

光子晶体双量子阱的共振隧穿*

费宏明^{1)†} 周 飞¹⁾ 杨毅彪¹⁾ 梁九卿²⁾

1)(太原理工大学物理与光电工程系, 太原 030024)

2)(山西大学理论物理研究所, 太原 030006)

(2011年2月22日收到; 2011年3月28日收到修改稿)

采用 R 矩阵法研究了二维光子晶体双量子阱的共振隧穿特性. 研究发现: 光子晶体双量子阱的共振频率可以通过调节双阱的耦合强度来控制; 对称双量子阱中, 共振峰发生双劈裂; 不对称双量子阱, 共振劈裂消失. 但是, 由改变左手介质和右手介质在双阱中的排列顺序产生的阱介质不对称阱的共振劈裂消失与阱宽不对称的双阱产生的共振劈裂消失不一样. 进一步对一维光子晶体量子阱分析后发现, 前者是由光在左右手介质中传播的能量方向相反产生干涉相消而引起; 后者是由阱宽不同, 阱的本征模不一样而引起.

关键词: 光子晶体, 双量子阱, R 矩阵, 左手介质

PACS: 42.70.Qs, 41.20.Jb, 73.21.Fg

1. 引言

近年来, 光子晶体由于其潜在的应用价值已经引起各国科研机构的广泛关注, 相关的理论研究和应用探索迅速成为科研工作者的研究热点^[1-5]. 光子晶体是一种由介电常数不同的介质做周期排列而形成的复合介质结构^[6-10]. 在光子晶体中, 由于周期性介电结构强散射的光之间发生干涉而引起某个方向的电磁波在某些频率范围内是不允许传播的, 这个频率范围称为光子禁带^[11-15]. 光子禁带是光子晶体最根本的特性, 大部分光子晶体器件都是利用这一特性而设计的, 如光子晶体滤波器和低阈值激光器. 一般光子晶体的制备难度取决于光子晶体的维数和光子禁带的范围, 相比较而言, 二维光子晶体不仅用途多, 而且制备要比三维光子晶体容易的多. 因此, 大量的研究关注于构造不同光子禁带的二维光子晶体^[16-18].

随着光子晶体研究的发展, 人们大胆假设并在实验上构造出了一种新型的人工合成材料——左手介质, 其介电常数和磁导率同时为负, 折射率也为负值^[19,20], 因此也被称为负折射率材料. 它有很多新奇的性质, 如反多普勒效应 (inverse doppler

effect)、反斯涅耳定律 (inverse Snell law)、反切伦柯夫辐射 (reversed Cerenkov radiation) 等. 特别指出的是, 由左手介质和常规介质交替排列形成的一维光子晶体形成的零平均折射率光子禁带^[21,22], 不受光子晶体的尺度和无序效应的影响. 这与由两种常规介质交替排列形成的一维光子晶体所形成的布拉格光子禁带大大的不同. 此外, 最近有研究表明, 各向异性的左手介质能实现二维完全光子禁带^[19].

自从光子禁带被引入以后, 由于光子晶体和电子晶体满足的本征方程很相似, 因此用来计算电子能带结构的各种方法都可以用于计算光子禁带^[5,12,23-34]. 最初在化学物理中用来计算粒子碰撞反作用和散射的 R 矩阵理论也可以用于计算光子禁带的特性. R 矩阵理论方法有很多优点, 其不仅可以处理有限厚度的光子晶体, 而且计算过程中稳定性高. 因此它在实际应用中非常有效, 非常适合处理有限厚度的光子晶体层^[35-38].

光子晶体中的光子运动规律和半导体中的电子运动规律相类似^[3]. 半导体量子阱通常是将一种材料夹在两种材料 (通常是宽禁带材料) 之间而形成. 类似于半导体量子阱, 在两个光子晶体层中间插入均匀传输介质也可以构造出一个光量子阱^[37]. 光子晶体层由于具有光子禁带特性, 可以阻止特定

* 国家自然科学基金 (批准号: 10775091, 60927007) 资助的课题.

† E-mail: feihm187491@126.com

频率范围光子的传播,因此可以用做光子势垒.事实上,一维光子晶体量子阱早在十年前已经构造出来了^[39].由于在可见光范围内构造三维光子晶体困难很大,实验工作者通常选择构造二维光子晶体,并且在微波频段或毫米波段已经构造成功.二维光子晶体的成功构造促进了人们在理论上对其的进一步研究.

