

文章编号: 1001-3806(2018)03-0318-07

3 维函数光子晶体的特性研究

章海锋

(南京邮电大学 光电工程学院 光电信息科学与工程系, 南京 210023)

摘要: 为了研究 3 维函数光子晶体的光子禁带特性, 采用平面波展开法计算得到色散曲线, 推导了平面波展开法的相关计算公式以及介质球介电常数的函数关系式, 探讨了可调参量函数系数 I 和介质球半径 R_1 对光子禁带特性的影响。结果表明, 3 维函数光子晶体呈立方体晶格分布, 由介质球填充空气背景; 与常规 3 维介质光子晶体相比, 3 维函数光子晶体不仅能得到可调谐的光子禁带, 而且可以拓展禁带带宽, 并增加光子禁带的数量; 改变函数系数 I 的大小可以实现对光子禁带数量、位置和带宽的调谐; 改变介质球半径 R_1 可以对光子禁带带宽实现展宽, 并改变光子禁带的位置。该研究对设计新型可调谐器件是有帮助的。

关键词: 物理光学; 光子晶体; 3 维函数光子晶体; 平面波展开法; 可调谐特性

中图分类号: O734 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2018.03.006

Investigation on characteristics of 3-D function photonic crystal

ZHANG Haifeng

(Department of Optoelectronic Information Science and Engineering, School of Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)

Abstract: In order to study photonic band gap of 3-D functional photonic crystal, dispersion curve was calculated by using plane wave expansion method. Correlation calculation formula of plane wave expansion method and function relation of dielectric constant of dielectric sphere were derived. The effects of the adjustable parameter I and dielectric sphere radius R_1 on photonic band gap were discussed. The result shows that, 3-D function photonic crystal is cube lattice distribution and air background is filled with medium ball. Compared with conventional 3-D dielectric photonic crystals, 3-D function photonic crystal can obtain the tunable photonic band gap, expand the bandwidth of forbidden band, and increase the number of photonic band gaps. The number, position and bandwidth of photonic band gaps can be tuned by changing the size of tunable parameter I . At the same time, the bandwidth and position of photonic band gaps can be tuned by changing the sphere radius R_1 of the medium. The study is helpful for the design of new tunable devices.

Key words: physical optics; photonic crystal; 3-D function photonic crystal; plane wave expansion method; tunable property

引 言

20 世纪 80 年代末, JOHN^[1] 和 YABLONOVITCH^[2] 分别提出了光子晶体 (photonic crystals, PC) 这个概念。目前, 光子晶体已经成为了学界的研究热点, 无论是在理论研究上还是在实验研究上都取得了

许多令人瞩目的成果。光子晶体是不同类型的介质以一定的拓扑结构在空间中的周期性分布, 它是一种人为构建的介质 (材料)。显然, 根据周期性拓扑结构分布的不同形式, 在空间维度上可以将光子晶体划分为^[3]: 1 维、2 维和 3 维光子晶体。这也使得光子晶体在制造上有不同的方式和方法。光子晶体最大的魅力在于能够产生光子禁带 (photonic band gap, PBG), 这种由布喇格散射^[4]形成的特殊区域能够阻止频率位于 PBG 内的电磁波在光子晶体内部的传播。这一有趣的特性使得光子晶体在微波和光学通信领域中有着广泛的应用前景, 可以用来加工制成许多有价值的器件, 如滤波器^[5]、全向反射器^[6]、极化分离器^[7]、吸波器^[8]、反射镜面^[9]和天线阵列^[10]等。

基金项目: 中国博士后特优资助项目 (2016T90455); 中国博士后面上基金资助项目 (2015M581790); 江苏省博士后面上基金资助项目 (1501016A)

作者简介: 章海锋 (1978-), 男, 博士, 教授, 现主要从事计算物理、电磁超材料、周期性介质结构的电磁特性的研究。

E-mail: hanlor@163.com

收稿日期: 2017-08-21; 收到修改稿日期: 2017-10-16

然而,常规的介质光子晶体存在着一个致命的缺陷,即 PBG 的不可调谐性。一旦光子晶体的拓扑结构确定了,得到的 PBG 频率范围也就不能更改了。可随着人们对微波和光学通信系统中的功能器件的新需求,PBG 的可调谐性被逐渐提上“议事日程”。为了达到这个目的,学者们将“可调谐”材料引入到光子晶体中,以得到“可调谐的 PBG”。这类“可调谐”材料主要包括超导体^[11]、铁氧体^[12]、等离子体^[13]、半导体^[14]和石墨烯^[15]等。这些材料的最大特点是其物理特性(如介电常数、磁导率)能够被外界参量所操控,如:电压、温度和磁场等。显然,它们与常规介质构成光子晶体时,就能够得到可调谐的 PBG。可是用这些“可调谐”材料构成光子晶体且制成实用器件时,不得不面对加工条件苛刻和调控模块复杂等问题。

