

基于杂质带的光子晶体矩形波形滤波器的实现*

陈淑文¹, 胡萍¹, 于天宝¹, 廖清华^{1†}, 黄永箴²

(1 南昌大学 物理系, 南昌 330031)

(2 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

摘要:利用转移矩阵方法对基于杂质带的光子晶体矩形波形滤波器的实现进行了研究. 除了可选择不同折射率的材料外, 该滤波器还可通过调整光子晶体本身的结构参量来实现. 对较平杂质带的形成机制做了具体的理论分析和解释, 通过数值计算光子晶体原子耦合成光子晶体分子的过程, 发现光子晶体原子的线宽与光子晶体分子线宽之间的相对大小是决定能否形成较平杂质带的重要参量.

关键词:光子晶体; 杂质带; 原子耦合

中图分类号: O439

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2009)10-2588-5

0 引言

近年来, 光子晶体中局域化缺陷模式的耦合越来越引起重视, 因为它有着比单一杂质态的光子晶体所不具备的优点^[1]. 理论研究和实验证明已经发现, 基于由杂质态耦合形成杂质带的光子晶体滤波器(有时又称之为光子晶体耦合腔波导)^[2-4]、光学延迟线^[5-6]、全光开关^[7-8]等, 已经表现出比含单一杂质态的普通光子晶体更为先进的特点. 基于由杂质态耦合形成杂质带的光子晶体滤波器或者分束器具有更高的输出效率和更超微的尺寸, 因而更易集成^[3,9]; 通过调整杂质态的耦合因子和光子晶体的几何结构, 可以使得基于杂质带光子晶体制作的的光学延迟线得到进一步加强^[6]; 基于杂质带光子晶体微腔制作的光子晶体全光开关具有更低的泵浦光功率, 更高的开关效率和超快的开关时间^[8], 这无疑对全光开关等观光子学器件得到实际应用起着至关重要的作用.

当两个相同的缺陷(光子晶体原子)相互耦合形成一个光子晶体分子时, 单一缺陷模会分裂成两个缺陷模(成键态和反键态)^[10]. 带隙中共振透射峰处的电磁场主要被局域在杂质处, 其他地方的电磁场都很小, 而且正是由局域在杂质处的电磁场之间的相互交叠、相互耦合, 才导致了杂质带的形成. 一般来说, 一个杂质带的形成可以通过多个缺陷耦合导

致多个缺陷模共振形成. 在透射谱中, 这些共振代表着群速度的最小值^[11]. 在超短脉冲传输中, 我们应尽量避免群速度延迟, 因为它将导致超短脉冲失真或者衰减. 从这个角度来说, 获得相对平坦的杂质带对超短脉冲的不失真传输非常重要.

目前, 以杂质带为基础的元器件(像耦合腔波导、分束器等)主要集中在微波波段. 由于麦克斯韦方程组标定的特征, 杂质带的性质将保持不变, 我们主要需要了解多个杂质态它们在光波波段之间的相互耦合, 其目的就是在保证失真和衰减都相对小的情况下, 研究超短脉冲的传输行为. 因此, 如何为超短脉冲的传输设计合适的杂质带成了关键性问题. 总体来说, 其传播行为在很大程度上依赖于脉冲宽度, 而脉冲宽度与杂质带中的共振线宽有关. 显然, 相对较平的杂质带, 能够很好地传播超短脉冲.

本文主要研究如何在一维完整光子晶体中周期性掺杂杂质, 从而获得较平的杂质带, 并对影响杂质带形状和宽度的材料参量和结构参量进行了详细研究, 文章最后还对较平杂质带的形成机制作了解释, 其物理的图像非常清晰.

