

一维光子晶体中光场分布特性分析*

刘晓静¹⁾ 张伯军¹⁾ 王婧^{1)†} 张斯淇¹⁾ 巴诺¹⁾ 李宏¹⁾ 吴向尧¹⁾ 郭义庆¹⁾²⁾

1) (吉林师范大学物理学院, 四平 136000)

2) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

(2011年6月13日收到; 2011年7月3日收到修改稿)

给出了在任意入射角下光子晶体的透射率、反射率及光在光子晶体内部场强分布的正确表达式. 在此基础上, 研究了入射角频率分别为基频奇数倍、偶数倍时在光子晶体内部的场强分布. 此外, 还研究了不同入射角、光入射方向及缺陷层对场强分布影响, 得到了一些新的有价值的结果, 这为光子晶体的制备提供了依据.

关键词: 光子晶体, 光场分布, 缺陷模

PACS: 78.20.Ci, 41.20.Jb

1 引言

自1987年Yablonovitch^[1]和John^[2]提出光子晶体的概念以来, 光子晶体已成为光电子材料的一个重要研究领域. 光子晶体是一种高、低介电常量介质材料在空间呈周期性排列的人造光学材料^[3]. 由于光子晶体是周期性的介电结构, 光波在其中传播时受到介电常量的周期性调制. 类似于半导体材料中电子的能带结构. 光子晶体也具有光子的能带结构, 当光在光子晶体中传播时, 某些频率范围内的光会受到抑制, 形成光子禁带, 在禁带中光传播是禁止的. 光子禁带或能隙的发现意味着可以抑制自发辐射^[4], 它已成为光子技术中的一个基础性材料. 与半导体能带结构相似的是当引入缺陷时在光子晶体禁带中也会出现缺陷态, 从而导致光子的局域化. 光子晶体的缺陷或杂质在带隙中产生定域的电磁波模式^[5,6], 具有非常广泛的用途, 如制作微谐振腔、高效零阈值的激光器、宽带反射镜、超窄带滤波器和光波导等. 所以人们对缺陷模的结构特征已从各个不同侧面进行了研究^[7-14].

目前有大量文献研究光子晶体的禁带问题, 主要研究光垂直入射时光子晶体的透射率及色散关

系. 本文详细推导任意入射角的光在光子晶体中的透射率及反射率的精确解析式, 同时给出任意入射角的光在光子晶体内部场强分布的正确表达式. 在此基础上, 研究了角频率为基频奇数倍和基频偶数倍的入射光在光子晶体内部的场强分布. 此外, 还研究了不同入射角、光入射方向及缺陷层对场强分布的影响.

2 任意入射角的光在一维光子晶体中传输矩阵及透射率

本节将计算任意角度入射的光在一维光子晶体的单介质层中传播时的传输矩阵. 对一维光子晶体, 光在每种介质中沿直线传播, 考虑 E 偏振与入射面垂直的情况(即TE波), 由电场和磁场的边值关系: 在介质交界面的切向方向上的电场强度和磁场强度是连续的. 如图1所示, $\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$ 为在界面I的上侧的场矢量, \mathbf{E}_I 和 \mathbf{H}_I 为在界面I的下侧的场矢量, \mathbf{E}_{II} 和 \mathbf{H}_{II} 为在界面II的下侧的场矢量. 在界面I的上电场分量有入射光波 E_{i1} 、透射光波 E_{t1} 、反射光波 E_{r1} 和从界面I下侧入射到界面I的光波 E'_{r2} .

* 吉林省科技发展计划基金(批准号: 20082112)资助的课题.

