

由单负材料组成的含有缺陷层的一维光子晶体结构中的缺陷模*

刘其海 胡冬生[†] 尹小刚 王彦庆

(南京航空航天大学理学院应用物理系, 南京 211100)

(2010年11月26日收到; 2011年1月1日收到修改稿)

用转移矩阵方法研究了由单负材料组成的含有缺陷层的一维光子晶体的透射特性. 研究表明: 当缺陷层存在时, 会在原有光子晶体的禁带中出现缺陷模. 缺陷模的位置随杂质层磁导率 μ 的增加从禁带的高频端向低频端移动; 但随杂质层介电常数 ε 的增加却从禁带的低频端向高频端移动. 利用该特性可以实现对光传播的动态调控.

关键词: 单负材料, 光子晶体, 缺陷模

PACS: 41.20.Jb, 78.67.Pt, 42.70.Qs, 78.20.Bh

1. 引言

Rayleigh 在 1887 年发现某种周期结构的光学材料能够阻止一定波长的光通过^[1], 一百年后这种材料被 Yablonovitch 和 John 命名为光子晶体^[2,3]. 光子晶体最重要的特点就是能阻止特定波段的光通过, 该波段被称为光子带隙. 这种能够控制不同波长光波传播的特性为人们制造各种光学仪器及设备提供了思路和方法, 因此近年来人们对光子晶体产生了很大的兴趣^[4-6]. 光子晶体是由不同折射率的材料周期性排列而构成的. 出现光子带隙的原因可以用光在周期结构中的布拉格散射来解释^[7]. 这种带隙被称作布拉格带隙. 该带隙对材料的尺寸和周期结构的误差比较敏感. 只要结构尺寸发生变化或者周期结构稍微受到破坏, 带隙就会受到很大的影响, 甚至造成带隙的消失^[8,9]. 在负折射率材料出现之后^[10], 人们又发现了两种不同于布拉格带隙的光子带隙. 一种是由正、负折射率材料周期排列而构成的光子晶体所具有的带隙叫零平均折射率带隙^[11-13]; 另一种是由两种单负材料周期排列而构成的光子晶体所具有的带隙称为零有效相位带隙^[14-17]. 这两种带隙优越于前一种带隙, 因为当结

构尺度改变或者周期性出现涨落, 甚至当入射光角度及偏振方式发生变化时, 它们的带隙变化并不敏感^[15,17]. 这给实际应用带来了极大的方便. 同时, 对于由两种单负材料周期排列构成的光子晶体而言, 改变两种材料的厚度比可以改变带隙的宽度. 并且能实现比零平均折射率带隙宽得多的零有效相位带隙.

在光子晶体的制备中, 某些结构的尺寸会出现或大或小的变化, 或者混入了杂质层, 造成周期结构的破坏. 因此研究有缺陷的光子晶体的透光特性就显得很重要^[18,19]. 当出现缺陷时, 原带隙中某种频率的光能够透过光子晶体, 形成缺陷模^[20]. 前人对光子晶体缺陷模已经进行了大量的研究^[18-22]. 这些研究仅仅考虑了缺陷层的位置、厚度的变化. 然而当有缺陷的光子晶体结构确定之后, 缺陷模式就固定不变了, 光传播也就不方便调节了. 如果选择介电常数 ε 和磁导率 μ 可以随外场改变的材料^[23]作为光子晶体中的缺陷层, 那么只要通过改变外加场, 就可以实现对缺陷模的调节, 从而实现对光传播的动态调控. 本文选择由单负材料组成的含有缺陷层的一维光子晶体结构, 研究介电常数 ε 和磁导率 μ 变化对晶体结构透射特性的影响. 结果表明: 缺陷模的位置随杂质层磁导率 μ 的增加从禁带的高频

* 南京航空航天大学基金(批准号: NS2010207)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: dongshenghu@nuaa.edu.cn

端出现并向低频端移动;但随杂质层介电常数 ϵ 的增加却从禁带的低频端出现并向高频端移动. 利用该特性可以实现对光传播的动态调控.

