构进行了比较分析。研究表明, 啁啾结构的光子晶体与普通结构的光子晶体相比, 禁带的带宽增加了, 禁带的中心频率向低频处偏移, 当啁啾系数在 0~0.01 之间以 0.002 变化率增加时, 随着啁啾系数增大, 禁带的宽度变大, 禁带的中心频率减小; 同样构造的线性变迹的光子晶体和正弦变迹的光子晶体对于光子禁带的中心频率和宽度有类似的影响。

**关键词:** 光电子学; 光子晶体; 啁啾; 变迹; 时域有限差分法

中图分类号: O472+.2 文献标识码: A

## The Characteristic Studies in Photonic Crystal with Chirped and Apodized Structures

Bi Gang<sup>1,2</sup> Wang Huajuan<sup>1</sup> Yang Dongxiao<sup>1</sup> Li Zhineng<sup>1</sup>

(1 Department of Information and Electronics Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)  
(2 City College, Zhejiang University, Hangzhou 310015)

**Abstract:** The chirped photonic crystal and the apodized photonic crystal are constructed, and the characteristics of them are studied by finite-difference-time-domain (FDTD) method and perfectly matched layer (PML) technology. The different photonic crystal structures with different chirped coefficients, and with different apodized functions are compared. The result shows that the width of the bandgap in chirped photonic crystal is larger than the one of ordinary photonic crystal, and the center frequency of the bandgap is moved to the lower frequency. When the chirp coefficient increases as 0.002 in the range of 0 to 0.01, the width of the band becomes wider and the center frequency of the band is lower. The apodized function has analogic effect to the center frequency and the width of the bandgap.

**Key words:** optoelectronics; photonic crystal; chirp; apodization; finite-difference-time-domain

## 1 引 言

由介电常量呈周期分布的介质构成的光子晶体, 在一个较宽的频率范围内禁止光波的传播。利用这一特性, 光子晶体具有广泛的应用前景, 如宽频带, 低损耗的反射镜、零阈值激光器、高效发光二极管、光开关、光滤波器等<sup>[1~3]</sup>。在光子晶体的理论研究和实际应用方面都已经做了很多的工作<sup>[4,5]</sup>。

由于光子晶体在各方面广泛的潜在应用, 人们对光子晶体的研究也从基本正方晶格的光子晶体结构扩展到不同的介质材料, 以及改变结构形成的不

同的晶格结构上<sup>[6,7]</sup>。同时, 还在光子晶体中引入缺陷, 或者一定程度上破坏光子晶体的周期结构, 以获取更宽或者符合实际应用的禁带结构<sup>[8,9]</sup>。本文研究了啁啾和变迹结构光子晶体的能带特性。研究发现, 在普通的光子晶体结构中, 改变介质柱之间的距离, 也就是改变光子晶体的晶格周期, 使之成为啁啾结构。当介质柱间的距离逐渐增加的时候, 可以得到光子晶体的禁带的宽度会增大, 同时禁带的中心频率向低频偏移。在周期不变的情况下, 按照一定的规律改变各个介质柱的介电常量, 就能形成变

迹结构,同样也使光子晶体的禁带发生一定的变化。

## 2 理论模型

本文构造了两种不同结构的光子晶体,这些结构是在最简单的光子晶体原型上构造的,光子晶体原型是圆形介质柱在空气中二维方向上( $x, y$ )的周期排列,形成正方晶格, $r$ 为介质柱的半径, $a$ 为晶格常量, $r=0.2a$ 。图 1(a)为啁啾结构的光子晶体结构,光子晶体在  $y$  方向上是周期的,在  $x$  方向是啁啾的, $x$  方向上第  $i$  个和第  $i+1$  个介质柱之间的距离  $\Delta d_i = a(A+B \cdot i^2)$ , $a$  为光子晶体原来的晶格常量, $A$  为线性系数, $B$  为啁啾系数。当  $B$  为正的时