† E-mail: 10702800@qq.com

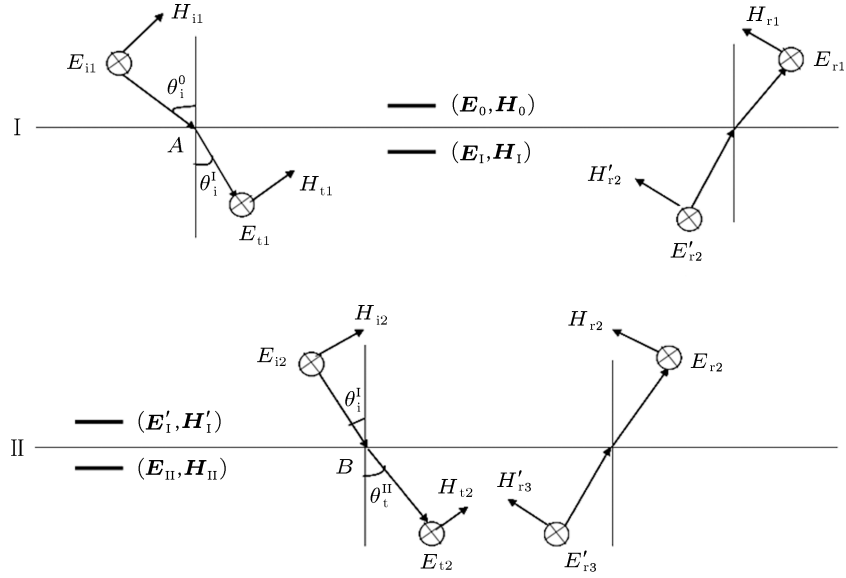


图1 非垂直入射的光在一维光子晶体介质中的传播

由电场和磁场的边值关系, 对于界面 I 的两侧, 电场强度 \mathbf{E} 和磁场强度 \mathbf{H} 在切向方向上的分量是连续的, 界面 I 的两侧有 $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_1$, $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_1$, 所以在界面 I 上有:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_1 = E_{t1} + E'_{r2}, \\ \mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_1 = H_{t1} \cos \theta_t^I - H'_{r2} \cos \theta_t^I, \end{cases} \quad (1)$$

同样对于界面 II 的两侧, 电场强度 \mathbf{E} 和磁场强度 \mathbf{H} 在切向方向上的分量也是连续的, 表示为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{II} = \mathbf{E}'_I = E_{i2} + E_{r2}, \\ \mathbf{H}_{II} = \mathbf{H}'_I = H_{i2} \cos \theta_t^I - H_{r2} \cos \theta_t^I, \end{cases} \quad (2)$$

电场强度 E_{t1} 为

$$E_{t1} = E_{t10} e^{i(k_x x_A + k_z z)}|_{z=0} = E_{t10} e^{i \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_t^I x_A}, \quad (3)$$

和电场强度 E_{i2} 为

$$\begin{aligned} E_{i2} &= E_{t10} e^{i(k'_x x_B + k'_z z)}|_{z=a} \\ &= E_{t10} e^{i \frac{\omega}{c} n_1 (\sin \theta_t^I x_B + \cos \theta_t^I a)} \\ &= E_{t10} e^{i \frac{\omega}{c} n_1 (\sin \theta_t^I x_A + \sin \theta_t^I \tan \theta_t^I a + \cos \theta_t^I a)} \\ &= E_{t10} e^{i \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_t^I x_A} e^{i \frac{\omega}{c} n_1 (\sin \theta_t^I \tan \theta_t^I a + \cos \theta_t^I a)} \\ &= E_{t1} e^{i \frac{\omega}{c} n_1 a \frac{1}{\cos \theta_t^I}}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 x_A 和 x_B 分别是 x 在 A, B 两点的坐标分量, 其中 $x_B = x_A + \tan \theta_t^I \cdot a$, a 为界面 I 与界面 II 间介质层 A 的厚度, n_1 为介质层 A 的折射率.

令 $\delta_a = \frac{\omega}{c} n_1 a \frac{1}{\cos \theta_t^I}$, 则 (4) 式可写为

$$E_{i2} = E_{t1} e^{i\delta_a}, \quad (5)$$

同理可得

$$E'_{r2} = E_{r2} e^{i\delta_a}. \quad (6)$$

把 (5), (6) 式分别代入 (1), (2) 式, 且由 $\mathbf{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{E}$, 可得:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_I = E_{t1} + E_{t1} e^{i\delta_a}, \\ \mathbf{H}_I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{t1} \cos \theta_t^I \\ \quad - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{t1} e^{i\delta_a} \cos \theta_t^I, \end{cases} \quad (7)$$

和

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{II} = E_{r2} e^{i\delta_a} + E_{r2}, \\ \mathbf{H}_{II} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 E_{r2} e^{i\delta_a} \cos \theta_t^I \\ \quad - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 E_{r2} \cos \theta_t^I, \end{cases} \quad (8)$$

由 (7) 式和 (8) 式, 可以得到:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_I = \cos \delta_a \mathbf{E}_{II} - i \frac{\sin \delta_a}{\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_t^I} \mathbf{E}_{II}, \\ \mathbf{H}_I = -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_t^I \sin \delta_a \mathbf{E}_{II} \\ \quad + \cos \delta_a \mathbf{E}_{II}, \end{cases} \quad (9)$$

(9) 式可写为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_I \\ \mathbf{H}_I \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{II} \\ \mathbf{H}_{II} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

其中 M 矩阵为

$$M = \begin{pmatrix} \cos \delta_a & \frac{-i \sin \delta_a}{\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_t^I} \\ -i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_t^I \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix}. \quad (11)$$

令 $\eta_a = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\eta_0}} n_1 \cdot \cos \theta_t^I$, 则 (11) 式写为

$$M = \begin{pmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i \eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix}. \quad (12)$$

