

含特异材料的光量子阱频率特性研究*

刘丽想 董丽娟 刘艳红 杨成全 石云龙[†]

(山西大同大学固体物理研究所, 大同 037009)

(2012年2月20日收到; 2012年4月9日收到修改稿)

基于传输线加载集总元件的方法制备光量子阱. 对阱内物质为光子晶体和左手材料两种情况下的传输特性进行比对. 结果表明局域模个数与阱内物质的周期数相同; 左手材料情况下光量子阱具有尺度小、便于调节的优点. 实验结果与理论结果相符合.

关键词: 光量子阱, 超材料, 复合左右手传输线, 光子晶体

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt

1 引言

量子阱结构最早在半导体领域由 Esaki 和 Tsu 提出^[1]. 电子在量子阱中的运动状态被势垒束缚, 只能在分立的态上稳定存在. 因为是对电子运动状态的调控, 所以又称为电子量子阱. 光子晶体发展以来, 人们仿照电子量子阱构造了光量子阱^[2,3]. 光子晶体是一种由介电材料周期性排列构成的人工晶体, 由于多重相干散射原因, 具有显著的带隙特性^[4-7]. 将在特定频段体现禁带的光子晶体与体现通带的光子晶体组合在一起, 分别做为量子阱的垒和阱, 就构成了光量子阱. 原本光子在阱光子晶体中的运动状态可连续变化, 组成光量子阱后, 光子的运动状态受到垒光子晶体调制, 只能稳定在几个独立的运动状态上. 只有与该独立的运动状态频率相同的光才能透过光量子阱, 可用于实现多通道滤波. 相较电子量子阱, 光量子阱是对光调制, 因此在实验验证上具有便于测量的优点. 随着对光子晶体的深入研究, 关于光量子阱体现的特殊性质在制备高性能光电器件方面具有巨大的应用潜力^[8-10]. 例如, 2000年 Qiao 研究组将两种光子晶体组合到一起构造了光量子阱, 实现多通道滤波^[3]. 文中报

道了光量子阱产生的局域模个数与阱光子晶体的周期数相同. 这一特性与光子晶体掺杂缺陷产生的缺陷模不同, 通常缺陷模个数为一至两个.

1967年 Veselago^[11] 提出了另一种人工微结构材料, 超材料 (Metamaterials). 该文献理论证明虽然超材料的介电常数和磁导率都为负值, 可是仍然满足麦克斯韦方程规范, 却体现出众多新奇物理现象. 2001年 Smith^[12,13] 利用开口谐振环和金属线阵列实验验证了介电常数和磁导率为负值, 关于超材料的研究迅速得到广泛关注并取得了众多成果. 根据介电常数和磁导率的取值不同超材料包含双负材料 (又称为左手材料, 介电常数和磁导率都为负值)、单负材料 (介电常数或磁导率为负值) 和零平均折射率材料 (介电常数和磁导率分别或同时为零). 人们将超材料应用到光子晶体结构中, 新奇和独特的物理特性体现出来. 例如, Jiang 研究组^[14] 提出光晶体平均折射率为零时, 出现一个特殊的带隙, 该带隙对晶格尺度、入射角和偏振变化不敏感. 若通过掺杂缺陷引入缺陷模, 则该缺陷模也将不随晶格尺度、入射角和偏振状态的改变而变化. 利用两种单负材料实现平均折射率为零构造多通道滤波器, 虽然具有以上优点, 但是不能通过调节周期数来控制共振隧穿模个数. Xu 研究组^[15] 将左手材

* 国家自然科学基金 (批准号: 10974123, 11104169)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20090072110052) 和山西省高新技术产业基金 (批准号: 2010018) 资助的课题.

[†] E-mail: Shi.yunlong@yahoo.com.cn

料和右手材料构成的光子晶体作为垒, 中间嵌入右手材料够成的光子晶体作为阱, 构成光量子阱. 理论计算结果显示局域模个数与阱光子晶体周期数相同, 且局域模频率随入射角和偏振变化微弱. Lin 研究组 [16] 研究了阱光子晶体由左手材料和右手材料交替排列的情况, 理论计算结果显示局域模个数与阱光子晶体周期数相同, 局域模频率不随入射角变化. 关于光量子阱的研究还涉及阱内为均匀介质、多量子阱、二维、三维等方面 [2,10,17].