1 完整光子晶体中的掺杂

本文主要通过完整光子晶体中周期性掺杂杂质层来实现较平的杂质带. 将两种周期性排列的介质分别以 A 和 B 来表示, 将杂质层以 C 表示, 各种介质的折射率分别为 n_A 、 n_B 、 n_C , 其光学厚度分别以 d_A 、 d_B 、 d_C 表示, 两个相邻杂质层之间正常介质 A 和 B 有 M 个周期, 光子晶体中掺杂了 N 个杂质层, 如图 1, 其中图中较暗部分为杂质层.

完整光子晶体光透射频谱中间为禁带, 当在完整晶体中掺杂单一杂质层时, 会在禁带中央出现一

* 集成光电子国家重点实验室(半导体研究所)开放课题, 江西省教育厅科学研究课题(2007-59), 南昌大学基础理论基金(2005)和江西省自然科学基金(2008GZ0006 和 2007GQW2057)资助

† Tel: 0791-8305859

Email: lqhua@ncu.edu.cn

收稿日期: 2008-10-13

修回日期: 2008-12-25

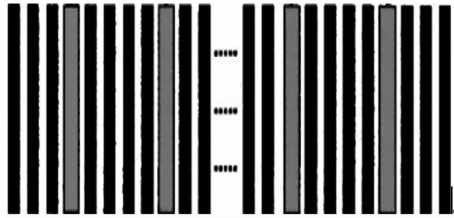


图1 完整光子晶体中的周期性掺杂

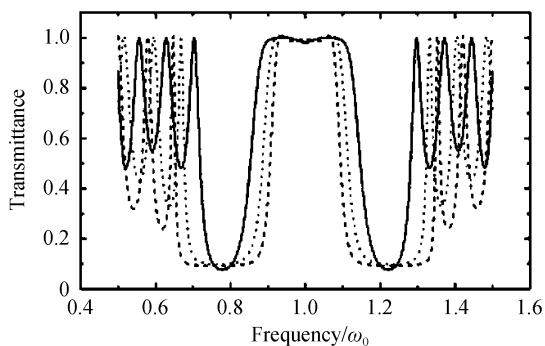
Fig. 1 The periodic doping in perfect photonic crystal

个缺陷模. 当在其中周期性地掺杂 N 个杂质层时, 由 N 个杂质层导致的 N 个杂质态将相互耦合而形成杂质带, 杂质带中一般也包含 N 个共振透射峰. 这种共振峰的峰谷比值(也代表着群速度的波动)严重影响着在光子晶体中传播的超短脉冲的强度和波形, 导致脉冲变形和失真, 所以要找到适合其传播的杂质带. 研究证明, 较平的杂质带能够很好地传播超短脉冲.

2 光子晶体材料参量和结构参量对传播特性的影响

2.1 各种介质折射率对传播特性的影响

首先对排列顺序为 ABACABACABACABACABA 的光子晶体进行研究. 在这里确定 $d_A = d_B = 0.25\lambda_0$, $d_C = 0.5\lambda_0$ (其中 λ_0 为 $1/4$ 波堆的中心波长). 先看看 n_C 对传播特性的影响, 设定 $n_A = 2.0$, $n_B = 3.5$, 分别取 $n_C = 1.6$, $n_C = 2.6$, $n_C = 3.6$, 通过转移矩阵方法^[12-13] 得到光透射频谱(如图 2), 其中横坐标以 $1/4$ 波堆的中心频率 ω_0 为单位. 其中实线 $n_C = 1.6$, 点线 $n_C = 2.6$, 虚线 $n_C = 3.6$.

图2 不同 n_C 下光子晶体的光透射频谱Fig. 2 Transmittance for different n_C

从图 2 看到 n_C 的变化对杂质带的带宽影响很大, n_C 越大带宽变得越窄, 但对杂质带顶部的平整度影响不太大. 现在来看 n_B 对传播特性的影响. 设定 $n_A = 2.0$, $n_C = 2.6$, 分别取 $n_B = 3.0$, $n_B = 3.5$, $n_B = 4.0$, 通过转移矩阵方法得到光透射频谱(如图 3), 其中实线 $n_B = 3.0$, 点线 $n_B = 3.5$, 虚线 $n_B = 4.0$.