为了克服这一困难,XIAO,LIU,WU 等人提出了函数光子晶体的概念^[16-18],即光子晶体中包含了折射率大小与空间相关的介质,即在某些特殊情况下折射率或者介电常数是空间坐标的函数,这使得函数光子晶体能够很好地描述介质的非线性过程,可以方便地用光强、电场和磁场等参变量来描述介质的物理特性。函数光子晶体有些特殊的性质,不仅可以获得可调谐的 PBG,还可以用于构建全光放大器^[18],加工简单而且易于实现。相比含“可调谐”材料的光子晶体而言,函数光子晶体能够实现传输系数大于 1^[18],具有更为广泛的应用前景。WU 等人主要对 1 维和 2 维函数光子晶体的相关特性进行了研究。

但是随着信息技术的发展,未来的全光集成光路都应该是一个复杂的 3 维结构,而且实际工作的器件本身也是个 3 维结构。理论上的 1 维和 2 维光子晶体结构,在加工成实用器件时也是个有限的 3 维结构。因此,研究 3 维函数光子晶体的特性就显得尤为重要了。另一方面,与 1 维和 2 维光子晶体相比,3 维光子晶体产生的 PBG 是完全禁带(complete band gap, CBG),即对 TE 波和 TM 波都为禁带,这也使得 3 维光子晶体具有更为广泛的应用前景,3 维光子晶体的电磁特性研究成为了学界的一个研究热点。LUO 等人^[19]对 3 维金属光子晶体的色散特性进行了研究。ZHANG 等人^[20]对 3 维等离子体光子晶体在不同磁光效应和不同晶格下的电磁特性进行了研究。但从现有发表的文献来看,目前还未见关于 3 维函数光子晶体电磁特性研究的相关报道。

本文中主要用平面波展开法对 3 维函数光子晶体的 PBG 结构进行计算,通过对 PBG 特性的分析研究 3

维函数光子晶体的电磁特性。作者研究的 3 维函数光子晶体采用立方体晶格,由介质球填充空气背景,且介质球的介电常数是空间坐标的函数。研究结果表明,3 维函数光子晶体的电磁特性与常规 3 维介质光子晶体有着明显的不同,禁带的数量、带宽和位置都能通过改变 3 维函数光子晶体的相关参数来实现,为进一步设计基于 3 维函数光子晶体的新型功能性器件奠定了理论基础。

1 理论模型与数值方法

1.1 理论模型

3 维函数光子晶体的晶格单元如图 1a 所示。该光子晶体的晶格结构为立方体晶格,晶格常数为 a ;该光子晶体由介质球和背景介质组成,介质球的半径为 R_1 ,填充率为 f ,介电常数为 ε_a ,背景介质的介电常数为 ε_b 。由图 1b 可知,立方体晶格的第一不可约布里渊区的高对称点分别为 $\Gamma(0,0,0)$, $X(\pi/a,0,0)$, $M(\pi/a,\pi/a,0)$ 和 $R(\pi/a,\pi/a,\pi/a)$ 。

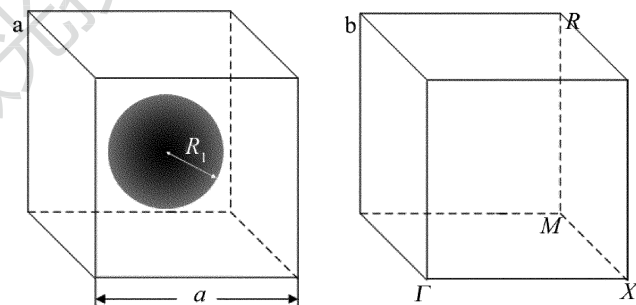


Fig. 1 a—schematic structure of unit cell of 3-D function photonic crystal
b—the first irreducible Brillouin zone of the unit cell

1.2 数值方法

计算光子晶体的方法有很多,如:时域有限差分方法、频域有限差分方法、传输矩阵法、有限元法和平面波展开法等。平面波展开法(plane wave expansion, PWE)是应用较为广泛的计算方法之一,能够较为便捷地计算 1 维、2 维和 3 维光子晶体的色散曲线,并得到相应的禁带特性。作者也采用 PWE 法来求 3 维函数光子晶体的色散关系。众所周知,电磁波在通过 3 维函数光子晶体时,电场和磁场的关系同样满足 Maxwell 方程组。此时,Maxwell 方程组可以化简为关于磁场 \mathbf{H} 的方程:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

