

大带隙的二维各向异性椭圆介质柱光子晶体*

庄 飞^{1,2)} 何赛灵¹⁾ 何江平¹⁾ 冯尚申¹⁾

¹⁾ 浙江大学国家重点实验室, 光及电磁波研究中心, 杭州 310027)

²⁾ 浙江杭州师范学院物理系, 杭州 310012)

(2001 年 4 月 12 日收到, 2001 年 9 月 4 日收到修改稿)

用平面波展开方法及时域有限差分法计算了各向异性介质材料碲形成的椭圆柱光子晶体的带隙结构. 计算表明, 选取适当的椭圆长短轴以及晶格常数可以形成约 $0.051\omega_c$ ($\omega_c = 2\pi c/L_y$, L_y 为沿长轴的晶格常数) 的大带隙, 而且在高能区域也出现了一个小的禁带. 分析表明, 该光子晶体大禁带对工艺上可能引起的轴长及晶格常数的偏离具有很好的稳定性.

关键词: 光子晶体, 各向异性, 平面波展开方法, 时域有限差分法

PACC: 7125P

1 引 言

光子晶体是发展非常迅速的研究领域. 近年来, 每年都有数百篇关于光子晶体的文章发表, 并有不少成功的关于光子晶体实验的报道. 光子晶体是周期性的介质或金属结构. 电磁波在光子晶体内部传输的特性类似于电子在晶体中的运动特性. 对于某些频率范围, 光子晶体反射所有入射方向上电磁波的所有偏振态, 晶体就被称为有一个完整的光子禁带. 频率处在禁带范围内所有模式的光及电磁波都不能在其中传播. 光子晶体禁带的这一特点具有广阔的应用前景. 目前, 光子晶体在光通讯, 光子纤维, 通讯天线等方面已经取得了突破性的进展. 在不久的将来, 光子晶体的成果必将对信息通讯业产生重大影响. 光子晶体的许多应用是基于光子禁带的存在与大小, 因此在理论上研究禁带的性质, 设计出具有尽可能大的禁带的光子晶体材料具有重要的意义.

人们对二维^[1-3]和三维光子晶体^[4-8]做了许多研究. 虽然三维光子晶体带隙结构在应用中具有更大的潜力, 但是这些禁带的构造在可见光及红外频率范围内仍然是很困难的. 相比较而言在这一频率范围内, 二维光子晶体很容易构造光子禁带^[9-12]. 同时二维光子晶体也有许多重要的应用, 如激光二极

管反馈镜, 光子纤维等^[13]. 所以, 研究二维光子晶体的禁带有很大的实用价值.

计算二维光子晶体禁带常用的方法有平面波展开方法^[14-16], 时域有限差分法^[17-20] (FDTD), 多重散射法^[21, 22]等等. Qiu 和 He^[23]用平面波展开方法的研究表明, 在背景为砷化镓材料 ($\epsilon_b = 11.4$) 的二维椭圆直柱空气孔光子晶体的情况下能有效地获得较大的带隙 (约为 $0.037\omega_c$), 而圆形空气孔的禁带几乎不存在^[23]. 近年来的研究^[24]表明各向异性介质更容易产生禁带. 由于各向异性介质在不同方向上的介电常数不同, 且偏振的本征频率与介电常数成反比例关系, 这就为模拟寻找最大禁带提供了方便. Li 等人^[25]用平面波展开方法研究了各向异性介质碲圆柱正方晶格的禁带, 通过优化算出最大带宽为 $0.035\omega_c$.

本文用平面波展开方法及时域有限差分法计算了二维各向异性材料碲形成的椭圆柱光子晶体的带隙结构. 计算表明, 在长方晶胞的结构下, 通过模拟参数优化计算在低能区出现了约 $0.051\omega_c$ 的大禁带. 同时, 在高能区域也出现了一个小的禁带. 对应大带隙的沿短轴方向的晶格常数为 $L_x = 0.9372L_y$, 椭圆的半长轴与半短轴分别为 $b = 0.3688L_y$, $a = 0.3159L_y$, 对应的填充率为 $f = 0.4088$. 工艺等原因不可避免会使实际的几何参数偏离优化设计的参

* 浙江省自然科学基金重点项目(批准号 ZD0002)和博士后基金资助的课题.