2. 模型及方法

我们研究的对象是由单负材料构成的插入一缺陷层的一维光子晶体,结构如图 1 所示. 该结构有三种材料 A,B,C 构成. A 是磁导率 μ 为负,而介电常数 ϵ 为正的材料(MNG 材料);B 是介电常数 ϵ 为负,而磁导率 μ 为正的材(ENG 材料);C 是介电常数 ϵ 和磁导率 μ 都为正的材料. 图中所有 A 层的厚度都相同,所有 B 层的厚度都相同. 单负材料的介电常数和磁导率可由如下的公式表示^[24].

对 MNG 材料有

$$\epsilon_A = \epsilon_a, \mu_A = \mu_a - \frac{\alpha}{\omega^2}. \quad (1)$$

对 ENG 材料有

$$\epsilon_B = \epsilon_b - \frac{\beta}{\omega^2}, \mu_B = \mu_b, \quad (2)$$

其中 $\epsilon_a, \epsilon_b, \mu_a, \mu_b$ 都是正的常数, α, β 分别表示磁化频率和电离化频率, ω 为入射光的频率. 其中 $\mu_a = \epsilon_b = 1, \epsilon_a = \mu_b = 3, \alpha = \beta = 100$. 频率 ω 的单位为 GHz. 结构中 ENG 材料和 MNG 材料层的厚度分别设为 d_A 和 d_B , 中间缺陷层的厚度为 d_C .

让一束光沿 z 轴的正方向垂直入射到此结构上(如图 1 所示). 为简单起见,我们只研究光的横电波(电场 E 沿 x 方向). 同种介质内部在 z 处和 $z + \Delta z$ 处的电场和磁场通过下面的转移矩阵联系^[19](横磁波透射规律与横电波规律相同):

$$M(\Delta z, \omega) = \begin{pmatrix} \cos[k_z \Delta z] & i(\mu/\sqrt{\epsilon\mu - \sin^2\theta})\sin(k_z \Delta z) \\ i(\sqrt{\epsilon\mu - \sin^2\theta}/\mu)\sin(k_z \Delta z) & \cos[k_z \Delta z] \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中 $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_j}\sqrt{\mu_j}\sqrt{1 - (\sin^2\theta)/\epsilon_j\mu_j}$ 是在第 j 层中的波矢, c 是真空中光速. 从入射光到出射光的总转移矩阵为

$$X(\omega) = \prod_{j=1}^N M_j(d_j, \omega).$$

光通过此结构的透射系数 $T(\omega)$ 为^[22]

$$T(\omega) = \left| \frac{2\cos\theta}{(m_{11} + m_{22})\cos\theta + i(m_{12}\cos^2\theta - m_{21})} \right|^2,$$

其中 $m_{ij}(\omega)$ ($i, j = 1, 2$) 是总转移矩阵的矩阵元.

3. 结果和讨论

由单负材料组成的周期结构 $(AB)_m$ 是一个典型的光子晶体结构^[14, 25, 26]. 当 A 层和 B 层的厚度相等时,会在阻抗匹配的频率附近出现 $2m - 1$ 条共振峰;当 A, B 层厚度不相等时会出现 $2(m - 1)$ 个共振峰,分别各有 $m - 1$ 个共振峰分立在阻抗匹配的频率两边,使得在阻抗匹配的频率附近形成光子带隙,并且 A, B 层的厚度差越大所形成的带隙越宽^[26]. 这种带隙被称为零有效相位带隙^[14]. 由单负材料组成的 $(AB)_m C (AB)_m$ 模型前人做过了很多的研究^[25, 27-29],但他们主要关注的是当单负材料 A, B 和缺陷 C 的位置及厚度变化时,系统的滤波及透

