

复合周期特异介质光子晶体异质结的谐振模

席 锋

(重庆工商大学计算机科学与信息工程学院, 重庆 400067)

摘 要:一维异质结光子晶体包含两个基本单元结构,其中每个单元都由一种特异介质和常规介质层叠构成。利用传输矩阵法,通过数值模拟得出两种不同异质结光子晶体的透射谱。在1.0~10.0 GHz 频率范围内, $(AB)^6(CD)^4$ 结构的透射谱中出现了三个光子带隙,但带隙中没有谐振模;而在 $((AB)^6(CD)^4)^2$ 结构的透射谱中,在三个光子带隙内均出现谐振模。在第一带隙内,随着入射角的增大,TE波和TM波的谐振模数目均减少且谐振模发生频移。其中对于TE波,在2.40 GHz附近出现了全向谐振模。

关键词:光子晶体;特异介质;异质结;光子带隙;全向谐振模

中图分类号:0436 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2013.06.015

Resonant modes in one-dimensional photonic crystal hetero-structures with metamaterials

XI Feng

(School of Computer Science and Information Engineering, Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400067, China)

Abstract:The photonic crystal(PC)hetero-structure is a multilayer system formed by a series of multiple one-dimensional PCs. Each PC is composed of a metamaterial and conventional material. Transmission spectra of two different structures were simulated numerically with transfer matrix. In the frequency region from 1.0 to 10.0 GHz, there are three photonic band-gaps(PBG)for the structure of $(AB)^6(CD)^4$, but there is no resonant mode, in the same frequency range, resonant modes exist in each PBG for the structure of $((AB)^6(CD)^4)^2$. For the frequency regime of first PBG, as the incident angle increases, the number of TE wave and TM wave resonant modes decrease and the frequency shift of resonant modes happens. The omnidirectional resonant mode is found at 2.40 GHz for TE wave but not TM wave.

Key words: photonic crystal; metamaterial; hetero-structure; photonic band-gap; omnidirectional resonant mode

1 引 言

光子晶体是由不同折射率介质周期性排列组成的人工晶体材料^[1-2],其最基本的特征是具有光子禁带,在禁带区域内的光子被禁止传播。在过去的二十年中,由一般电介质构成的光子晶体受到了深入的研究^[3-5],由于其对光波的有效控制作用,被用于设计多种光学器件,如光开关、全向反射镜、谐振器等。

近年来,由负折射介质构成的一维光子晶体吸

引了人们广泛的关注。Veselago^[6]在1967年首次预言了负折射的存在,即介质同时具有负的介电常数和磁导率,并于2000年首次被Smith^[7]等人通过开口谐振环实验证实了负折射介质的存在。当介质的

基金项目:重庆市自然科学基金项目(No. CSTC:2009BB3363)资助。

作者简介:席 锋(1976-),男(土家族),博士研究生,讲师,主要从事光子晶体及带隙材料研究。E-mail: xifeng7429@ctbu.edu.cn

收稿日期:2012-11-06

介电常数 ε 和磁导率 μ 同时为负值时, 介质折射率也为负值 ($n = -(\varepsilon\mu)^{1/2}$), 称之为双负材料 ($\varepsilon < 0, \mu < 0$); 介电常数和磁导率其中一个为负值时, 介质的折射率为纯虚数, 称之为电单负和磁单负材料。对于双负和单负材料, 通常将其统称为特异介质。由于负折射介质的独特性质, 将其引入光子晶体中使其光波的控制作用产生许多新颖的特性, 已有大量文献作了报道^[8-10]。

由传统电介质构成的一维光子晶体通过掺杂的方式, 在透射波中出现缺陷模^[4-5]。另外, 利用多个一维光子晶体构成的异质结构光子晶体也可在透射波中得到谐振模^[11]。本文针对双负特异介质构成的异质结光子晶体, 研究其谐振模与入射角和偏振态的关系。

2 结构模型和方法

一维异质结光子晶体结构如图 1 所示。PC1 和 PC2 分别为由两种不同电介质 A, B 和 C, D 组成的两个一维光子晶体, 其周期数和周期常数分别为 $N_1, d_1 (= d_a + d_b)$ 和 $N_2, d_2 (= d_c + d_d)$ 。PC1 和 PC2 的每个周期均由特异介质和常规介质组成。设介质 A 和 C 为特异介质, 且具有不同的色散模型, 而 B 和 D 均为一般的正折射率介质。整个异质结光子晶体可表示为 $((AB)^{N_1}(CD)^{N_2})^N$ 。