式中, ω 表示频率, c 表示真空中的电磁波传播速度, \mathbf{r} 为空间矢量, ∇ 为求取旋转的符号。对于 3 维函数光子晶体而言, $\varepsilon(\mathbf{r})$ 是周期函数,满足:

$$\varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{a}_i) = \varepsilon(\mathbf{r}) \quad (2)$$

式中, \mathbf{a}_i 表示实际空间在 x, y, z 3 个方向上的分矢量。所以根据 Bloch 定理, $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 可以表示为:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\lambda=1}^2 h_{G,\lambda} \hat{\mathbf{e}}_{\lambda} \exp[\mathbf{j}(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}] \quad (3)$$

式中, \mathbf{k} 是第一不可约布里渊区波矢, \mathbf{G} 是倒格矢, $\hat{\mathbf{e}}_1$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_2$ 是垂直于波矢 $\mathbf{k} + \mathbf{G}$ 的正交单位矢量, h 是介质周期分布经过傅里叶变换后的系数, 下标 λ 表示沿不同倒格矢方向且 $\lambda = 1, 2$ 。倒格矢可以定义为:

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (4)$$

式中, δ_{ij} 是狄拉克函数, \mathbf{b}_j 是倒格矢空间 x, y, z 3 个方向的矢量。介质的分布函数 $\varepsilon(\mathbf{r})$ 可以表示为傅里叶变换形式:

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{G,G'}^{-1} = \sum_{\mathbf{G}} \eta(\mathbf{G}) \exp(\mathbf{j}\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) \quad (5)$$

式中, \mathbf{G}' 表示与倒格矢 \mathbf{G} 垂直的一个矢量。下文中, 加注“'”均表示与 \mathbf{G}' 相关。 $\eta(\mathbf{G})$ 是 $\varepsilon(\mathbf{r})$ 的傅里叶逆变换, \mathbf{G} 可以用 $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2$ 和 \mathbf{b}_3 来表示, 即:

$$\mathbf{G} = l_1 \mathbf{b}_1 + l_2 \mathbf{b}_2 + l_3 \mathbf{b}_3 \quad (6)$$

式中, l_1, l_2 和 l_3 是整数。那么 $\eta(\mathbf{G})$ 可以表示为:

$$\eta(\mathbf{G}) = \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \exp(-\mathbf{j}\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (7)$$

式中, V 为单元结构的体积。如果单元结构中含有 n 个填充物, 那么 $\eta(\mathbf{G})$ 可以写为:

$$\eta(\mathbf{G}) = \varepsilon_a^{-1} \delta_{G,0} + \sum_{i=1}^n \eta_i(\mathbf{G}) \exp(-\mathbf{j}\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_i) \quad (8)$$

式中, $\eta_i(\mathbf{G})$ 表示第 i 个填充物在位置 \mathbf{r}_i 处的介电常数的傅里叶变换, 而对于立方体晶格而言, 显然 $i = 1$; $\delta_{G,0}$ 表示与倒格矢 \mathbf{G} 相关的狄拉克函数。将(3)式和(6)式代入(1)式中可以得到:

$$\sum_{\mathbf{G}', \lambda'} |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \times \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \varepsilon_{G,G'}^{-1} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{2'} & -\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \varepsilon_{G,G'}^{-1} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{1'} \\ -\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \varepsilon_{G,G'}^{-1} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{2'} & \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \varepsilon_{G,G'}^{-1} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{1'} \end{bmatrix} h_{G',\lambda'} = \frac{\omega^2}{c^2} h_{G,\lambda} \quad (9)$$

式中, $\varepsilon_{G,G'}^{-1} = \eta(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 。显然, 要求解(9)式, 确定 $\eta(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 成为了关键。

$$\eta(\mathbf{G}) = \begin{cases} \frac{1}{V} \int_V \left\{ \frac{1}{\varepsilon_b} + \left[\frac{1}{\varepsilon_a(\mathbf{r})} - \frac{1}{\varepsilon_b} \right] \cdot S(\mathbf{r}) \right\} d\mathbf{r}, (\mathbf{G} = 0) \\ \frac{1}{V} \int_V \left\{ \frac{1}{\varepsilon_b} + \left[\frac{1}{\varepsilon_a(\mathbf{r})} - \frac{1}{\varepsilon_b} \right] \cdot S(\mathbf{r}) \right\} \times \\ \exp(-\mathbf{j}\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, (\mathbf{G} \neq 0) \end{cases} \quad (10)$$

$$\text{式中, } f = (4\pi R_1^3)/(3V), S(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, (|\mathbf{r}| \leq R_1) \\ 0, (|\mathbf{r}| > R_1) \end{cases}.$$