本文利用复合左右手传输线方法制备一维光量子阱, 研究微波频段含左手材料的光量子阱的局域模特性. 针对局域模频率及个数的调节对两种不同的阱内介质进行了比较. 文中原理部分简单介绍了光量子阱的设计及超材料的制备原理; 接下来对两种情况下的传输特性进行了分析和对比, 最后为结论.

2 原理

设计量子阱结构为 $(AB)^M(EF)^N(AB)^M$, 两端的 $(AB)^M$ 作为光量子阱的阱壁, $(EF)^N$ 作为阱内物质. 其中 A, E 为左手材料, B, F 为右手材料, M 和 N 分别为相应的周期数. 材料 A, B, E 和 F 的厚度分别为 d_a, d_b, d_e 和 d_f . 选择合适的材料折射率和厚度, 则可实现在特定频率范围内 $(AB)^M$ 为禁带, $(EF)^N$ 为通带. 将两种光子晶体组合到一起构成光量子阱如图 1 所示.

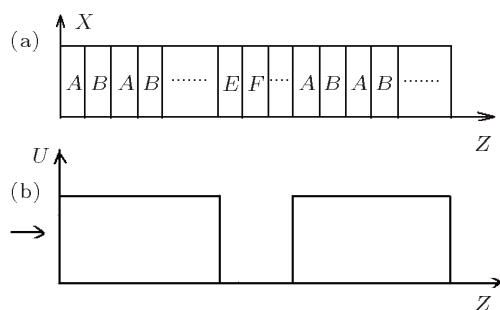


图 1 光量子阱示意图 (a) 由光子晶体构成的光量子阱结构; (b) 光量子阱势函数分布图

以传输线为基础加工超材料, 具有加损耗低、带宽宽、结构连续和便于加工的特点. 这一技术的理论依据为分布参数电路理论, 即将基本电路理论和电磁场理论相结合来研究微波传输和微波网络特性. 大量研究结果表明可通过串联电容和并联电

感的方法实现在特定频段等效介电常数和等效磁导率同时为负值, 即负折射率. 基于传输线理论制备超材料的等效电路图如图 2 所示 [18].

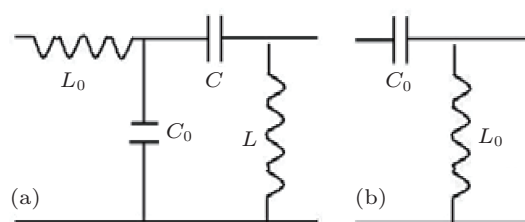


图 2 基于微点线理论结构单元等效电路图 (a) 超材料等效电路图; (b) 右手材料等效电路图

其中 L_0 和 C_0 分别为传输线的分布电感和分布电容, L 和 C 分别为加载的并联电感和串联电容. 图 2(a) 所示结构单元的等效介电常数和等效磁导率与频率的对应关系可表示为 [19]

$$\epsilon_{\text{eff}} \approx \frac{C_0 - \frac{1}{\omega^2 L d}}{\epsilon_0 p}, \quad (1)$$

$$\mu_{\text{eff}} \approx \frac{p(L_0 - \frac{1}{\omega^2 C d})}{\mu_0}, \quad (2)$$

其中 ϵ_0 和 μ_0 分别为真空介电常数和真空磁导率, p 为传输线的结构常数 [20], d 为单元长度. 通过选择不同的 L 和 C 可分别实现不同的等效介电常数和等效磁导率, 从而设计出特定的超材料. 图 2(b) 所示结构单元为传统的传输线, 可通过设定传输线宽度确定等效介电常数. 在确定好厚度和加载元件的基础上, 将以上两种结构单元按照 $(AB)^M(EF)^N(AB)^M$ 结构排列即可制备出一维单光量子阱. 电磁波以一定的入射角入射到光量子阱时, 透射电磁波与入射电磁波的振幅之间的联系可用传输矩阵表示 [19].