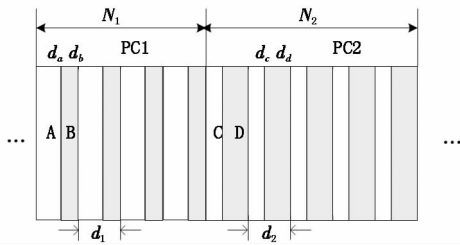


图 1 一维异质结光子晶体

Fig. 1 one-dimensional photonic crystal hetero-structure

电磁波以 θ 角入射从左向右传播, 出射端面的透射波谱可以通过传输矩阵^[12] 计算得到。在厚度为 d_j 的第 j 层中, 联系电场和磁场分量的传输矩阵可以表示为^[13]:

$$M_j(d_j) = \begin{bmatrix} \cos\delta_j & \frac{-i}{p_j} \sin\delta_j \\ -ip_j \sin\delta_j & \cos\delta_j \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中, $j = a, b, c$ 和 $d, \delta_j = (\omega/\nu) d_j \cos\theta_j$; ω 为角频率; ν 是真空中光速。对 TE 波, $p_j = (\varepsilon_j/\mu_j)^{1/2} \cos\theta_j$; 对 TM 波, $p_j = (\mu_j/\varepsilon_j)^{1/2} \cos\theta_j$, ε_j 和 μ_j 分别为介质的介电常数和磁导率。

各介质层上的入射角的 θ_j 与端面入射角 θ 的关系为:

$$\cos\theta_j = \sqrt{1 - \frac{n_0^2 \sin^2\theta}{n_j^2}} \quad (2)$$

其中, $n_0 = 1.0$ 为环境介质折射率:

$$n_j = \pm \sqrt{\varepsilon_j \mu_j} \quad (3)$$

对双负特异介质 (ε_j 和 μ_j 同时为负), 取“-”号, 否则取“+”号。

考虑 A, C 两种特异介质有效介电常数和磁导率在微波区具有不同的色散模型。设色散负折射介质 A 的有效介电常数和磁导率具有如下形式:

$$\varepsilon_a(f) = 1 + \frac{25}{0.9^2 - f^2} + \frac{100}{11.5^2 - f^2} \quad (4)$$

$$\mu_a(f) = 1 + \frac{9}{0.902^2 - f^2}$$

而色散负折射介质 C 的有效介电常数和磁导率用 Drude^[14] 模型描述为:

$$\varepsilon_c(f) = 1.0 - \frac{100}{f^2} \quad (5)$$

$$\mu_c(f) = 1.0 - \frac{100}{f^2}$$

其中, f 为频率, 单位为 GHz。对介质 A, 当 $f < 3.13$ GHz 时, $\varepsilon_a < 0$ 且 $\mu_a < 0$, 为双负特异介质; $3.13 < f < 3.78$ GHz, $\varepsilon_a < 0$ 且 $\mu_a > 0$, 为电单负特异介质。对介质 C, 当 $f < 10.0$ GHz, $\varepsilon_c < 0$ 和 $\mu_c < 0$, 为双负特异介质; $f > 10.0$ GHz, ε_c 和 μ_c 均为正, 是常规介质。

根据以上关系, 利用传输矩阵法, 可计算出该特异介质光子晶体的透射谱。

3 数值模拟结果和讨论

为简化计算, 设常规介质 B 和 D 有相同折射率 ($n_b = n_d = 1.0, \varepsilon_b = \varepsilon_d = 1.0, \mu_b = \mu_d = 1.0$), 但厚度不同, $d_b = 12$ mm, 而 $d_d = 6$ mm。同时令 $d_a = d_c = 12$ mm, $N_1 = 6, N_2 = 4$ 。首先, 我们考虑 $N = 1$ 时的异质结光子晶体的透射特性。

3.1 $N = 1$ 时的透射谱

$N = 1$ 时, 光子晶体结构为 $(AB)^6(CD)^4$, TE 波和 TM 波的入射角 θ 分别为 $0^\circ, 30^\circ$ 和 60° 入射, 相应的透射谱如图 2(a) ~ 图 2(c) 所示。当 $\theta = 0^\circ$ 时(正入射), 在 $1.0 \sim 10.0$ GHz 内, TE 波和 TM 波的透射谱基本相同: 均有三个频谱相同光子带隙。随着入射角增大 ($\theta = 30^\circ$ 和 $\theta = 60^\circ$), 透射谱发生显著变

化,且 TE 波和 TM 波的透射谱的变化并不相同。另外,从透射谱中还可看出,无论是正入射还是斜入射,在这种异质结光子晶体的光子带隙中没有出现谐振模,只是当入射角较大时在高频区(8.0 ~ 9.5 GHz)出现谐振模。

