

文章编号: 0253-2239(2005)07-984-6

光子晶体局域缺陷模及耦合特性研究

孙志红

(中国工程物理研究院激光聚变中心, 绵阳 621900)

摘要: 用超胞平面波展开法计算了二维正方格子介质柱光子晶体缺陷模, 系统模拟了在改变缺陷模数目和缺陷模之间的距离及在不同耦合方向等情况下的耦合特性。计算结果表明: 局域缺陷模之间的耦合所产生分裂的缺陷模式频率随着缺陷之间的距离而发生变化, 当缺陷之间距离增加时, 缺陷模之间耦合变得越来越弱且奇模和偶模交替变化; 随着耦合缺陷点数目增加, 缺陷模在光子带隙内形成一个缺陷带; 当平面波平行于缺陷模耦合方向入射时, 可以同时激发奇模和偶模, 当入射平面波垂直于耦合方向时, 仅产生偶模; 沿对角线方向耦合的定域化的缺陷模电磁场快速衰减使得那些方向每一个单谐振腔局域光场与它邻近的谐振腔不发生耦合, 其本征频率与波矢无关。

关键词: 光电子学; 光子晶体; 耦合缺陷模; 平面波展开法

中图分类号: O483 文献标识码: A

The Study of the Defect Modes and Coupling Characteristics of Photonic Crystals

Sun Zhihong

(Research Center of Laser Fusion, The China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900)

Abstract: The defect modes in two-dimensional square dielectric photonic crystals have been calculated, and the coupling characteristics of the defect modes of point defects have been simulated systematically when the numbers of defects, the distance between two defects and the direction of coupling vary respectively, which is based on the results of the calculation performed by solving Maxwell's equations using the supercell plane-waves expansion method. The results show that, split photon states change according to the distance between localized photons. When the defect separation becomes large, the interaction between localized modes becomes small, and the parity of the defect mode alternates as the inter-defect distance varies. The defect modes form a defect band in a photonic band gap when the number of coupled point defects increases. The parallel propagating plane waves can excite both the even and odd defect modes. However, the perpendicularly propagating plane waves can excite only the even mode. The defect modes of point defects can be decoupled along diagonal directions where the defect mode decays rapidly, each single micro-cavity is not coupled to its neighbor, and the eigenfrequency is independent of the wavevector.

Key words: optoelectronics; photonic crystal; coupled defect modes; plane-waves expansion method

1 引言

光子晶体是由不同介电常量的介质材料在空间的周期排列, 由于光子带隙的存在, 光子晶体禁止该禁带内的任何电磁波传播^[1]。若在光子晶体的周期性介电结构中引入缺陷, 会在光子晶体的能隙中出现定域化的缺陷模。光子晶体的许多应用都是利用光子晶体局域化的缺陷模, 如高品质激光器的谐振腔、某一方向极窄带光学选频滤波器、微腔、波导及分束器、耦合器等波导器件^[2~6]都是利用缺陷模及其耦合性质设计的。因此, 关于光子晶体缺陷模及

其耦合特性的研究具有一定的应用背景。本文用超胞平面波展开法系统计算了从单点缺陷、多缺陷和形成微带结构的局域光子的耦合特性。

2 超胞平面波展开法

平面波展开法^[7~9]是光子晶体理论研究中应用最早和最广泛的计算方法, 由于平面波展开法对计算光子晶体谐振腔场分布具有稳定和准确可靠的特点, 超胞方法可用于复杂结构的模拟, 因此采用超胞平面波展开法在频域内计算能带结构、缺陷模及耦

作者简介: 孙志红(1965~), 甘肃, 副教授, 硕士, 主要从事光学检测及光子晶体研究。E-mail: zhsun01@yahoo.com.cn

收稿日期: 2004-06-04; 收到修改稿日期: 2004-10-09

合模的频率、模式的场分布。

考察介电常量 ϵ 在 z 方向均匀分布、在 $x-y$ 平面中周期排列的二维光子晶体,由麦克斯韦方程导出的

矢量波方程简化为独立的 H 偏振 [$H = (0, 0, H_z)$]