(12) 式就是光在半个周期介质层中的传播矩阵, 则在入射角为 θ_i^0 时光在两个半周期介质层 A, B 中的传输矩阵分别为

$$\begin{aligned} M_a &= \begin{pmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i \eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix}, \\ \delta_a &= \frac{\omega}{c} n_1 a \frac{1}{\cos \theta_t^I}, \\ \eta_a &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\eta_0}} n_1 \cdot \cos \theta_t^I, \\ M_b &= \begin{pmatrix} \cos \delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b \\ -i \eta_b \sin \delta_b & \cos \delta_b \end{pmatrix}, \\ \delta_b &= \frac{\omega}{c} n_2 b \frac{1}{\cos \theta_t^{II}}, \\ \eta_b &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\eta_0}} n_2 \cdot \cos \theta_t^{II}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中介质层 A, B 的厚度分别为 a, b , 折射率分别为 n_1, n_2 , 折射角分别为 $\theta_t^I, \theta_t^{II}$, 且由折射定律可知

$$\begin{aligned} \sin \theta_t^I &= \frac{n_0}{n_1} \sin \theta_i^0, \\ \sin \theta_t^{II} &= \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_t^I = \frac{n_0}{n_2} \sin \theta_i^0. \end{aligned}$$

在其他文献中,

$$\delta_a = -\frac{\omega}{c} n_1 a \cos \theta_t^I, \quad \delta_b = -\frac{\omega}{c} n_2 b \cos \theta_t^{II}.$$

这样一个周期的传输矩阵 M 为

$$\begin{aligned} M &= M_a M_b \\ &= \begin{pmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i \eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} \cos \delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b \\ -i \eta_b \sin \delta_b & \cos \delta_b \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (15)$$

对于第 N 个周期, 电场强度 E_N, E_{N+1} 和磁场强度 H_N, H_{N+1} 满足的关系式为

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = M_N \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

由 (16) 式最终可得到 N 个周期光子晶体的特征方程:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} &= M_1 M_2 \cdots M_N \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} \\ &= M_a M_b M_a M_b \cdots M_a M_b \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} \\ &= M \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $M = M_a M_b M_a M_b \cdots M_a M_b$, 就是任意入射角的光在一维光子晶体的传输矩阵.

根据第一个界面和第 $N+1$ 界面上的电磁分量方程, 由方程 (17) 可以求出任意角度入射光在一维光子晶体中传播的透射率和反射率, 分别为透射系数

$$\begin{aligned} t &= \frac{E_{tN+1}}{E_{i1}} \\ &= \frac{2\eta_0 \cos \theta_i^0}{A\eta_0 \cos \theta_i^0 + B\eta_0 \eta_N \cos \theta_i^0 + C + D\eta_{N+1}}; \end{aligned} \quad (18)$$

透射率

$$T = t \cdot t^*; \quad (19)$$

反射系数

$$\begin{aligned} r &= \frac{E_{r1}}{E_{i1}} \\ &= \frac{A\eta_0 \cos \theta_i^0 + B\eta_0 \eta_{N+1} \cos \theta_i^0 - C - D\eta_{N+1}}{A\eta_0 \cos \theta_i^0 + B\eta_0 \eta_{N+1} \cos \theta_i^0 + C + D\eta_{N+1}}; \end{aligned} \quad (20)$$

反射率

$$R = r \cdot r^*. \quad (21)$$

(18)—(21) 式是我们首次给出的任意入射角下光子晶体的反射率、透射率公式, 其他文献中都是给出垂直入射时的反射率、透射率公式.

3 一维光子晶体场强分布的推导

本节将推导光子晶体内电磁场的分布, 图 2 为光子晶体结构示意图. 其中 $\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$ 分别为入射电场、磁场强度, $\mathbf{E}_N(d_1 + d_2 + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N)$,

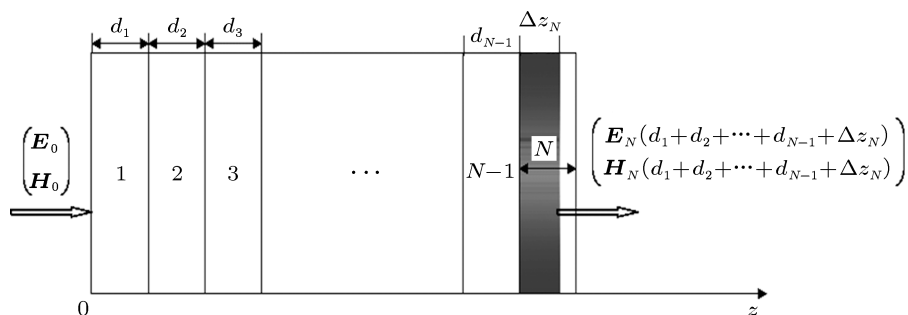


图 2 光子晶体结构示意图

分别为在第 N 周期内的电场强度和磁场强度, Δz_N 为第 N 周期内的一部分距离. 下面分别讨论无缺陷层和有缺陷层时的电场分布情况.