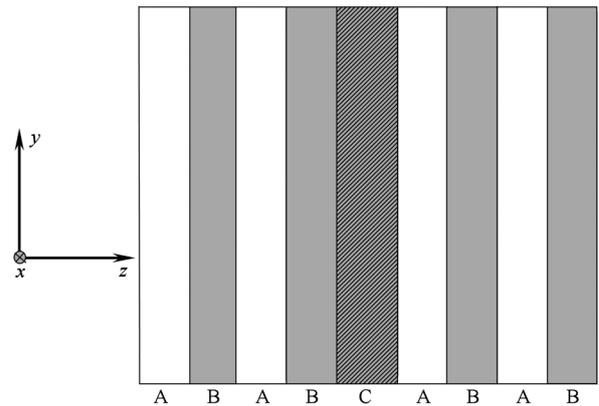


图 1 由单负材料组成的含有杂质的一维光子晶体 $(AB)_4C$ ($(AB)_4$) 的示意图(A 是介电常数 ϵ 为负,而磁导率 μ 为正的材;B 是磁导率 μ 为负,而介电常数 ϵ 为正的材;C 是介电常数 ϵ 和磁导率 μ 都为正的材料. 光线由左端入射,右端出射)

光特性. 我们的研究对象仍然是模型 $(AB)_m C (AB)_m$. 与以往不同的是,我们考虑缺陷层 C 的电磁参量取不同值时,该系统的滤波特性. 我们取 $m = 4$, A, B, C 的厚度不变 ($d_A = 1$ cm, $d_B = 5$ cm, $d_C = 1$ cm), C 层的介电常数不变. 在 C 层的磁导率取不同值的情况下,结构的透射系数随频率的变化关系如图 2 所示(其带隙两边缘的共振峰位置在表 1 中列出). 从图 2(a) 和(b)中可看到 $\epsilon_C = 1$ 和 $\epsilon_C = 2$ 对边

缘共振峰位置的影响很小. 从 μ_c 的变化可以看到, 当 μ_c 增大时, 原来光子带隙边缘两共振频率都减小, 但高频减小的幅度是低频减小幅度的 10 多倍. 原来光子带隙高频的共振峰向低频移动进入原来的光子带隙出现缺陷模, 且随杂质层介电常数 μ_c 的增加缺陷模向低频移动, 而原带隙低频的共振峰向低频移动很小.

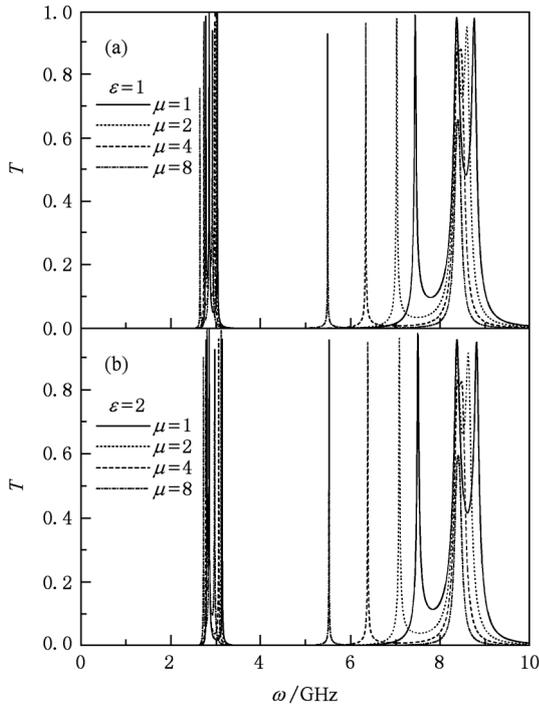


图2 光通过结构 $(AB)_4C(AB)_4$ 的透射系数随光频率变化的曲线(A,B,C 三种材料的厚度分别为 $d_A = 1$ cm, $d_B = 5$ cm, $d_C = 1$ cm. 当 μ_c 分别取 1,2,4,8 四种情况时,透射系数随光频率变化的曲线) (a)对应 $\epsilon_c = 1$ 的情形;(b)对应 $\epsilon_c = 2$ 的情形

表1 中间杂质层在不同介电常数和磁导率情况下带隙边缘峰所对应的频率. 左上方的数值为带隙边缘峰的高频. 右下方的数值为带隙边缘峰的低频. 此数据对应图2

μ	ϵ	
	1	2
1	7.45 / 3.05	7.5 / 3.16
2	7.04 / 3.03	7.09 / 3.12
4	6.35 / 2.98	6.4 / 3.07
8	5.51 / 2.93	5.53 / 2.98