从图 3 可以看出 n_B 的变化对杂质带宽度影响比 n_C 要小, 同时只有当 $n_B = 3.5$ 时, 杂质带的顶部

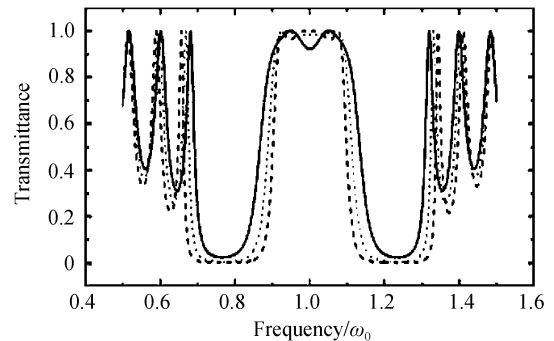
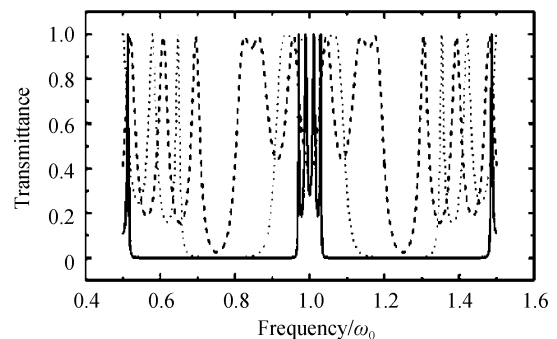


图3 光子晶体的光透射频谱

Fig. 3 Transmittance for different n_B

较平, $n_B = 3.0$ 和 $n_B = 4.0$ 时的情况相似, 杂质带的顶部的共振峰变得陡起来, n_B 取 3.5 是在这种情况下所期望的结果.

最后, 看看 n_A 对传播特性的影响. 设定 $n_B = 3.5$, $n_C = 3.6$, 分别取 $n_A = 1.0$, $n_A = 2.0$, $n_A = 3.0$, 通过转移矩阵方法得到光透射频谱(如图 4), 其中实线 $n_A = 1.0$, 点线 $n_A = 2.0$, 虚线 $n_A = 3.0$.

图4 不同 n_A 下光子晶体的透射谱Fig. 4 Transmittance for different n_A

从图 4 可以看出, n_A 的变化对带宽和带顶的影响都很大, $n_A = 1.0$ 时杂质带中四个杂质层的四个共振峰清晰可见, $n_A = 2.0$ 时正是在这种情况下所期望得到的结果, $n_A = 3.0$ 时杂质带发生了严重的失真, 其形状已经接近于行波的形状.

综上所述, 对于结构确定的光子晶体, 改变其中各种介质的折射率有可能得到较平的杂质带. 在调节折射率时, 要将 n_C 取的稍微大些, 这样带宽比较窄, 然后调节 n_A 和 n_B , 由于 n_A 的影响比较大, 可做粗调使用, n_B 的影响相对较小, 可做细调使用. 通过参量调节, 得到排列为 ABACABACABACABACABA 的光子晶体, 当 $n_A = 2.0$, $n_B = 3.5$, $n_C = 3.0$ 时, 可以得到陡而平坦的杂质带, 光透射谱见图 5.