数,进一步的分析表明,禁带对这些最佳优化参数具有很好的稳定性.

2 平面波展开方法的计算分析过程

我们采用标准的平面波展开方法^[14]来计算二维各向异性椭圆介质柱光子晶体的带隙结构.首先,我们设计长方晶胞的二维光子晶体模型.设置 z 方向为介质柱的轴方向,二维周期结构在 $x-y$ 平面上.晶胞的晶格常数为 L_x, L_y , 椭圆半短轴为 a , 半长轴为 b .晶胞模型如图 1 所示.我们假设介质柱的正常光介质常数在 $x-y$ 平面内,即 $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_0 = 23.04$, 沿轴方向为非正常光的介质常数 $\epsilon_z = \epsilon_e = 38.44$ (材料参数可见文献 [24, 25]).

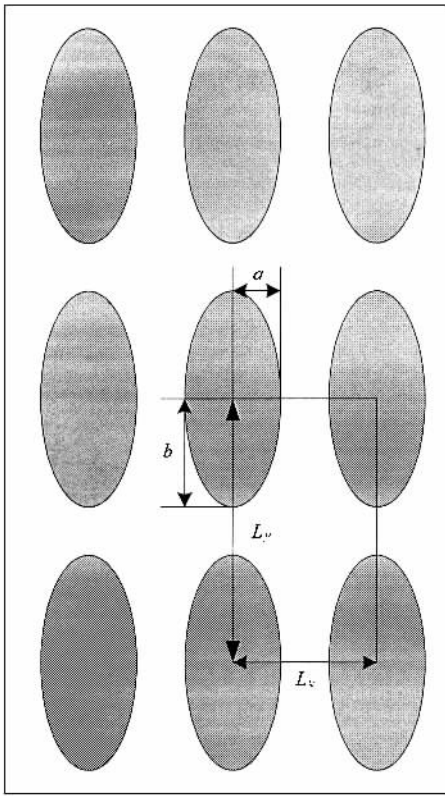


图 1 二维椭圆介质柱长方晶胞示意图 (L_x 为 x 方向的晶格常数, L_y 为 y 方向的晶格常数; a 为椭圆的半短轴, b 为椭圆的半长轴)

在 H 极化的情况下,电场和磁场分量为

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}; t) = (0, 0, H_z(\mathbf{x}_{//} | \omega)) \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}; t) = (E_x(\mathbf{x}_{//} | \omega), E_y(\mathbf{x}_{//} | \omega), 0) \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

其中 $\mathbf{x}_{//} = x\mathbf{e}_x + ye_y$, $\mathbf{x} = x\mathbf{e}_x + ye_y + ze_z$.

Maxwell 旋度方程非零场分量方程为

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega D_y = i\omega \frac{\epsilon_0(\mathbf{x}_{//})E_y}{c_0^2\mu_0}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = -i\omega D_x = -i\omega \frac{\epsilon_0(\mathbf{x}_{//})E_x}{c_0^2\mu_0}. \quad (5)$$

其中 c_0 为真空中的光速.消去 E_x 和 E_y , 我们得到关于 H_z 的方程

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\epsilon_0(\mathbf{x}_{//})} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{\epsilon_0(\mathbf{x}_{//})} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right] + \frac{\omega^2}{c_0^2} H_z = 0, \quad (6)$$

将 $\frac{1}{\epsilon_0(\mathbf{x}_{//})}$ 和 $H_z(\mathbf{x}_{//} | \omega)$ 按平面波展为

$$\frac{1}{\epsilon_0(\mathbf{x}_{//})} = \sum_{\mathbf{G}_{//}} K(\mathbf{G}_{//}) e^{i\mathbf{G}_{//} \cdot \mathbf{x}_{//}}, \quad (7)$$

$$H_z(\mathbf{x}_{//} | \omega) = \sum_{\mathbf{G}_{//}} A(\mathbf{k}_{//} | \mathbf{G}_{//}) e^{i(\mathbf{k}_{//} + \mathbf{G}_{//}) \cdot \mathbf{x}_{//}}. \quad (8)$$

其中

$$\mathbf{k}_{//} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y, \mathbf{G}_{//}(h) = h_1 \mathbf{b}_1 + h_2 \mathbf{b}_2, \quad (9)$$

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a_c} (L_y, 0),$$

$$\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a_c} (0, L_x). \quad (10)$$

在 (10) 式中, $a_c = L_x L_y$ 为整个晶胞的面积.