当 μ_c 保持不变, ϵ_c 分别取 1,2,4,8, 而其他参量保持不变时,透射系数随频率的变化关系如图3所示. 其带隙两边缘的共振峰如表2. 从图3(a)和

(b)同样可看到 $\mu_c = 1$ 和 $\mu_c = 2$ 对边缘共振峰位置的影响很小. 从 ϵ_c 的变化可以看到, 当 ϵ_c 增大时, 原来光子带隙边缘两共振频率都增大, 但低频增大的幅度是高频增大幅度的两倍多. 原来光子带隙低频的共振峰向高频移动进入原来的光子带隙, 且随杂质层介电常数 ϵ_c 的增加缺陷模向高频移动, 而原带隙边缘高频的共振峰向高频移动量比低频的移动量一半还要小.

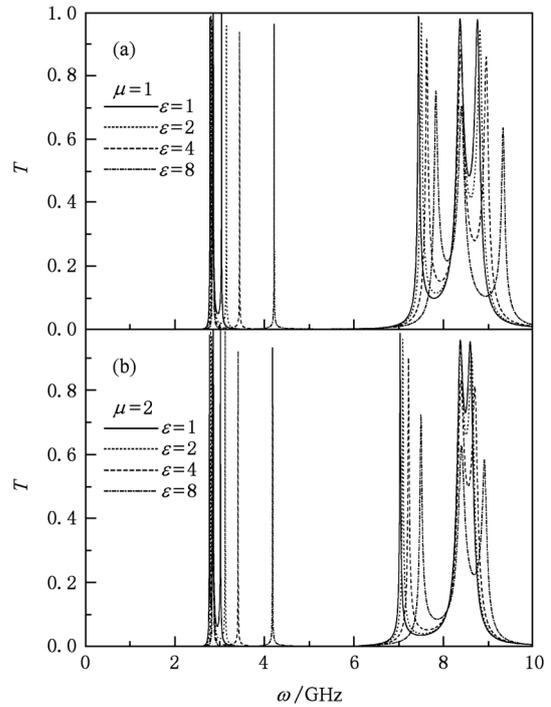


图3 光通过结构 $(AB)_4C(AB)_4$ 的透射系数随光频率变化的曲线(A,B,C 三种材料的厚度分别为 $d_A = 1$ cm, $d_B = 5$ cm, $d_C = 1$ cm. 当 ϵ_c 分别取 1,2,4,8 四种情况时,透射系数随光频率变化的曲线) (a)图对应 $\mu_c = 1$ 的情形;(b)图对应 $\mu_c = 2$ 的情形

表2 中间杂质层在不同介电常数和磁导率情况下带隙边缘峰所对应的频率. 左上方的数值为带隙边缘峰的高频. 右下方的数值为带隙边缘峰的低频. 此数据对应图3

ϵ	μ	
	1	2
1	7.45 / 3.05	7.04 / 3.03
2	7.5 / 3.16	7.09 / 3.12
4	7.64 / 3.44	7.22 / 3.41
8	7.82 / 4.22	7.5 / 4.20

图4 是当 $d_A = 5$ cm, $d_B = 1$ cm, $d_C = 1$ cm 时, 在介电常数不变的条件下,磁导率取不同值时的透射

系数随频率的变化曲线. 我们可以看到在磁导率变大的过程中带隙两边的共振峰位置都向低频移动, 与图 2 相比移动的量很小.