3.1 无缺陷层的电场分布

通过上节给出的任意入射角的光在一维光子晶体中的传播矩阵形式, 可得到入射电磁场与输出电磁场关系为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{pmatrix} = M_1(d_1)M_2(d_2) \cdots M_{N-1}(d_{N-1})M_N(\Delta z_N) \times \begin{pmatrix} \mathbf{E}_N(d_1 + d_2 + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N) \\ \mathbf{H}_N(d_1 + d_2 + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N) \end{pmatrix}, \quad (22)$$

通过变换, 则有:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_N(d_1 + d_2 + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N) \\ \mathbf{H}_N(d_1 + d_2 + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N) \end{pmatrix} = M_N^{-1}(\Delta z_N)M_{N-1}^{-1}(d_{N-1}) \cdots M_2^{-1}(d_2) \times M_1^{-1}(d_1) \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A(\Delta z_N) & B(\Delta z_N) \\ C(\Delta z_N) & D(\Delta z_N) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$\mathbf{E}_0 = E_{i1} + E_{r1} = E_{i1} + rE_{i1} = (1+r)E_{i1}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_0 &= H_{i1} \cos \theta_i^0 - H_{r1} \cos \theta_i^0 \\ &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_{i1} \cos \theta_i^0 - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_{r1} \cos \theta_i^0 \\ &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cos \theta_i^0 (1-r) E_{i1}, \end{aligned} \quad (25)$$

由 (23), (24) 及 (25) 式得:

$$\frac{\mathbf{E}_N(d_1 + d_2 + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N)}{E_{i1}} = A(\Delta z_N)(1+r) + B(\Delta z_N) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cos \theta_i^0 (1-r),$$

则:

$$\begin{aligned} & \left| \frac{\mathbf{E}_N(d_1 + d_2 + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N)}{E_{i1}} \right|^2 \\ &= \left| A(\Delta z_N)(1+r) + B(\Delta z_N) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cos \theta_i^0 (1-r) \right|^2. \end{aligned} \quad (26)$$

其中 ε_0 为真空介电常数, μ_0 为真空介质磁导率. (26) 式即为任意角入射的光在无缺陷层的一维光子晶体中的电场分布公式. 在其他文献中, 给出的是垂直入射时的场强公式.

3.2 有缺陷层的电场分布

由一维光子晶体传输矩阵可得:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{pmatrix} = M_1(d_1)M_2(d_2) \cdots M(d) \cdots M_N(\Delta z_N) \times \begin{pmatrix} \mathbf{E}_N(d_1 + \cdots + d + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N) \\ \mathbf{H}_N(d_1 + \cdots + d + \cdots + d_{N-1} + \Delta z_N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A'(\Delta z_N) & B'(\Delta z_N) \\ C'(\Delta z_N) & D'(\Delta z_N) \end{pmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} \mathbf{E}_N(d_1 + \dots + d + \dots + d_{N-1} + \Delta z_N) \\ \mathbf{H}_N(d_1 + \dots + d + \dots + d_{N-1} + \Delta z_N) \end{pmatrix}, \quad (27)$$

通过计算得到任意角度入射的光在有缺陷层的一维光子晶体中的电场分布公式:

$$\begin{aligned} & \left| \frac{\mathbf{E}_N(d_1 + \dots + d + \dots + d_{N-1} + \Delta z_N)}{E_{i1}} \right|^2 \\ &= \left| A'(\Delta z_N)(1+r) + B'(\Delta z_N) \right. \\ & \quad \left. \times \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos \theta_1^0 (1-r) \right|^2. \end{aligned} \quad (28)$$

4 数值分析

下面研究的一维光子晶体将选取 Si 为介质 A, Al₂O₃ 为介质 B. 介质 A, B 的折射率分别为 $n_1 = 3.42$, $n_2 = 1.766$; 光学厚度 $n_1 a = n_2 b = \lambda_0/4$, 其中 a, b 分别为介质层 A, B 的厚度, 结构为 (AB)⁸, 即周期数 $N = 8$, $\lambda_0 = 679 \times 10^{-9}$ m, 对应角频

率 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, c 为真空中光速.