将 (7) (8) 两式代入 (6) 式, 我们得到关于 $A(\mathbf{k}_{//} | \mathbf{G}_{//})$ 的本征方程

$$\sum_{\mathbf{G}'_{//}} (\mathbf{k}_{//} + \mathbf{G}_{//}) \cdot (\mathbf{k}'_{//} + \mathbf{G}'_{//}) K(\mathbf{G}_{//} - \mathbf{G}'_{//}) A(\mathbf{k}_{//} | \mathbf{G}'_{//}) = \frac{\omega^2}{c_0^2} A(\mathbf{k}_{//} | \mathbf{G}_{//}). \quad (11)$$

在 E 极化的情况下, 电场和磁场分量为

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}; t) = (H_x(\mathbf{x}_{//} | \omega), H_y(\mathbf{x}_{//} | \omega), 0) \exp(-i\omega t), \quad (12)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}; t) = (0, 0, E_z(\mathbf{x}_{//} | \omega)) \exp(-i\omega t). \quad (13)$$

Maxwell 旋度方程为

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega D_z = -i\omega \frac{\epsilon_e(\mathbf{x}_{//})E_z}{c_0^2\mu_0}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y, \quad (15)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_x. \quad (16)$$

我们从上面方程中消去 H_x, H_y , 得到 E_z 的方程

$$\frac{1}{\epsilon_e(\mathbf{x}_{//})} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] E_z + \frac{\omega^2}{c_0^2} E_z = 0. \quad (17)$$

将 $\frac{1}{\epsilon_e(\mathbf{x}_{//})}$ 和 $E_z(\mathbf{x}_{//}|\omega)$ 分别展开为平面波

$$\frac{1}{\epsilon_e(\mathbf{x}_{//})} = \sum_{\mathbf{G}_{//}} K(\mathbf{G}_{//}) e^{i\mathbf{G}_{//} \cdot \mathbf{x}_{//}},$$

$$E_z(\mathbf{x}_{//}|\omega) = \sum_{\mathbf{G}_{//}} B(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}_{//}) e^{i(\mathbf{k}_{//} + \mathbf{G}_{//}) \cdot \mathbf{x}_{//}}. \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式,得到系数 $B(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}_{//})$ 满足的方程

$$\sum_{\mathbf{G}'_{//}} K(\mathbf{G}_{//} - \mathbf{G}'_{//}) |\mathbf{k}_{//} + \mathbf{G}'_{//}|^2 B(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}'_{//})$$

$$= \frac{\omega^2}{c_0^2} B(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}_{//}). \quad (19)$$

做变换 $\alpha(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}_{//}) = |\mathbf{k}_{//} + \mathbf{G}_{//}| B(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}_{//})$, 并将其代入(19)式,得到下面的本征方程:

$$\sum_{\mathbf{G}'_{//}} |\mathbf{k}_{//} + \mathbf{G}'_{//}| K(\mathbf{G}_{//} - \mathbf{G}'_{//}) |\mathbf{k}_{//} + \mathbf{G}'_{//}| \alpha(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}'_{//}) = \frac{\omega^2}{c_0^2} \alpha(\mathbf{k}_{//}|\mathbf{G}_{//}). \quad (20)$$

在解(11)(20)本征方程时我们注意到 $\frac{1}{\epsilon_{o,e}(\mathbf{x}_{//})}$ 的

Fourier 系数 $K(\mathbf{G}_{//})$ 在计算 E 极化和 H 极化光子禁带时起着核心的作用. 由于在晶胞内介电常数具有不同的值, 我们设置椭圆内的介电常数为 $\epsilon_{o,e}$, 椭圆外的介电常数为 ϵ_b ($\epsilon_b = 1$). 令

$$\frac{1}{\epsilon_{o,e}(\mathbf{x}_{//})} = \frac{1}{\epsilon_b} + \left[\frac{1}{\epsilon_{o,e}} - \frac{1}{\epsilon_b} \right] \sum_l \mathcal{S}(\mathbf{x}_{//} - \mathbf{x}_{//}(l)), \quad (21)$$

