

利用含负折射率材料的光子晶体实现角度滤波器^{*}

许静平^{1)†} 王立刚²⁾ 羊亚平¹⁾

1) 同济大学物理系, 上海 200092)

2) 浙江大学物理系光学研究所, 杭州 310027)

(2005 年 9 月 21 日收到, 2005 年 11 月 22 日收到修改稿)

利用光子晶体的共振隧穿效应, 并结合由负折射率材料引起的零平均折射率带隙, 设计出一种新型的角度滤波器, 使得对于某一频率范围内的入射电磁波仅在特定入射角度的波能够全透, 而其他角度的波不能透过. 这将在微波器件乃至光学器件上有广泛应用.

关键词: 光子晶体, 负折射率材料, 共振隧穿

PACC: 4270, 4210, 7820

1. 引言

1987 年, Yablonovitch^[1]提出了光子晶体的概念. 将不同的电介质材料周期性地排列在一起便能形成光子带隙(PBG), 使得频率落在带隙中的电磁波不能存在. 在随后的研究中, 人们的焦点主要集中在光子晶体的禁带上, 希望得到更宽频带的带隙. 利用光子晶体制作的光子晶体波导^[2], 掺杂光子晶体滤波器^[3]等等得到了广泛应用, 此外研究在光子晶体带边附近的量子光学过程也引起了人们的注意^[4].

最近, 一种称之为负折射率材料或左手性材料(LHM)^[5]的新型材料在微波波段被实验制备出来^[6], 从而吸引了人们的广泛注意. 这种材料同时具有负的介电系数和负的磁导率, 从而具有负的折射率. 电磁波在其中传播, 波矢方向将和能流方向相反. 在正负折射率材料交界面上具有负的折射方向. 由于波在负折射率材料中具有与在正折射率材料中相反的相位, 将正负折射率材料组合在一起而形成的一种新型光子晶体, 称之为零平均折射率光子晶体^[7]. 这种光子晶体的带隙具有与通常布拉格带隙不同的性质, 即只要满足零平均折射率条件, 其带隙不受周期尺寸与无序的影响. 随后, 江海涛等^[8]提出这种零平均折射率光子晶体的带隙几乎不随入射角度变化, 即能实现全角带隙.

本文利用光子晶体的共振隧穿效应, 并结合由

负折射率材料引起的零有效折射率带隙, 提出了一种新的光子晶体. 通过分析一维光子晶体色散关系, 发现在某些频率的光能在特定角度全透过此种光子晶体, 而其他角度则被全反射而不能透过. 本文提出的角度滤波方案最大的特点是无需掺杂.

2. 原 理

考虑光从真空入射到一维光子晶体, 它由两种材料组成: 材料层 A 的折射率为 n_A , 厚度为 d_A , 材料层 B 的折射率为 n_B , 厚度为 d_B . 对于斜入射的情况, 由 Snell 定律, 在 A 层中传输角度为 θ_A , 而在 B 层中传输角度为 θ_B , 它们之间满足 $n_A \sin \theta_A = n_B \sin \theta_B$. 对于一维无限光子晶体, 满足周期性边界条件, TE 波的色散关系可以写为

$$\begin{aligned} \cos(\beta d) = & \cos(k_A d_A \cos \theta_A + k_B d_B \cos \theta_B) \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_A}{Z_B} + \frac{Z_B}{Z_A} - 2 \right) \sin(k_A d_A \cos \theta_A) \\ & \times \sin(k_B d_B \cos \theta_B), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 β 为有效 Bloch 波数, $d = d_A + d_B$, $k_{A/B} = n_{A/B} k$, k 为真空波数, $Z_{A/B} = \sqrt{\epsilon_{A/B} / \mu_{A/B}}$ 为材料层的阻抗, ϵ 为介电常数, μ 为磁导率. 对于 TM 波也可以作类似的分析.

通常情况下, 如果(1)式右边的绝对值小于 1, 那么就意味着通带, 有效 Bloch 波数取实数, 电磁波能完全透射; 如果(1)式右边的绝对值大于 1, 那么

^{*} 国家自然科学基金(批准号 90203007 和 10547138)及上海市启明星跟踪计划(批准号 04QM1407)资助的课题.