和 E 偏振 [$E = (0, 0, E_z)$] 的两个标量本征方程:

$$\mathbf{L}_H H_z(\mathbf{r}) \equiv - \left[\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \frac{\partial}{\partial y} \right] H_z(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} H_z(\mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\mathbf{L}_E E_z(\mathbf{r}) \equiv - \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_z(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} E_z(\mathbf{r}), \quad (2)$$

其中 \mathbf{r} 为位置矢量 (x, y) , $\epsilon(\mathbf{r})$ 为位置 \mathbf{r} 处的相对介电常量, c 为真空中的光速, ω 为本征角频率, 算符 \mathbf{L}_H 和 \mathbf{L}_E 的定义由方程(1)和(2)中的恒等式给出。为了解本征方程(1)和(2), 将 $\epsilon^{-1}(\mathbf{r})$, $E(\mathbf{r})$ 和 $H(\mathbf{r})$ 分别按(3)式~(5)式展开

$$\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} = \sum_{\mathbf{G}} \epsilon^{-1}(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \quad (3)$$

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} B(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}], \quad (4)$$

$$H(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} A(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}], \quad (5)$$

其中 \mathbf{G} 为倒格矢, $\epsilon^{-1}(\mathbf{G})$ 表示 $\epsilon^{-1}(\mathbf{r})$ 的平面波数, $A(\mathbf{k} + \mathbf{G})$ 和 $B(\mathbf{k} + \mathbf{G})$ 为 $H(\mathbf{r})$ 和 $E(\mathbf{r})$ 在波矢 \mathbf{k} 条件下的平面波数, 若元倒格矢为 $(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$, 则布拉维格子对应的二维倒格矢可表示为 $\mathbf{G}(h_1, h_2) = (h_1 \mathbf{b}_1 + h_2 \mathbf{b}_2)$, 其中 h_1, h_2 为整数; 将(3)式~(5)式代入方程(1)和(2)得

$$\text{TM:} \quad \sum_{\mathbf{G}} \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') B(\mathbf{k} + \mathbf{G}) (\mathbf{k} + \mathbf{G}) (\mathbf{k} + \mathbf{G}') = \frac{\omega_k^2}{c^2} B(\mathbf{k} + \mathbf{G}), \quad (6)$$

$$\text{TE:} \quad \sum_{\mathbf{G}} \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') A(\mathbf{k} + \mathbf{G}') |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| = \frac{\omega_k^2}{c^2} A(\mathbf{k} + \mathbf{G}), \quad (7)$$

式中 $\epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 是矩阵 $\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 的逆, 所有晶体结构的信息包含在系数矩阵 $\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 中, 在解本征方程(6)和(7)时傅里叶系数 $\epsilon^{-1}(\mathbf{G})$ 起着核心的作用。设介质柱的介电常量为 ϵ_a , 介质外空气的介电常量为 ϵ_b ($\epsilon_b = 1$)。对于正方格子光子晶体结构 $\epsilon(\mathbf{G})$ 为

$$\epsilon(\mathbf{G}) = \begin{cases} \epsilon_b \delta(\mathbf{G}) + 2(\epsilon_a - \epsilon_b) f \frac{J_1(\mathbf{G}R)}{\mathbf{G}R}, & \mathbf{G} = 0 \\ \epsilon_b + f(\epsilon_a - \epsilon_b), & \mathbf{G} \neq 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中 J_1 为一阶贝塞尔函数; $G = \sqrt{h_1^2 b_1^2 + h_2^2 b_2^2}$; f 为填充因子, 表示圆介质柱面积占整个晶胞的百分比, 对周期介质排列情况

$$f = \frac{\pi R^2}{\pi a^2}, \quad (9)$$

若具有任意缺陷的超胞结构填充因子

$$f = \left(\sum V_{\text{atoms}} \right) / V_{\text{supercell}}, \quad (10)$$

在傅里叶变换时使用一个很重要的关系式, 即傅里叶变换中的相移定理。对于具有缺陷的包含有限数目介质柱的超元胞结构也可以使用相移定理很容易地进行傅里叶变换, 超胞结构的相移定理形式为

$$\sum_i \epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{r}_i) \leftrightarrow \sum_i \epsilon(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \quad (11)$$