(9)式中的 $h_{G,\lambda}$ 可以表示为:

$$h_{G,\lambda} = \sum_{\mathbf{G}} A(\mathbf{k}|\mathbf{G}) \exp[\mathbf{j}(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}] \quad (11)$$

显然, (10) 式可以写成关于傅里叶变换系数 $A(\mathbf{k}|\mathbf{G})$ 的方程:

$$\left(\frac{1}{V} \int_V \left\{ \frac{1}{\varepsilon_b} + \left[\frac{1}{\varepsilon_a(\mathbf{r})} - \frac{1}{\varepsilon_b} \right] \cdot S(\mathbf{r}) \right\} d\mathbf{r} \right) \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \cdot \mathbf{F} \cdot A(\mathbf{k}|\mathbf{G}) + \sum_{\mathbf{G}'} \left(\frac{1}{V} \int_V \left\{ \frac{1}{\varepsilon_b} + \left[\frac{1}{\varepsilon_a(\mathbf{r})} - \frac{1}{\varepsilon_b} \right] \cdot S(\mathbf{r}) \right\} \exp(-\mathbf{j}\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \right) \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \cdot \mathbf{F} \cdot A(\mathbf{k}|\mathbf{G}) = \frac{\omega^2}{c^2} A(\mathbf{k}|\mathbf{G}) \quad (12)$$

$$\text{式中, } \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{e}}_{2'} & -\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{e}}_{1'} \\ -\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_{2'} & \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_{1'} \end{bmatrix}.$$

对于常规的 3 维介质光子晶体而言, 沿着第一不可约布里渊区边缘求解(12)式, 即可以得到色散曲线。而对于 3 维函数光子晶体而言, 求解(10)式将与求解常规 3 维介质光子晶体的技术略有不同。为了说明该求解过程, $\varepsilon_a(r)$ 的表达式选取与参考文献[16]中给出的形式相同, 即 $\varepsilon_a(r) = I \cdot r + b$, 其中 I 与 b 是常数, 这里 r 为标量。则该 3 维函数光子晶体介电常数的函数表达式为:

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \begin{cases} I \cdot r + b, (0 \leq r \leq R_1) \\ \varepsilon_b, (R_1 < r \leq a) \end{cases} \quad (13)$$

那么, 3 维函数光子晶体的 $\eta(\mathbf{G})$ 根据(10)式可以表示为:

$$\eta(\mathbf{G}) = \frac{1}{\varepsilon_b} \delta_{G,0} + \frac{1}{V} \int_V \left(\frac{1}{I \cdot r + b} - \frac{1}{\varepsilon_b} \right) \times \exp(-\mathbf{j}\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (14)$$

显然, 求解(14)式成为了获得 3 维函数光子晶体的关键。显然, 得到(14)式的解析解是非常困难的, 可以采用 ZHANG 等人^[21-22]提出的基于网格剖分的 PWE 方法来进行计算, 当剖分的网格数量足够大时, 所得的结果与解析解的相对误差将小于 1%^[21-22]。因此, 联立(12)式和(14)式就可以得到 3 维函数光子晶体的色散曲线。值得注意的是, 为了提高计算 $\eta(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 时的收敛性, 可以根据 HO 等人^[23]提出的方法来实现, 即求取 $\varepsilon_{G,G'}$ 的逆来得到。LI^[24]证明该方法不仅正确, 而且能很好地回避了介质不连续分布时产生的 Gibbs 振荡现象。

2 结果分析与讨论

为了便于研究,频域用 $\omega a/(2\pi c)$ 进行归一化。3 维函数光子晶体的初始参量设为:背景介质为空气,即 $\varepsilon_b = 1$;晶格结构为立方体晶格;填充的介质球的填充率 $f=0.48$,且其介电常数满足关系式 $\varepsilon_a(r) = I \cdot r + b$, ($0 \leq r \leq R_1, b=14$)。图 2 中给出了 $I=0$ 时,该 3 维函数光子晶体的带隙结构。由图 2 可知, $I=0$ 时,该 3 维函数光子晶体可以等效为一个常规 3 维介质光子晶体。在频域 $0 \sim 0.38(2\pi c/a)$ 的范围内,第五能带和第六能带间存在着 1 个带宽较窄的 PBG,其频率范围是 $0.3304(2\pi c/a) \sim 0.3328(2\pi c/a)$,带宽为 $0.0024 \times (2\pi c/a)$ 。这主要是因为 3 维立方体晶格具有很强的对称性,且 ε_a 的值很小,因此,该 3 维介质光子晶体不利于得到带宽较大的 PBG。该结果与参考文献[25]中的结论相同。

