

含点缺陷二维函数光子晶体的本征场分布

刘继平^{**}, 李海波, 孟祥东, 张晓茹, 刘晗, 张斯淇, 刘晓静, 李宏, 马季, 梁禹, 吴向尧^{*}

吉林师范大学物理学院, 吉林 四平 136000

摘要 采用平面波展开法研究了含点缺陷正方结构二维函数光子晶体的带隙结构、缺陷模式和缺陷模式的本征场分布。选取介质柱的折射率为空间位置的分布函数,其参数可通过改变施加电场、光场的强度来调节。研究结果表明,通过调节介质柱参数,能够实现带隙结构、带隙位置、缺陷模式及缺陷模式的本征场分布的可调,该研究为相关光学器件的设计提供了理论依据和设计方法。

关键词 材料; 二维函数光子晶体; 点缺陷; 带隙结构; 本征场分布; 平面波展开法

中图分类号 O77+1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0803001

Eigenfield Distribution of Two-Dimensional Functional Photonic Crystals with Point Defects

Liu Jiping^{**}, Li Haibo, Meng Xiangdong, Zhang Xiaoru, Liu Han, Zhang Siqi,
Liu Xiaojing, Li Hong, Ma Ji, Liang Yu, Wu Xiangyao^{*}

Department of Physics, Jilin Normal University, Siping, Jilin 136000, China

Abstract As for a two-dimensional function photonic crystal with square structure and point defects, its band gap structure, defect modes and eigenfield distribution of defect modes are studied by using the plane wave expansion method. The refractive index of the dielectric column is chosen as a spatial distribution function, whose coefficients can be adjusted by the altering of the applied electric field and the light field intensities. The research results show that, the adjustability of band gap structure, band gap position, defect modes and eigenfield distribution of defect modes can be realized by adjusting the parameters of the dielectric column, which provides an important theoretical basis and design method for the design of related optical devices.

Key words materials; two-dimensional-function photonic crystals; point defect; band gap structure; eigenfield distribution; plane wave expansion method

OCIS codes 160.2100; 220.2560; 230.1150

1 引 言

1987年, Yablonovitch^[1]和 John^[2]分别独立提出了光子晶体的概念,在过去的三十多年里,光子晶体的研究引起了国内外研究人员的广泛关注^[3-5]。光子晶体由介电常数不同的两种或两种以上材料按周期性排列构成,可分为一维、二维和三维光子晶体,按照介质柱介电常数的形式又可分为常规光子晶体和函数光子晶体。光子晶体的主要特征有光子带隙、缺陷态、光局域化等^[6-9]。当光在光子晶体中传播时,某些频率范围内的光

会受到限制,形成光子禁带,在禁带中是禁止光传播的。当光子晶体的周期性结构被破坏,如去掉部分介质柱或改变其中部分介质柱的折射率时,在原来的带隙中就会出现缺陷模式曲线,从而允许某些特定频率的光通过带隙。利用这一特性可以设计优化很多高性能设备,如发光二极管、半导体激光器、光学滤波器等^[10-12]。横电(TE)波和横磁(TM)波均存在带隙结构,TE和TM波带隙重合的区域称为绝对带隙或完全带隙。一般情况下,光子晶体的禁带越宽,其性能越稳定^[13-14]。在理论上研究光子晶体的常用方法有:平面波展开

收稿日期: 2018-12-20; 修回日期: 2018-01-30; 录用日期: 2018-04-08

基金项目: 国家自然科学基金(61275047)、吉林师范大学研究生创新项目(研创新 201627)

* E-mail: wuxy65@126.com; ** E-mail: 1064965713@qq.com

法、传输矩阵法和时域有限差分法等^[15-18]。

肖利等^[19]提出了二维函数光子晶体的概念,它不同于二维常规光子晶体(介质柱的折射率为常数),其介质柱折射率是随空间位置分布的函数,可通过对介质柱施加电场、光场来改变其折射率,即通过电光效应和 Kerr 效应使介质柱的折射率成为空间位置的分布函数。本文给出了介质柱为空间坐标函数形式的傅里叶积分解析表达式^[19],利用 COMSOL 仿真软件结合周期性边界条件,得到了正方结构二维函数光子晶体在 TE 偏振下的带隙结构,利用超元胞方法计算了含点缺陷介质柱光子晶体的带隙结构,并给出了缺陷模式的本征场分布。比较了含点缺陷二维函数光子晶体与完整二维函数光子晶体的带隙结构,并研究了其带隙结构的变化。通过改变介电常数函数中的参数,研究其对带隙结构、带隙位置、缺陷模式和缺陷模式本征场的影响。研究结果为光学器件的设计提供了重要的理论依据和新的设计方法。

2 二维函数光子晶体介电常数的傅里叶变换

介质柱的介电常数可写为

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \begin{cases} \epsilon_a(\mathbf{r}), & r \leq r_a \\ \epsilon_b, & r > r_a \end{cases}, \quad (1)$$