图 3(a)—(d) 分别是角频率为 $w = w_0, 3w_0, 5w_0, 7w_0$ 的光垂直入射到一维光子晶体中的场强分布曲线. 其中横轴为光在一维光子晶体中传播的周期数, 即每个周期所在的位置. 如图 3 中横坐标 0—1 之间表示第一周期所在位置, 1—2 之间表示第二周期所在位置, 其他类推. 纵轴为其所在位置对应的场强与入射场强的比值的模方. 从图中可发现, 当入射光角频率为基频奇数倍时, 其场强较弱, 与入射场强比值的最大值小于 0.35, 且随入射位置的增加场强逐渐减弱, 最终趋近于 0. 还发现随入射光角频率增大, 每个周期内波峰的个数增多, 且波峰的个数与其入射光所对应的基频倍数相一致, 但场强分布的总体趋势保持不变. 在图 3(a) 中, 入射光角频率 $w = w_0$, 每周期 (虚线所在位置为周期分界处) 中各有一个波峰; 图 3(b) 中, 入射光角频率 $w = 3w_0$, 每个周期中各有三个波峰; 图 3(c) 和 (d) 分别有五个和七个波峰, 每周期内波峰数与基频倍数相同.

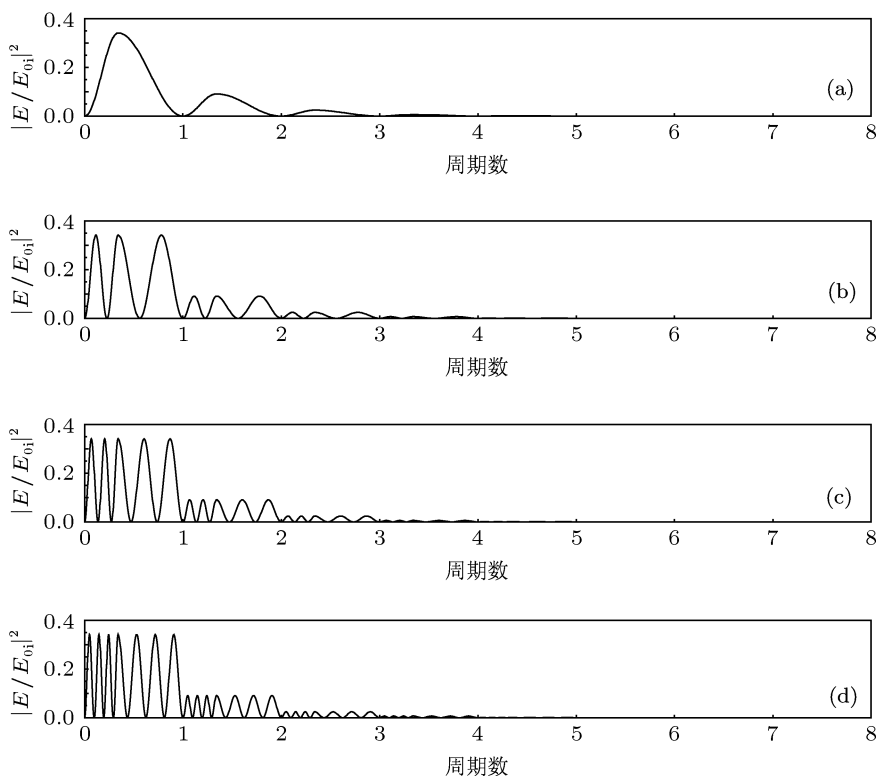


图 3 入射光在 (AB)⁸ 结构的一维光子晶体中的场强分布曲线 (a) 角频率 $w = w_0$; (b) 角频率 $w = 3w_0$; (c) 角频率 $w = 5w_0$; (d) 角频率 $w = 7w_0$

图 4(a)—(d) 分别为角频率 $w = 2w_0, 4w_0, 6w_0, 8w_0$ 的光垂直入射在一维光子晶体中的场强分布曲线. 从图中可发现, 当入射光角频率为基频偶数

倍时, 其场强较强, 与入射场强比值的最大值为 1, 且场强分布呈周期性分布. 从图 4(a)—(d) 可发现随入射光角频率增大, 每个周期内波峰的个数增多,

且峰的个数与其入射光所对应的基频倍数相一致, 分别有 2, 4, 6 和 8 个波峰, 但场强分布的总体趋势保持不变.

图 5(a)—(d) 为角频率 $\omega = \omega_0$ 的光分别

以 $\theta_i^0 = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 75° 角度入射在结构均为 $(AB)^8$ 的一维光子晶体中的场强分布曲线. 从图中可看出, 随入射角增大, 其对应的场强减弱.