\mathbf{r}_i 为超胞结构中第 i 个介质柱的位置; 使用(11)式计算中只需要先求出每一个介质柱的傅里叶系数,

然后通过简单的迭加就可以获得具有缺陷的超胞结构内每一个格子点的傅里叶系数。用数值计算方法求解方程(6)和(7)可解得 E 和 H 偏振的本征值和本征矢量, 求出带结构和模式的场分布。

3 缺陷模及模式耦合特性

在理想的光子晶体中获得缺陷的方法有: 1) 移去晶胞; 2) 缺陷柱采用不同的介电常量; 3) 改变一个或几个光子晶体介质柱的形状和大小等。文献[10]已报道, 通过减少光子晶体一个介质柱的介电常量或移去光子晶体介质材料, 在光子晶体带隙底边产生受主模。另外, 通过增加介电常量或局域增大介质尺寸, 在光子带隙顶端产生施主模。Vilaeve等[4]通过改变一个介质柱尺寸讨论了谐振模的特性, Sakoda[7]和 Shiroma[11]计算了在改变缺陷介电

常量情况下的本征频率和本征函数。缺陷模频率可以通过变化缺陷的形状,尺寸及介电系数而改变。

为了研究二维光子晶体缺陷模的性质,考虑到三角排列的介质柱光子晶体在线缺陷波导中边界区域形成的齿型排列,使得带隙中出现一些附加的小带^[12],会影响波导的传输质量,本文使用无限长正方排列光子晶体介质柱为研究对象。取光子晶体晶格常量为 a ,介质柱半径 $r=0.2a$,折射率为 $n=3.4$ 。为了节约计算区域和计算时间,计算过程中所取的超胞由 9×9 二维正方晶胞组成。对二维正方排列光子晶体介质柱,对 TE 模则无带隙,由于 TE 和 TM 模是各自独立的,本文仅研究 TM 极化缺陷模。图 1 表示理想的二维正方格子介质柱光子晶体色散特性,可以看出对 TM 模在 $f=0.285c/a$ 和 $f=0.421c/a$ (c 为真空中的光速)之间存在较大的带隙。

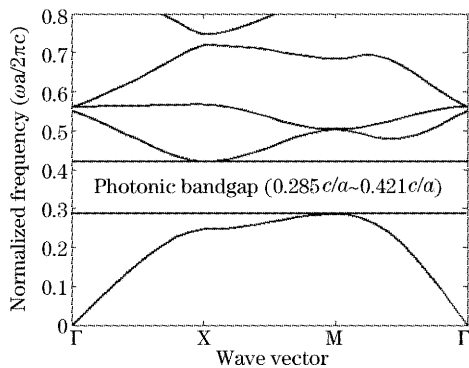


图 1 二维正方圆柱光子晶体色散曲线

Fig. 1 2D band diagram of the square lattice composed of circular dielectric cylinders

考虑移去中央介质柱所产生单点缺陷模的情况。如图 2(a),当完全移去中央介质柱,引入一个缺陷,所得缺陷模频率为 $f=0.3825c/a$,计算中使用 1089 个平面波,其模式分布为单极模,场分布见图 2(b)。

下面讨论两个彼此分开的缺陷模耦合情况。设两个相同点缺陷,假设缺陷之间距离常量为 n 倍晶格

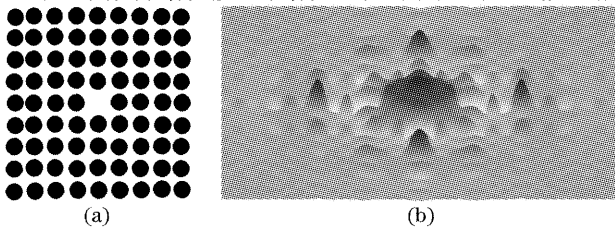


图 2 (a)单点缺陷二维正方圆柱光子晶体, (b)单缺陷模电场分布

Fig. 2 (a) Geometry of a single defect 2D square photonic crystal, (b) electric-field distributions of the single defect mode