即

$$\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} = \begin{cases} \frac{1}{\epsilon_a(\mathbf{r})}, & r \leq r_a \\ \frac{1}{\epsilon_b}, & r > r_a \end{cases}, \quad (2)$$

式中 r 为为介质柱横截面上任意一点到圆心的距离, \mathbf{r} 为相应的距离向量, r_a 为介质柱半径, ϵ_a 为介质的介电常数函数, ϵ_b 为空气的介电常数。

(2)式可写为

$$\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} = \frac{1}{\epsilon_b} + \left[\frac{1}{\epsilon_a(\mathbf{r})} - \frac{1}{\epsilon_b} \right] + s(r), \quad (3)$$

式中参数 $s(r)$ 为

$$s(r) = \begin{cases} 1, & r \leq r_a \\ 0, & r > r_a \end{cases}. \quad (4)$$

$\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})}$ 的傅里叶变换为

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{G}) = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} d\mathbf{r} \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \quad (5)$$

式中 \mathbf{G} 为倒格矢, V_0 为元胞面积。

在二维倒易空间中,(5)式可表示为

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{G}_{\parallel}) = \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \frac{1}{\epsilon(r_{\parallel})} \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}), \quad (6)$$

式中 $V_0^{(2)}$ 为二维空间的元胞面积; $\mathbf{G}_{\parallel} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2$, $\mathbf{r}_{\parallel} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j}$, m 和 n 为整数, \mathbf{b}_1 、 \mathbf{b}_2 为倒格子基矢, x 、 y 为空间坐标, \mathbf{i} 和 \mathbf{j} 为正格子基矢。

将(3)式代入(6)式中,得到

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{G}_{\parallel}) = \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \left[\frac{1}{\epsilon_b} + \left(\frac{1}{\epsilon_a} - \frac{1}{\epsilon_b} \right) s(r_{\parallel}) \right] \times \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) = \frac{1}{\epsilon_b} \delta_{m,0} \delta_{n,0} + I, \quad (7)$$

式中 $\delta_{m,0} = 1(m=0)$, $\delta_{m,0} = 0(m \neq 0)$, $\delta_{n,0} = 1(n=0)$, $\delta_{n,0} = 0(n \neq 0)$ 。 I 的表达式为

$$I = \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \left(\frac{1}{\epsilon_a} - \frac{1}{\epsilon_b} \right) s(r_{\parallel}) \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) = \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \frac{1}{\epsilon_a} s(r_{\parallel}) \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) - \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \frac{1}{\epsilon_b} s(r_{\parallel}) \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) = I_1 - I_2, \quad (8)$$

式中

$$\begin{cases} I_1 = \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \frac{1}{\epsilon_a} s(r_{\parallel}) \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) \\ I_2 = \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \frac{1}{\epsilon_b} s(r_{\parallel}) \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) \end{cases}. \quad (9)$$

当 $|\mathbf{r}_{\parallel}| = r_{\parallel} = r$ 时, $|\mathbf{G}_{\parallel}| = G_{\parallel}$, $d|\mathbf{r}_{\parallel}| = r dr d\theta$, 其中 θ 为 \mathbf{r}_{\parallel} 和 \mathbf{G}_{\parallel} 间的夹角。

通过计算得到

$$I_2 = \frac{1}{\epsilon_b} \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_0^{r_a} r dr \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(G_{\parallel} \cdot r) \int_0^{2\pi} d\theta \exp\left[il\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right] = \frac{1}{\epsilon_b} \frac{1}{V_0^{(2)}} \frac{2\pi r_a}{G_{\parallel}} \cdot J_1(G_{\parallel} \cdot r_a) \quad (G_{\parallel} \neq 0), \quad (10)$$

式中 l 为整数, $J_l(\cdot)$ 为 l 阶贝塞尔函数, $J_1(\cdot)$ 为一阶贝塞尔函数。

当 $G_{\parallel} \rightarrow 0(m \rightarrow 0, n \rightarrow 0)$ 时,可以得到

$$I_2(m=0, n=0) = \lim_{G_{\parallel} \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon_b} \frac{1}{V_0^{(2)}} 2\pi r_a \frac{J_1(G_{\parallel} \cdot r_a)}{G_{\parallel}} = \frac{1}{\epsilon_b} \frac{\pi r_a^2}{V_0^{(2)}} = \frac{f}{\epsilon_b} \quad (G_{\parallel} = 0), \quad (11)$$

式中 $f = \frac{\pi r_a^2}{V_0^{(2)}}$ 为填充比。考虑 $\epsilon_a(r, \theta) = \epsilon_a(r)$, 有

$$I_1 = \frac{1}{V_0^{(2)}} \int_{V_0^{(2)}} d\mathbf{r}_{\parallel} \frac{1}{\epsilon_a(r, \theta)} s(\mathbf{r}_{\parallel}) \exp(-i\mathbf{G}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) = \frac{2\pi}{V_0^{(2)}} \int_0^{r_a} r \frac{1}{\epsilon_a(r)} J_0(\mathbf{G}_{\parallel} \cdot r) dr \quad (\mathbf{G}_{\parallel} \neq 0), \quad (12)$$