[†] E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com

有效 Bloch 波数为纯虚数,光子晶体产生禁带,与此相对应(在这一角度)的电磁波在光子晶体中不能存在.对于通常的光子晶体,除非是掺杂缺陷层,通带都是以带的形式出现,而不容易以线或点的形式存在.但负折射率材料的引入则改变了这一状况.

文献[7]中提出的零有效折射率带隙是基于正入射的情况,当材料层 A 或 B 为负折射率材料,且结构参数满足

$$n_A d_A + n_B d_B = 0 \quad (2)$$

时将出现带隙.因为(2)式满足时(1)式右边第 1 项恒等于 1,而

$$\sin(k_A d_A) \sin(k_B d_B) = -\sin^2(k_A d_A), \quad (3)$$

$$\frac{Z_A}{Z_B} + \frac{Z_B}{Z_A} - 2 > 0, \quad (4)$$

所以

$$-\left(\frac{Z_A}{Z_B} + \frac{Z_B}{Z_A} - 2\right) \sin(k_A d_A) \sin(k_B d_B) \geq 0. \quad (5)$$

因此(1)式右边将恒大于等于 1,而(5)式等于零的情况对应着共振隧穿.由(1)式,我们可以看出,并不是所有满足(2)式的光子晶体都能实现全角带隙,尤其是 $n_A \neq -n_B$ 时, $\cos\theta_A \neq \cos\theta_B$ (1)式右边第 1 项并不恒等于 1,因此在材料层折射率绝对值都趋向于 1 时会在某些角度出现通带的.

下面我们先从(1)式出发,讨论特殊情况下的电磁特性.我们先假设存在由以下两种材料层组成的一维光子晶体,

$$\begin{aligned} \epsilon_A &= \frac{b}{\mu_A}, \epsilon_B = \frac{b}{\mu_B}, n_A = -n_B, \\ \epsilon_A &\neq -\epsilon_B, d_A = d_B, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 b 为一任意值,从而使得 $\cos\theta_A = \cos\theta_B$, $\frac{Z_A}{Z_B} +$

$\frac{Z_B}{Z_A} - 2 > 0$. 负折射率材料的出现,关键是可调节磁导率材料(RRS^[6], LC 传输线^[9])的产生,使得人们可以在微波波段获得任何磁导率大小的材料.因此通过适当的调节,可以在相同频率范围内得到很多具有相同折射率但阻抗不匹配的材料.

根据(1)式,满足条件(6)的光子晶体的色散关系可以写为

$$T[T] = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{Z_A}{Z_B} + \frac{Z_B}{Z_A} - 2 \right) \sin^2(k_A d_A \cos\theta_A), \quad (7)$$

从(7)式可见,如果材料满足

$$k_A d_A \cos\theta_A = m\pi, m = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

那么在这种 θ_A 的情况下就会产生共振隧穿,而不满足条件(8)式的其余角度则出现了禁带.因此入射角 θ 与光子晶体内折射角的关系满足 Snell 定律

$$\sin\theta = n_A \sin\theta_A = n_B \sin\theta_B, \quad (9)$$

从而可以将色散关系(7)用入射角 θ 表示.对于某一频率的电磁波,只需要调整参数使得

$$k_A d_A \sqrt{1 - \left(\frac{\sin\theta}{n_A}\right)^2} = \pi, \quad (10)$$

则在入射角为 θ 时电磁波产生隧穿,而其他方向全反射,也即只要调整厚度 d_A 满足

$$k_A d_A = \frac{\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin\theta}{n_A}\right)^2}}. \quad (11)$$

类似地,当厚度 d_A 满足下列不等式时

$$(m-1)\pi \leq k_A d_A \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{1}{n_A}\right)^2} \right] < m\pi, \quad (12)$$

则入射电磁波有 m 个角度出现隧穿.

3. 数值模拟

为了验证我们上面的理论分析结果,下面我们利用传输矩阵方法(transfer matrix method^[10])来分析有限周期的一维光子晶体的透射谱.