常量: $d=na$ 。表 1 给出缺陷模之间距离分别为 $a, 2a, 3a, 4a, 5a$ 时耦合频率值。频率的单位为 c/a 。

表 1 当两个缺陷之间的距离为 $d=a, 2a, 3a, 4a$ 和 $5a$ 时耦合模频率(频率的单位为 c/a)

Table 1 Defect mode frequencies of the two coupled point defects when the distance between the two defects are $d=a, 2a, 3a, 4a, 5a$, respectively. (The unit of frequency is c/a)

	a	$2a$	$3a$	$4a$	$5a$
Even	0.340	0.387	0.375	0.379	0.378
Odd	0.400	0.370	0.381	0.377	0.378

在表 1 中, $d=a$ 的情况对应从光子晶体中移走两个相邻介质柱所产生的缺陷。当去掉两个相邻的介质柱,产生的缺陷模频率为 $f=0.34c/a$,比单点缺陷模频率 $0.3825c/a$ 减少很多;这种情况是由于去掉两个介质柱,谐振腔的形状发生变化,腔长度增加,单点缺陷模之间耦合效应强则导致耦合所产生的两个谐振频率差值较大。若移去两个相邻距离为 $2a$ 的介质柱,出现两个谐振模,频率分别为 $f_1=0.370c/a, f_2=0.387c/a$ 。所产生的微腔可以认为是由两个缺陷耦合在一起形成一个具有不同谐振频率的大谐振腔。随着两个介质柱之间距离增加,分裂的谐振腔频率差值减少,且频率值向单点缺陷模频率值靠近。在此考察归一化频率中两个谐振模的变化范围 $\Delta f, \Delta f=f_2-f_1$,它是与耦合谐振模频率有关的参量,与被局域缺陷模瞬时波场分布有关。此处 f_1, f_2 分别是耦合系统较低、较高时缺陷模频率值,对 $d=a, 2a, 3a, 4a$ 和 $5a, (f_2-f_1)$ 值可由表 1 值分别得到: $0.060, 0.017, 0.006, 0.002, 0$ 。这表示随着 d 增加, Δf 减少。因此,缺陷模分裂频率值明显取决于来自局域光子耦合距离。说明缺陷模之间耦合随着彼此之间分开的距离增大变得越来越弱。

计算表明,对表 1 所有这些情况,当缺陷模耦合时,产生两个局域模,电场分布一个是对称模式分布(称为偶模),另一个是非对称模式分布(称为奇模)。但是对距离为 $5a$ 情况,局域场分布仅有一个频率。表 1 可以看出两个相同点缺陷模场通过耦合分裂为两个状态,较低(高)能级不是总是(偶)奇模,模式分布与原子距离有关,如 $d=3a$ 时对应低频率值为偶模,高频率值为奇模;当 $d=2a$ 时对应低频率值为奇模,高频率值为偶模。

随着缺陷模之间距离变化,由于每一瞬时缺陷模电磁波之间的叠加,缺陷耦合模式发生交换,在两个缺陷之间的重叠区域出现场的重新分布。随着缺陷

之间的距离发生变化,重叠区域模式变化的个数不同,产生不同数目的节点。在重叠区节点数目与源之间距离有关。对于光子晶体点缺陷之间的耦合机理可从某一时刻电磁波场分布看出。如果 $\Phi_R(r_1)$ 和 $\Phi_L(r_2)$ 分别表示耦合系统中右面和左面点缺陷模式,当 $d=3a$ 时,偶模的电场强度可表示为: $\Phi_{\text{even}}(r)=\Phi_R(r_1)+\Phi_L(r_2)$,在节点处满足: $\Phi_{\text{even}}(r)=0$,故在重叠区偶模有两个节点,但奇模由于存在: $\Phi_{\text{odd}}(r)=\Phi_R(r_1)-\Phi_L(r_2)$,奇模有三个节点。当 $d=4a$ 时,在重叠区偶模有4个节点,奇模有3个节点。然而,当 $d=2a$ 时,在重叠区偶模有2个节点,奇模有1个节点,这个结果可从图3耦合模式场分布看出。