$$\begin{pmatrix} \cos(k_z \Delta z) & -\frac{|\mu|}{\sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \theta}} \sin(k_z \Delta z) \\ -\frac{\sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \theta}}{|\mu|} \sin(k_z \Delta z) & \cos(k_z \Delta z) \end{pmatrix} \quad (3)$$

其中 $k_z = \omega / (c\delta\sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \theta})$ ($\delta = \pm 1$) 为波矢在 z 方向的分量, c 为真空中得光速, Δz 为材料厚度. 则透射系数可表示为 [21]

$$t(\omega) = 2 \cos \theta \{ [X_{11}(\omega) + X_{22}] \cos \theta + i[X_{12}(\omega) \cos^2 \theta + X_{21}(\omega)] \}^{-1}. \quad (4)$$

利用公式 (3) 则可计算出电磁波的传输特性, 研究光量子阱的局域模规律.

3 结果及分析

分别利用传输矩阵方法、LPKE-H100 型刻板机和 Agilent N5320C 型矢量网络分析仪对光子量子阱进行理论计算和实验研究. 制备原材料为双面覆铜的 FR-4 环氧玻璃布和集总元件, FR-4 环氧玻璃布介电常数 $\epsilon = 4.75$, 厚度 $t = 1.6$ mm. 根据传输线理论可知当频率 $f = 1$ GHz, 传输线宽度为 $w = 2.945$ mm 时, 特征阻抗 $Z = 50 \Omega$, 等效相对介电常数 $\epsilon_{\text{eff},r} \approx 3.57$, 等效相对磁导率 $\mu_{\text{eff},r} \approx 1$, 又因受分布电感和分布电容的影响, 得到频率 $f = 1$ GHz 时右手材料的折射率 $n \approx 2$ [20]. 又因为正常材料的色散非常小, 因此本文将右手材料的折射率设定为 $n \approx 2$. 为保证阻抗匹配, 将左手材料结构单元中传输线的宽度也设为 $w = 2.945$ mm, 此时结构参数 $p = 4.05$ [20]. 实验中将 A 和 E 设为同一种左手材料, 各参数分别为 $L = 5.6$ nH, $C = 1$ pF, $d_a = d_e = 6$ mm, 则由 (1), (2) 式可得到左手材料单元的 $\epsilon_{\text{eff},r}$ 和 $\mu_{\text{eff},r}$, 结果如图 3 所示.

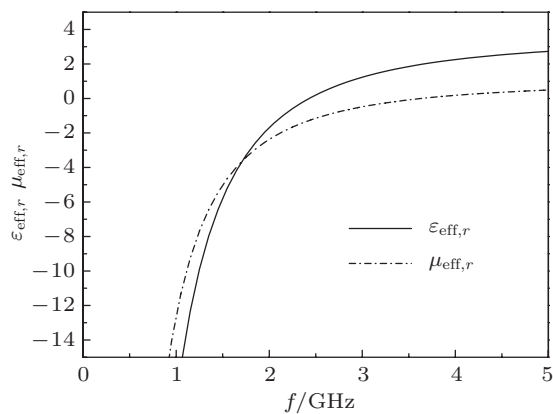


图 3 左手材料单元等效相对介电常数 $\epsilon_{\text{eff},r}$ 和等效相对磁导率 $\mu_{\text{eff},r}$ 随频率 f 的变化

考察两种光子晶体的透射特性: 按照 $(AB)^M(EF)^N(AB)^M$ 结构, 取 $M = 3, N = 0$ 则得到作为光子量子阱壁光子晶体的电磁波透射特性如图 4 所示. 图 4 中理论计算结果显示频率在 1.25—2.00 GHz 之间时为禁带; 实验结果显示频率在 1.36—2.10 GHz 之间时为禁带. 结果所示禁带范围基本相符合. 实验结果较仿真结果向高频移动, 这一误差主要是由于双面覆铜板和集总元件的各理论参数与实际参数的偏差引起的, 如电容电感值、色散、实际介电常数等. 实验结果

较仿真结果透射率低, 这一误差则是由于损耗引起的. 另外刻板加工和人工焊接集总元件时引起的操作误差也会影响实验结果. 按照光子量子阱结构, 取 $M = 0, N = 6$, 则得到作为阱内光子晶体的电磁波透射特性如图 5 所示. 图 5 中理论计算结果显示频率在 1.27—2.00 GHz 之间时为通带; 实验结果显示频率在 1.43—2.00 GHz 之间时为通带. 对比图 4 和图 5 可知, 频率在 1.36—2.00 GHz 之间时 $(AB)^M(EF)^N(AB)^M$ 结构体现光子量子阱特性.