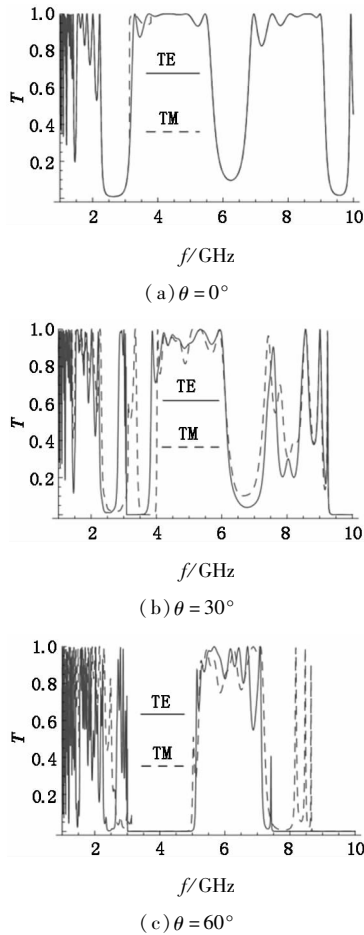


图2 TE波和TM波不同入射角时的透射谱
Fig.2 dependence of the transmission spectra on the incident angle for TE and TM wave

3.2 N=2 时的透射谱

鉴于当 $N = 1$ 时在光子带隙内没有得到谐振模,因此,我们考虑 $N = 2$ 时的 $((AB)^6(CD)^4)^2$ 结构光子晶体的透射谱。TE 波和 TM 波的透射谱如图 3(a)和图 3(b)所示。从图 3 中可知,无论是 TE 波还是 TM 波,正入射时透射谱都有三个与图 2(a)相同频率的光子带隙,并且在每个带隙中(带间或带边)都出现了谐振模,其谐振频率也相同。图中第一带隙中的谐振模在 $2.2 < f < 3.13$ GHz 内,此时结构中的特异介质均为双负特异介质;而第二和第三带隙出现在 $f > 5.5$ GHz,介质 A 为正正折射率介质,仅介质 C 为双负特异介质,此时整个结构等同于由一个常规介质光子晶体和一个含双负特异介质

光子晶体构成的异质结。因此,在后述分析中,仅限于讨论第一带隙中的谐振模。

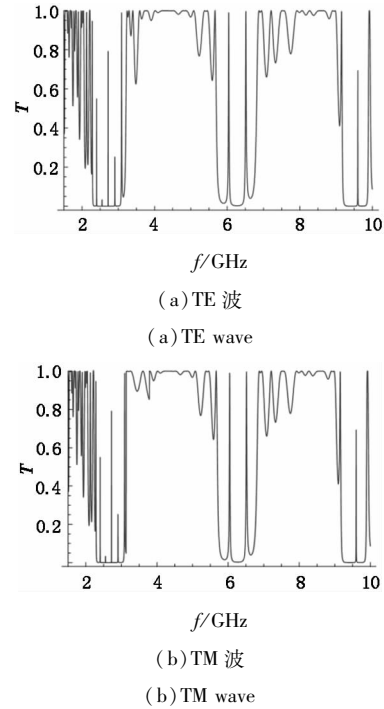
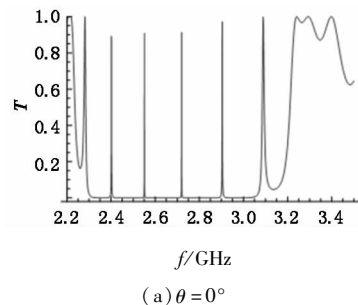


图3 $((AB)^6(CD)^4)^2$ 结构在正入射时的透射谱
Fig.3 transmission spectra of $((AB)^6(CD)^4)^2$ for TE and TM wave normal incident

对于 TE 波和 TM 波以不同角度入射时,第一带隙的谐振模如图 4 和图 5 所示。由于正入射时,TE 波和 TM 波具有相同的透射谱,在第一带隙内的 4 条谐振模和上下带边的带边谐振模,有完全相同谐振频率。当入射角增大时,TE 波和 TM 波的谐振模变化不同。对 TE 波,入射角增大,使带隙变窄,同时谐振模的数目减少。 $\theta = 30^\circ$ 时,带隙宽度减小,同时带隙内的谐振模减少 1 个,上带边谐振模消失; $\theta = 60^\circ$ 时,带隙宽度继续减小,带隙内的谐振模再减少 1 个,下带边谐振模得到增强。对 TM 波,随着入射角的增大,带隙变窄,谐振模向高频方向移动。 $\theta = 30^\circ$ 时,带隙内谐振模减少 1 个,但上下带边谐振模被增强; $\theta = 60^\circ$ 时,谐振模减总数为 4 个,在低频区(2.25 ~ 2.50 GHz)出现 3 个半高宽较大的透射峰。