Jiang 和 Lin 在前不久首次对二维光子晶体量子阱做了研究报道.他们预言了单个光量子阱的共振隧穿效应^[37].随后该二维光子晶体量子阱结构在实验上被成功构造出来,并且观察到了透射率的共振峰.实验中,用毫米尺度的 Si_3N_4 圆球构造的光子晶体层作光子势垒^[40].以上的工作无论是从理论上还是从实验上,都是真空介质做光子势阱,如果光子势阱换成其他介质时,结果应该很有趣.本文主要从理论上分析光子通过二维光子晶体量子阱的量子输运特性,并且引入左手介质做光子势阱.由于在左手介质中,光子的能流传播方向和相速度传播方向相反,因此左手介质做光子势阱产生的共振隧穿明显不同于常规介质做光子势阱产生的共振隧穿.

众多半导体物理研究表明,双量子阱比单量子阱应用更加广泛,实验上已经成功地制作了双量子阱共振隧穿二极管^[41,42].国外已有研究双光子晶体量子阱共振隧穿的双劈裂现象^[43],但只是基于双阱结构完全相同的条件下研究的.本文从理论上研究光子晶体双量子阱的传输特性,并预言其可以用于制作多频道滤波器.进一步发现:光在左,右手介质构成的双阱中传播时发生干涉相消破坏了能级劈裂.

2. 模型和结果分析

我们研究由三个光子势垒和两个光子势阱组成的双光量子阱系统.由于光子晶体具有光子禁带特性,因此,光子势垒由光子晶体构成,而光子势阱则由均匀传输介质构成.我们选择构成二维光子晶体的周期介质柱子的横截面为正方形,其边长为 a .相应的光量子阱结构的横截面如图 1(a) 所示,光子势垒由介电常数和磁导率分别为 ϵ_c, μ_c 的介质柱子周期排列在真空中形成,介质柱子在 y 方向上无限长,在 x 方向上无限周期排列,在 z 方向上也呈周期排列,但是周期有限,其空间周期与 x 方向相同,都

为 d ,即晶格常数为 d ;光子势阱区由介电常数为 ϵ_i 和磁导率为 μ_i 的均匀介质构成.我们从左到右把三个光子势垒依次标记为 B_1, B_2, B_3 ,相应的势垒厚度依次为 b_1, b_2, b_3 .与光子势垒相似,光子势阱依次用 W_1, W_2 标记,相应的阱宽依次为 w_1, w_2 .其等效光量子阱系统如图 1(b) 所示,势垒的厚度与禁带宽度有关.

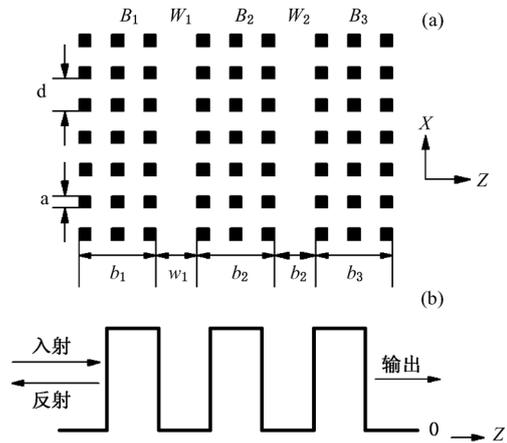


图 1 双光量子阱结构 (a) 几何结构图; (b) 等效量子阱结构图

在经典电动力学理论中,介电常数 ϵ 和磁导率 μ 是描述均匀介电材料电磁特性的最基本的两个宏观物理量.因此由介质柱子周期排列形成的二维光子晶体可以用空间变量 $\epsilon(x, y, z)$ 和 $\mu(x, y, z)$ 描述,由于介质柱子在 y 方向无限长,也就是空间变量 $\epsilon(x, y, z)$ 和 $\mu(x, y, z)$ 在 y 方向是不变量,因此可以简化为 $\epsilon(x, z)$ 和 $\mu(x, z)$.电磁波在 $x-z$ 平面内传播.在 z 方向上,一个周期构成一个晶体单元,每个晶体单元又可以分为柱子介质层和真空介质层两层,单独每层的介电常数和磁导率在 z 方向是不变量,因此,在每层中, $\epsilon(x, z)$ 和 $\mu(x, z)$ 可写为 $\epsilon(x)$ 和 $\mu(x)$.不管哪一层,其实空间的 Maxwell 方程都可以使用 R 矩阵求解. R 矩阵的求解过程参见文献[44].