(1)理想情况(不考虑材料的色散与吸收)

当取 $n_A = 2$, $\epsilon_A = 4$, $\mu_A = 1$, 同时 $n_B = -2$, $\epsilon_B = -0.25$, $\mu_B = -16$, $d_A = d_B$. 若要使频率为 ω_0 的电磁波在入射角为 30° 时产生隧穿,从(11)式,可求得厚度 $d_A = 0.2582\lambda_0$ (λ_0 为频率为 ω_0 的波的真空波长).

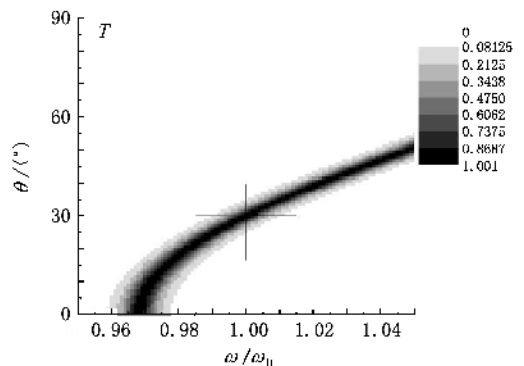


图1 透射率随入射角度 θ 和入射频率 ω 的变化图. 光子晶体结构为 $n_A = 2$, $\epsilon_A = 4$, $\mu_A = 1$, $n_B = -2$, $\epsilon_B = -0.25$, $\mu_B = -16$, $d_A = d_B = 0.2582\lambda_0$, 周期数为 15, 取 $(AB)^5$

图 1 画了在 $d_A = 0.2582\lambda_0$ 时,透射率随入射角度和频率的变化.

从图 1 我们可以清楚的看到频率为 ω_0 附近时只有入射角度为 30° 附近才产生透射,其余角度透射率几乎为零.而从图 2 我们可以看到此种光子晶体

对频率以及角度的选择效果.当频率为 ω_0 时,角度带宽 $\delta\theta = 4.19^\circ$.当入射角度为 30° ,频率带宽为 $\delta\omega = 0.009\omega_0$.由于是有限结构,理论上的透射点转变为一个小小的透射范围.这个范围随着周期数的增多而缩小,随着周期数的减少而放大.

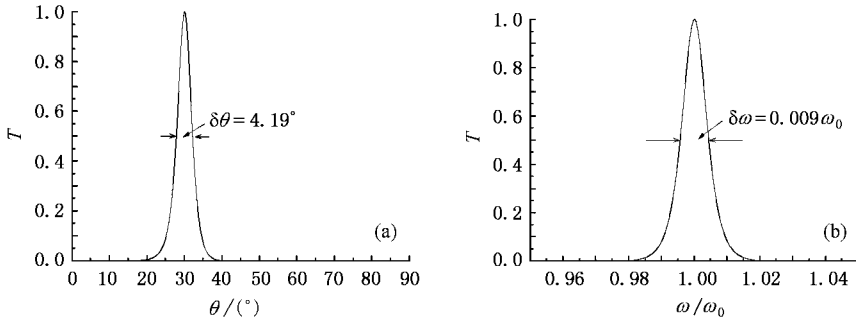


图 2 (a)当频率为 ω_0 时透射率随入射角度 θ 的变化图(角度带宽 $\delta\theta = 4.19^\circ$)(b)当入射角度为 30° 时透射率随频率的变化图(频率带宽为 $\delta\omega = 0.009\omega_0$).光子晶体结构和图 1 相同

如果我们希望在入射角度为 30° 和 60° 同时出现隧穿,经过计算,要求 $d_A = 7.4875\lambda_0$

从图 3 可见理论与实际吻合得很好.而且只需要很少的几个周期(4 个周期)就能达到很好的效果.当然需要指出的是由于隧穿条件的限制,我们很难实现仅在某几个角度下同时出现隧穿,而其他角度全反射.因为要使这几个角度同时满足共振条件有时是不可能的,这必然需要在很多角度下都会共振,从而使得这些共振点中包含这几个共振角度.对比图 4 和图 2,我们看到在结构层的宽度(d_A, d_B)增大以后,无论是对入射角度还是对频率的选择特性都得到了很大的改善,在图 3 中,我们看到角度的带宽都小于 1° ,而频率的带宽相对于图 2(b)更是减小了约 2 个数量级.当入射角度为 60° 时,其频率带宽

与 30° 情况相近,在此省略.