图 6 中入射光角频率均为 $\omega = \omega_0$, 其中图 6(a),

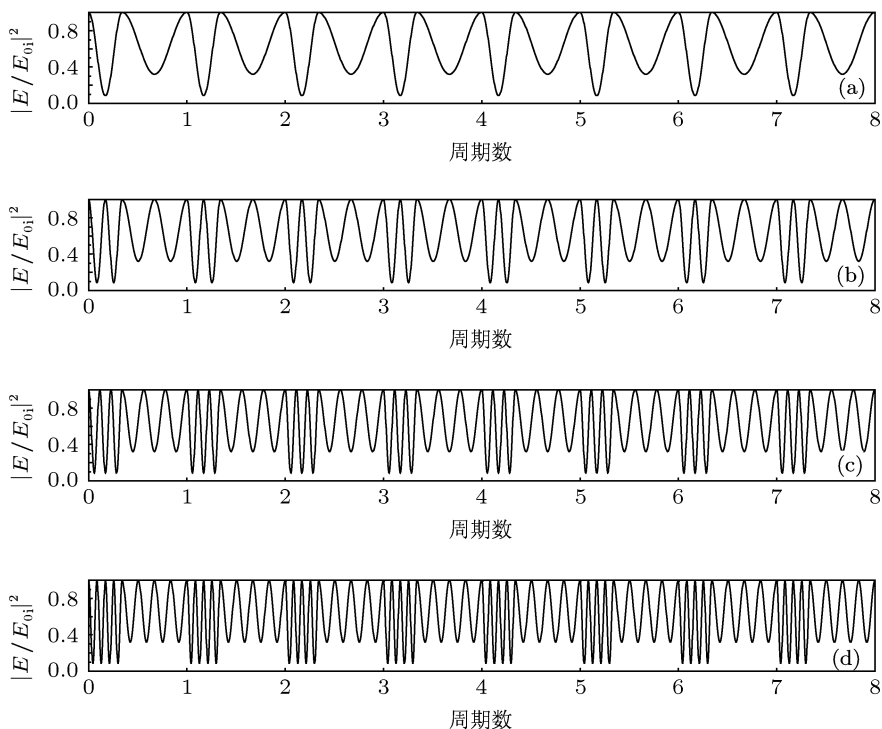


图 4 入射光在 $(AB)^8$ 结构的一维光子晶体中的场强分布曲线 (a) 角频率 $\omega = 2\omega_0$; (b) 角频率 $\omega = 4\omega_0$; (c) 角频率 $\omega = 6\omega_0$; (d) 角频率 $\omega = 8\omega_0$

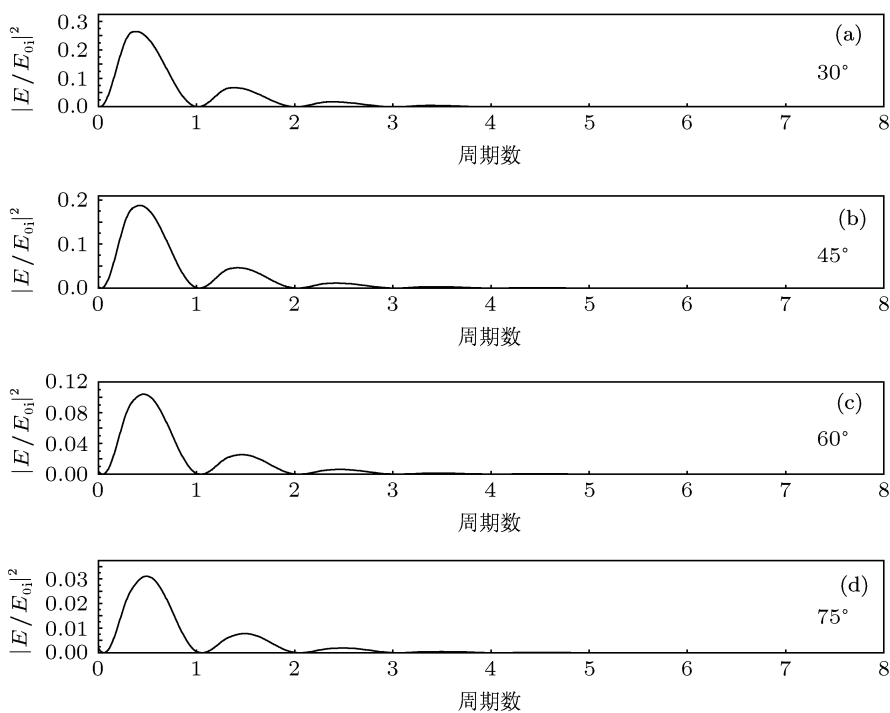


图 5 光在 $(AB)^8$ 结构的一维光子晶体中的场强分布曲线 (a) 角频率 $\omega = \omega_0$, 入射角 $\theta_i^0 = 30^\circ$; (b) 角频率 $\omega = \omega_0$, 入射角 $\theta_i^0 = 45^\circ$; (c) 角频率 $\omega = \omega_0$, 入射角 $\theta_i^0 = 60^\circ$; (d) 角频率 $\omega = \omega_0$, 入射角 $\theta_i^0 = 75^\circ$

(b) 结构分别为 $(AB)^8$, $(BA)^8$. 实际上, 若光由左向右方向入射到结构为 $(AB)^8$ 的光子晶体, 则当光由右向左入射到结构为 $(AB)^8$ 的光子晶体时, 可等同于光由左向右方向入射到结构为 $(BA)^8$ 的光子晶体, 即图 6(a), (b) 为相同频率的光分别由正、反方向垂直入射到结构为 $(AB)^8$ 的光子晶体中的场强分布曲线. 从图中可看出, $(AB)^8$ 结构的光子晶体场强明显弱于 $(BA)^8$ 结构的光子晶体(其

中 $n_1 > n_2$), 即光子晶体内电场强度分布与光的正、反入射方向有关.