在数值计算中,根据实验中的数据选择参数.柱子的介电常数和磁导率分别是 8.9 和 1,晶格常数为 1.87 mm.由于在二维光子晶体中,禁带宽度和禁带位置与电磁波的极化方向紧密相关,并且研究要求禁带宽度越宽越好,实验结果和理论研究都表明,入射电磁波垂直极化产生的禁带要比平行极化产生的禁带宽,所以我们选用垂直极化的电磁波作为入射电磁波,即入射电磁波的电场方向平行于柱子延伸方向,并且理论计算和实验验证其第一禁带

频率范围为 45—70 GHz. 数值计算中, 我们选择频率范围为 30—80 GHz. 本文主要研究不同介质填充量子阱时的传输特性. 事实上, 所有的材料都存在色散或损耗的, 即介电常数和磁导率是频率的函数或存在虚部. 介电常数和磁导率的虚部对应于介

质对电磁辐射的吸收状态, 计算发现, 在虚部小于 0.005 时, 介质对电磁波的吸收很少, 可以忽略不计. 为计算方便简单, 我们选择阱中介质不仅非色散而且无损耗, 即介电常数和磁导率都是不随频率变化的实数.

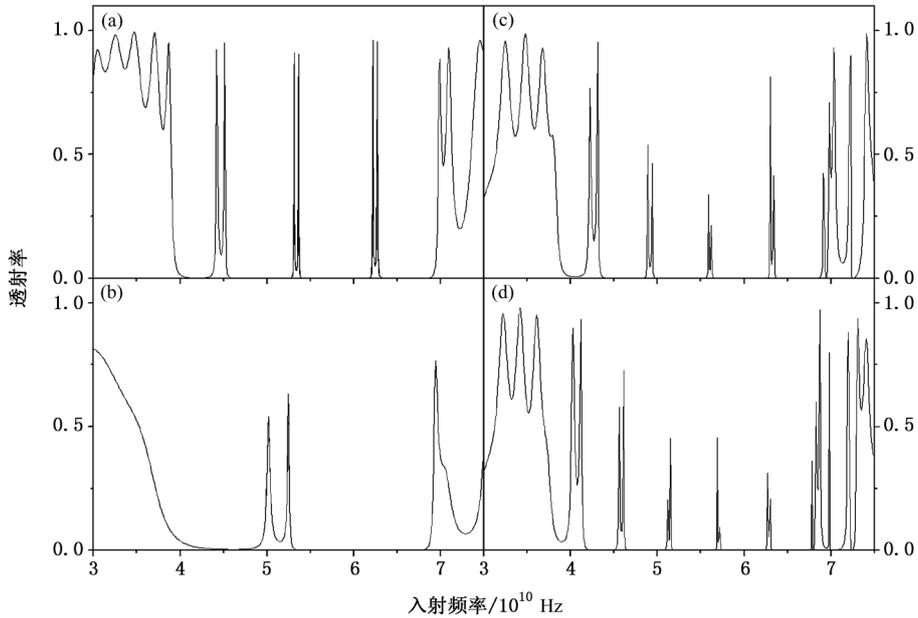


图2 对称双量子阱的透射光谱 (a) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2, \mu_1 = \mu_2 = 1$; (b) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = -2, \mu_1 = \mu_2 = -1$; (c) $w_1 = w_2 = 0.7 \text{ cm}$; (d) $w_1 = w_2 = 0.9 \text{ cm}$