为了研究 3 维函数光子晶体的禁带特性,图 3 中给出了 $I \neq 0$ 且 I 分别等于 $-5, 15, 75$ 和 90 时的 3 维函数光子晶体的色散曲线。由图 3 可知,3 维函数光子晶体 PBG 的位置和数量能够通过改变 $\varepsilon_a(r)$ 中 I 的大小来进行调谐。由图 3a 可知,当 $I = -5$ 时,在频域 $0 \sim 0.38(2\pi c/a)$ 的范围内将不存在 PBG;但是随着 I 的增大,如 $I = 15$ (如图 3b 所示)时,3 维函数光子晶体有 1 个 PBG,且禁带的上下边缘将发生红移(向低频方向移动),且此时 PBG 的带宽得到了明显的拓展,频率范围变为 $0.28357(2\pi c/a) \sim 0.29274(2\pi c/a)$,带宽为 $0.00917(2\pi c/a)$ 。当进一步增大 I 的值时,如 $I = 75$ (如图 3c 所示)时,此时 PBG 的数量由 1 个变成 2 个,除了第五能带和第六能带间存在的 PBG 外(称为 PBG I),在频率 $0.36(2\pi c/a)$ 附近还会出现一个新的 PBG (称为 PBG II)。此时, PBG I 覆盖 $0.19735(2\pi c/a) \sim 0.20153(2\pi c/a)$,带宽变为 $0.00419(2\pi c/a)$ 。而 PBG II 位于 $0.36984(2\pi c/a) \sim 0.37781(2\pi c/a)$,带宽为 $0.00797(2\pi c/a)$ 。比较图 3c 与图 3b 中的结果可知,随着 I 值的增大, PBG I 的上下边缘不仅发生红移,而且其带宽将变小。同时, PBG 的数量同样会随着 I 值的增大而增加,即由 1 个变成 2 个。如果继续增加 I 的大小(如图 3d 所示), PBG I 和 PBG II 的上下边缘都将发生红移。PBG I 和 PBG II 将分别位于 $0.18571(2\pi c/a) \sim 0.18942 \times (2\pi c/a)$ 和 $0.34724(2\pi c/a) \sim 0.35613(2\pi c/a)$,带宽分别为 $0.00371(2\pi c/a)$ 和 $0.00889(2\pi c/a)$ 。该结果与图 3c 相比, PBG I 的带宽变小了,而 PBG II 的带

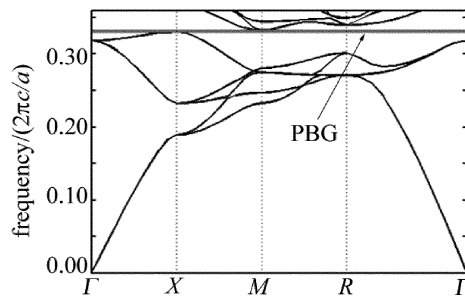


Fig. 2 Band structures of 3-D function photonic crystal with $I=0$

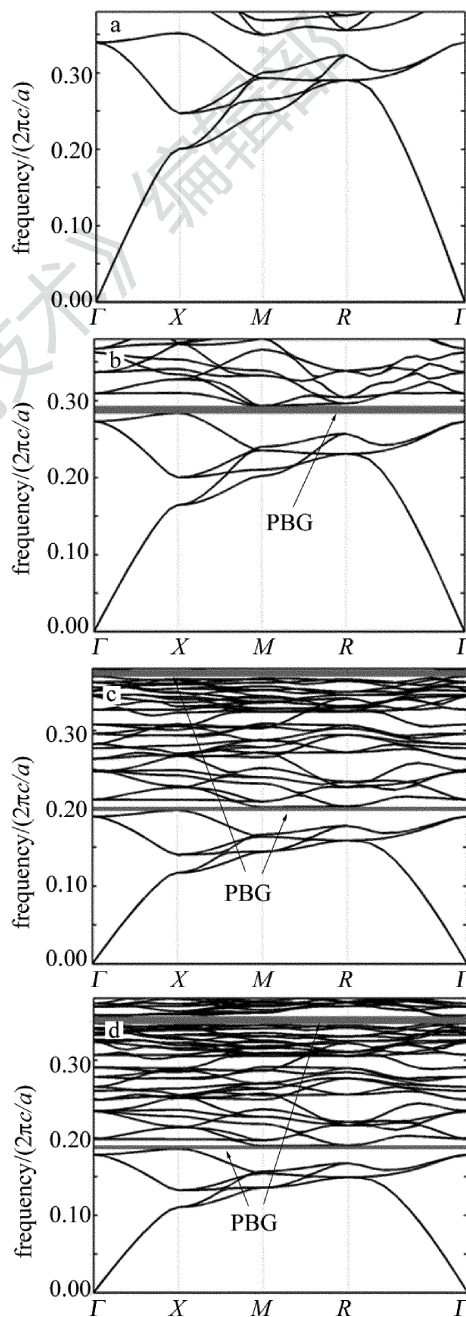


Fig. 3 Dispersion curves of 3-D function photonic crystal with different I
a— $I = -5$ b— $I = 15$ c— $I = 75$ d— $I = 90$