(a) $\theta = 0^\circ$

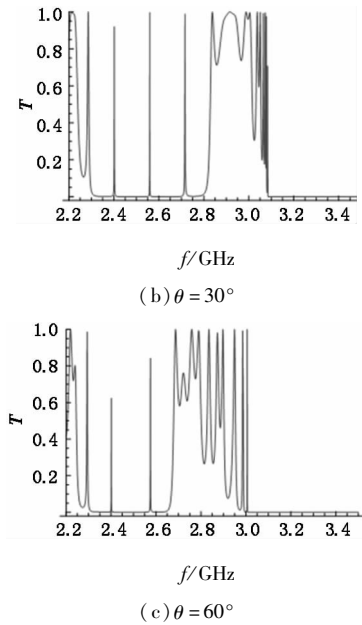


图4 以不同入射角时 TE 波在第一带隙内的谐振模

Fig. 4 dependence of resonant modes on the incident angle in the first PBG for TE wave

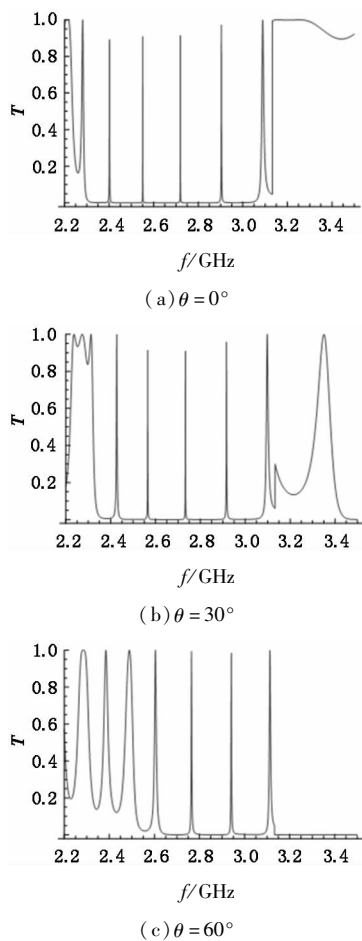


图5 不同入射角时 TM 波在第一带隙内的谐振模

Fig. 5 dependence of resonant modes on the incident angle in the first PBG for TM wave

另外,从图中我们还可以看出,TE 波和 TM 波

的谐振模对不同入射角的变化各不相同。对 TE 波,下带边谐振模随入射角的变化很小,而 2.40 GHz 处的谐振模并不随入射角而改变,即 $\theta = 0^\circ$, $\theta = 30^\circ$ 和 $\theta = 60^\circ$ 时此处谐振模完全重合,这表明对 TE 波在 2.40 GHz 处能得到全向谐振模,其他频率的谐振模随着入射角的增大向低频方向移动或消失。对 TM 波,谐振模随着入射角的增大向高频方向移动,这与 TE 波的情况相反;不同入射角时的谐振模频率都不相同,也即是说对 TM 波,不存在全向谐振模。

3.3 非常传输

从图 4 和图 5 中可以看出,对 TE 波,当 $\theta = 30^\circ$, 频率 $f > 3.13$ GHz 变成了禁带,且其下带边随入射角的增大向低频方向移动;对 TM 波,在 $\theta = 60^\circ$, 频率 $f > 3.13$ GHz 才变成禁带。关于这一点,可以用 PC1 的色散关系来说明。在 $3.13 < f < 3.78$ GHz 范围内,由于 $\varepsilon_a \mu_a < 0$, 介质 A 变为单负特异介质,其折射率为纯虚数;同时,在介质 A 内沿着介质的层叠方向上的波矢分量也是虚数。因此 PC1 的色散关系中用虚数波矢的虚部代替介质 A 的波数,表示为:

对 TE 波:

$$\begin{aligned} \cos \kappa(\omega) d_1 = & \cosh(\operatorname{Im}(k_a) d_a) \cos(k_b d_b) + \\ & \frac{1}{2} \left(\frac{\operatorname{Im}(k_a)}{|\mu_a|} \frac{\mu_b}{k_b} - \frac{k_b}{\mu_b} \frac{|\mu_a|}{\operatorname{Im}(k_a)} \right) \times \\ & \sinh(\operatorname{Im}(k_a) d_a) \sin(k_b d_b) \end{aligned} \quad (6)$$

