

具有镜像对称结构的一维光子晶体的透射谱^{*}

杜桂强[†] 刘念华[‡]

(南昌大学材料科学研究所, 南昌 330047)

(2003 年 5 月 20 日收到, 2003 年 7 月 18 日收到修改稿)

计算了具有镜像对称性结构的一维光子晶体的透射谱. 在光子晶体的禁带中得到了多个完全透射峰. 用数学归纳法得到了简单的迭代关系式用以计算多个完全透射峰的频率. 只要结构具有镜像对称性, 中心透射峰总是存在, 而其他透射峰则依赖于缺陷的位置和折射率. 适当选择对称结构, 可以得到一个近完全透射带.

关键词: 光子晶体, 缺陷模, 透射谱

PACC: 4270Q, 4225B, 4270F

1. 引 言

与半导体中电子的带隙结构类似, 介电函数具有周期性的光子晶体存在带隙结构. 这种带隙结构对光子具有控制作用, 因而具有广泛的应用. 在一维情况下, 光子晶体的带隙及光学透射谱很容易通过改变介电常数、几何结构或引入缺陷得到调制^[1-3]. 近来, 人们发现含有缺陷和准周期结构的光子晶体具有许多新的物理现象^[3-9]. 其中含缺陷的光子晶体可用于制作激光器^[10, 11]、宽带反射镜^[12]、发光二极管^[13, 14]及滤波器^[15-17]等. 近来在准周期光子晶体的研究中发现, 将准周期光子晶体设计成对称结构时, 在光子禁带中存在多个完全透射峰, 并且其透射谱具有缩放的性质^[8, 9]. Fan 等^[15]指出, 如果在光子晶体中引入对称, 可实现光波的完全透射.

我们发现, 准周期光子晶体透射谱的缩放性质是由于准周期光子晶体本身结构决定的, 而对称性是形成多个完全透射峰的原因. 将含有单缺陷和多缺陷的光子晶体设计成对称结构时, 在其透射谱中得到了一个和多个完全透射峰. 通过选择合适的结构, 可以在光子晶体的禁带中得到一个较宽的近完全透射带. 我们用数学归纳法推导出了具有镜像对称性的光子晶体透射率的简单表达式.

2. 具有镜像对称性的光子晶体

考虑由介质 A 和介质 B 生成的多层系统 F_n (实际厚度分别为 a 和 b , 光学厚度均为 $\lambda_0/4$ (λ_0 为四分之一波堆截止带中心频率对应的波长)). 取 F_n 的镜像对称结构为 H_n , 则由 F_n 和 H_n 生成的 $S_{2n} = H_n F_n$ 是一个对称性多层系统. 在研究工作中, 我们分别选择 SiO_2 和 TiO_2 作为 A 层和 B 层, 折射率分别为 1.45 和 2.3. 由 B 层到 A 层和由 A 层到 B 层的矩阵分别为 T_{AB} 和 T_{BA} , 具体表达式为

$$T_{AB} = T_{BA}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/\gamma \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $\gamma = n_A/n_B$, T_A 和 T_B 分别表示光波穿过 A 层和 B 层的矩阵, 具体表达式为

$$T_A = T_B = \begin{bmatrix} \cos\delta & -\sin\delta \\ \sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中相位 $\delta = kn_A d_A = kn_B d_B$, k 表示真空波矢. 现在来考虑光波穿过 A, B 任意排列的系统 F_n 的传输行为. 利用传输矩阵方法^[1-5], 可以得到光波通过 F_n 的整个矩阵

$$M_n = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

通过镜像部分 H_n 的矩阵

^{*} 国家自然科学基金(批准号 62068001)和江西省自然科学基金(批准号 0312004)资助的课题.

[†] E-mail: gqdu@ncu.edu.cn

[‡] 通讯联系人, E-mail: nhliu@ncu.edu.cn

$$\bar{M}_n = \begin{bmatrix} m_{22} & m_{12} \\ m_{21} & m_{11} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

设光波穿过对称性多层系统 S_{2n} 的矩阵为

$$M_{2n} = \begin{bmatrix} m'_{11} & m'_{12} \\ m'_{21} & m'_{22} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

我们可得到 $m'_{11} = m'_{22}$. 通过对称多层系统 S_{2n} 的透射率可表示为

$$\mathcal{T}(S_{2n}) = \frac{1}{(m_{12}m_{22} + m_{21}m_{11})^2 + 1}. \quad (6)$$

为简化 $\mathcal{T}(S_{2n})$, 引入变量 $f^{(n)}$, 使得

$$\mathcal{T}(S_{2n}) = \frac{1}{(f^{(n)})^2 + 1}. \quad (7)$$

当 $f^{(n)} = 0$ 时, 相应频率的光波完全透射穿过光子晶体.