其中

$$\mathcal{S}(\mathbf{x}_{//}) = \begin{cases} 1 & \text{对于 } \mathbf{x}_{//} \text{ 在椭圆内} \\ 0 & \text{对于 } \mathbf{x}_{//} \text{ 不在椭圆内} \end{cases}. \quad (22)$$

Fourier 变换系数

$$K_{o,e}(\mathbf{G}_{//}) = \frac{1}{a_c} \int_{a_c} d^2 \mathbf{x}_{//} e^{-i\mathbf{G}_{//} \cdot \mathbf{x}_{//}} \frac{1}{\epsilon_{o,e}(\mathbf{x}_{//})}$$

$$= \frac{1}{\epsilon_b} \delta_{\mathbf{G}_{//}, 0} + \left[\frac{1}{\epsilon_a} - \frac{1}{\epsilon_b} \right] \frac{1}{a_c}$$

$$\cdot \int d^2 \mathbf{x}_{//} e^{-i\mathbf{G}_{//} \cdot \mathbf{x}_{//}} \mathcal{S}(\mathbf{x}_{//}). \quad (23)$$

上式中的第二项积分为 x - y 全平面, 考虑到(22)式的定义, 我们得到

$$K_{o,e}(\mathbf{G}_{//}) = \begin{cases} \frac{1}{\epsilon_{o,e}} f + \frac{1}{\epsilon_b} (1-f), & \mathbf{G}_{//} = 0, \\ \left[\frac{1}{\epsilon_{o,e}} - \frac{1}{\epsilon_b} \right] \frac{1}{a_c} \int_{a_c} d^2 \mathbf{x}_{//} e^{-i\mathbf{G}_{//} \cdot \mathbf{x}_{//}} \frac{1}{\epsilon_{o,e}(\mathbf{x}_{//})}, & \mathbf{G}_{//} \neq 0. \end{cases} \quad (24)$$

上式中 f 为椭圆面积占整个晶胞的百分比, 即 $f = s_1/a_c = \pi ab/L_x L_y$, 将(9)式代入上式后得到

$$K_{o,e}(\mathbf{G}_{//}) = \begin{cases} \frac{1}{\epsilon_{o,e}} f + \frac{1}{\epsilon_b} (1-f) \Omega_{//} = 0, \\ \left[\frac{1}{\epsilon_{o,e}} - \frac{1}{\epsilon_b} \right] f \frac{2J_1(\Omega_{//})}{\Omega_{//}} \Omega_{//} \neq 0 \end{cases} \quad (25)$$

在上式中 $\Omega_{//} = \sqrt{a^2 h_1^2 + b^2 h_2^2}$, $J_1(\Omega_{//})$ 为 Bessel 函数. 将(25)式带入(11)和(20)式, 即可求出 E 极化与 H 极化本征频率 ω .

我们用 289 个平面波计算了 E 极化, H 极化模式的不可约布里渊区的本征方程, 通过对参数 L_x, L_y 以及 a, b 的优化计算, 求出了最佳的禁带结构, 计算结果如图 2 所示(在图 2 中, 实线为 E 极化的带结构, 虚线为 H 极化的带结构). 从图 2 我们看出在低能区域出现了约 $0.051\omega_c$ 的大禁带, 这个禁带

宽度比在各向异性圆柱情况下最大禁带 $0.035\omega_c^{[25]}$ 和各向同性椭圆空气柱情况下的最大禁带 $0.037\omega_c^{[23]}$ 要大许多. 从图中看出在高频区域还出现了一个很小的禁带.