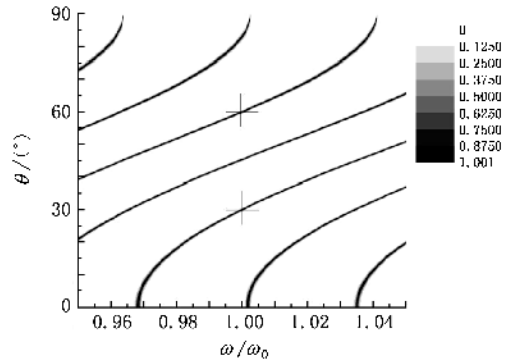


图 3 透射率随入射角度 θ 和入射频率 ω 的变化图.光子晶体结构为 $n_A = 2, \epsilon_A = 4, \mu_A = 1, n_B = -2, \epsilon_B = -0.25, \mu_B = -16, d_A = d_B = 7.4875\lambda_0$,周期数为 4,即 $(AB)^2$.

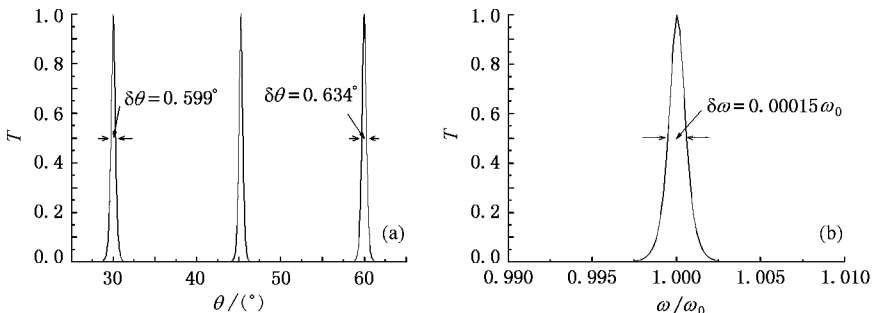


图 4 (a)当频率为 ω_0 时透射率随入射角度 θ 的变化图,当 $\theta = 30^\circ$ 时角度带宽 $\delta\theta = 0.599^\circ$,当 $\theta = 60^\circ$ 时角度带宽 $\delta\theta = 0.634^\circ$ (b)当入射角度为 30° 时透射率随频率的变化图,频率带宽为 $\delta\omega = 0.00015\omega_0$.光子晶体结构和图 3 相同

(2) 色散的影响

由于 Kramers-Kronig 关系, 负折射率材料不可避免的存在色散与吸收, 然而在当前实验可行的微波波段, 负折射率材料的吸收可以忽略不计, 尤其是目前利用 LC 传输线制作的负折射率材料, 可以仅仅考虑色散^[9], 下面我们考虑色散材料为

$$\epsilon_B(\omega) = \epsilon_B - \frac{\alpha}{\omega^2}, \quad (13a)$$

$$\mu_B(\omega) = \mu_B - \frac{\beta}{\omega^2}. \quad (13b)$$

为了重复图 1 的结果, 即在 $\omega = \omega_0$ 时只有入射角为 30° 的电磁波才能隧穿透射, 而其他入射角度则全部被反射. 为此, 我们设定

$$\epsilon_B = 1.21, \alpha = 1.46\omega_0^2, \quad (14a)$$

$$\mu_B = 1.21, \beta = 17.21\omega_0^2, \quad (14b)$$

同时设 $\epsilon_A = 4, \mu_A = 1, n_A = 2, d_A = d_B = 0.2582\lambda_0$, 得到透射率随频率及入射角的变化如图 5.