首先, 我们取 $F_{16} = ABAABABBABBBABAA$, 其镜像部分为 $H_{16} = AABABBBABBABAABA$, 整个结构为 $S_{32} = H_{16}F_{16}$. 通过这一镜像结构的透射谱如图 1(a) 所示. 我们看到在以 AB 为周期的光子晶体的带隙中存在 5 个完全透射峰. 如果镜像对称性被破坏, 例如, 我们将对称介电多层系统 S_{32} 中心的两层 AA 换成 AB , 则得到图 1(b) 所示的透射谱. 可以看出, 当介电多层系统不再对称时, G_{32} 光子带隙中的透射峰值将小于 1.

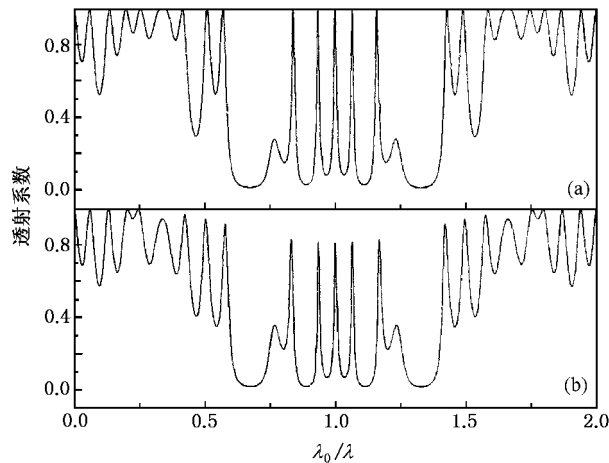


图 1 对称结构 S_{32} 和非对称结构 G_{32} 的透射谱对比 (a) 对应 S_{32} (b) 对应 G_{32}

当 $\lambda = \lambda_0$ 时, 相应矩阵为 $M_{2n} = (-1)^n \cdot KI$ (I 是一个单位矩阵). 因此, 具有镜像对称性的结构在光子禁带的中心一定存在一个完全透射峰. 中心透射峰只与结构的对称性有关.

3. 含有一个和多个缺陷的对称结构的周期性光子晶体

设 F_n 是一个奇数层有限周期性光子晶体, 可表示成 $A(BA)_m$, 即 $n = 2m + 1$, 由此形成的对称结构 S_{2n} 的中心将含有一个半波缺陷. 我们定义每个基本原胞对应的矩阵为 $T_u = T_A T_{AB} T_B T_{BA}$, 因此有

$$T_u = \begin{bmatrix} \cos^2 \delta - \frac{1}{\gamma} \sin^2 \delta & -\frac{1}{2}(1 + \gamma) \sin 2\delta \\ \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \sin 2\delta & \cos^2 \delta - \gamma \sin^2 \delta \end{bmatrix}. \quad (8)$$

变量 $f^{(n)}$ 可表示为

$$f^{(n)}(\delta) = \frac{1}{2}(U_m - U_{m-1})U_{m-1} \sin 2\delta \cdot \left(\frac{1}{\gamma} - \gamma\right). \quad (9)$$

这里, U_m 满足递推关系式: $U_m = U_1 U_{m-1} - U_{m-2}$, 初始条件为 $U_0 = 1$ 和 $U_1 = 2 - \frac{(\gamma + 1)^2}{\gamma} \sin^2 \delta$. 在 S_{2n} 的透射谱中心 $\lambda = \lambda_0$, $\delta = \frac{\pi}{2}$ 有

$$M_{2n} = (-1)^{n+1} \cdot I = -I. \quad (10)$$

因此 S_{2n} 的透射谱中心是一个完全透射峰. 如果提高相邻介质层的相对折射率, 光子晶体的禁带将展宽, 因此我们可以选择合适的材料得到有一定禁带宽度的光子晶体来设计理想的单通道滤波器.