当缺陷模沿(10)方向进行耦合时,入射平面波可以简单分为两种情况:平面波平行和垂直于点缺

陷耦合方向。可以计算出:当入射波传播方向沿(10)方向,即与耦合方向相同时,耦合场分布有两种模式:奇模和偶模,见图3(a)和(b);当入射波传播方向沿(01)方向,与耦合方向垂直时,耦合场分布仅有偶模出现,如图3(b);此结果与文献[13]关于二维光子晶体传输谱实验结果相同,在传输谱曲线中当垂直于耦合方向入射时仅有一个传输峰值出现,其对应模式频率值与平行于耦合方向入射时出现的两个透射峰值中的一个相同;这说明当入射波沿(01)方向传播时,由于入射平面波和奇模无法耦合,主要由于模式场分布对称性不匹配,平面波在(01)方向仅可以产生偶缺陷模;平行于耦合方向传播的平面波可以产生偶和奇缺陷模。

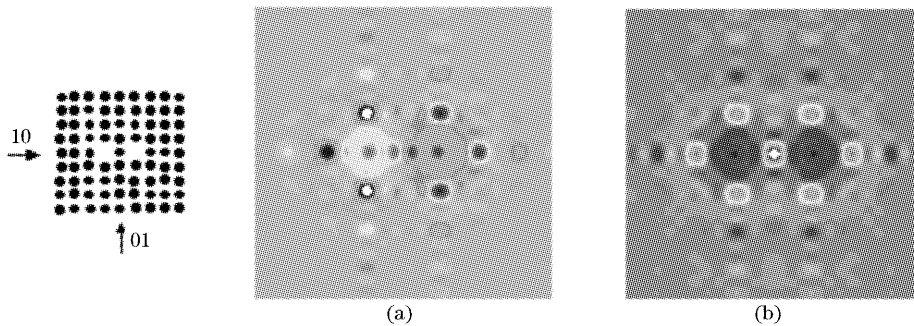


图3 两个相同点缺陷之间距离为 $2a$ 时耦合缺陷模场的分布,模式及缺陷模频率分别为:

(a)奇模, $0.370c/a$, (b)偶模, $0.387c/a$,

Fig. 3 The electric field distributions of the defect modes when the distance between two identical point defects is $2a$.

The modes and defect-mode frequencies are (a) odd mode, $0.370c/a$, (b) even mode, $0.387c/a$, respectively

图4给出3个相同点缺陷之间距离分别为 $2a$ 时耦合缺陷模场的分布。可以看出,耦合结果出现3种模式场分布,即这种谐振腔耦合结构能够支持3种模式,其对应的模式为1个奇模和2个偶模,其频