3 二维 FDTD 计算分析过程

下面我们用 FDTD 方法计算禁带. 对于各向异性材料, 依赖于时间的 Maxwell 方程可以写为下面的形式:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\epsilon}(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}, \quad (27)$$

其中 $\bar{\epsilon}(\mathbf{r})$ 为介电系数. Maxwell 方程能够用所谓的 Yee 胞技术在空间和时间进行离散化处理. 二维 Maxwell 方程在 E 极化的情况下离散化的表达式为

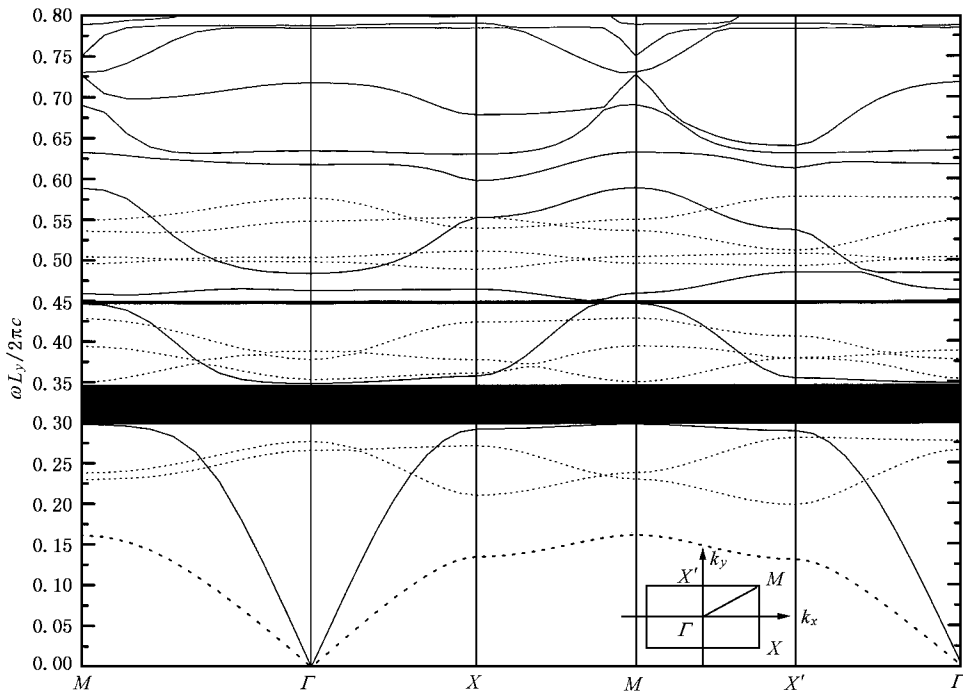


图 2 用平面波展开方法计算的最大禁带示意图(实线为 E 极化的能带结构,虚线为 H 极化的能带结构)

$$H_x |_{i,j+1/2}^{n+1/2} = H_x |_{i,j+1/2}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left(\frac{E_z |_{i,j+1}^n - E_z |_{i,j}^n}{\Delta y} \right), \quad (28)$$

$$H_y |_{i+1/2,j}^{n+1/2} = H_y |_{i+1/2,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left(\frac{E_z |_{i+1,j}^n - E_z |_{i,j}^n}{\Delta x} \right), \quad (29)$$

$$E_z |_{i,j}^{n+1} = E_z |_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y |_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_y |_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x |_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_x |_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right). \quad (30)$$

在 H 极化情况下,二维 Maxwell 方程离散化的表达式为

$$E_x |_{i,j+1/2}^{n+1/2} = E_x |_{i,j+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j+1/2}} \frac{H_z |_{i,j+1}^n - H_z |_{i,j}^n}{\Delta y}, \quad (31)$$

$$E_y |_{i+1/2,j}^{n+1/2} = E_y |_{i+1/2,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\epsilon_{i+1/2,j}} \frac{H_z |_{i+1,j}^n - H_z |_{i,j}^n}{\Delta x}, \quad (32)$$

$$H_z |_{i,j}^{n+1} = H_z |_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_y |_{i+1/2,j}^{n+1/2} - E_y |_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{E_x |_{i,j+1/2}^{n+1/2} - E_x |_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right]. \quad (33)$$