式中 $J_0(\cdot)$ 为 0 阶贝塞尔函数。

当 $G_{\parallel} = 0$ 时, 有

$$I_1 = \frac{2\pi}{V_0^{(2)}} \int_0^{r_a} r \frac{1}{\epsilon_a(r)} dr, \quad G_{\parallel} = 0, \quad (13)$$

将 I_1, I_2 和 I 代入(7)式中得到

$$\epsilon^{-1}(G_{\parallel}) = \begin{cases} \frac{1}{\epsilon_b}(1-f) + \frac{2f}{r_a^2} \int_0^{r_a} r \frac{1}{\epsilon_a(r)} dr, & G_{\parallel} = 0 \\ \frac{2f}{r_a^2} \int_0^{r_a} r \frac{1}{\epsilon_a(r)} J_0(G_{\parallel} \cdot r) dr - \frac{2f}{\epsilon_b} \frac{J_1(G_{\parallel} \cdot r_a)}{(G_{\parallel} \cdot r_a)}, & G_{\parallel} \neq 0 \end{cases}. \quad (14)$$

当 $\epsilon_a(r) = \epsilon_a$ (ϵ_a 为常数) 时, (14) 式变为

$$\epsilon^{-1}(G_{\parallel}) = \begin{cases} \frac{1}{\epsilon_b} + \left(\frac{1}{\epsilon_a} - \frac{1}{\epsilon_b}\right) f, & G_{\parallel} = 0 \\ 2f \left(\frac{1}{\epsilon_a} - \frac{1}{\epsilon_b}\right) \frac{J_1(G_{\parallel} \cdot r_a)}{G_{\parallel} \cdot r_a}, & G_{\parallel} \neq 0 \end{cases}. \quad (15)$$

(15) 式为二维常规光子晶体的傅里叶变换, 因此可知二维常规光子晶体是二维函数光子晶体的特殊情况。文献[19]用平面波展开法给出了 TM 和 TE 波的特征方程:

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') H_k(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} H_k(\mathbf{G}'), \quad (16)$$

$$\sum_{\mathbf{G}'} |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| |\mathbf{k} + \mathbf{G}| \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') E_k(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} E_k(\mathbf{G}'), \quad (17)$$

式中 \mathbf{k} 为布洛赫波矢, \mathbf{G}' 为相对介电系数的倒数在倒易空间中的矢量, H_k 为对应于波矢 \mathbf{k} 的磁场, E_k 为对应于波矢 \mathbf{k} 的电场, ω 为角频率, c 为光速。

将(14)式代入(16)、(17)式中, 可以得到二维函数光子晶体的带隙结构。

3 数值分析

研究介质柱以正方结构周期性排列在空气中的二维函数光子晶体(关于二维函数光子晶体的实施方法见附录), 当介质柱半径不变时, 对其加一个点缺陷, 通过改变介质柱介电常数的参数 k 或 b , 研究其对带隙结构和缺陷模式的影响, 同时给出了缺陷模式的本征场沿 z 轴方向的电场分布。

正方结构二维函数光子晶体的结构如图 1 所示, 介质柱以正方结构排列于空气中, 介质柱半径 $r_a = 0.3a$ (晶格常数 $a = 10^{-7}$ m), 背景介质为空气, 其介电常数为 $\epsilon_b = 1$, 介质柱的相对介电常数的函数形式为 $\epsilon(r) = k \cdot r + b$ ($0 \leq r \leq r_a$), 即为 r 的线性函数, 是随空间坐标 x, y 而变化的函数。在图 1 中, 中心的蓝色介质柱为引入的点缺陷, 通过改变参

数 k 或 b 值的大小来引入点缺陷。可通过改变外电场、光场的强度来改变点缺陷的折射率, 即通过电光效应和 Kerr 效应使其折射率成为空间位置的分布函数, 从而实现参数 k 和 b 值可调。在 TE 偏振下, 比较含缺陷的二维函数光子晶体与完整结构光子晶体的带隙结构, 以研究点缺陷对光子晶体带隙结构的影响。改变介质柱介电常数函数的参数, 研究其对缺陷模式的影响。计算中完整二维函数光子晶体的傅里叶函数在 7×7 超元胞内展开, 含缺陷二维函数光子晶体的傅里叶函数在含点缺陷的 7×7 超元

