

对称型单负交替一维光子晶体的能带结构^{*}

张正仁^{1 2)†} 隆正文^{1 2)} 袁玉群³⁾ 刁心峰^{1 2)}

1) 贵州大学光电技术及应用省级重点实验室, 贵阳 550025)

2) 贵州大学物理系, 贵阳 550025)

3) 贵州大学电子系, 贵阳 550025)

(2009 年 4 月 14 日收到, 2009 年 5 月 13 日收到修改稿)

构造了 $(AB)^N(BA)^N$ 对称型两种单负材料交替一维光子晶体, 利用传输矩阵法进行数值模拟. 结果表明, 这种单负交替对称型一维光子晶体具有一种特殊带隙结构, 该带隙不敏感于入射角和晶格的无序性. 在该带隙内出现了两个隧穿模, 该隧穿模不敏感于入射角的变化和晶格的无序性, 但能带及带隙内的隧穿模却敏感于晶格标度和周期数的变化. 随着入射角的变化, 带隙两侧的隧穿模趋于简并. 这些特性对在利用此结构光子晶体设计双重超窄带滤波器时, 具有一定的参考价值.

关键词: 光子晶体, 单负材料, 光子带隙

PACC: 7820, 4270Q, 4225B

1. 引言

近年来, 光子晶体的研究备受人们关注. 光子晶体的显著特点是具有与半导体中电子态类似的带隙结构——光子带隙(处于带隙内的光子是不能传播的), 它可以像在半导体中控制电子行为一样控制光子的行为^[1]. 利用这一特性, 光子晶体可制作光开关、光学延迟线、光滤波器等.

负折射率材料是指介电常量 ϵ 和磁导率 μ 同时为负的材料, 又称双负材料. 在其中, 波矢方向和能流方向相反, 由此导致了相位随光波的传播而减小. 负折射率材料的奇异特性弥补了很多传统材料的不足, 如产生负折射、逆多普勒效应和逆切连科夫效应等^[2-4]. 除了双负材料外, 介电常数和磁导率中只有一种为负的单负材料也引起了人们的极大兴趣. 单负材料分两种, 一种是电单负材料, 即 $\epsilon < 0, \mu > 0$; 一种是磁单负材料, 即 $\epsilon > 0, \mu < 0$. 由于电磁波在单负材料中的波矢为复数, 因而在单负材料中只存在迅衰场, 它对电磁波是不透明的. 然而, 由两种单负材料交替生成的周期性结构却表现出一些与负折射材料相似的性质, 即在这种结构中的有效群速度和有效相速度平行相反. 在两种材料组成的双层结构

中表现出完全隧穿、共振和透明效应^[5-7].

本文构造了 $(AB)^N(BA)^N$ 对称型两种单负材料交替一维光子晶体, 利用传输矩阵法研究了这种单负对称性结构光子晶体的能带结构. 研究发现, 这种单负交替对称型一维光子晶体具有一种特殊带隙结构, 该带隙不敏感于入射角和晶格的无序性. 在该带隙结构中出现了两个隧穿模; 带隙内的隧穿模不敏感于入射角的变化和晶格的无序性, 但能带及带隙内的隧穿模却敏感于晶格标度和周期数的变化. 随着入射角的增加, 带隙两侧的隧穿模趋于简并. 这些特性对我们在利用此结构光子晶体设计双重超窄带滤波器时, 具有一定的参考价值.

2. 理论模型与计算方法

考虑由磁单负材料 A: $\epsilon_A = a, \mu_A = 1 - \omega_{mp}^2/\omega^2$, $\omega < \omega_{mp}$ 和电单负材料 B: $\epsilon_B = 1 - \omega_{ep}^2/\omega^2, \mu_B = b, \omega < \omega_{ep}$, 交替排列, 组成 $(AB)^N(BA)^N$ 型的对称结构(N 为周期数). 介质层 A 和 B 的厚度分别为 d_A 和 d_B .