为了得到解的稳定性,时间步长 Δt 必须满足

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2}}}. \quad (34)$$

我们对单个晶胞取 30×30 个网格,对于每个网格上

的介电系数赋值,对于 E 极化我们取如下的初始扰动:

$$\begin{aligned} E_z(\mathbf{r})|_{t=0} &= C_0 \sum_{\mathbf{G}} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} | \mathbf{k} + \mathbf{G} | e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}}, \\ H_x(\mathbf{r})|_{t=\Delta t/2} &= C_0 \sum_{\mathbf{G}} (k_y + G_y) \cdot e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}) \cdot \mathbf{r} - i(|\mathbf{k}+\mathbf{G}|) \sqrt{\epsilon \mu} \Delta t/2}, \\ H_y(\mathbf{r})|_{t=\Delta t/2} &= C_0 \sum_{\mathbf{G}} -(k_x + G_x) \cdot e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}) \cdot \mathbf{r} - i(|\mathbf{k}+\mathbf{G}|) \sqrt{\epsilon \mu} \Delta t/2}. \end{aligned} \quad (35)$$

对于 H 极化,场的初始扰动为

$$\begin{aligned} H_z(\mathbf{r})|_{t=0} &= D_0 \sum_{\mathbf{G}} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} | \mathbf{k} + \mathbf{G} | e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}}, \\ E_x(\mathbf{r})|_{t=\Delta t/2} &= D_0 \sum_{\mathbf{G}} -(k_y + G_y) \cdot e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}) \cdot \mathbf{r} - i(|\mathbf{k}+\mathbf{G}|) \sqrt{\epsilon \mu} \Delta t/2}, \\ E_y(\mathbf{r})|_{t=\Delta t/2} &= D_0 \sum_{\mathbf{G}} (k_x + G_x) \cdot e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}) \cdot \mathbf{r} - i(|\mathbf{k}+\mathbf{G}|) \sqrt{\epsilon \mu} \Delta t/2}. \end{aligned} \quad (36)$$

这些初始扰动符合 H 的零散度要求和布洛赫定理.将它们代入(28)–(33)式可以计算出场随时间的变化,再通过 Fourier 变换找出对应于谱峰的本征频率.对不同的 k 进行相同的计算即可得到能带结果.图 3 为 FDTD 计算的能带结构,计算结果与平面波展开方法计算的结果图 2 相符合,验证了我们具有大禁带的最佳设计.

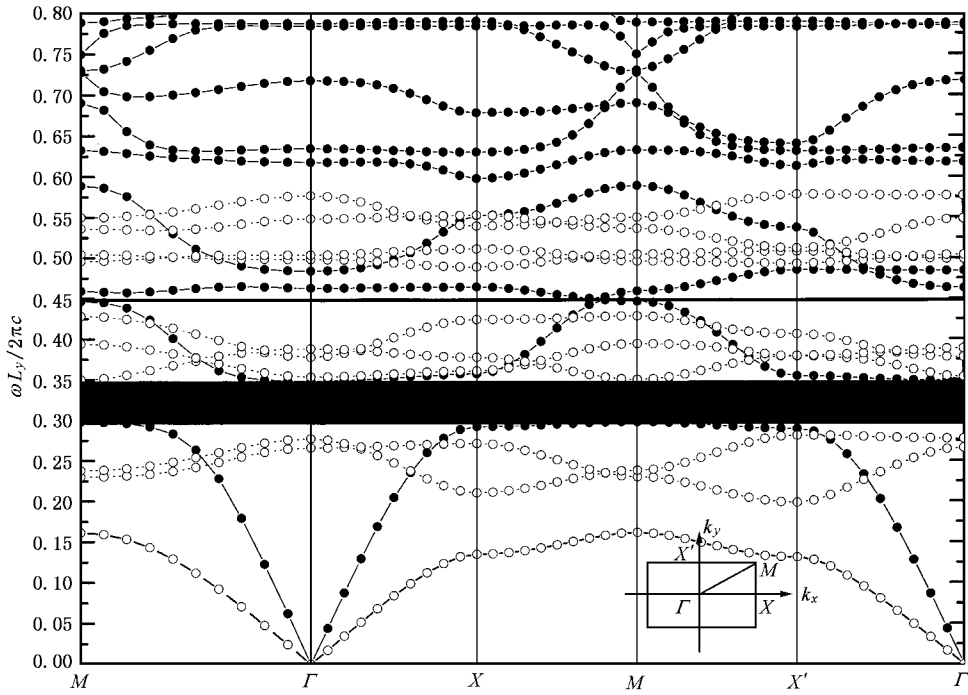
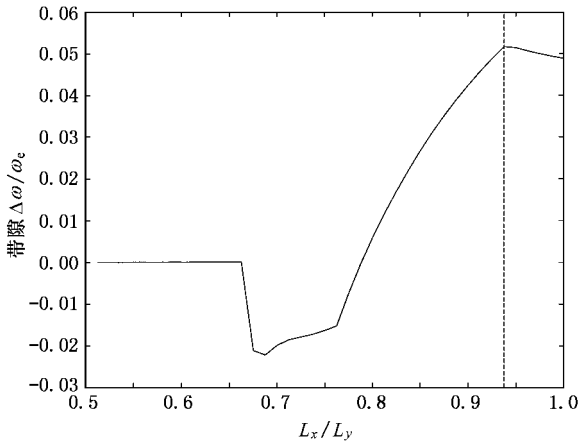
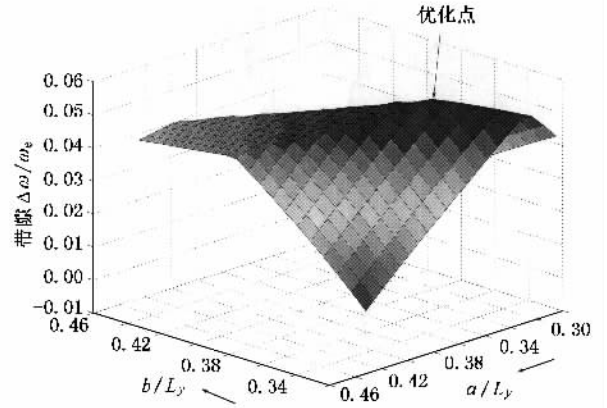