图 7(a)—(d) 的入射光角频率均为 $\omega = \omega_0$, 入射角 $\theta_i^0 = 0^\circ$. 图 7(a) 是结构为 $(AB)^{12}$ 的无缺陷层光子晶体的场强分布曲线, 图 7(b)—(d) 是结构均为 $(AB)^6 D(AB)^6$ 的含缺陷层光子晶体的场强分布曲线, 缺陷层折射率分别为 1.457, 2.55 和 4, 其中 $n_d d = \lambda_0/4$, n_d 为缺陷层折射率, d 为缺陷层厚

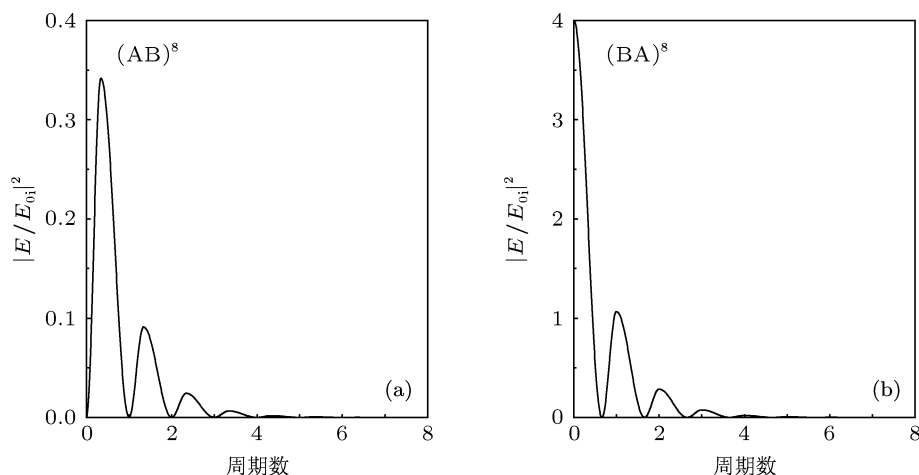


图 6 (a) 角频率 $\omega = \omega_0$ 的入射光在 $(AB)^8$ 结构的一维光子晶体中的场强分布曲线; (b) 角频率 $\omega = \omega_0$ 的入射光在 $(BA)^8$ 结构的一维光子晶体中的场强分布曲线