假定入射电磁波的波矢 k 位于 xz 平面(z 为法向方向). 则位于 z 和 $z + \Delta z$ 处的电场分量和磁场分量可以通过传输矩阵相连接^[8]:

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10865003)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zhrenzhang@126.com

$$M_i(\Delta z, \omega) = \begin{bmatrix} \cos(k_z^i \Delta z) & -\frac{|\mu_i|}{\sqrt{\epsilon_i \mu_i - \sin^2 \theta}} \sin(k_z^i \Delta z) \\ \frac{\sqrt{\epsilon_i \mu_i - \sin^2 \theta}}{\mu_i} \sin(k_z^i \Delta z) & \cos(k_z^i \Delta z) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中, i 代表任意一介质层, $k_z^i = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_i \mu_i - \sin^2 \theta}$ 为单负材料的有效波矢, c 为真空中的光速. 利用电磁场的切向分量界面上的连续条件, 设衬底的折射率为 1, 可得透射系数为

$$t(\omega) = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta (x_{11}(\omega) + x_{22}(\omega)) + (\cos^2 \theta x_{12}(\omega) - x_{21}(\omega))}, \quad (2)$$

其中, X_{ij} 是以下矩阵的矩阵元:

$$X_N = \prod_{i=1}^N M_i(d_i, \omega), \quad (3)$$

这里, d_i 是第 i 层的厚度, 它的序列与多层膜体系的结构一致.

透射率则为

$$T = |t(\omega)|^2. \quad (4)$$

3. 数值研究结果分析

假设介质两边都是空气, 入射波是垂直于光子晶体表面入射. 我们取磁单负材料 A: $\mu_A = 1 - \omega_{\text{mp}}^2 / \omega^2$, $\epsilon_A = 5$, $d_A = 10 \text{ nm}$; 电单负材料 B: $\epsilon_B = 1 - \omega_{\text{ep}}^2 / \omega^2$, $\mu_B = 1.5$, $d_B = 5 \text{ nm}$ (介电常量 ϵ_A 、磁导率 μ_B 、晶格厚度均为随机取值). ω_{mp} 和 ω_{ep} 分别为电等离子频率和磁

等离子体频率. 下面对普通的 $(AB)^6$ 光子晶体和 $(AB)^3(BA)^3$ 型对称结构光子晶体进行数值模拟.

下文分析中无特殊说明参数同上.

数值模拟发现: 在这种特定厚度下, 对称型结构的光子晶体与普通单负交替结构的光子晶体一样都具有光子带隙. 不同点是在这种结构的光子带隙内出现了两个尖锐的隧穿模. 这种现象可以解释为: 由于在对称界面处两层 B 叠合在一起, 使 B 层厚度等效变为原来的 2 倍, 记为 B' . 在此处, 相当于在这种对称结构中形成了 $AB'A$ 型缺陷层, 即可认为该光子晶体结构为 $(AB)^N(AB'A)(BA)^N$ 型, 根据文献 [9] 在这种结构的带隙中是能够形成两个隧穿模的. 我们知道在单负材料中传播的电场或磁场, 沿传播方向的导数的绝对值是保持连续的, 只是在负磁导率材料和负介电常量材料的交界面两边的导数异号, 因此电场或磁场总在材料交界面上达到极值. 若往光子晶体中引入缺陷, 将改变电磁场在光子晶体中的传播规律. 和缺陷模对应频率的场强在缺陷层的两侧均达到极大值, 致使电磁波在缺陷层毗邻的两个界面上发生局域共振, 这样就导致了带隙内两个隧穿模的产生. 这是一新颖的物理特性. 这种结构的光子晶体不需任何掺杂就可以实现双重超窄带滤波功能, 并且还能得到很好的效果. 这是两种单负交替结构的光子晶体和传统正折射率材料交替结构的光子晶体所不能做到的, 它们只有在引入一定尺寸范围缺陷层的情况下才能在带隙中产生相似的效果 [10, 11]. 图 1(a)(b) 分别为 $(AB)^6$ 结构的光子晶体和 $(AB)^3(BA)^3$ 型对称结构光子晶体的透射谱.