率值分别为 $0.370c/a$ 、 $0.382c/a$ 、 $0.395c/a$ 。

为了测试不同耦合方向的耦合强度,计算由四个相同点缺陷构成的谐振腔沿(10)、(11)方向耦合,它们之间距离(在水平方向投影距离)分别为 $2a$ 。

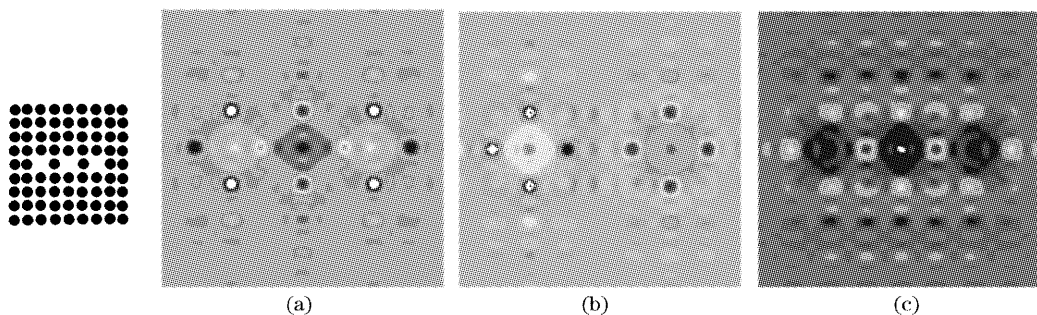


图4 三个相同点缺陷之间距离分别为 $2a$ 时耦合缺陷模场的分布,模式和缺陷模频率分别为:

(a)偶模, $0.370c/a$, (b)奇模, $0.382c/a$, (c)偶模, $0.395c/a$

Fig. 4 The electric field distributions of the defect modes consist of three point defects when the distance between the identical point defects is $2a$. The modes and defect-mode frequencies are (a) even mode, $0.370c/a$, (b) odd mode, $0.382c/a$, (c) even mode, $0.395c/a$, respectively

图 5(a)和(b)分别给出沿(10)和(11)方向耦合的缺陷模色散曲线,图 6 和图 7 分别给出当耦合方向沿

(10)、(11)方向时所对应缺陷模频率及模式。

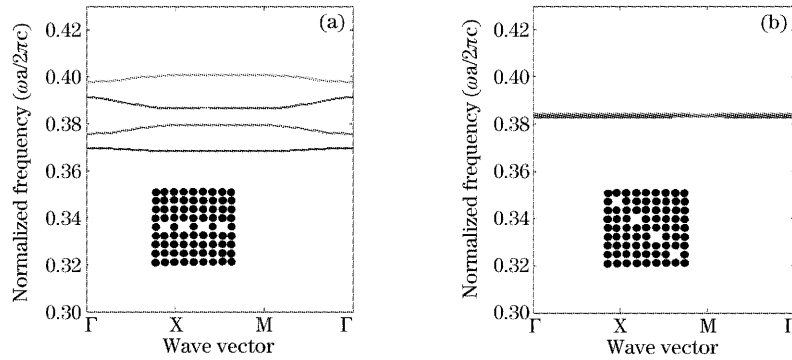


图 5 四个相同点缺陷分别沿(a)10 和(b)11 方向进行耦合的缺陷模色散曲线

Fig. 5 Dispersion relations of the defect modes consist of four identical point defects coupled along the (a) (10) and (b) (11) direction, respectively

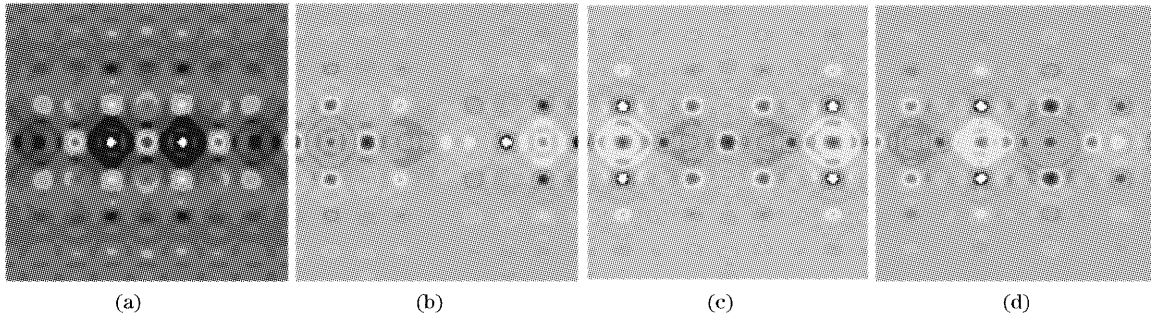


图 6 当耦合方向沿 10 方向时,对应缺陷模场分布分别为:(a) 偶模,(b) 奇模,(c) 偶模,(d) 奇模

Fig. 6 The electric field distributions of the defect modes coupled along the (10) direction. The defect-modes are (a) even, (b) odd, (c) even, (d) odd, respectively