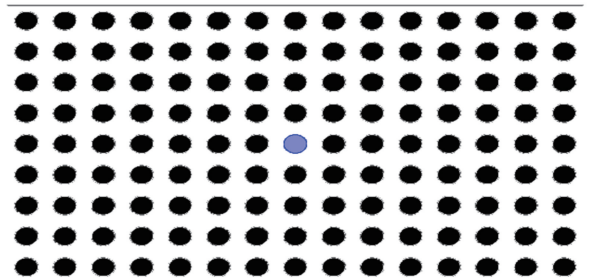


图 1 含缺陷的正方结构二维函数光子晶体的结构
Fig. 1 Structural diagram of two-dimensional functional photonic crystal with with square structure and defects

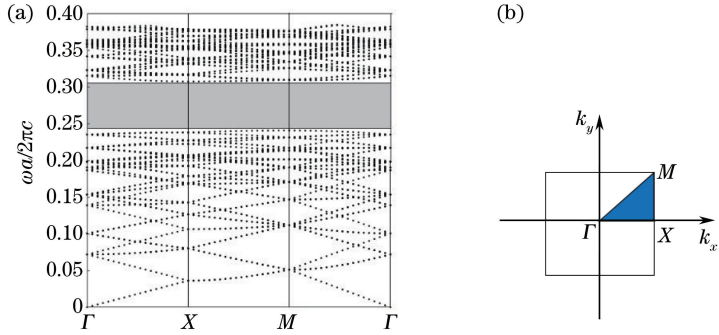


图 2 正方结构二维函数光子晶体。(a)带隙结构;(b)第一布里渊区的扩展图

Fig. 2 Two-dimensional functional photonic crystal with square structure. (a) Band gap structure; (b) extended diagram of first Brillouin zone

胞内展开,结果如图 2 所示。

在图 2 中,正方结构二维函数光子晶体介质柱的参数为 $k=6.9 \times 10^7$, $b=9.8$ 。由图 2(a)可以看出,完整正方结构二维函数光子晶体的 TE 模式存在一条禁带,其禁带的归一化频率范围为 $0.2405 \sim$

0.3073 。在图 2(b)中,填色部分是由三个高对称点 Γ 、 X 和 M 所定义的简约布里渊区, Γ 、 X 和 M 的坐标分别为 $\frac{2\pi}{a}[0 \ 0]$, $\frac{2\pi}{a}[\frac{1}{2} \ 0]$, $\frac{2\pi}{a}[\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}]$; k_x 、 k_y 分别为布洛赫波矢 k 的 x 和 y 分量。

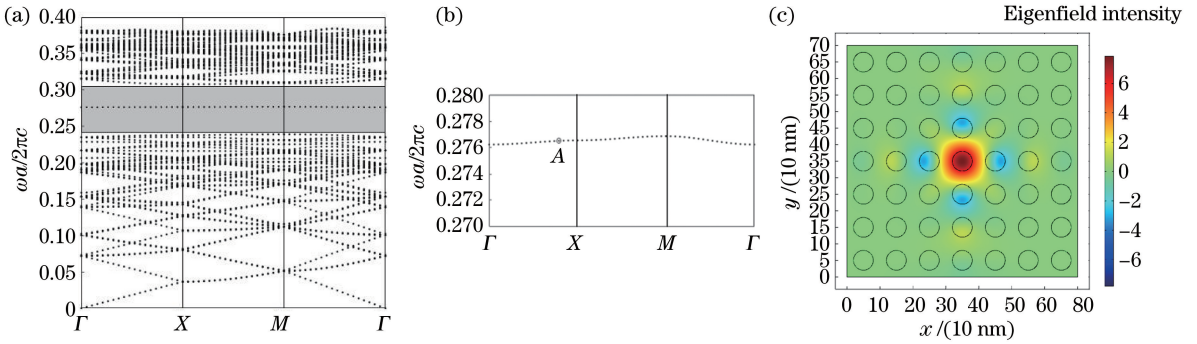


图 3 含一个点缺陷(点缺陷介质柱的参数 $k=6.9 \times 10^7$, $b=9.8$)的二维函数光子晶体。

(a)带隙结构;(b)缺陷模式的放大图;(c)缺陷模式曲线上 A 点对应归一化频率在 E_z 方向的本征场

Fig. 3 Two-dimensional functional photonic crystal with a point defect (parameters of dielectric column with point defect: $k=6.9 \times 10^7$ and $b=9.8$). (a) Band gap structure; (b) enlarged figure of defect mode;

(c) eigenfield in E_z direction of normalized frequency corresponding to point A in the defect mode curve

含一个点缺陷的二维函数光子晶体的带隙结构和本征场分布如图 3 所示,其中正方结构二维函数光子晶体介质柱的参数 $k=6.9 \times 10^7$, $b=9.8$,点缺陷介质柱的参数 $k=6.9 \times 10^7$, $b=2.8$ 。由图 3(a)可知,在禁带归一化频率范围 $0.2391 \sim 0.3079$ 内出现了一条单一曲线,位于归一化频段 $0.2762 \sim 0.2769$ 处,这是由于中心介质柱介电常数的参数改变后,在缺陷处形成了一个量子化束缚态,又称为缺陷模。原来处在禁带中的光频率与束缚态的频率一致时就会发生谐振,使原本被禁止在禁带中传播的光通过缺陷传播。缺陷模式的放大图如图 3(b)所示。进一步计算得到缺陷模式曲线上 A 点对应的归一化频率在 E_z 方向的本征场,如图 3(c)所示,可以看出,光子晶体中心位置场强最大,由中心向外,场强减