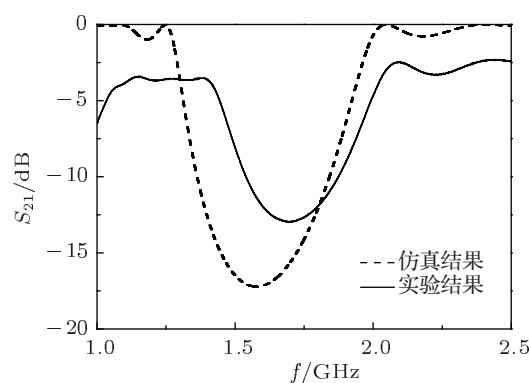


图 4 阱壁光子晶体 $(AB)^6$ 散射参数 S_{21} 随频率的变化, $d_a = 6$ mm, $d_b = 12$ mm

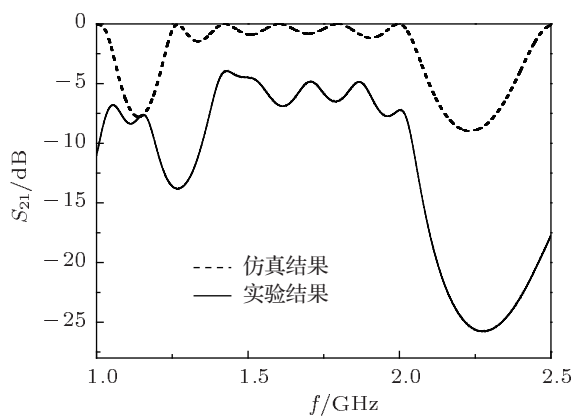


图 5 阱内光子晶体 $(EF)^6$ 散射参数 S_{21} 随频率的变化, $d_e = 6$ mm, $d_f = 37$ mm

将光子晶体 $(EF)^N$ 结构嵌入光子晶体 $(AB)^{2M}$ 中, 原本为通带的光子晶体被放置到为禁带的光子晶体中, 通带受到束缚, 连续的态受到调制只能以分立的态存在. 按照 $(AB)^M(EF)^N(AB)^M$ 结构, 令 $M = 3, N = 1—3$ 散射参数随频率的变化如图 6—8 所示.

对比图 6—8 可知局域模与光子晶体 $(EF)^N$ 的周期数相同, 这与参考文献 [16] 中结论一致, 依据文献中关于入射角对局域模的影响的研究, 图 6—8 所得到局域模频率将不随入射角变化, 这是含左手

材料的光量子阱由于零平均折射率带隙所具有的特殊性质.

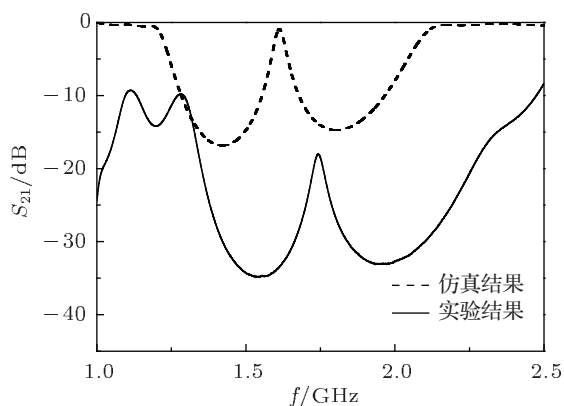


图6 光量子阱 $(AB)^3(EF)^1(AB)^3$ 散射参数 S_{21} 随频率的变化, $d_a = 6$ mm, $d_b = 12$ mm, $d_e = 6$ mm, $d_f = 37$ mm