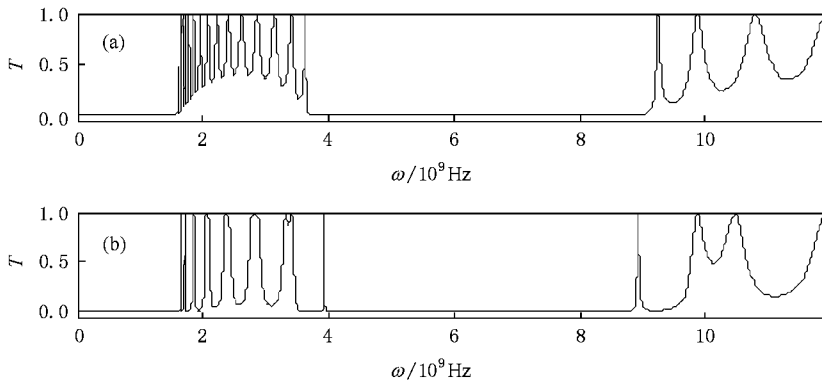


图 1 $(AB)^6$ 结构的光子晶体和 $(AB)^3(BA)^3$ 型对称结构光子晶体的透射谱

实际工艺中利用这一特性去制作高品质因数双重超窄带滤波器时, 往往存在一定程度的涨落, 为了考察厚度涨落对这种对称结构单负光子晶体带隙内

隧穿模的影响, 图 2(a)(b) 给出了这种结构光子晶体厚度存在 $\pm 2 \text{ nm}$ 涨落时的透射谱 (+ 和 - 出现的概率是相同的). 从图 2 可以看出带隙及带隙内的隧

穿模几乎不随厚度涨落变化,即带隙及带隙内的隧穿模对于晶格的无序性产生的影响很小.这与两种单负交替光子晶体的带隙和带隙内缺陷模对于晶格无序性产生的影响相同^[11,12].

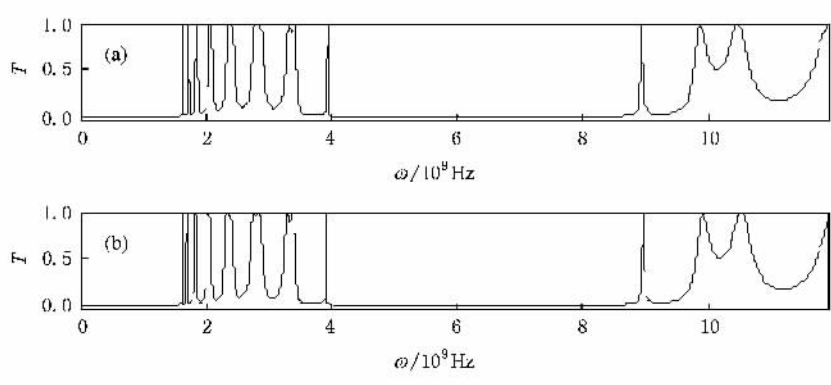


图2 (a)对称结构光子晶体的透射谱 (b)厚度存在 ± 2 mm 涨落时的透射谱

下面我们将讨论该结构光子晶体带隙及带隙中隧穿模随入射角的变化.为了便于说明,我们计算了入射角 θ 随机取为 $0, 0.07\pi, 0.15\pi, 0.33\pi$ 时光子晶体的透射谱(图3所示).在入射角 θ 随机取这些不同值的过程中带隙和带隙内隧穿模几乎不受影响(当随机取其他入射角时,模拟结果与此同),即可知这种结构光子晶体的带隙和带隙内的隧穿模是不敏

感于入射角改变的.带隙及带隙内隧穿模的这一特性也与两种单负交替光子晶体的带隙及带隙内缺陷模对于入射角变化产生的影响相同^[11,12].但带隙两侧隧穿模向带隙靠近,这是因为当入射角增大时,隧穿模趋于简并的缘故^[13].这一现象与常规材料构成的一维光子晶体不同,常规材料构成的一维光子晶体随入射角的增大所有透射模都向高频移动^[14].