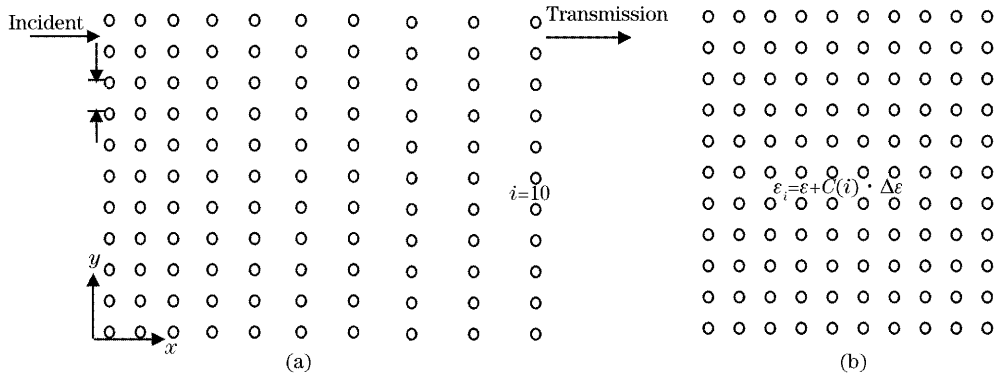


图 1 两种光子晶体的示意图。(a)在  $x$  方向上是啁啾的,(b)在  $x$  方向是变迹的

Fig. 1 The schematics of two different kinds of photonic crystal. (a) is chirped in the  $x$  direction, (b) is apodized in the  $x$  direction

本文采用的是时域有限差分法<sup>[10]</sup>,在  $y$  方向采用周期的边界条件,在  $x$  方向上采取完全匹配层(PML)的边界条件<sup>[11]</sup>对所提出的结构进行理论研

究,主要讨论的是 TM 波(即电场平行与介质柱方向)经过各种结构后的响应特性。从麦克斯韦方程出发,TM 波的时域有限差分方程为:

图 1(b)为变迹结构的光子晶体结构,介质柱之间的距离在  $x, y$  方向上是不变的,但是介质柱的介电常量在  $x$  方向是按一定的规律变化的, $x$  方向上第  $i$  个介质柱的介电常量为  $\epsilon_i = \epsilon + C(i) \cdot \Delta\epsilon$ , $\epsilon$  为线性的有效介电常量, $C(i)$  为介电常量改变的包络函数,并与介质柱的位置有关, $\Delta\epsilon$  为介电常量的变化量。 $C(i)$  可以是线性变化的,也可以是按某一特定规律变化的函数。

$$H_x |_{p,q}^{n+1/2} = H_y |_{p,q}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_{p,q}} \left( \frac{E_z |_{p,q+1}^n - E_z |_{p,q}^n}{\Delta y} \right), \quad (1)$$

$$H_y |_{p,q}^{n+1/2} = H_x |_{p,q}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{p,q}} \left( \frac{E_z |_{p+1,q}^n - E_z |_{p,q}^n}{\Delta x} \right), \quad (2)$$

$$E_z |_{p,q}^{n+1} = E_z |_{p,q}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{p,q}} \left( \frac{H_y |_{p,q}^{n+1/2} - H_y |_{p-1,q}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x |_{p,q}^{n+1/2} - H_x |_{p,q-1}^{n+1/2}}{\Delta y} \right), \quad (3)$$

$n$  为离散的时间步长,下标  $p, q$  表示在  $x, y$  方向上的离散格点的位置, $\Delta t$  为时间间隔, $\Delta x$  和  $\Delta y$  分别为沿着  $x, y$  方向相邻离散点的间隔。在  $y$  方向是周期的,采用周期的边界条件。在  $x$  方向上采用完全匹配层技术,边界的每一层采用吸收介质,使内部的电磁波被边界区域完全吸收。激励源为时域上的高斯脉冲,加在入射的界面上,透射场取自透射一侧界面上的场,通过傅里叶变换,可以把计算的场从时域转换到频域,从而得到透射场的频谱。

## 3 计算结果与分析

首先讨论的是啁啾结构的光子晶体  $x$  方向上的响应特性,图 2(a)给出了普通正方晶格结构的光子能带特性,这里取  $A=1, B=0$  时,光子晶体是由圆形硅介质柱在空气中周期排列而成的,介质柱的介电常量为  $\epsilon=11.6$ 。由图 2(a)可见,图中横坐标表示相对频率,当  $a$  为  $100 \mu\text{m}$  时,  $2\pi c/a$  为  $3 \text{ THz}$ ,纵坐标表示所对应频率的光波经过光子晶体后的透射率,发现在频