如果多层系统 F_n 的基本原胞 AB 换成一个更多层的一般复式原胞, 每个原胞相应的矩阵为

$$T_u = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix}. \quad (11)$$

相应的变量 $f^{(n)}$ 的表达式为

$$f_N^{(n)}(\delta) = [f_1 U_{N-1} - (P_{12} + P_{21}) U_{N-2}] U_{N-1}. \quad (12)$$

迭代的初始条件是 $U_0 = 1$ 和 $U_1 = P_{11} + P_{22}$. 如果每个基本原胞本身具有对称性结构, 则矩阵中存在关系式 $P_{11} = P_{22}$, 变量 $f^{(n)}$ 表达式可进一步简化为

$$f_N^{(n)}(\delta) = \frac{1}{2}(P_{12} + P_{21})(I_N - I_{N-2})U_{N-1}. \quad (13)$$

通过求解不同的变量方程式 $f^{(n)}(\delta) = 0$, 我们可以求得光子禁带中所有完全透射峰的频率值, 并且根据 $f^{(n)}$ 可求出光波穿过整个光子晶体的透射谱.

现在, 我们用 $F_n = [(AB)_2]_N$ 替代原胞 AB , 这时 S_{2n} 将含有多个半波缺陷. 这些完全透射峰的频

率随 N 的变化如图 2 所示.

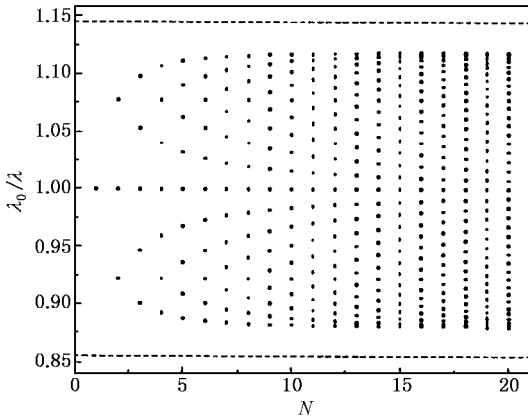


图 2 对称结构 S_{2n} 的禁带中完全透射峰的频率 λ_0/λ 随 N 的变化. 虚线分别表示以 AB 为周期的上下禁带边频率

类似于晶体中局域化的杂质电子态,光子晶体中的缺陷模也是局域化的.缺陷模的频率依赖于缺陷的尺寸和折射率.原胞的大小和排列不同将导致缺陷之间的耦合不同.当缺陷之间的距离较近时,缺陷模波函数之间发生交迭,缺陷之间的耦合作用比较强,电磁波模式的频率间隔较大,因此在光子禁

带中得到多个完全透射峰.具有此现象的光子晶体可用来设计多通道滤波器^[17].调整对称系统中缺陷的排列,缺陷间的相互作用将发生变化,导致缺陷模频率发生改变,使光子禁带中透射峰偏移.当缺陷之间的距离比较远时,缺陷模的波函数之间几乎不交迭,缺陷之间的耦合作用比较弱,缺陷模频率趋于简并,此时在光子带隙中出现的多个完全透射峰相互靠近形成一个近完全透射带.这样的光子晶体可用于制作宽带滤波器.

进一步,我们将对称体系中的半波缺陷层换成第三种材料 C ,相当于在一维对称性复式格子中引入第三种原胞,因此导致体系中各原胞间的相互作用发生改变,禁带中相应的透射峰发生偏移,但其完全透射性保持不变,如图 3 所示.我们发现,光子禁带中的透射峰对缺陷层的折射率的改变非常敏感,因此引入结构中的缺陷层具有非线性的性质时,由于缺陷层非线性折射率的微小改变将使禁带中某一频率的透射峰由完全透射降为一个很小的值.因此含非线性缺陷的对称性光子晶体可用于制作高灵敏的光控开关器件.