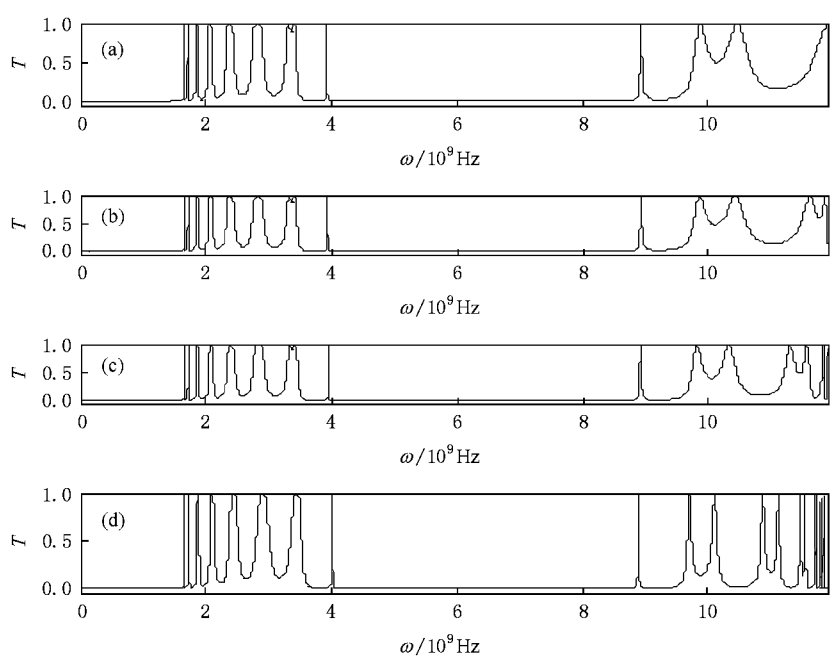


图3 对称结构光子晶体随入射角改变的透射谱 (a)0 (b) 0.07π (c) 0.15π (d) 0.33π

为了使我们的研究趋于一般化,我们考察了在正入射时,该结构晶格标度和周期数的变化对带隙内隧穿模的影响.经过多次数值模拟发现,对于晶格厚度在 $d_A/d_B > 0$ 的情况下,只要 d_A/d_B 保持合适的比例关系总能在带隙中产生这样的两个强烈隧穿模(透射率恒为1).为了便于说明,我们以固定 $d_B = 5$ mm为例,发现当 d_A/d_B 在1.6—2.4范围内变化时带隙内两隧穿模比较强烈,透射率恒为1.图4给出的是在 $d_B = 5$ mm, d_A 随机递增取值时(AB)(BA)型光子晶体产生的透射谱.从图4中我们可以看到,

随着两晶格厚度随机逐渐增加,能带逐渐变窄,带隙内两隧穿模都发生衰减,但左侧隧穿模衰减的速度远大于右侧.由这些现象可知这种结构光子晶体的能带和带隙内隧穿模敏感于晶格标度的变化.由电子系统的紧束缚模型我们知道,固体的能带是由近邻原子的交叠积分决定的.如果近邻原子相互很少交叠,形成的能带就很窄,反之,能带则会变宽.根据这一理论,这些现象说明该结构光子晶体的晶格厚度变化会影响交界面处局域模波函数的交叠程度,也因此影响了两单周期界面处局域模之间的耦合作用的强弱.