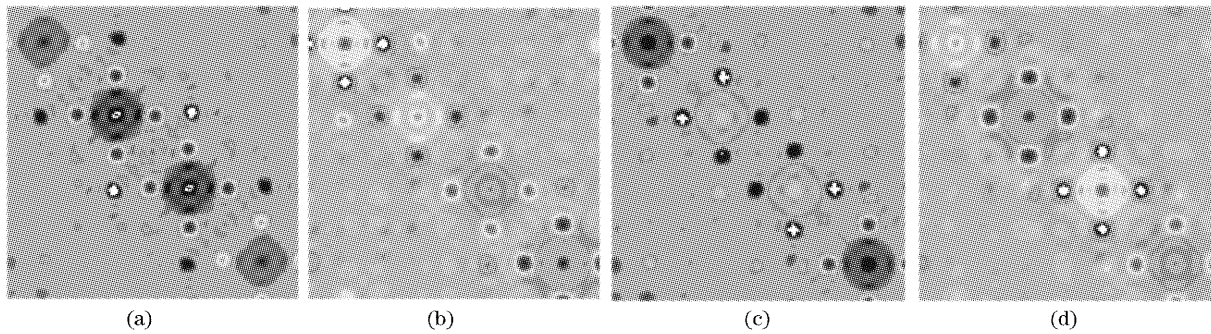


图 7 当耦合方向沿 11 方向时,对应模式及缺陷模频率分别为:(a) 偶模, $0.3827c/a$, (b) 奇模, $0.3832c/a$, (c) 偶模, $0.3837c/a$, (d) 奇模, $0.3841c/a$

Fig. 7 The electric field distributions of the defect modes coupled along the (11) direction. The modes and defect-mode frequencies are (a) even, $0.3827c/a$, (b) odd, $0.3832c/a$, (c) even, $0.3837c/a$, (d) odd, $0.3841c/a$, respectively

由图 5 可以看出,耦合方向对光子晶体缺陷模耦合结果影响很大。当四个相同点缺陷沿(10)方向耦合,随着耦合缺陷点数目增加时,缺陷模在光子带隙内形成一个缺陷带,这完全不同于图 3 和图 4 中由两个和三个单点缺陷构成的耦合腔情况。图 5 (a)中,沿不同的波矢方向耦合模频率不同;在此,归

一化频率与波矢有关系,说明缺陷模彼此进行耦合,光能够不断通过缺陷进行传播。若耦合方向沿光子晶体对角线方向,由于在(11)方向比在(10)或(01)方向多重散射强烈,二维正方格子缺陷模电磁场在(11)方向快速衰减,即使在计算中耦合点缺陷之间的距离取非常小,每一个单谐振腔与它邻近的谐振

腔都不发生耦合。图 5(b) 计算结果表明耦合色散曲线为一直线, 即其本征频率与波矢无关, 四个耦合模具有相同的频率, 可以认为是四重简并。

由图 6、图 7 可知, 对于这两种耦合方式, 谐振腔的结构可以支持四种模式, 它们皆由两个偶模和两个奇模组成。目前, 尚未对其模式分布给出一个定量的解释, 对其现象的完全计算正在研究之中。