率为 $0.247(2\pi c/\alpha) \sim 0.416(2\pi c/\alpha)$ 之间出现第一个光子禁带,可以得出这个禁带的中心频率为 $0.3315(2\pi c/\alpha)$ ,禁带的宽度为 $0.169(2\pi c/\alpha)$ 。图 2(b)给出了当 $A=1, B=0.004$ 时的光子能带特性,在  $x$  方向上介质柱之间的距离非线性的逐渐增大。图 2(b)

可见,这个结构的禁带出现在 $0.220(2\pi c/\alpha)$ 到 $0.410(2\pi c/\alpha)$ ,这个禁带的中心频率为 $0.315(2\pi c/\alpha)$ ,禁带的宽度为 $0.190(2\pi c/\alpha)$ 。这个带隙与基本光子晶体结构( $A=1, B=0$ )的带隙相比,禁带的宽度增加了 $0.021(2\pi c/\alpha)$ 。

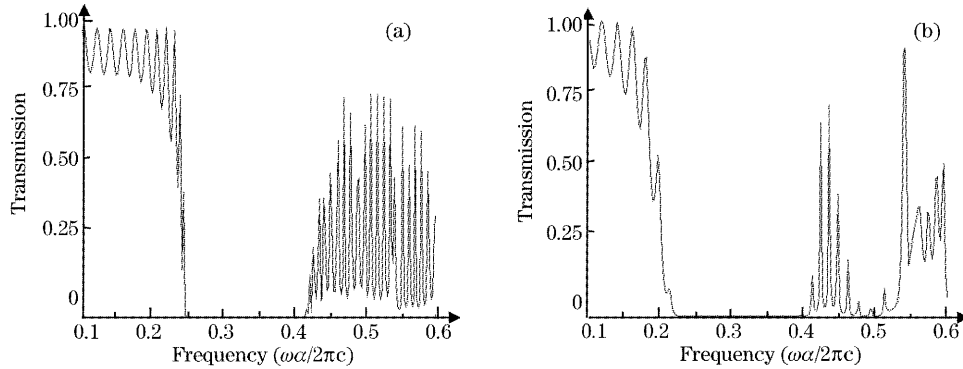


图 2 不同结构的光子晶体的能带特性。(a)普通结构的光子晶体的能带特性,(b)啁啾结构的光子晶体的能带特性  
Fig. 2 The photonic bandgap properties of the different photonic crystals. (a) The uniform-period ordinary photonic crystal, (b) The photonic crystal with chirped in the  $x$  direction

对于一定周期的光子晶体结构,其禁带位置和禁带宽度都是确定的。当  $x$  方向上介质柱之间的距离改变时,光子禁带位置和禁带的宽度都会发生相应的改变。由于构造的啁啾光子晶体结构中周期是逐渐改变的,且不同周期结构产生的禁带区域和宽度偏差不大,就会连成一个新的禁带区,从而使这个禁带的宽度增加。

同时,我们调节啁啾系数  $B$ ,计算不同系数  $B$  的能带特性,分别取  $B=0, 0.002, 0.004, 0.006, 0.008, 0.010$ 。图 3 给出了在不同啁啾系数下的禁带中心频率和宽度,实心圆表示在不同啁啾系数下的光子晶体的禁带中心频率,空心圆表示相应禁带的宽度。由图可见,禁带的中心频率随着啁啾系数  $B$  的增大逐渐减

小,禁带的宽度随着  $B$  的增大逐渐增大。在光栅设计中,设计的中心波长跟光栅的周期是成正比的, $\lambda_D = 2n_{\text{eff}}\Delta$ , $\Delta$ 为光栅的周期,当有效折射率不变的时候,周期越长,中心波长就越大,中心频率越低。这也可以解释上面的现象,因为  $B$  值越大,则介质柱之间的距离增加得越快,在有效折射率不变的情况下, $x$  方向上周期增加,中心频率就会向下偏移。