宽变大了。由图 3a ~ 图 3d 中的结果可知,3 维函数光

子晶体的 PBG 的大小、位置和数量可以被参量 I 所调谐。通过对函数系数 I 的调谐,3 维函数光子晶体 PBG 的带宽不仅能够被拓展,而且 PBG 的数量也能由 1 个增加到 2 个。通过改变函数系数 I 的大小,3 维函数光子晶体的 PBG 的上下边缘也将发生红移。

为了进一步研究参量 I 对 3 维函数光子晶体 PBG 的影响,图 4 中给出了 3 维函数光子晶体在其它参量不变的情况下,参量 I 与 PBG 的关系图及 PBG 相对带宽与参量 I 的关系图。相对带宽用 $\delta\omega/\omega_i$ 表示,其中 $\delta\omega$ 表示 PBG 的带宽, ω_i 表示 PBG 的中心频率。由图 4a 所示,函数系数 I 对 PBG 有明显地调谐作用。随着参量 I 的增大,3 维函数光子晶体的 PBG 的上下边缘都将向低频方向移动。对于 PBG I 而言,当 $I > 0$ 时,该 3 维函数光子晶体更容易产生 PBG;当 $I < 0$ 时,PBG I 将消失。随着参量 I 不断地增大,PBG I 的带宽将先增大后减小。当 $I = 15$ 时,PBG I 的带宽达到最大,此时 PBG I 的频率范围是 $0.28357(2\pi c/a) \sim 0.29274(2\pi c/a)$,带宽为 $0.00917(2\pi c/a)$ 。与 $I = 0$ 时相比,PBG I 的带宽增加了 $0.00677(2\pi c/a)$ 。当 I 的值增加到 75 时,该 3 维函数光子晶体的 PBG 的数目将由 1 个增加到 2 个。PBG II 的带宽变化与 PBG I 类似都是先增大后减小。当 $I = 90$ 时,PBG II 的带宽达到了最大值,其值为 $0.00889(2\pi c/a)$,位于 $0.34724(2\pi c/a) \sim 0.35613(2\pi c/a)$ 。与 PBG I 相比,PBG II 的带宽更大。由图 4b 可知,该 3 维函数光子晶体 PBG 的相对带宽都是先增大后减小,随着参量

I 的变化趋势也相同,即先增大后减小。PBG I 和 PBG II 相对带宽的最大值分别为 0.0318 和 0.0251,此时 I 分别等于 15 和 90。显然,较 $I = 0$ 时,PBG 的相对带宽明显得到了增加。值得注意的是,当 $I = 75$ 时,PBG I 和 PBG II 的相对带宽相等,该值为 0.0207。较 PBG II 而言,PBG I 相对带宽的最大值更大。

为了研究参量 R_1 对该 3 维函数光子晶体的影响,图 5 中给出了介质球半径 R_1 与 PBG I 的关系图及 PBG I 相对带宽与介质球半径 R_1 的关系图。此时 I 与 b 的取值分别为 15 和 14。由图 5a 可知,改变参量 R_1 的大小对 PBG I 有明显的调谐作用。当 $R_1 < 0.4a$ 时,PBG I 将不会出现,会消失。显然,要得到 PBG I,介质球要保持一个较大的填充率。随着 R_1 的增大,PBG I 的上下边缘将发生红移,PBG I 的带宽将先增大后减小。PBG I 带宽的最大值为 $0.01966 \times (2\pi c/a)$,此时 $R_1 = 0.4324a$,PBG I 的频率范围为 $0.28941(2\pi c/a) \sim 0.30907(2\pi c/a)$ 。与 $R_1 = 0.51a$ 时相比,PBG I 的带宽增加了 $0.0018(2\pi c/a)$ 。图 5b 中给出了参量 R_1 与 PBG I 相对带宽的关系图。由图 5b 可知,PBG I 的相对带宽将随着 R_1 的增大而先增大后减小。当 $R_1 = 0.4324a$ 时, $\delta\omega/\omega_i$ 具有最大值,且等于 0.0496。与 $R_1 = 0.4857a(f = 0.48)$ 时相比,相对带宽增加了 0.03。因此,介质球的半径 R_1 对于该 3 维函数光子晶体而言是一个非常重要的参量,可以人为地对介质球半径的大小进行优化以获得更好的 PBG 特性。