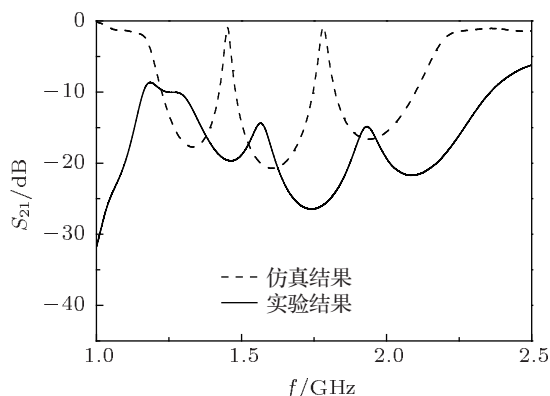


图7 光量子阱 $(AB)^3(EF)^2(AB)^3$ 散射参数 S_{21} 随频率的变化, $d_a = 6$ mm, $d_b = 12$ mm, $d_e = 6$ mm, $d_f = 37$ mm

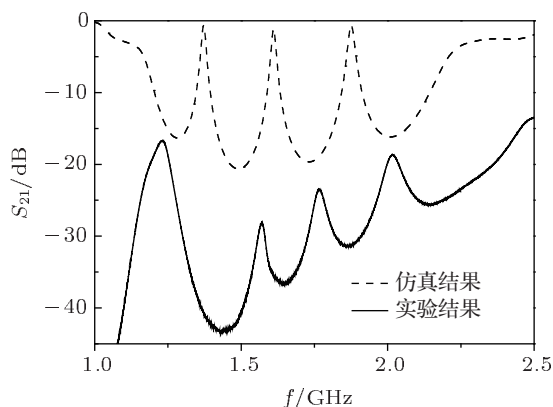


图8 光量子阱 $(AB)^3(EF)^3(AB)^3$ 散射参数 S_{21} 随频率的变化, $d_a = 6$ mm, $d_b = 12$ mm, $d_e = 6$ mm, $d_f = 37$ mm

为进一步考察局域模增加的物理特性, 将阱内光子晶体 $(EF)^N$ 替换为左手材料 $(D)^N$, N 为左手材料 D 的单元数. D 材料参数取值分别

为 $L = 1.2$ nH, $C = 1$ pF, $d_d = 12$ mm. 由 (1), (2) 式可知当频率小于 2.5 GHz 时, 等效介电常数和等效磁导率都为负值. 按照 $(AB)^M(D)^N(AB)^M$ 结构制备光量子阱, 令 $M = 3$, $N = 1$ 和 3 得到散射参数随频率的变化如图 9 和图 10 所示. 两图结果显示局域模个数与材料 D 周期数相同.

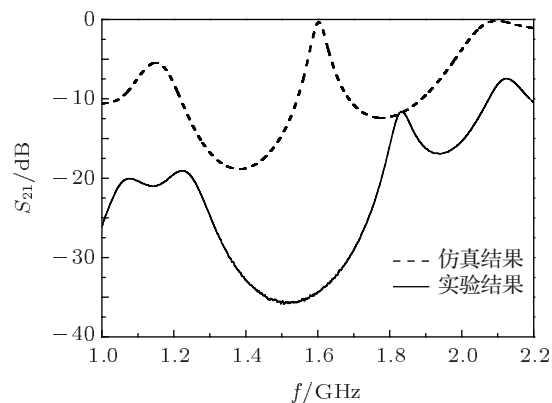


图9 光量子阱 $(AB)^3(D)^1(AB)^3$ 散射参数 S_{21} 随频率的变化, $d_a = 6$ mm, $d_b = 12$ mm, $d_d = 12$ mm

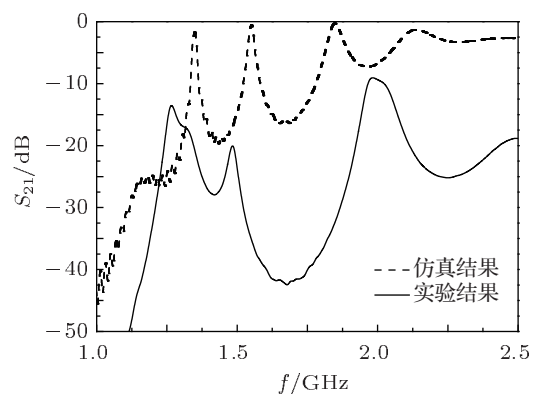


图10 光量子阱 $(AB)^3(D)^3(AB)^3$ 散射参数 S_{21} 随频率的变化, $d_a = 6$ mm, $d_b = 12$ mm, $d_d = 12$ mm