下面讨论变迹光子晶体的响应特性, $C(i)$ 为介电常量改变的包络函数,可以为各种形式。这里主要讨论两种形式,一种是介质柱的介电常量在  $x$  方向上是线性变化的,另一种是按正弦规律变化的。

当介质柱的介电常量是线性变化时,即  $C(i)$ 是一个线性的函数。图 4(a)给出了当  $C(i)=i, \Delta\epsilon=0.2$ 时的能带结构,由图可以看出,这个禁带在 $0.232(2\pi c/\alpha)$ 到 $0.405(2\pi c/\alpha)$ 间,禁带的中心频率是 $0.3185(2\pi c/\alpha)$ 。与图 2(a)的基本光子晶体的结构相比,中心频率向下移了 $0.013(2\pi c/\alpha)$ 。这种现象也可以用光栅特性来解释( $\lambda_D = 2n_{\text{eff}}\Delta$ ),在周期相同情况下,当介质柱的介电常量线性增加时,中心波长随之增加,则中心频率向低频处偏移。

当介质柱的介电常量作正弦函数变化时,即  $C(i)=\sin(2\pi i/N), \Delta\epsilon=3.0$ 。图 4(b)给出了透射响应特性, $N$ 为  $x$  方向上的介质柱的个数,取  $N=16$ 。由图可以看出,这个变迹结构的光子晶体的带隙出现在 $0.2234(2\pi c/\alpha) - 0.4365(2\pi c/\alpha)$ ,与基本结构光子晶体的禁带相比,禁带宽度向两侧扩展了。

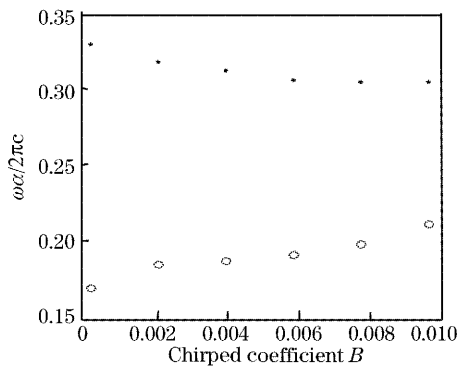


图 3 啁啾结构的光子晶体的禁带宽度和中心频率随着啁啾系数变化的示意图  
Fig. 3 The center frequency and the width of the photonic bandgap corresponding to the chirped coefficient  $B$

当介质柱的介电常量变化的时候,  $x$  方向上相邻介质柱的介电常量变化不大时, 附近几个介质柱可以看成是一组相同介电常量的周期结构, 因此, 整个结构可以看成由几组不同介电常量的周期介质柱构成

的光子晶体。因为每一组介质柱的介电常量不同, 所以产生的禁带结构也不同, 会在位置和宽度上产生微小的变化, 当多组这样的周期结合在一起的时候, 总的禁带就比原来的禁带拓宽了。

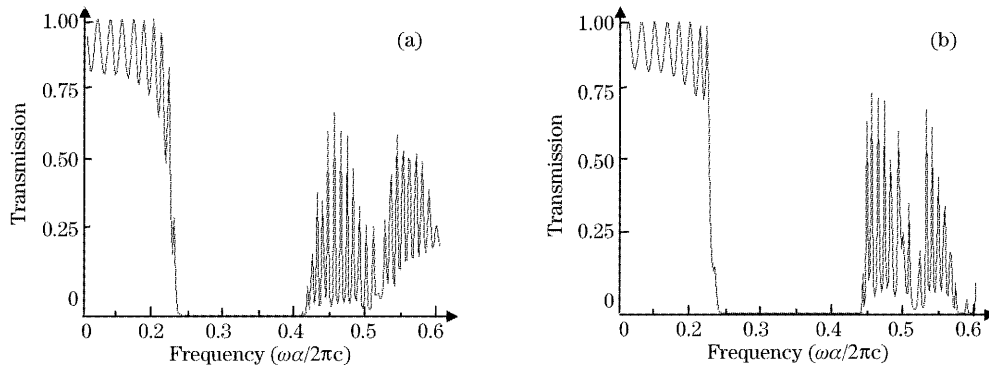


图 4 不同变迹形式的光子晶体的能带特性。(a)变迹函数是线性变化的,(b)变迹函数为正弦函数

Fig. 4 The photonic bandgap properties of the photonic crystals with different apodized structures. (a) The apodized function is linear, (b) the apodized function is sine function