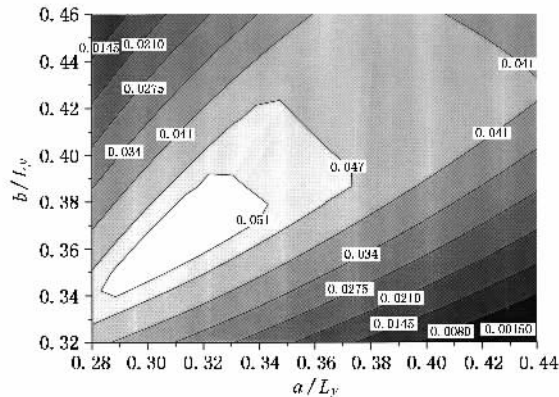
图 3 用 FDTD 方法计算的最大禁带示意图(图中●表示 E 极化的能带结构,○为 H 极化的能带结构)



(a) 固定 a, b 值变化 L_x 的能带变化图



(b) 固定 L_x 与 L_y 变化 a, b 值而得到的能带变化图(在图中 a 的变化范围为从 0.2L_y 到 0.4L_y; b 的变化范围为从 0.27L_y 到 0.47L_y)



(c) 禁带宽度的二维等高图

图 4

4 结果与讨论

从频率本征方程(6)和(17)式我们可以看出介电常数 $\epsilon_{\omega, e}$ 与频率 ω 成反比例关系,又由于各向异性材料在 z 轴方向和 $x-y$ 平面上具有不同的介电常数,而 Maxwell 方程 E 极化, H 极化对应于不同的介电常数,这使得能带的位置可以方便地上下调节,以得到较大的完全禁带.由于工艺等原因不可避免地会出现光子晶体实际制作几何尺寸与我们的设计尺寸偏离.为了在工艺上能制造出有实用价值的光子晶体,必须分析与最大禁带相对应的几何尺寸的稳定性.偏离优化设计的参数,我们作了一系列的计算.进一步的分析表明,禁带对这些最佳优化参数具有很好的稳定性.我们先固定 a, b 值,改变 L_x/L_y

作一系列的禁带计算(L_y 作为归一化长度),计算结果见图 4(a).

在图中我们改变 $L_x = 0.78-1.0L_y$,在 $L_x = 0.9372L_y$ 处禁带宽度取得最大值 $0.05068\omega_e$.