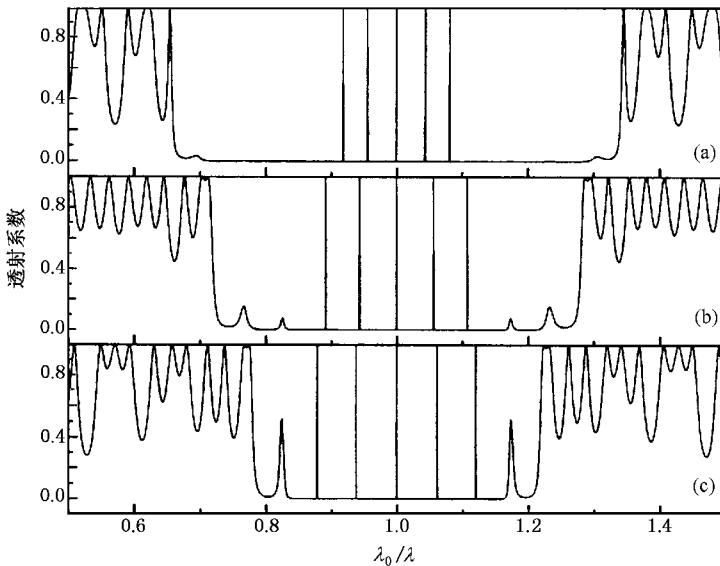


图 3 以 $F_{33} = [CBABC]_1 \alpha [BA]_1$ 构成的对称系统 S_{66} 在缺陷层 C 取不同折射率时的透射谱对比. (a) 对应 $n_c = 1.0$ (b) 对应 $n_c = 1.9$ (c) 对应 $n_c = 3.0$

4. 结 论

本文研究了光波穿过含有缺陷的对称性光子晶

体的传输特性.发现光子禁带中存在一个或者多个完全透射峰和近完全透射带.并且得到了确定完全透射峰频率的简单的迭代关系.这对光子晶体在单通道、多通道和宽带滤波方面有实际的应用.保持结

构对称性的基础上改变缺陷层的折射率,禁带中的透射峰将发生偏移,但保持其完全透射性不变.如果缺陷层具有非线性的性质,这样的材料可用于制作

高灵敏度光控开关,提高光子晶体中 A 层和 B 层的相对折射率,其灵敏度将大大提高.

- [1] Wang H , Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2172 (in Chinese) [王辉、李永平 2001 物理学报 **50** 2172]
- [2] Liu N H , Fu J W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1418 (in Chinese) [刘念华、傅继武 2003 物理学报 **52** 1418]
- [3] Liu N H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 4097
- [4] Liu N H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 3543
- [5] Liu N H , Zhu S Y , Chen H *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **65** 46607
- [6] Cheng Samuel S M , Li L M , Chan C T *et al* 1999 *Phys. Rev. B* **59** 4091
- [7] Wang X , Grimm U , Schreiber M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 14021
- [8] Huang X Q , Wang Y , Gong C D 1999 *J. Phys. : Condens. Matter* **11** 7645
- [9] Huang X Q , Jiang S S , Peng R W *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **63** 245104
- [10] Painter O , Lee R K , Scherer A *et al* 1999 *Science* **284** 1819
- [11] Burin A L , Ratner Mark A , Cao H *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 93904
- [12] Zhou P , You H Y , Wang S Y *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2276 (in Chinese) [周 鹏、游海洋、王松有等 2002 物理学报 **51** 2276]
- [13] Fan S , Villeneuve P R , Joannopoulos J D *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3294
- [14] Boroditsky M , Krauss T F , Coccioli R *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 1036
- [15] Fan S , Villeneuve P R , Joannopoulos J D *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 960
- [16] Noda S , Chutinan A , Imada M 2000 *Nature (London)* **407** 608
- [17] Qiao F , Zhang C , Wang J *et al* 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3698

Optical transmission spectra of one-dimensional photonic crystals with a mirror symmetry^{*}

Du Gui-Qiang[†] Liu Nian-Hua[‡]

(*Institute of Materials Science , Nanchang University , Nanchang 330047 , China*)

(Received 20 May 2003 ; revised manuscript received 18 July 2003)

Abstract

We have studied the optical transmission of one-dimensional photonic crystals with a mirror symmetry. One or more complete transmission peaks exist in the forbidden gap. A simple recursion relation is derived by means of the mathematical induction to calculate the frequencies of the complete transmission peaks. In the center there is always a transmission peak due to the mirror symmetry. Other peaks are dependent on positions of the defects and the refractive index. If the structure is chosen properly, a wider transmission band can be obtained.

Keywords : photonic crystal , defect mode , transmission spectrum

PACC : 4270Q , 4225B , 4270F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62068001) and the Natural Science Foundation of Jiangxi Province , China (Grant No. 0312004).

[†] E-mail : gqdu@ncu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail : nhliu@ncu.edu.cn