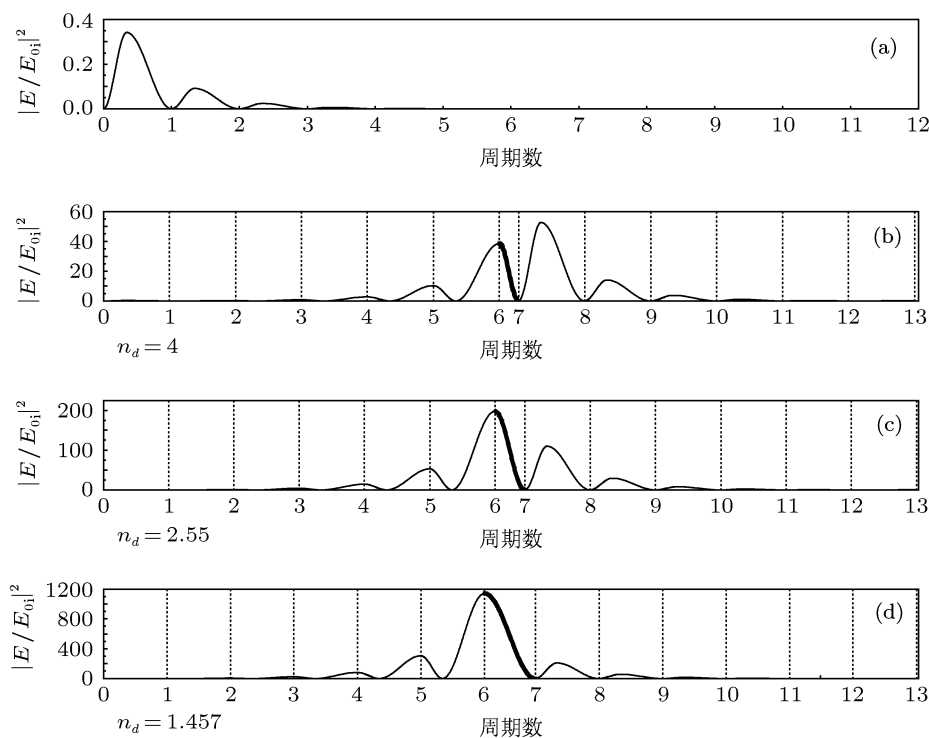


图 7 (a) 角频率 $\omega = \omega_0$ 的光在 $(AB)^{12}$ 结构的无缺陷一维光子晶体中的场强分布曲线; (b) $n_d = 4$, 光在 $(AB)^6 D(AB)^6$ 结构的含缺陷一维光子晶体中的场强分布曲线; (c) $n_d = 2.55$, 光在 $(AB)^6 D(AB)^6$ 结构的含缺陷一维光子晶体中的场强分布曲线; (d) $n_d = 1.457$, 光在 $(AB)^6 D(AB)^6$ 结构的含缺陷一维光子晶体中的场强分布曲线

度, 图中的横坐标 6 和 7 之间为缺陷层所在位置, 其对应的电场分布为图中黑粗线所示. 比较图 7(a)—(d) 可发现: 光在含缺陷层的光子晶体内的场强较无缺陷层的光子晶体的场强明显增强, 增强的程度随缺陷层介质折射率的减小而增大, 且在缺陷层处增强更明显.

5 结论

本文通过计算分析得到以下结论: 1) 入射光角频率为基频奇数倍时, 其场强较弱, 与入射光场强比值的最大值小于 0.35, 且随光入射位置的增加场强逐渐减弱, 最终趋近为 0; 随入射光角频率增大,

每个周期内波峰的个数增多, 与其入射光频率所对应的基频倍数相一致; 2) 入射光角频率为基频偶数倍时, 其场强较强, 与入射光场强比值的最大值为 1, 且场强分布呈周期性分布; 随入射光角频率增大, 每个周期内波峰的个数增多, 与其入射光频率所对应的基频倍数相一致; 3) 随入射光的入射角增大, 其在光子晶体内部场强明显减弱; 4) 对相同结构的光子晶体, 如 $(AB)^N$, 当入射光方向相反时场强分布不同, 若 $n_a > n_b$, 光正入射时光子晶体内部场强明显小于反入射时的场强; 5) 在一维光子晶体中加入缺陷层可使光在缺陷层附近的场强分布明显增强, 且增强的程度随缺陷层折射率的减小而增大.

-
- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 [3] Chassagneux Y 2009 *Nature* **457** 174
 [4] Yablonovitch E, Gmitter T G 1991 *Phys. Rev. Lett* **67** 3380
 [5] Liu N H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 4097
 [6] Ishizaki K, Noda S 2009 *Nature* **460** 367
 [7] 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]
 [8] Yang C Y, Xu X M, Ye T, Liao L P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017807(in Chinese) [杨春云, 徐旭明, 叶涛, 繆路平 2011 物理学报 **60** 017807]
 [9] Ni P G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 340 (in Chinese) [倪培根 2010 物理学报 **59** 340]
 [10] Kopp V I, Zhang Z Q, Genack A Z 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1753
 [11] Russell P 2003 *Science* **299** 358
 [12] Yurii A V, Martin O'Boyle, Hendrik F H, Sharee J M 2005 *Nature* **438** 65
 [13] Taniyama H 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 3511
 [14] Wang T B, Liu N H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5878 (in Chinese) [王同标, 刘念华 2007 物理学报 **56** 5878]

The analysis on the properties of light field distribution in one-dimensional photon crystals*

Liu Xiao-Jing¹⁾ Zhang Bo-Jun¹⁾ Wang Jing^{1)†} Zhang Si-Qi¹⁾ Ba Nuo¹⁾
Li Hong¹⁾ Wu Xiang-Yao¹⁾ Guo Yi-Qing¹⁾²⁾

1) (*Institute of Physics, Jilin Normal University, Siping 136000, China*)

2) (*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 13 June 2011; revised manuscript received 3 July 2011)

Abstract

In this paper, we give the expressions of transmissivity, reflectivity and the distribution of election field in a photon crystal at an arbitrary incidence angle. We investigate the field intensity when angle frequency of incidence light is odd or even times the fundamental frequency in photon crystal. Besides, we study the effects of incidence angle, the incident direction of light and defect layer on election field distribution, and obtain some new and valuable results. We expect the research results to be helpful for designing photonic crystals.

Keywords: photon crystals, election field distribution, defect model

PACS: 78.20.Ci, 41.20.Jb

* Project supported by Science and Technology Development Program of Jilin Province, China (Grant No. 20082112).

† E-mail: 10702800@qq.com