小。这是由于频率与缺陷模对应的光子均被局限在缺陷处,能量不断聚集,故场强越来越大;而远离缺陷处,场强越来越小。通过计算还发现,在缺陷模式曲线上取除 A 点以外其他点对应的归一化频率进行计算时,场强的分布情况与图 3(c)的相同,可见 TE 偏振的电磁波在缺陷处被很好地局域了。

对比图 2、3 发现,点缺陷的引入使原本禁止光通过的带隙中出现了一条缺陷模式曲线,从而允许与缺陷模式曲线所对应的频率一致的光通过带隙,但点缺陷的引入对原本带隙的位置和宽度的影响并不大。

另一种情况下,含一个点缺陷的二维函数光子晶体的带隙结构和本征场分布如图 4 所示,其中正方结构二维函数光子晶体介质柱的参数 $k=6.9 \times$

10^7 , $b=9.8$, 点缺陷介质柱的参数 $k=20.9 \times 10^7$, $b=2.8$ 。由图 4(a) 可知, 在禁带归一化频率范围 $0.2379 \sim 0.3077$ 内出现了一条缺陷模式曲线, 其位于归一化频段 $0.2484 \sim 0.2492$ 处, 缺陷模式的放大图如图 4(b) 所示。缺陷模式 E_z 方向的本征场如图

4(c) 所示。

对比图 3、4 发现, 点缺陷介质柱的介电常数函数中参数 b 值不变, k 值由 6.9×10^7 增大到 20.9×10^7 时, 缺陷模式曲线在禁带中的位置明显下移, 缺陷模式在 E_z 方向的本征场分布形式不变。

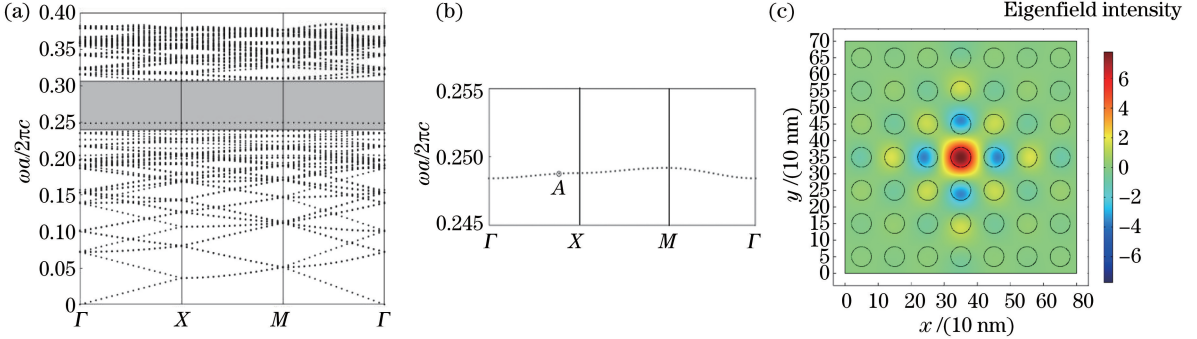


图 4 含一个点缺陷(点缺陷介质柱的参数 $k=20.9 \times 10^7$, $b=2.8$)的二维函数光子晶体。

(a)带隙结构;(b)缺陷模式的放大图;(c)缺陷模式曲线上 A 点对应归一化频率在 E_z 方向的本征场

Fig. 4 Two-dimensional functional photonic crystals with a point defect (parameters of dielectric column with point defect:

$k=20.9 \times 10^7$ and $b=2.8$). (a) Band gap structure; (b) enlarged figure of defect mode;

(c) eigenfield in E_z direction of normalized frequency corresponding to point A in defect mode curve

继续调整介电常数函数的参数, 得到含一个点缺陷的二维函数光子晶体的带隙结构和本征场分布如图 5 所示, 其中正方结构二维函数光子晶体介质柱的参数 $k=6.9 \times 10^7$, $b=9.8$, 点缺陷介质柱的参数 $k=6.9 \times 10^7$, $b=16.8$ 。由图 5(a) 可知, 在禁带归一化频率范围 $0.2400 \sim 0.3095$ 内出现了两条缺陷模式曲线, 其位于归一化频段 $0.2917 \sim 0.2925$ 处, 缺陷模式的放大图如图 5(b) 所示, 禁带中出现了两条模式曲线, 出现这种现象是因为光子晶体由折射率变化材料按周期性排列构成, 增大或减小缺陷介质柱的折射率时, 光局域在缺陷处谐振, 其谐振频率会向高频或低频方向移动, 即通过改变缺陷介质柱的折射率, 可以选择性地使原本处在禁带中特定频率的光通过光子晶体, 另外缺陷模式也会受到光子晶体结构的微扰, 简并消除, 模式曲线发生分裂或耦合。