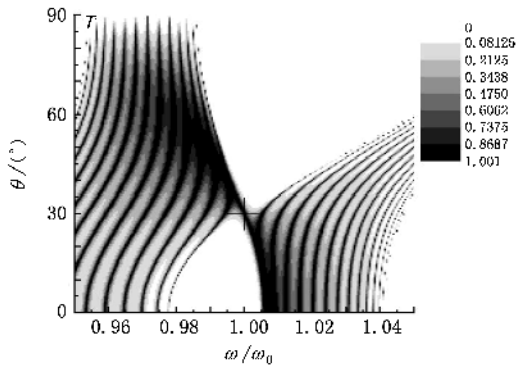


图 5 透射率随入射角度 θ 和入射频率 ω 的变化, 光子晶体结构为 $n_A = 2, \epsilon_A = 4, \mu_A = 1$, 材料层 B 为(13)和(14)式表示的色散材料, $d_A = d_B = 0.2582\lambda_0$, 周期数为 15, 即 $(AB)^5$.

对比图 5 和图 1, 可见在频率 $\omega = \omega_0$ 附近, 在入射角为 30° 时, 都存在一个共振隧穿区, 这个区域应该随着周期的增加或两种材料阻抗差的增大而缩小. 由于当频率为 ω_0 时, 色散材料的介质参数和无色散时一样, 因此在这一频率透射率随入射角度的变化将和图 $\chi(a)$ 一样. 然而, 由于色散的影响, 在频率不为 ω_0 的频段, 透射率随频率的变化将会明显不同于图 $\chi(b)$, 见图 6. 对比图 6 和图 $\chi(b)$, 由于材料的色散, 在 ω_0 附近会出现很多共振隧穿峰, 其密度取决于色散的程度, 色散越剧烈, 共振峰的数目越多, 反之则越少. 在此我们已不适合用带宽来表示选择性的好坏, 因为几乎没有完全的禁带出现, 但对角

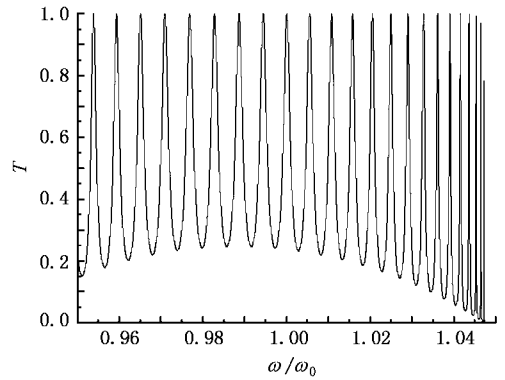


图 6 当入射角度为 30° 时透射率随频率的变化图. 光子晶体结构和图 5 相同

度的选择特性依然没有改变.

对于色散材料如果我们也希望在几个入射角时同时出现共振隧穿, 虽然材料的折射率随频率发生变化, 但依然可以按理想材料的方法适当调整材料的厚度来实现. 如图 7.

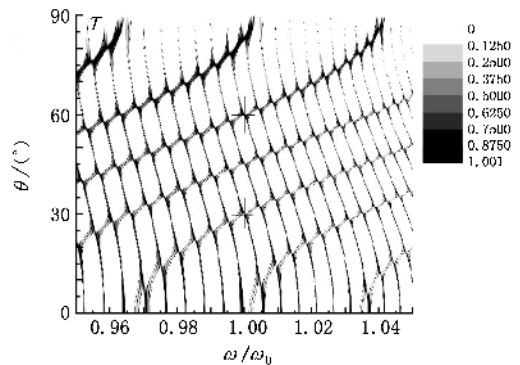


图 7 透射率随入射角度 θ 和入射频率 ω 的变化, $n_A = 2, \epsilon_A = 4, \mu_A = 1$, 材料层 B 为(14)式表示的色散材料, $d_A = d_B = 7.4875\lambda_0$, 周期数为 4, 即 $(AB)^4$.

与上面的讨论相似, 在频率为 ω_0 时, 光子晶体对角度的选择特性不会因为存在色散而改变. 然而对比图 7 和图 5, 我们发现在长尺寸的情况下, 尽管存在色散, 但在有限周期内仍能形成完全的带隙, 见图 8, 我们已经可以把频率为 ω_0 的电磁波与其他的频率区别开来, 就是将整个包络算进去, 其带宽也不到 $0.004\omega_0$. 综合比较我们发现长尺寸的此种有限光子晶体对频率以及角度的选择特性都高于短尺寸的情况, 这是因为, 参看色散关系(7), 对于相同量度的频率 ω 以及角度 θ 的变化, 长尺寸情况下, 即 $d_{A/B}$ 较大时, 色散关系的变化比较大, 从而能在较少周期的情况下形成明显的禁带.