4 结 论

本文用超胞平面波展开法研究了二维光子晶体缺陷模及缺陷模之间的耦合特性。对周期排列的光子晶体, 当去掉中央介质柱产生单点缺陷时模式场分布为单级模; 两个相同的局域模之间产生耦合使得耦合模频率劈裂为两种模式: 偶模和奇模, 偶模的模式场分布沿重叠区域中央呈对称分布, 奇模的场分布是非对称; 缺陷模式相互叠加干涉的结果使得劈裂的光子缺陷模式类型随着局域光子之间的距离发生交替变化, 缺陷模之间耦合随着两个缺陷之间彼此分开的距离增大变得越来越弱, 当移去两个相邻介质柱时由于局域光子耦合所分裂的偶模和奇模频率与单点缺陷局域模频率差值最大, 耦合效果相对最强。当入射波传播方向与缺陷模耦合方向相同时, 耦合场分布有奇模和偶模两种模式, 当入射波方向与耦合方向垂直时, 耦合场分布仅有偶模出现; 在两个耦合缺陷之间的重叠区域光场发生变化, 产生不同数目的节点, 节点数目与单点缺陷之间的距离有关。随着耦合缺陷点数目增加, 谐振腔耦合模式数量也增加, 缺陷模在光子带隙内形成一个缺陷带。当耦合方向沿着光子晶体对角线方向时, 每一个单谐振腔由于多重散射强烈, 与它邻近的谐振腔不发生耦合, 则其本征频率与波矢无关。计算表明: 耦合光场模式是局域的光子场分布叠加的结果, 它由耦合腔的形状、耦合方向、耦合腔中单谐振腔数目等决定。光子晶体缺陷模式之间的耦合和非耦合可用于具有方向选频滤波器、窄带波导及波分复用器件等。本文的结果对于了解和控制引入缺陷的谐振腔频率

和缺陷模场分布具有一定的理论指导意义。

参 考 文 献

- 1 Yongjun He, Zhongchao Wei, Yongchun Zhong *et al.*. Crystal thickness and sphere dispersion dependence of the photonic band gap of silica colloidal crystals[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(8): 471~474
- 2 Zhao Lumin, Wang Qing, Yan Changling *et al.*. 980 nm high power vertical cavity surface emitting laser[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(2): 142~144 (in Chinese)
赵路民, 王青, 晏长岭等. 980nm 高功率垂直腔面发射激光器[J]. *中国激光*, 2004, **31**(2): 142~144
- 3 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
- 4 Pierre R. Villeneuve, Shanhui Fan, J. D. Joannopoulos. Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tenability and coupling efficiency[J]. *Phys. Rev. (B)*, 1996, **54**(11): 7837~7841
- 5 Zhu Zhihong, Ye Weimin, Yuan Xiaodong *et al.*. Photonic crystal waveguide directional coupler[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(10): 1238~1240 (in Chinese)
朱志宏, 叶卫民, 袁晓东等. 光子晶体波导定向耦合器[J]. *光学学报*, 2003, **23**(10): 1237~124
- 6 Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos *et al.*. Theoretical analysis of channel drop tunneling processes[J]. *Phys. Rev. (B)*, 1999, **59**(24): 15882~15892
- 7 Kazuaki Sakoda. *Optical Properties of Photonic Crystals* [M]. Germany: Springer, 2001. 13~21
- 8 M. Plihal, A. A. Maradudin. Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice [J]. *Phys. Rev. (B)*, 1991, **44**(16): 8565~8571
- 9 H. S. Sözüer, J. W. Haus. Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method[J]. *Phys. Rev. (B)*, 1992, **45**(24): 13962~13972
- 10 R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer *et al.*. Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials[J]. *Phys. Rev. (B)*, 1993, **48**(11): 8434~8438
- 11 Kazuaki Sakoda, Hitomi Shiroma. Numerical method for localized defect modes in photonic lattices[J]. *Phys. Rev. (B)*, 1997, **56**(18): 4830~4835
- 12 Zhuang Fei, Xiao Sanshui, He Jiangping *et al.*. A FDTD method for calculating defect modes in a two dimensional photonic crystal consisting of anisotropic cylinders [J]. *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(9): 2167~2172 (in Chinese)
庄飞, 肖三水, 何江平等. 二维正方各向异性碲圆柱光子晶体完全禁带中缺陷模的 FDTD 计算分析和设计[J]. *物理学报*, 2002, **51**(9): 2167~2172
- 13 D. R. Smith, S. Schultz, S. L. McCall *et al.*. Defect studies in a two-dimensional periodic photonic lattice[J]. *J. Mod. Opt.*, 1994, **41**(2): 395~404