两条缺陷模式曲线之间的距离很小时, 如图 5(b) 中的 C 点和 D 点, 对应缺陷模式在 E_z 方向的本征场如图 5(e)、(f) 所示。在图 5(e) 中也出现了两个电场极值点, 其偏离水平方向对称分布在缺陷介质柱的边缘, 由电场极大值点向外, 电场减小; 由电场极小值点向外, 电场增大; 在图 5(f) 中, 两个电场极值点偏离竖直方向对称分布在缺陷介质柱的边缘, 由电场极大值点向外, 电场减小; 由电场极小值点向外, 电场增大。两条缺陷模式曲线之间有一定距离时, 取 A、B 点以外的其他点进行计算, 所得的场强分布情况与图 5(c)、(d) 的相同; 两条缺陷模式曲线之间距离很小时, 取 C、D 点以外的其他点进行计算, 所得的场强分布情况与图 5(e)、(f) 的相同。

图 5(c)~(f) 所示为缺陷模式曲线上 A、B、C 和 D 四点对应归一化频率在 E_z 方向的本征场, 反映缺陷模式曲线上不同位置对应频率在缺陷处的电场分布情况。如图 5(c) 所示, 缺陷介质柱处出现两个电场极值点, 且这两个电场极值点在水平方向对称分布在缺陷介质柱的边缘, 由电场极大值点向外, 电场减小; 由电场极小值点向外, 电场增大。如图 5(d) 所示, 缺陷处的两个电场极值点在竖直方向对称分布在缺陷介质柱的边缘, 由电场极大值点向外, 电场减小; 由电场极小值点向外, 电场增大。当

对比图 3、5 发现, 点缺陷介质柱介电常数中的函数系数 k 值不变, b 值由 2.8 增加到 16.8 时, 禁带中的缺陷模式曲线由一条增加到两条, 且缺陷模式曲线的位置上移, 缺陷模式在 E_z 方向的本征场分布形式发生变化, 在缺陷介质柱边缘处出现两个极值点, 且有四种分布形式。

由此可见, 点缺陷介质柱介电常数的参数 k 和 b 改变时, 会引起二维函数光子晶体带隙结构、带隙位置、缺陷模式以及缺陷模式在 E_z 方向本征场的变化。通过电光效应和 Kerr 效应, 可使点缺陷介质柱的折射率成为空间位置的分布函数, 从而在实际中实现对 k 和 b 的调节。即在不更换光子晶介质柱的