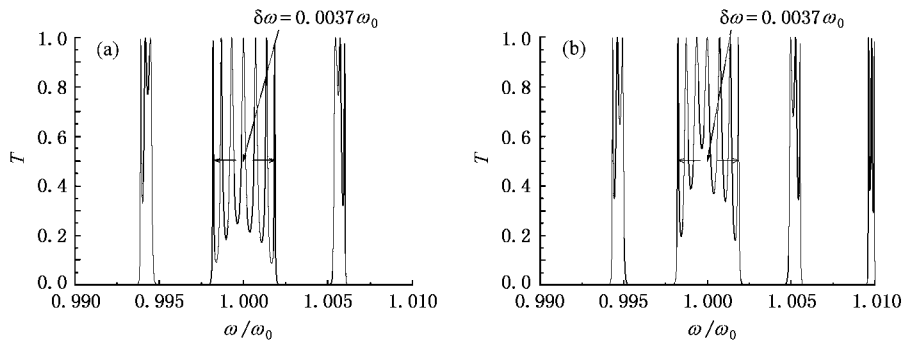


图8 (a)当入射角度为 30° 时透射率随频率的变化图;(b)当入射角度为 60° 时透射率随频率的变化图.光子晶体结构和图7相同

4. 结 论

通过讨论一维光子晶体的色散关系,结合负折射率材料,我们提出了一种角度滤波器.在一定条件下,通过调整折射率或材料层的厚度,就能实现在某一个或某几个入射角产生隧穿,而其他角度全部被反射,而且这种选择性质与极化无关.此外我们还考

虑了存在色散这种比较实际的情况,这种对角度的选择滤波效果并不因色散的存在而受到影响.然而色散破坏了滤波条件,使我们不能获得较宽的带隙,从而限制了对于宽频入射场的角度选择效果.要解决这一问题,一方面我们可以设计材料使得在我们所考虑的频率范围内色散较弱,以至可以忽略,另一方面则可以配合相应的频率滤波器综合使用.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] Temelkuran B, Ozbay E 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 486
- [3] Lee Hyun-Yong, Makino Hisao, Yao Takafumi, Tanaka Akinori 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4502
- [4] Xie S Y, Yang Y P, Lin Z X, Wu X 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1459 (in Chinese) [谢双媛、羊亚平、林志新、吴翔 1999 物理学报 **48** 1459]
- [5] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [6] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Chultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [7] Li J, Zhou J, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [8] Jiang Haitao, Chen Hong, Li Hongqiang, Zhang Yewen 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 05386
- [9] Anthony Grbic, Eleftheriades G V 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 5930
- [10] Liu Nian-Hua, Zhu Shi-Yao, Chen Hong, Wu Xiang 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046607
- Wang Li-Gang, Xu Jing-Ping, Zhu Shi-Yao 2004 *Phys. Rev. E* **70** 066624

Realization of an angular filter using one-dimensional photonic crystal containing negative refractive metamaterials *

Xu Jing-Ping¹⁾ Wang Li-Gang²⁾ Yang Ya-Ping¹⁾

¹⁾ *Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China*

²⁾ *Institute of Optics, Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*

(Received 21 September 2005 ; revised manuscript received 22 November 2005)

Abstract

A new kind of one-dimension photonic crystal (PC) which can be used as an angular filter was studied. With the knowledge of resonance tunneling mechanism in zero average index PC , we find such PC must contain negative refractive metamaterials and its structure parameters should satisfy some special conditions. When electromagnetic wave of a given frequency incident on such PC , only those portions with incident angles identical with the special angle (or angles) can pass through such PC , while the others can not. Such filter would have wide applications in microwave and optical communications.

Keywords : photonic crystal , negative refraction metamaterials , resonance tunneling

PACC : 4270 , 4210 , 7820

* Project supported by the National Science Foundation of China (Grant Nos. 90203007 and 10547138) , and the Phosphor Tracing Plan of Shanghai Science Committee (Grant No. 04QMH1407).

† E-mail : xx_jj_pp@hotmail.com