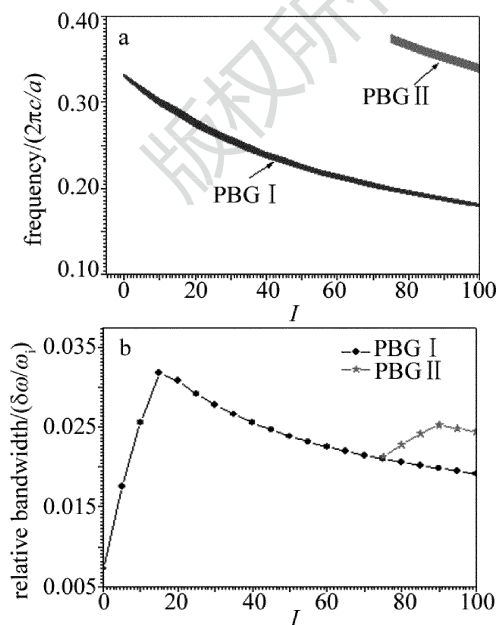


Fig. 4 a—relationship between parameter I and frequency of PBGs b—relationship between parameter I and relative bandwidths of PBGs

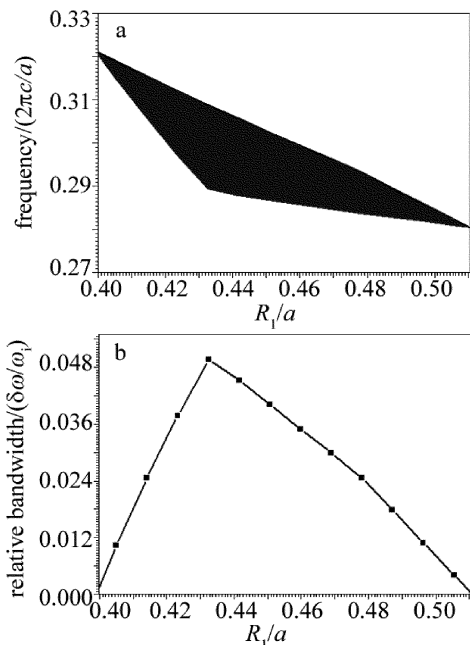


Fig. 5 a—relationships between parameter R_1 and frequency of PBG I b—relationship between parameter R_1 and relative bandwidth of PBG I

综上所述,3 维函数光子晶体的 PBG 特性可以通过改变函数系数 I 和参量 R_1 的大小进行调谐。改变参量 I 的大小不仅可以拓展 PBG 的带宽,而且可以改变 PBG 的数量,PBG 上下边缘的位置也会随之发生变化。改变参量 R_1 的大小可以对 PBG 的带宽进行调谐,当 R_1 超过一定阈值时,3 维函数光子晶体的 PBG 将会消失。值得注意的是,由于本文中采用了对称性较强的立方体晶格结构,而且为了便于计算和分析采用了球形作为介质的填充外形,所以得到的 3 维函数光子晶体的 PBG 的带宽和相对带宽都不是很大,当改变函数系数 I 时,PBG 特性的改善也不是很明显。只要采用对称较弱的晶格和介质填充结构来构成 3 维函数光子晶体,就能够得到更好的 PBG 特性。

3 结 论

采用 PWE 方法对 3 维函数光子晶体的 PBG 特性进行了研究。该 3 维函数光子晶体采用立方体晶格,且填充方式为介质球填充空气背景。介质球的介电常数满足关系式 $\epsilon_a(r) = I \cdot r + b$, ($0 \leq r \leq R_1, b = 14$),推导了用 PWE 方法计算该 3 维函数光子晶体 PBG 的公式,研究了函数系数 I 和介质球半径 R_1 对 PBG 特性的影响。研究表明:改变参量 I 和 R_1 的大小都能够实现对 PBG 的调谐。当 $I < 0$ 时,该 3 维函数光子晶体将不能产生 PBG。随着 I 的增大,PBG 的上下边缘将发生红移,PBG 的带宽和相对带宽都将先增大后减小。当 I 增大到一定值时,PBG 的个数将会由 1 个增加到 2 个。因此,改变函数系数 I 能够实现对 PBG 上下边缘的位置、带宽和数量进行调谐。改变参量 R_1 的大小同样能够实现对 PBG 的调谐。增加 R_1 的大小,PBG 的上下边缘将同样发生红移,PBG 的带宽和相对带宽也将先增大后减小。因此,可以人为地通过改变 R_1 的大小来实现对 PBG 特性的改善。3 维函数光子晶体与常规的 3 维介质光子晶体相比,不仅能够得到可调谐的 PBG,而且能够产生带宽更宽的 PBG。显然,研究 3 维函数光子晶体的 PBG 特性是非常有意义的,这为设计开发新型微波和光学器件奠定了理论基础。

参 考 文 献

- [1] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486-2490.
- [2] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059-2062.