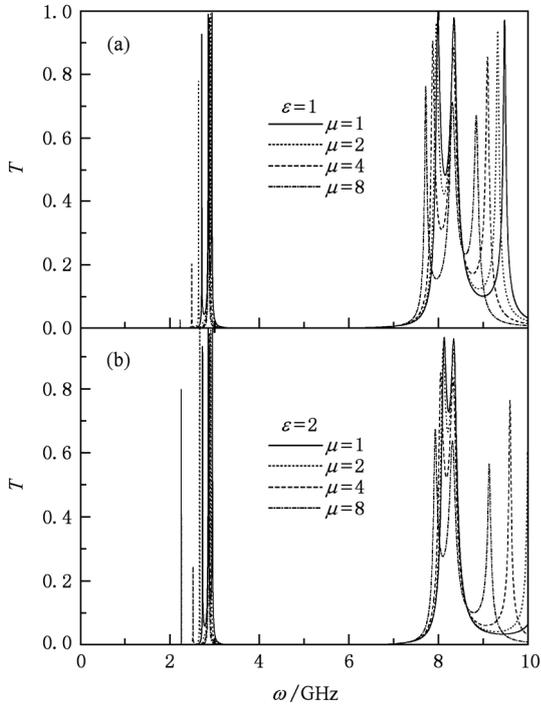


图 4 光通过结构 $(AB)_4C(AB)_4$ 的透射系数随光频率变化的曲线(A,B,C 三种材料的厚度分别为 $d_A = 5$ cm, $d_B = 1$ cm, $d_C = 1$ cm. 当 μ_C 分别取 1,2,4,8 四种情况时,透射系数随光频率变化的曲线) (a)图对应 $\varepsilon_C = 1$ 的情形;(b)图对应 $\varepsilon_C = 2$ 的情形

图 5 是当 $d_A = 5$ cm, $d_B = 1$ cm, $d_C = 1$ cm 时,在磁导率不变的条件下,介电常数取不同值时的透射系数随频率的变化曲线. 我们同样可以看到在介电常数变大的过程中带隙两边的共振峰位置都向高频移动,与图 3 相比移动的量很小.

由图 2 和图 4 可看到:在 $(AB)_mC(AB)_m$ 结构中,当中间层的介电常数不变,磁导率增大时,原来光子带隙边缘的共振峰都向低频移动,但低频的共振峰移动的幅度比高频的共振峰移动的幅度小得多;当 $d_A < d_B$ 时移动明显,当 $d_A > d_B$ 时移动不明显.

由图 3 和图 5 可看到:在 $(AB)_mC(AB)_m$ 结构中,当中间层的磁导率不变,介电常数增大时,原来

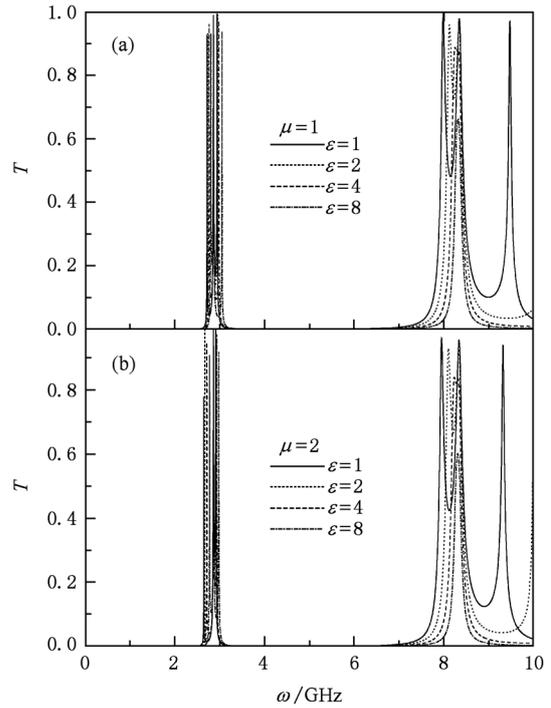


图 5 光通过结构 $(AB)_4C(AB)_4$ 的透射系数随光频率变化的曲线(A,B,C 三种材料的厚度分别为 $d_B = 5$ cm, $d_A = 1$ cm, $d_C = 1$ cm. 当 ε_C 分别取 1,2,4,8 四种情况时,透射系数随光频率变化的曲线) (a)图对应 $\mu_C = 1$ 的情形;(b)图对应 $\mu_C = 2$ 的情形

光子带隙边缘的共振峰都向高频移动,但高频的共振峰移动的幅度比低频的共振峰移动的幅度小;当 $d_A < d_B$ 时移动明显,当 $d_A > d_B$ 时移动不明显.