周期数 N 逐渐递增时光子晶体产生的透射谱,如图 5 所示.由图 5 可以看出随着周期数的逐渐增加使原来简并的能级发生分裂,形成分裂能级,能带变宽,两隧穿模逐渐消失.这说明这种结构光子晶体

的能带和带隙内隧穿模敏感于周期数的变化.随着周期数的增加能带变宽,是因为原来简并的能级分裂生成的这些分裂能级会形成很多分裂的局域模,根据紧束缚模型,分裂的局域模会发生相互共振耦合,是共振耦合导致了能带展宽.两隧穿模逐渐消失说明随着周期数的增加两单周期界面处局域模之间的耦合作用变弱了.经过多次数值模拟发现(为了便于说明,图 5 只是随机给出了代表不同阶段隧穿模衰减和能带变化的透射谱: $N = 3, 11, 15$),当周期数 $N < 12$ 时两隧穿模存在,两隧穿模在 $N = 12$ 时开始衰减,到 $N = 26$ 时,两隧穿模完全消失.

该结构光子晶体能带结构对于晶格标度和周期数的变化产生的影响结果,是文献 [11] 和 [12] 没有的新现象.

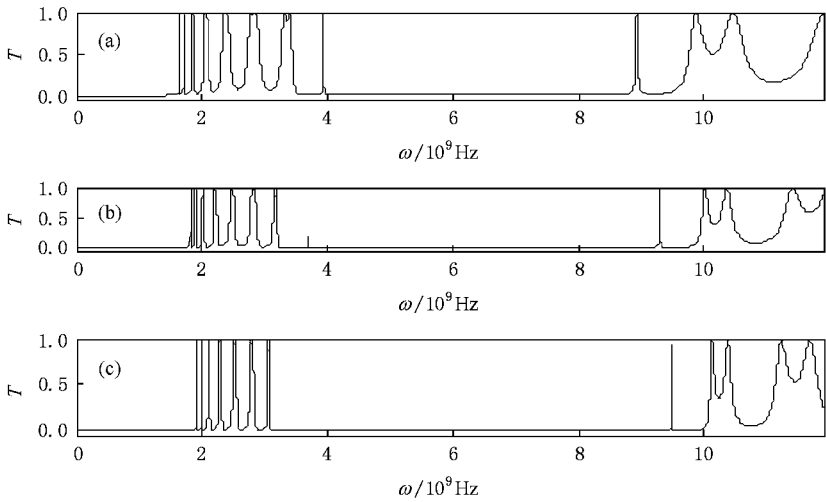


图 4 对称结构光子晶体随晶格厚度变化的透射谱 (a)–(c) 中 $d_B = 5\text{ mm}$, d_A 分别随机取为 10, 13, 15 mm

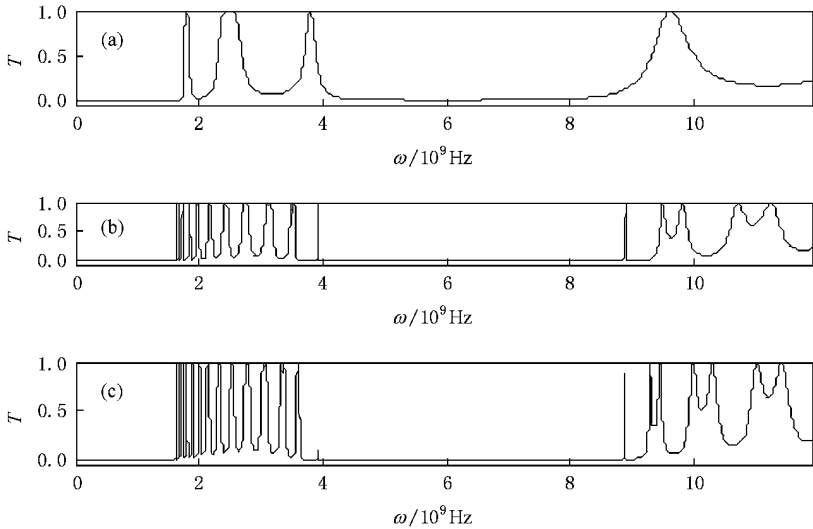


图 5 对称结构光子晶体随周期数变化的透射谱 (a) $N = 3$ (b) $N = 11$ (c) $N = 15$

4. 结 论

本文利用传输矩阵法对 $(AB)^N(BA)^N$ 型对称单负结构光子晶体的能带进行了研究.发现 这种单负交替对称型一维光子晶体具有一种特殊带隙结构.这种带隙不同于通常的 Bragg 带隙,该带隙的位置与入射角无关,而且对于无序性产生的影响很小.这