对 TM 波:

$$\begin{aligned} \cos \kappa(\omega) d_1 = & \cosh(\operatorname{Im}(k_a) d_a) \cos(k_b d_b) - \\ & \frac{1}{2} \left(\frac{\operatorname{Im}(k_a)}{|\varepsilon_a|} \frac{\varepsilon_b}{k_b} - \frac{k_b}{\varepsilon_b} \frac{|\varepsilon_a|}{\operatorname{Im}(k_a)} \right) \times \\ & \sinh(\operatorname{Im}(k_a) d_a) \sin(k_b d_b) \end{aligned} \quad (7)$$

其中, $\kappa(\omega)$ 为 PC1 的 Bloch 波数。

虽然介质 A 的折射率和波矢都是纯虚数,无论是 TE 波还是 TM 波,只要入射角使 $\kappa(\omega)$ 为实数时,波在 PC1 中能传播,因而在整个异质结光子晶体中也能传播,尽管在单层介质 A 中波是衰减的;当入射角增大,使 $\kappa(\omega)$ 为虚数,由于此时波在 PC1 中不能传播,因而也不能在整个异质结光子晶体中传播。显然,从图 4 和图 5 中看出,入射角较小时,TE 波和 TM 波的 Bloch 波数 $\kappa(\omega)$ 均为实数,因而在 $f > 3.13$ GHz 时电磁波在整个结构都能传播;当入射角增大,首先使 TE 波的 Bloch 波数 $\kappa(\omega)$ 变为虚数,从

而禁止 TE 波传播,入射角继续增大必将使 TM 波的 Bloch 波数 $\kappa(\omega)$ 也变为虚数,从而禁止电磁波在整个异质结光子晶体中传输。

4 结束语

对由不同色散模型两种特异介质和空气层分别构成的两个一维光子晶体组成的异质结光子晶体结构,利用传输矩阵法,计算了 $((AB)^6(CD)^4)$ 和 $((AB)^6(CD)^4)^2$ 两种结构的透射谱。结果表明,在前一种结构中,频率从 1.0 ~ 10.0 GHz 范围内,透射谱中存在三个光子带隙,但带隙内没有谐振模;对于后一种结构的透射谱的三个光子带隙内均出现了谐振模。对两种特异介质同时为双负特异介质时,仅当正入射时,TE 波和 TM 波具有完全相同谐振模;而斜入射时,谐振模的变化各不相同,其中 TE 波在 2.40 GHz 附近出现了全向谐振模。另外,利用色散关系说明了在介质为单负特异介质时,波的传播由入射角确定的 Bloch 波数的性质决定。

参考文献:

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58:2059 - 2062.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58(23):2486 - 2489.
- [3] Notomi M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals; Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap [J]. Phys. Rev. B, 2000, 62(16):10696 - 10705.
- [4] Fang Yuntuan, Shen Tinggen, Tan Xilin. Research on defect mode of one-dimensional photonic crystal [J]. Acta Optic Sinica, 2004, 24(11):1557 - 1560.
- [5] Liu Qineng. The impact of impurity absorption on the defect mode of one-dimensional photonic crystal [J]. Journal of Chinese Laser, 2007, 34(6):777 - 780.
- [6] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative of permittivity and permeability [J]. Sov. Phys. Usp., 1968, 10(4):509 - 514.
- [7] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. Phys. Rev. Lett., 2000, 84(18):4184 - 4187.
- [8] Zharov A A, Zharova N A. Quasi-guided electromagnetic beam propagation in one-dimensional photonic crystal with a left-handed metamaterial [J]. Jour. of Appl. Phys, 2008, 103, 013109:1 - 5.
- [9] Chen Y H. Broadband one-dimensional photonic crystal wave plate containing single-negative materials [J]. Opt. Expr, 2010, 18(19):130343.
- [10] Daninthe H, Foteinopoulou S, Soukoulis C M. Omni-reflectance and enhanced resonant tunneling from multilayers containing left-handed materials [J]. Phot. and Nanostruct, 2006, 4:123 - 131.
- [11] Y H Chen, J W Dong, H Z Zhang. Omnidirectional resonance modes in photonic crystal heterostructures containing single-negative materials [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2006, 23(10):2237 - 2240.
- [12] Born M, Wolf E. Principles of optics [M]. Yang Jiasun Transl. Beijing: Science Press, 1978:61 - 74.
- [13] Jiang H T, Chen Y H, Li H Q, et al. Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials [J]. Appl. Phys. Lett., 2003, 83(26):5386 - 5388.
- [14] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L-Loaded transmission lines [J]. IEEE Trans. Microwave Theory Tech, 2002, 50:2702 - 2712.