4. 结 论

总之,我们用转移矩阵方法研究了由单负材料组成的含有杂质层的一维光子晶体 $(AB)_mC(AB)_m$ 的透射特性. 在各层厚度不变的情形下,杂质层 C 取不同的电磁参量时,带隙边缘两共振峰的变化规律为:缺陷层存在时,会在原有光子晶体的禁带中出现缺陷模;缺陷模的位置随杂质层磁导率 μ 的增加从禁带的高频出现向低频移动;随杂质层介电常数 ε 的增加从禁带的低频出现向高频移动. 该现象在 $d_A < d_B$ 时很明显,但在 $d_A > d_B$ 时移动很小. 该结构透射特性提供了一种动态调控光传播的方法.

- [1] Rayleigh J W S 1888 *On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion* described by Prof. Stokes. *Phil. Magn.* **26** 256
- [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [3] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [4] Olivier S, Rattier M, Benisty H, Weisbuch C, Smith C J M, De La Rue R M, Krauss T F, Oesterle U, Houdre R 2001 *Phys. Rev. B* **63** 113311
- [5] Ochiai T, Sakoda K 2001 *Phys. Rev. B* **64** 045108
- [6] Bayindir M, Temelkuran B, Ozbay E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2140
- [7] Qiao F, Zhang C, Wan J, Zi J 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3698
- [8] Asatryan A A, Robinson P A, Botten L C, McPhedran R C, Nicorovici N A, Martijn de Sterke C 2000 *Phys. Rev. E* **62** 5711
- [9] Li Z Y, Zhang Z Q 2000 *Phys. Rev. B* **62** 1516
- [10] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [11] Li J, Zhou L, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [12] Wang Z D, Liu N H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 0559 (in Chinese) [王振德、刘念华 2009 物理学报 **58** 0559]
- [13] Quan X L, Yang X B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5313
- [14] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Li J, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607
- [15] Zhang Z R, Long Z W, Yuan Y Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 0587 (in Chinese) [张正仁、隆正文、袁玉群、刁心峰 2010 物理学报 **59** 0587]
- [16] 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]
- [17] Liu D M, Han P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7066 (in Chinese) [刘冬梅、韩鹏 2010 物理学报 **59** 7066]
- [18] Ehab Abdel-Rahman, Amr Shaarawi 2009 *J Mater Sci: Mater Electron* **20** 153
- [19] Wang L G, Chen H, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 245102
- [20] Vasseur J O, Djafari-Rouhani B, Dobrzynski L, Akjouj A, Zemmouri J 1999 *Phys. Rev. B* **59** 13446
- [21] Xu K Y, Zheng X G, She W L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 6089
- [22] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Zhu S Y 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386
- [23] Zharov A A, Shadrivov I V, Kivshar Y S 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 037401
- [24] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C 2002 *IEEE Trans. Microw Theory Tech.* **50** 2702
- [25] Guan G S, Jiang H T, Li H Q, Zhang Y W, Chen H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 211112
- [26] Li P N, Liu Y W 2009 *Phys. Lett. A* **373** 1870
- [27] Zhang H Y, Zhang Y P, Wang P, Xiao J Q 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 013111
- [28] Deng X H, Liu N H 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 3168
- [29] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Zhu S Y 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 013101

Defect mode in one-dimensional photonic crystal consisting of single-negative materials with an impurity layer^{*}

Liu Qi-Hai Hu Dong-Sheng[†] Yin Xiao-Gang Wang Yan-Qing

(College of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 211100, China)

(Received 26 November 2010; revised manuscript received 1 January 2011)

Abstract

The transport properties of one-dimensional photonic crystal consisting of single-negative materials, with an impurity layer, are studied by using the transfer matrix method. The results show that the defect mode appears in the forbidden band of the photonic crystal when there is a defect layer. The position of defect mode moves from the high frequency of the forbidden band to the low frequency with permeability μ increasing. And the position of defect mode moves from the low frequency of the forbidden band to the high frequency with permittivity ε increasing. These characteristics can be used to dynamically control the optical transmission.

Keywords: single-negative materials, photonic crystals, defect mode

PACS: 41.20.Jb, 78.67.Pt, 42.70.Qs, 78.20.Bh

^{*} Project supported by the NUAA Research Foundation (Grant No. NS2010207).

[†] Corresponding author. E-mail: dongshenghu@nuaa.edu.cn