- [3] ZHANG H F. Study on electromagnetic characteristics of plasma photonic crystals[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics University, 2014:14-31 (in Chinese).
- [4] RYBIN M V, KHANIKAEV A B, INOUE M, *et al.* Fano resonance between Mie and Bragg scattering in photonic crystals[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(2): 023901.
- [5] WANG Z, FAN S. Compact all-pass filters in photonic crystals as the building block for high-capacity optical delay lines[J]. Physical Review, 2003, E68(6): 066616.
- [6] ZHANG H F, LIU S B. Enhanced the tunable omnidirectional photonic band gaps in the two-dimensional plasma photonic crystals[J]. Optical and Quantum Electronics, 2016, 48(11): 508-511.
- [7] LIU Q, LI S, GAO X, *et al.* Simulation of a short and broadband polarization splitter based on photonic crystal fiber filled with tellurite glass[J]. Optical and Quantum Electronics, 2017, 49(2): 60-64.
- [8] MA R K, ZHANG Y Ch, FANG Y T. Broadband THz absorbers based on graphene and 1-D photonic crystal[J]. Laser Technology, 2017, 41(5): 723-727 (in Chinese).
- [9] LI Y, MO W Ch, YANG Zh G, *et al.* Generation of terahertz vortex beams base on metasurface antenna array[J]. Laser Technology, 2017, 41(5): 644-648 (in Chinese).
- [10] CHAU Y F, YANG T J, LEE W D. Coupling technique for efficient interfacing between silica waveguides and planar photonic crystal circuits[J]. Applied Optics, 2004, 43(36): 6656-6663.
- [11] ZHANG H F, LIU S B. The tunable omnidirectional reflector based on two-dimensional photonic crystals with superconductor constituents[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2015, 21(2): 1-8.
- [12] WANG Y, ZHANG D, XU S, *et al.* Low-loss Y-junction two-dimensional magneto-photonic crystals circulator using a ferrite cylinder[J]. Optics Communications, 2016, 369: 1-6.
- [13] ZHANG H F, LIU S B. Analyzing the photonic band gaps in two-dimensional plasma photonic crystals with fractal Sierpinski gasket structure based on the Monte Carlo method[J]. AIP Advances, 2016, 6(8): 085116.
- [14] NORRIS D J, VLASOV Y A. Chemical approaches to three-dimensional semiconductor photonic crystals[J]. Advanced materials, 2001, 13(6): 371-376.
- [15] PIPER J R, FAN S. Total absorption in a graphene monolayer in the optical regime by critical coupling with a photonic crystal guided resonance[J]. ACS Photonics, 2014, 1(4): 347-353.
- [16] XIAO L, LEI T Y, LIANG Y, *et al.* Two-dimensional function photonic crystal[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(13): 134207 (in Chinese).
- [17] LIU X J, LIANG Y, MA J, *et al.* Two-dimensional function photonic crystals[J]. Physica, 2017, E85: 227-237.
- [18] WU X Y, ZHANG B J, YANG J H, *et al.* Transmission character of general function photonic crystals[J]. Physica, 2012, E45: 166-172.
- [19] LUO M, LIU Q H. Three-dimensional dispersive metallic photonic crystals with a bandgap and a high cutoff frequency[J]. Journal of the Optical Society of America, 2010, A27(8): 1878-1884.
- [20] ZHANG H F, LIU S, KONG X K. Properties of anisotropic photonic band gaps in three-dimensional plasma photonic crystals containing the uniaxial material with different lattices[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2013, 141: 267-289.

- [21] ZHANG H F, DING G W, LI H M, *et al.* Complete photonic band gaps and tunable self-collimation in the two-dimensional plasma photonic crystals with a new structure[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(2): 022105.
- [22] ZHANG H F, CHEN Y Q. The properties of two-dimensional fractal plasma photonic crystals with Thue-Morse sequence[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(4): 042116.
- [23] 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.
- [24] LI L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1996, A13(9): 1870-1876.
- [25] ZHANG H F, LIU S B, KONG X K, *et al.* The characteristics of photonic band gaps for three-dimensional unmagnetized dielectric plasma photonic crystals with simple-cubic lattice[J]. *Optics Communications*, 2013, 288: 82-90.