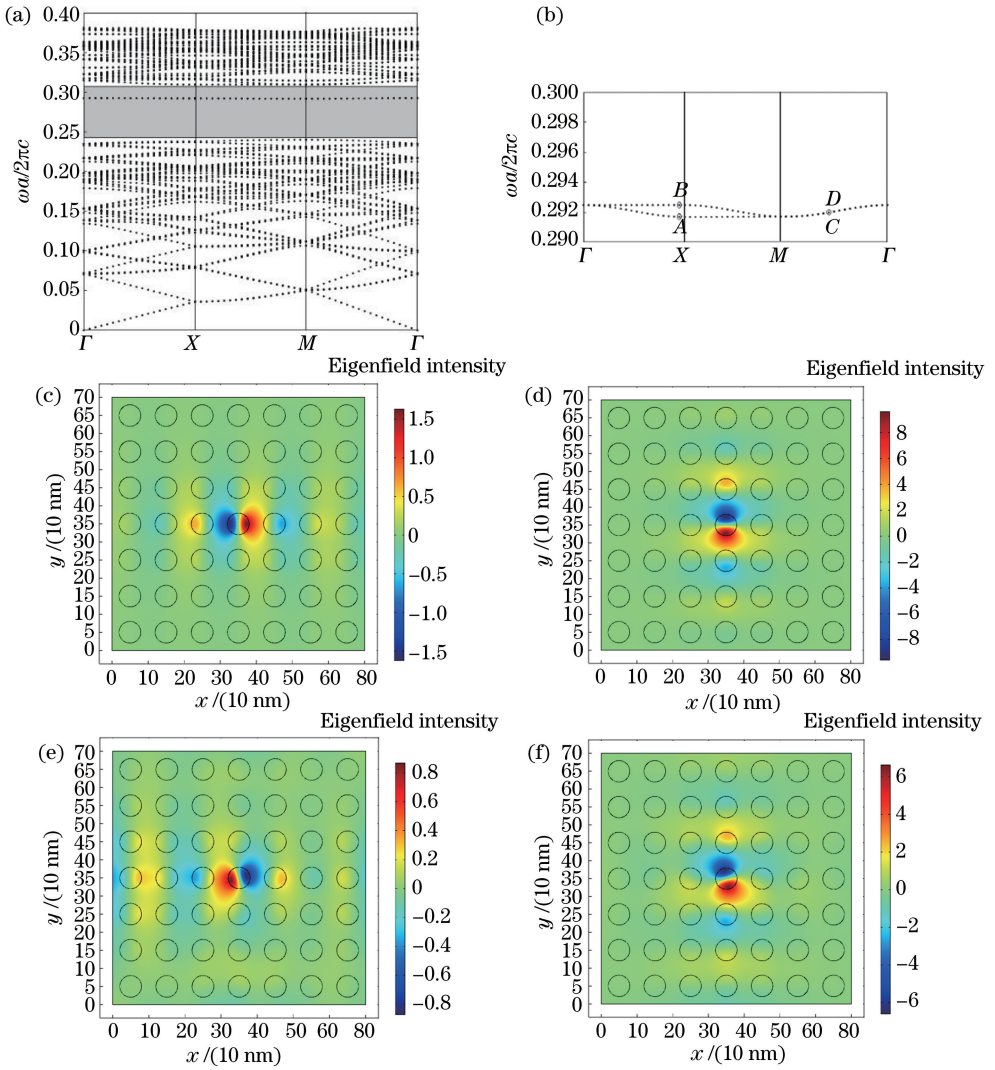


图 5 含一个点缺陷(点缺陷介质柱的参数 $k=6.9 \times 10^7$, $b=16.8$) 的二维函数光子晶体。(a)带隙结构；(b)缺陷模式的放大图；(c) A 点在 E_z 方向的本征场。(d) B 点在 E_z 方向的本征场；(e) C 点在 E_z 方向的本征场；(f) D 点在 E_z 方向的本征场

Fig. 5 Two-dimensional functional photonic crystals with a point defect (parameters of dielectric column with point defect: $k=6.9 \times 10^7$ and $b=16.8$). (a) Band gap structure; (b) enlarged figure of defect mode; (c) eigenfield in E_z direction of point A; (d) eigenfield in E_z direction of point B; (e) eigenfield in E_z direction of point C; (f) eigenfield in E_z direction of point D

前提下,通过调节对点缺陷介质柱所施加的电场、光场强度的大小,就能实现带隙结构、带隙位置、缺陷模式以及缺陷模式在 E_z 方向本征场分布的可调节性,可用来设计动态结构的新型光学器件。

4 结 论

用平面波展开法结合周期性边界条件和超元胞方法,研究了正方结构二维函数光子晶体和含缺陷光子晶体的带隙结构,并给出了缺陷处的本征场分布。改变点缺陷介质柱介电常数函数中参数 k 和 b 值的大小,发现带隙结构、缺陷模式和缺陷模式在

E_z 方向本征场分布均受到了影响。因此,二维函数光子晶体可在不更换介质柱的前提下,实现带隙结构、带隙位置、缺陷模式以及缺陷模式在 E_z 方向本征场分布的可调节性,这也是含缺陷二维函数光子晶体的特点,将为光学器件的设计提供重要的理论依据和新的设计方法。

附录:

采用电控的方法将二维常规光子晶体转换成二维函数光子晶体,理论方法如下。

如图 A1 所示,把所有介质柱(即 49 个介质柱)两端并联起来,同时加上外电压,其电压随时间变化

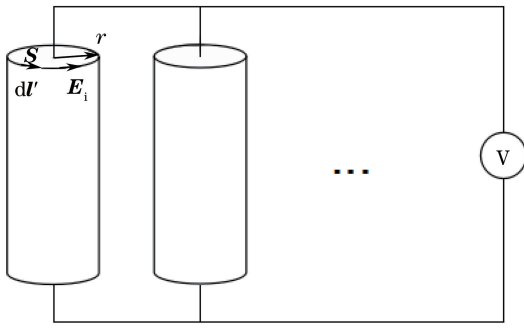


图 A1 函数光子晶体产生的示意图

Fig. A1 Schematic of functional photonic crystal generation
的函数形式为

$$U = U_0 t, \quad (1)$$

式中 U 为 t 时刻电路中的电压值, U_0 为初始电压值。则通过介质柱的电流为

$$i' = i_0 t, \quad (2)$$

式中 i' 为 t 时刻电路中的电流值, i_0 为初始电流值。由安培环路定理得到该电流在介质柱中产生的磁感应强度为

$$B' = B_0 t, \quad (3)$$

式中 B' 为 t 时刻电路中的磁感应强度值, B_0 为初始的磁感应强度值。

法拉第电磁感应定律为

$$\oint_L E_i \cdot dl' = - \frac{d}{dt} \int_S B' \cdot dS, \quad (4)$$

式中 E_i 为感应电磁场的电场强度, L 为介质柱横截面上取半径为 r 的圆的闭合积分回路, dl' 为闭合积分路径 L 上任取的线元, S 为以闭合路径 L 为周界的任意曲面。由(4)式得到介质柱截面上的感应电场强度为