首先我们考虑电磁波在对称双量子阱中的透射光谱, 主要研究透射率随入射光子频率的变化. 频率变化范围选为 30—80 GHz, 电磁波的极化方向选为 y 方向. 起光子势垒作用的光子晶体层选为三层. 图 2(a) 和 (b) 表示双阱中, 起光子势阱作用的均匀介质的厚度为 0.9 cm, 即阱宽为 0.9 cm 时, 介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2, \mu_1 = \mu_2 = 1$ 和 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = -2, \mu_1 = \mu_2 = -1$ 的均匀介质充当阱中介质时, 电磁波的透射率随入射波频率的变化图. 可以看到, 由于共振隧穿, 禁带区域出现透射峰. 这与电子在半导体量子阱结构中的量子输运相似. 像半导体量子阱一样, 光量子阱中也有本征模, 当入射光子频率与光量子阱中任何一个本征态符合时, 光子就会通过共振隧穿发生高透射率. 对比图 2(a) 和 (b), 看到当右手介质被介电常数和磁导率绝对值相等的左手介质取代后, 共振峰的数目明显减少, 峰值降低. 这可能是由于光在左手介质中传播时, 能流传播方向与波矢方向相反, 传输波和反射波的干涉相消所引起. 从图 2 中明显看到, 尽管左手介质和右手介质的介电常数和磁导率的绝对值相等, 但

是二者的本征模位置不一样, 数目也不一样. 图 2(c) 和 (d) 表示双阱中, 起光子势阱作用的均匀介质都是真空介质时, 阱宽分别为 $w_1 = w_2 = 0.7 \text{ cm}$ 和 $w_1 = w_2 = 0.9 \text{ cm}$ 时, 电磁波的透射率随入射波频率的变化图. 同样可以看到共振隧穿引起的共振峰. 在文献[37]中, 已经提到, 随着阱宽的增加, 本征模的数目也增加, 并且, 本征频率向低频区移动, 我们称之为: 红移 (red-shift). 由于图 2(c) 和 (d) 中阱的宽度相差不大, 所以只观察到明显的红移现象, 并未观察到共振峰的明显增多. 进一步观察图 2(a)—(d), 发现对称分布的双光子晶体量子阱系统, 共振峰发生双重劈裂. 这与固体物理中的半导体双量子阱共振隧穿一样. 由于每个阱的本征态发生简并, 光量子阱中为本征模发生简并, 最后导致能级劈裂, 表现为共振峰劈裂.

对于不对称的双量子阱, 特别是由阱中介质不同产生的不对称, 如一个阱中是左手介质, 另一个是右手介质, 双光量子阱有什么新的传输特性呢? 数值结果如图 3 所示. 图 3(a) 显示的是第一个阱中为右手介质, 第二个阱为左手介质的情形, 看到该

结构的本征频率为 51.4 GHz, 该频率处的透射率为 0.51. 当改变电磁波的入射方向后, 也就是当第一个阱为左手介质, 第二个阱为右手介质, 本征频率为 45.84 GHz, 透射率为 0.52, 结果显示在图 3(b). 很明显, 入射方向不一样, 或者说阱中介质排列顺序不一样, 结构产生的共振频率就不一样. 并且与原先对称双阱(双阱中介质一样)的情形完全不一样, 没有原先的双劈裂, 这也许可以解释为两种介质的本征频率不一样, 所以耦合在一起后, 耦合作用比较弱, 能级没发生劈裂, 所以共振峰没有双劈裂. 如图 3(c) 和 (d) 所示, 阱中介质一样, 但是两个阱的宽度不一样, 图 3(c) 中, 第一个阱的宽度是 0.7 cm, 第二个阱的宽度是 0.9 cm; 图 3(d) 正好与图 3(c) 相反, 第一个阱的宽度是 0.9 cm, 第二个阱的宽度

是 0.7 cm. 由本征频率公式 $f_n = nv/w$ 知道, 阱宽不一样的两个阱的本征频率不一样. 这样的两个阱耦合在一起, 也没有发生共振劈裂. 但是比较 3(c) 和 (d), 发现: 尽管双阱的排列顺序相反或者说, 电磁波的入射方向相反, 但是透射光谱图几乎完全一样, 经过计算发现, 在 0.01 精度范围内, 是完全一样的. 比较图 3(a), (b) 和 (c), (d) 发现, 由介质不同和阱宽不同引起的不对称双阱结构, 都会破坏共振峰双劈裂, 但起因不一样. 阱宽不一样引起的共振峰不劈裂是因为双阱的本征频率不一样; 而阱中介质不一样引起的共振峰不劈裂可能是因为左手介质的特殊性引起的. 光在左手介质中传播时, 能流传输方向和相速度方向相反, 因此左手介质不仅存储传输波的位相, 而且存储传输波的波幅.