同时我们固定 $L_x/L_y = 0.9372$,改变 $a = 0.2-0.4L_y$, $b = 0.27-0.47L_y$,作一系列计算,计算结果见图 4(b),在 $a = 0.3159L_y$, $b = 0.3688L_y$ 处禁带取得同样的最大值 $0.05068\omega_e$.

从图 4(a)(b)看出在最大值附近带宽随参数的变化较为缓慢.将图 4(b)的结果画成等高图为图 4(c),从图 4(c)我们看到优化区域具有较大的面积,这说明带隙对优化的几何参数具有很好的稳定性.

- [1] Plihal M, Shambrooke A, Maradudin A A and Sheng P 1991 *Opt. Commun.* **80** 199
Plihal M, Shambrooke A, Maradudin A A 1991 *Phys. Rev.* **B44** 8565
- [2] McCall S L, Platzman P M, Dalichaouch R *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2071
- [3] Villeneuve P R and Piche M 1991 *L. Opt. Soc. Am.* **A8** 1296
- [4] Yablonovitch E *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **63** 1950
Yablonovitch E, Gmitter T J and Leung K M 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2295
- [5] Leung K M and Liu Y F 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2646
- [6] Zhang Z and Satpathy S 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2650
- [7] Ho K M, Chan C T *et al* 1990 *Phys. Lett.* **65** 3152. Chan C T, Ho K M, Chan C T and Soukoulis C M 1991 *Europhys. Lett.* **16** 563
- [8] Xie S Y, Yang Y P, Lin Z X, Wu X 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1459
(in Chinese) 谢双缓等 1999 *物理学报* **48** 1459]
- [9] Krauss T F, Rue R De La and Band S 1996 *Nature(London)* **383** 699
- [10] Gruning U, Lehmann V, Ottow S and Busch K 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 747
- [11] Inoue K *et al* 1996 *Phys. Rev.* **B53** 1010
- [12] Lin H B *et al* 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2927
- [13] Bullock D L, Shih C and Margulies R S 1993 *J. Opt. Soc. Am.* **B10** 399
- [14] Ho K M, Chan C T and Soukoulis C M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3152
- [15] Leung K M and Liu Y F 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2646
- [16] Zhang Z and Satpathy S 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2650
- [17] Qiu M, He S L 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 8268
- [18] Chan C T, Yu Q L and Ho K M 1995 *Phys. Rev.* **B51** 16635
- [19] Ward A J and Pendry J B 1996 *J. Mod. Opt.* **43** 773
- [20] Ward A J and Pendry J B 1998 *Phys. Rev.* **B58** 7252
- [21] Wang X, Zhang X, Yu Q and Harmon B N 1993 *Phys. Rev.* **B47** 4161
- [22] Leung K M and Qiu Y 1993 *Phys. Rev.* **B48** 7767
- [23] Qiu M and He S 1999 *Phys. Rev.* **B60** 10610
- [24] Li Z Y, Wang J, Gu B Y 1998 *Phys. Rev.* **B58** 3721
- [25] Li Z Y, Gu B Y and Yang G Z 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2574

Large complete band gap of a two-dimensional photonic crystal consisting of anisotropic elliptic cylinders^{*}

Zhuang Fei^{1,2)} He Sai-Ling¹⁾ He Jiang-Ping¹⁾ Feng Shang-Shen¹⁾

¹⁾*Center for Optical and Electromagnetic Research, State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*

²⁾*Department of Physics, Hangzhou Teachers college, Hangzhou 310012, China*

(Received 12 April 2001; revised manuscript received 4 September 2001)

Abstract

Two different methods (plane wave expansion method and the finite differential of time domain method) are employed to calculate the complete band gap of a two-dimensional photonic crystal consisting of anisotropic elliptic cylinders of Tellurium. After choosing appropriately the axes of the elliptic cylinders and the lattice constants, a very large complete band gap (about $0.051 \omega_e$, where $\omega_e = 2\pi c/L_y$, L_y is the lattice constant along the long axis of the elliptic cylinders). This large complete band gap of the photonic crystal is very stable under the perturbation of the optimally designed parameters.

Keywords: photonic crystal, anisotropic material, plane wave expansion method, FDTD

PACC: 7125P

^{*} Project Supported by the Key Project Grant for the Natural Science Foundation of Zhejiang Province (Grant No. ZD0002)