是由于这种带隙的产生源于局域共振机制而不是 Bragg 散射机理,因而它跟 Bragg 带隙有着本质的区别.在该带隙结构中出现了两个隧穿模,带隙内的隧穿模不敏感于入射角的变化和晶格的无序性,但能带及带隙内的隧穿模敏感于晶格标度和周期数的变化.随着入射角的增加,带隙两侧的隧穿模趋于简并.这些特性对我们在利用此结构光子晶体设计双重超窄带滤波器时具有一定的参考价值.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] Veselago V G 1966 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [3] Smith D R, Kroll N 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2933
- [4] Klimov V V 2002 *Opt. Commun.* **211** 183
- [5] Alu A, Engheta N 2003 *IEEE Trans Antennas Propagat* **51** 2558
- [6] Fredkin D R, Ron A 2002 *Appl Phys. Lett.* **81** 1753
- [7] Dong L J, Jing H T, Yang C Q, Shi Y L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4657 (in Chinese) [董丽娟、江海涛、杨成全、石云龙 2007 物理学报 **56** 4657]
- [8] Liu N H, Zhu S Y, Chen H 2002 *Phys. Rev. E* **65** 46607
- [9] Deng X H, Liu N H 2007 *Chin. Sci. Bull.* **52** 2821 (in Chinese) [邓新华、刘念华 2007 科学通报 **52** 2821]
- [10] Chen X F, Shen X M, Jiang M P, Jin Y, Huang Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5709 (in Chinese) [陈宪锋、沈小明、蒋美萍、金钊、黄正逸 2008 物理学报 **57** 5709]
- [11] Jiang H T, Chen H, Li H Q 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607
- [12] Wang L G, Chen H, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 245102
- [13] Deng X H, Liu N H, Liu G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7280 (in Chinese) [邓新华、刘念华、刘根泉 2007 物理学报 **56** 7280]
- [14] Lee H Y, Yao T 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 819

The band structure of symmetrical structured one-dimensional photonic crystal with single-negative materials^{*}

Zhang Zheng-Ren^{1,†} Long Zheng-Wen^{1,2} Yuan Yu-Qun³ Diao Xin-Feng^{1,2}

¹ *Laboratory for Photoelectric Technology and Application, Guizhou University, Guiyang 550025, China*

² *Department of Physics, Guizhou University, Guiyang 550025, China*

³ *Department of Electronics, Guizhou University, Guiyang 550025, China*

(Received 14 April 2009; revised manuscript received 13 May 2009)

Abstract

The symmetrical structured one-dimensional photonic crystal in the form of $(AB)^N(BA)^N$, is prepared and studied by transfer matrix. The results show that this kind of symmetrical structured one-dimensional photonic crystal has a special photonic gap which is insensitive to the incident angle and the disorder of the lattice. Two tunneling modes appear in this gap which are also insensitive to the incident angle and the disorder of the lattice. But the energy bands and tunneling modes of the gap are sensitive to change in the scale length of crystal lattice and the number of periodicities. With the increasing of incident angle the tunneling modes on both sides of the gap tend to degenerate. This characteristic will have a certain reference value for designing a filter with this kind of structure.

Keywords: photonic crystal, single-negative material, photonic gap

PACC: 7820, 4270Q, 4225B

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10865003).

[†] Corresponding author. E-mail: zhrenzhang@126.com