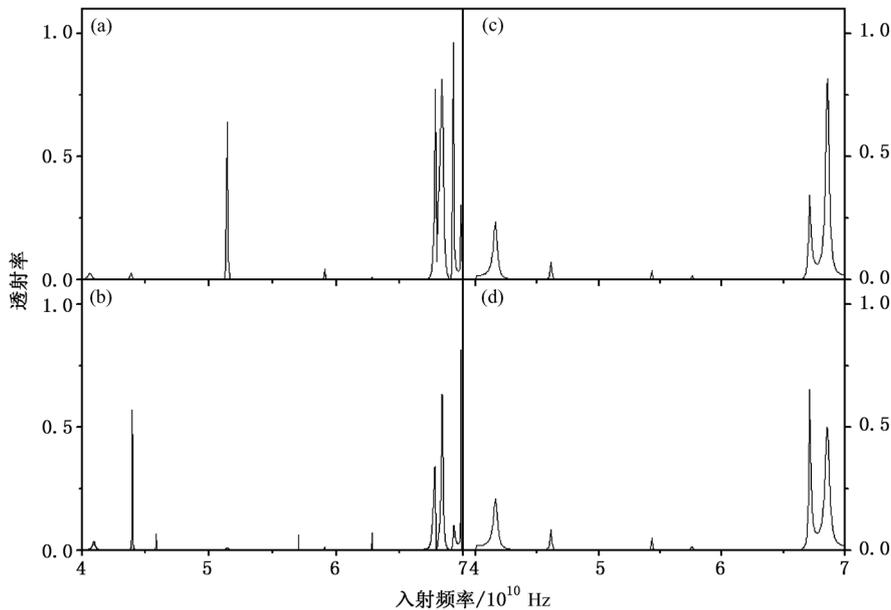


图3 不对称双量子阱的透射光谱图 (a) $\epsilon_1 = -2, \mu_1 = -1; \epsilon_2 = 2, \mu_2 = 1; w_1 = w_2 = 0.9$ cm. (b) $\epsilon_1 = 2, \mu_1 = 1; \epsilon_2 = -2, \mu_2 = -1; w_1 = w_2 = 0.9$ cm. (c) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 6, \mu_1 = \mu_2 = 1; w_1 = 0.7$ cm, $w_2 = 0.9$ cm. (d) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 6, \mu_1 = \mu_2 = 1; w_1 = 0.9$ cm, $w_2 = 0.7$ cm

为了更好地理解由左右手介质构成的不对称双阱引起的共振峰双劈裂消失的原因, 我们对电磁波在一维光子量子阱中的传播做了分析.

首先我们研究双阱由左手介质和右手介质构成双量子阱的情形. 当阱中介质为真空时, 介电常数大于零, 为右手介质, 该介质阱在阱宽为 0.9 cm 的条件下, 本征频率为 14.5025 GHz, 如图 4(a) 所示. 而介电常数为 -0.827576 , 磁导率为 -1 的左手介质在相同阱宽条件下的本征频率也是 14.5025 GHz, 如图 4(b) 所示. 把本征频率相同的左右手介

质阱耦合在一起构成双量子阱. 在半导体量子阱中, 只要两个阱的本征频率一样, 电子波通过该双量子阱时, 能级发生劈裂, 透射率会发生共振劈裂. 但是在光子晶体中, 由左手介质和右手介质构成的双量子阱却不同, 如图 4(c) 所示, 透射率并没有因为双阱的本征频率一样而发生共振劈裂, 恰恰相反, 共振峰完全消失. 这也许可以解释为光在左右手介质中传播时由于能流传播方向相反发生干涉相消. 这是半导体量子阱所不具备的, 是光子晶体所特有的, 更是左手介质所特有的.

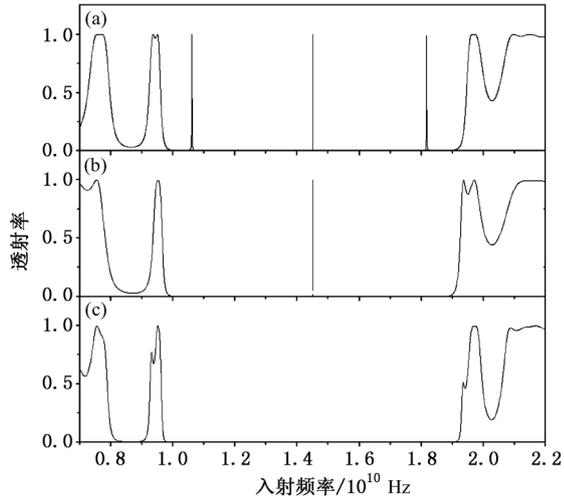


图4 一维光子晶量子阱的传输特性 (a)单阱中, $\varepsilon = 1, \mu = 1, w = 0.9$ cm; (b)单阱中, $\varepsilon = -0.827576, \mu = -1, w = 0.9$ cm; (c)双阱中 $\varepsilon_1 = 1, \mu_1 = 1, \varepsilon_2 = -0.827576, \mu_2 = -1, w_1 = w_2 = 0.9$ cm