$$E_i \cdot \oint dl' = - \frac{d}{dt} [B'(t), 2\pi r^2], \quad (5)$$

$$E_i \cdot 2\pi r = - \pi r^2 \frac{dB'}{dt}, \quad (6)$$

$$E_i = - \frac{1}{2} \frac{dB'}{dt} r = E_0 r, \quad (7)$$

式中 E_0 为感应电场振幅, $0 \leq r \leq r_a$ 。由(7)式可知,在介质柱截面 r 处的感应电场强度与 r 成正比,由电光效应可知

$$n' = n_0 + m'E = n_0 + m'E_0 r = k'r + b' \quad (8)$$

式中 n' 为介质柱在外感应电场下的折射率, $k' = m'E_0$, $b' = n_0$, n_0 为电场强度 E_i 趋于零时的折射率,

一次项系数 $m' = \frac{\alpha}{n_0}$, α 为常数。

因此,通过该方法能够将二维常规光子晶体(介

电常数为常数)转换为二维函数光子晶体(介电常数为空间坐标的函数)。

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] Lopez C. Materials aspects of photonic crystals[J]. Advanced Materials, 2003, 15(20): 1679-1704.
- [4] Fang Y T, Hu J X, Xu Q S, et al. Magneto-optical storage system based on the coupling of the one-way edge modes and micro cavity modes[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(11): 1106001.
方云团, 胡坚霞, 徐青松, 等. 基于单向边界模式与磁性微腔模式耦合的磁光存储系统[J]. 中国激光, 2015, 42(11): 1106001.
- [5] Geng T, Wu N, Dong X M, et al. Study on the tunable approximation of zero refractive index based on magnetic fluid photonic crystals[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(1): 014213.
耿涛, 吴娜, 董祥美, 等. 基于磁流体光子晶体的可调谐近似零折射率研究[J]. 物理学报, 2016, 65(1): 014213.
- [6] Benisty H, Weisbuch C, Olivier S. Low-loss photonic-crystal and monolithic InP integration: Bands, bend, lasers, filters[J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5360: 119-128.
- [7] Chen Y H, Wang X G, Yong Z H, et al. Experimental investigation of photonic band gap in one-dimensional photonic crystals with metamaterials[J]. Physics Letters A, 2012, 376(16): 1396-1400.
- [8] Guo S P, Wu F, Sacharia A, et al. Photonic band gap analysis using finite-difference frequency-domain method[J]. Optics Express, 2004, 12(8): 1741-1746.
- [9] Pierre C, Combrié S, Lehoucq G, et al. Control of dispersion in photonic crystal waveguides using group symmetry theory [J]. Optics Express, 2012, 20(12): 13108-13114.
- [10] Shiveshwari L, Awasthi S K. Transmission properties of one-dimensional ternary plasma photonic crystals[J]. Physics of Plasmas, 2015, 22(9): 92-129.
- [11] Lund-Hansen T, Stobbe S, Julsgaard B, et al. Experimental realization of highly efficient broadband coupling of single quantum dots to a photonic crystal

- waveguide [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(11): 113903.
- [12] Li Z J, Zhang Y, Li B J, *et al.* Terahertz photonic crystal switch in silicon based on self-imaging principle[J]. *Optics Express*, 2006, 14(9): 3887-3892.
- [13] Anderson C M, Giapis K P. Larger two-dimensional photonic band gaps [J]. *Physical Review Letters*, 1996, 77(14): 2949-2952.
- [14] Wang X H, Gu B Y, Li Z Y. Large absolute photonic band gaps created by rotating noncircular rods in two-dimensional lattices[J]. *Physical Review B*, 1999, 60(16): 11417-11421.
- [15] Zhao L M, Wang Q, Yan C L, *et al.* 980 nm high power vertical cavity surface emitting laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2004, 31(2): 142-144. 赵路民, 王青, 晏长岭, 等. 980 nm 高功率垂直腔面发射激光器[J]. *中国激光*, 2004, 31(2): 142-144.
- [16] Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(25): 3152-3155.
- [17] Jiang Y C, Liu S B, Zhang H F, *et al.* Realization of all optical half-adder based on self-collimated beams by two-dimensional photonic crystals[J]. *Optics Communications*, 2015, 348(6): 90-94.
- [18] Saba M, Thiel M, Turner M D. Circular dichroism in biological photonic crystals and cubic chiral nets[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(10): 103902.
- [19] Xiao L, Lei T Y, Liang Y, *et al.* Two-dimensional function photonic crystal [J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(13): 134207. 肖利, 雷天宇, 梁禹, 等. 二维函数光子晶体[J]. *物理学报*, 2016, 65(13): 134207.