我们还计算了  $y(01)$  方向上的响应特性, 结果表明对于不同的啁啾系数, 禁带的宽度和中心频率在  $y$  方向上的特性没有改变。经过分析认为, 介质柱在  $y$  方向上是周期排列的, 在这个方向上的禁带宽度和中心频率并没有改变。

## 4 结 论

我们研究了不同结构和材料二维普通光子晶体。通过改变介质柱之间的距离, 形成啁啾结构的光子晶体; 改变介质柱的介电常量, 形成变迹结构的光子晶体。运用时域有限差分的方法和完全匹配层技术, 并同时改变啁啾系数和变迹函数, 进行了相互的比较和分析。结果表明, 啁啾结构跟普通结构的光子晶体相比, 所产生的光子禁带的宽度会增大, 中心频率也会产生相应的偏移, 当啁啾系数增大的时候, 禁带的宽度和中心频率的偏移量都会相应的增加。同样, 变迹结构的光子晶体对禁带的中心频率也产生影响, 当变迹函数是线性增加时, 禁带的中心频率向低频处偏移, 当变迹函数是正弦函数时, 禁带的宽度也增加了。这些规律将为光子晶体的设计制作和实际应用提供理论基础。

## 参 考 文 献

- Ouyang Zhengbiao, Li Jingzhen, Zhang Daozhong *et al.*. Investigations on multi-layer photonic-crystal optical-filters[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(1): 79~84 (in Chinese)  
欧阳征标, 李景镇, 张道中 等. 多层光子晶体滤波器研究[J]. *光学学报*, 2002, **22**(1): 79~84
- S. Yamada, T. Koyama, Y. Katayama *et al.*. Observation of light propagation in two-dimensional photonic crystal-based bend optical waveguides[J]. *J. Appl. Phys.*, 2000, **89**(2): 855~858
- Raffaella C, Andrea M, Mario M. Bandpass resonant filters in photonic-crystal waveguides[J]. *IEEE Photo. Technol. Lett.*, 2003, **15**(3): 401~403
- Zhu Zhihong, Ye Weimin, Ji Jiarong *et al.*. The transmission properties of photonic crystals without strict periodicity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(6): 847~850 (in Chinese)  
朱志宏, 叶卫民, 季家镛 等. 光子晶体的非严格周期性对其传输特性的影响[J]. *光学学报*, 2004, **24**(6): 847~850
- P. Bhattacharya, J. Topolancik, J. Sabarinathan *et al.*. Two dimensional photonic crystal active and passive devices [J]. *Compound Semiconductors* [J]. 2003, *IEEE International Symposium*. 39~40
- Feng Shangshen, Shen Lingfang, He Sailing *et al.*. A Two-dimensional pixel-type of photonic crystal structure with a large complete band gap at high frequency[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(9): 1025~1029 (in Chinese)  
冯尚申, 沈林放, 何赛灵 等. 高频区具有大带隙的二维像素型光子晶体结构[J]. *光学学报*, 2003, **23**(9): 1025~1029
- F. Gadot, A. Chelnokov, A. de Lustrac *et al.*. Experimental demonstration of complete photonic band gap in graphite Structure[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **71**(13): 1780~1782
- Song Junfeng, Chang Yuchun, Wang Haisong *et al.*. Transmission characteristic of photonic crystal waveguide [J]. *Chin. J. Lasers*, 2002, **29**(8): 711~713 (in Chinese)  
宋俊峰, 常玉春, 王海嵩 等. 光子晶体光波导传输特性研究[J]. *中国激光*, 2002, **29**(8): 711~713
- Min Qiu, Bozena Jaskorzynska. Design of a channel drop filter in a two-dimensional triangular photonic crystal[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **83**(6): 1074~1076
- Taflove A. *Computational Electro dynamics: The Finite-Different Time-Domain Method* [M]. London: London Artechn House Boston, 1995. 75~84
- J. P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. *J. Comput. Phys.*, 1994, **114**(9): 185~200