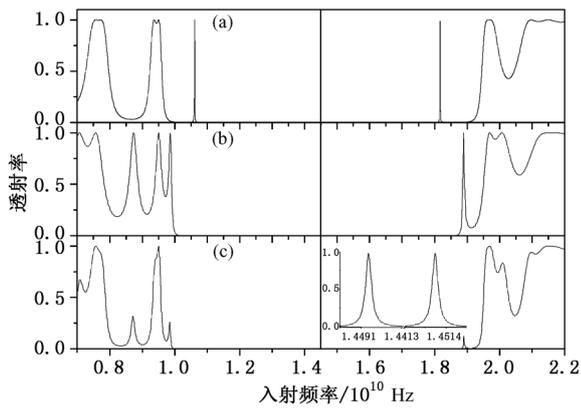


图5 一维光子晶量子阱的传输特性 (a)单阱中, $w = 0.9$ cm; (b)单阱中, $w = 0.55523$ cm; (c)双阱中 $w_1 = 0.9$ cm, $w_2 = 0.55523$ cm

双量子阱的透射光谱与光的传播方向有关是不是阱中介质不同特有的性质呢? 我们对有阱中介质相同, 都是真空, 阱宽不同的双阱进行了研究, 如图5所示. 图5(a)为阱宽为0.9 cm, 量子阱的本征频率为14.5025 GHz; 而阱宽为0.55523 cm 量子阱同样具有14.5025 GHz的本征频率, 如图5(b)所示. 将本征频率相同的介质相同, 阱宽不同的双阱耦合在一起构成双量子阱, 其透射光谱如图5(c)所示. 与图4(c)不同, 因双阱的本征频率相同, 共振峰没有消失, 而发生劈裂. 由此我们得出结论, 当双阱中由左手介质和右手介质同时出现时, 透射光谱与光的入射方向有关.

3. 结 论

总之, 我们用R矩阵法研究了双光子晶的传输特性. 研究发现: 双光子晶的共振频率可以通过调节阱宽, 阱中介质来控制; 并且当阱中引入左手介质后, 由于在左手介质中, 光的能流传播方向和相速度传播方向相反, 因此, 在介电常数绝对值相等的条件下, 光子通过左手介质阱的透射率要比通过右手介质阱的透射率低, 并且, 左手介质阱的共振峰数比右手介质阱的共振峰数少. 进一步对一维光子晶体量子阱进行研究后发现, 由介质不同引起的阱不对称和阱宽不同引起的阱不对称都会产生共振劈裂消失, 但起因却不一样. 介质不同产生的共振劈裂消失是由光在左右手介质中传播的能流方向相反产生干涉相消而引起; 而阱宽不同产生的共振劈裂消失是由阱宽不同, 阱的本征模不一样而引起. 我们的理论在多频道滤波器中将会有广泛的应用.

[1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 [3] Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N 1995 *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton)
 [4] Soukoulis C M 1996 *Photonic Band Gap Materials* (Kluwer, Dordrecht)
 [5] Zhang Z, Satpathy S 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2650
 [6] Robertson W M, Arjavalingam G A, Meade R D, Brommer K D, Rappe A M, Joannopoulos J D 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2023
 [7] Li Z Y, Gu B Y, Yang G Z 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2574
 [8] Liu S Y, Lin Z F 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066609

[9] Sun S L, Huang X Q, Zhou L 2007 *Phys. Rev. E* **75** 066602
 [10] Zentgraf T 2006 *Phys. Rev. B* **73** 115103
 [11] Joannopoulos J D, Villeneuve P R, Fan S 1997 *Photonic Crystals: Putting a New Twist on Light*, *Nature (London)* **386** 143
 [12] Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3152
 [13] Yablonovitch E, Gmitter T J, Leung K M 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2295
 [14] Winn J N, Fink Y, Fan S, Joannopoulos J D 1998 *Opt. Lett.* **23** 1573