对比 $(EF)^N$ 和 $(D)^N$ 两情况结果, 当阱内为光子晶体时可用界面模理论解释局域模与周期数相对应的现象, 但当阱内为一种材料时, 却不能很好的解释. 由于超材料可等效为均匀介质, 因此可用高阶模来解释这一现象. 光量子阱两端的阱壁光子晶体组合到一起形成微腔, 只有满足驻波条件的频率才能透射. 当一个周期的左手材料或光子晶体满足驻波条件时才会出现局域模, 此时光程正好为半个波长, 因此每增加一个周期, 多出现一个局域模. 另外由于左手材料的等效介电常数和等效磁导率可通过调节集总元件来设定不同的值, 因此在设计多通道滤波器时使用左手材料替换光子晶体作为阱内物质有利于器件小型化和参数调节.

4 结论

利用复合左右手传输线技术制备了 $(AB)^M(EF)^N(AB)^M$ 和 $(AB)^M(D)^N(AB)^M$ 型光量子阱. 通过改变阱内物质的周期数研究

局域模频率特性. 结果表明: 局域模个数与周期数相同, 这一特性可用微腔高阶模理论来解释. 左手材料情况下光量子阱具有尺度小、便于调节的优点.

-
- [1] Esaki L, Tus R 1970 *IBM J. Res. Dev.* **14** 61
 - [2] Jiang Y K, Niu C, Lin D L 1999 *Phys. Rev. B* **59** 9981
 - [3] Qiao F, Zhang C, Wan J, Zi J 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3698
 - [4] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 - [5] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 - [6] Li J, Zhou L, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
 - [7] Chen Y H 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 972
 - [8] Xiang Y, Dai X, Wen S, Fan D 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** A28
 - [9] Chen Y H 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1794
 - [10] Fei H M, Jiang Y K, Liang J Q, Lin D L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2377
 - [11] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
 - [12] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
 - [13] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
 - [14] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386
 - [15] Xu C, Xu X C, Han D Z, Liu X H, Liu C P, Wu C J 2007 *Opt. Commun.* **280** 221
 - [16] Lin M, Ouyang Z B, Xu J, Qiu G X 2009 *Opt. Express* **17** 5861
 - [17] Cox J D and Singh M R 2010 *Nanoscale Res. Lett.* **5** 484
 - [18] Zhang L W, Zhang Y W, He L, Li H Q, Chen H 2006 *Phys. Rev. E* **74** 056615
 - [19] Eleftheriades G V, Balmain K G 2005 *Negative-Refractive Metamaterials* (New York: John Wiley & Sons)
 - [20] Yariv A, Yeh P 2007 *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* (London: Oxford University Press)
 - [21] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (Cambridge U. Press)

Properties of photonic quantum well structures containing left-handed materials*

Liu Li-Xiang Dong Li-Juan Liu Yan-Hong Yang Cheng-Quan Shi Yun-Long[†]

(*Institute of Solid State Physics, Shanxi Datong University, Datong 037009, China*)

(Received 20 February 2012; revised manuscript received 9 April 2012)

Abstract

According to the technology of LC-load transmission lines photonic quantum well structures are fabricated. Two kinds of structures are act as quantum well. While the left-handed materials works as well, the number of resonance modes increase with the thickness of left-handed materials. Compared with the condition of photonic crystals work as well, the left-handed materials act as well has the advantage of smaller size and adjusting. Experimental results are consistent with theory.

Keywords: photonic quantum well, metamaterials, composed of left/right handed transmission line, photonic crystals

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10974123, 11104169), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20090072110052) and the Industrial Application of New and High Technologies Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2010018).

[†] E-mail: Shi_yunlong@yahoo.com.cn