- [15] Fink Y, Winn J N, Fan S, Chen C, Michel J, Joannopoulos J D, Thomas E L 1998 *Science* **282** 1679
- [16] Li Z F, Lin L L, Gu B Y, Yang G Z 2000 *Physic B* **279** 159
- [17] Li Z Y, Gu B Y, Yang G Z 1999 *Eur. Phys. J. B* **11** 65
- [18] Wang X H, Gu B Y, Li Z Y, Yang G Z 1999 *Phys. Rev. B* **60** 11417
- [19] Veselago V C 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [20] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat – Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [21] Li J, Zhou L, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [22] Shadrivov I V, Sukhorukov A A, Kivshar Y S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 193903
- [23] Leung K M, Liu Y F 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2646
- [24] Economou E N, Zdzetis A 1989 *Phys. Rev. B* **40** 1334
- [25] Satpathy S, Zhang Z, Salehpour M R 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1239
- [26] Pendry J B 1994 *J. Mod. Opt.* **41** 209
- [27] Bell P M, Pendry J B, Marin Moreno L, Ward A J 1995 *Comput. Phys. Commun.* **85** 306
- [28] Li Z Y, Lin L L 2003 *Phys. Rev. E* **67** 046607
- [29] Lin L L, Li Z Y, Ho K M 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 811
- [30] Chan C T, Yu Q L, Ho K M 1995 *Phys. Rev. B* **51** 16635
- [31] Taflove A, Hagness S C 2000 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Artech House, Norwood, MA)
- [32] Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1996 *Phys. Rev. B* **54** 11245
- [33] Chan Y S, Chan C T, Liu Z Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 956
- [34] Ward A J, Pendry J B 1998 *Phys. Rev. B* **58** 7252
- [35] Elson J M, Tran P 1995 *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 1765
- [36] Elson J M, Tran P 1996 *Phys. Rev. B* **54** 1711
- [37] Jiang Y K, Niu C, Lin D L 1999 *Phys. Rev. B* **59** 9981
- [38] Yuankai Jiang, PhD dissertation 2005 *State University of New York at Buffalo*(Buffalo, New York)
- [39] Zi J, Wan J, Zhang C 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 2084
- [40] Yano S, Segawa Y, Bae J S, Mizuno K, Miyazaki H, Ohtaka K, Yamaguchi S 2001 *Phys. Rev. B* **63** 153316
- [41] Sweeny M, Xu J M 1989 *Appl. Phys. Lett.* **54** 546
- [42] Day D J, Chung Y, Webb C, Eckstein J N, Sweeny M, Xu J M 1990 *Appl. Phys. Lett.* **57** 1260
- [43] Cox J D, Singh M R 2010 *Nanoscale Res. Lett.* **5** 484
- [44] Fei H M, Jiang Y K, Liang J Q, Lin D L 2009 *Chinese Physics B* **18** 2377

Resonance tunneling through photonic double quantum well system*

Fei Hong-Ming^{1)†} Zhou Fei¹⁾ Yang Yi-Biao¹⁾ Liang Jiu-Qing²⁾

1) (Department of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

2) (Institute of Theoretical Physics and Department of Physics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 22 February 2011; revised manuscript received 28 March 2011)

Abstract

Resonant tunneling of light through double-well structure is investigated by the R -matrix algorithm. We find that the resonant frequency can be controlled by the coupling strength between the two wells. The transmission probability shows the 2-fold peak-splitting in a symmetric double-well system, and the distortion of the resonance peak-splitting in an asymmetric double-well system. The distortion of the resonance peak – splitting by alternately placing Right-hand and Left-hand materials in the two wells is different from that resulted from the asymmetry of well-width. Moreover the distortion of the resonance peak-splitting is analyzed by means of the one-dimensional photonic QW system. The former can be understood by the destructive interference, which may lead to the complete cancellation of resonant mode, while the latter is due to the relative sifts of eigenmodes in the two wells.

Keywords: photonic crystal, double quantum well, R -matrix, left-hand media

PACS: 42.70.Qs, 41.20.Jb, 73.21.Fg

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 10775091, 60927007).

† E-mail: feihm187491@126.com