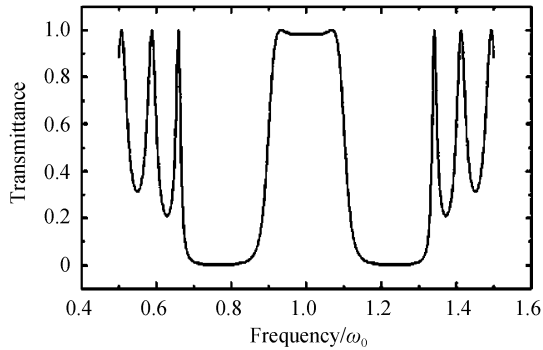


图5 $n_A=2.0, n_B=3.5, n_C=3.0$ 时掺杂光子晶体的透射谱
Fig. 5 Transmittance when $n_A=2.0, n_B=3.5, n_C=3.0$

2.2 杂质层 C 的层数 N 及其层厚对传播特性的影响

利用图 5 得到的折射率参量, 现改变其杂质层 C 的层数 N , 观察传播特性的变化. 分别取 N 为 3, 4, 5, 相对应的光子晶体排列结构分别为 ABACABACABACABA、ABACABACABACABACABA、ABACABACABACABACABACABA. 通过转移矩阵得到光透射频谱, 数值计算的结果表明, 当杂质 C 层数 N 较少时可以形成较平杂质带, 但是杂质带的波形腰部不够陡, 这同样不利于超短脉冲的传播. 当杂质 C 层数 N 较多时, 杂质带中共振透射峰的数目增多, 杂质带不平坦. 当 $N=4$ 时, 得到的结果较为理想. 对杂质 C 层光学厚度对传播特性的影响也进行了模拟计算, 得到的理想结果是 d_C 取 $0.5\lambda_0$.

实际上, 当电磁波在人工周期性介质材料中传播时, 电磁波将会受到多重散射. 由于散射波之间的干涉作用, 电磁波模式便形成了能带结构. 正常介质层 A 和 B 的周期数 M , 除了会影响正常的带隙宽度外, 本文的研究还发现周期数 M 对杂质带的带宽和形状同样会产生影响, 其效果可由图 6 直观表示. 图中实线 $M=3$, 表示的结构为 ABABABACABABABACABABABACABABABACABABABABA, 虚线 M 取 2, 代表的结构为 ABABACABABACABABACABABACABABABA, 其它参量选择如下: $n_A=2.6, n_B=3.5, n_C=3.0, N=4, d_A=d_B=0.25\lambda_0, d_C=0.5\lambda_0$.

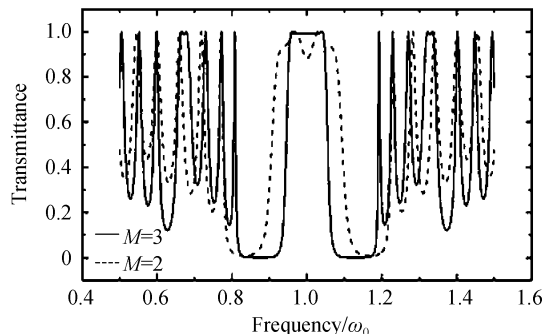


图6 正常介质层 A 和 B 的周期数 M 对杂质带的影响
Fig. 6 Influence on impurity band due to periodic number M

3 较平杂质带的形成机制

要探讨较平杂质带的形成机制, 需要比较光子晶体原子(单杂质态)和光子晶体分子(双耦合杂质态)在不同杂质模式下的传播特性, 见图 7. 采用的结构: ABABACABABACABABA, 参量为 $n_B=3.5, n_C=3.6, d_A=d_B=0.25\lambda_0, d_C=0.5\lambda_0$, 虚线取 $n_A=2.4$, 实线取 $n_A=1.8$. 计算结果表明, 当参量选择合适时, 两个光子晶体原子耦合成光子晶体分子以后, 看到光子晶体原子的杂质峰会把光子晶体分子的杂质带完全包络起来, 这时看不到成键态和反键态, 只见到一个全透射的较平区域(图中虚线). 一个光子晶体分子的线宽近似给出了耦合强度, 比较来说, 当参量选得不太合适时, 便可清楚地看到成键态和反键态(图中实线), 反映耦合强度的成键态和反键态线宽的分裂程度比光子晶体原子线宽大.

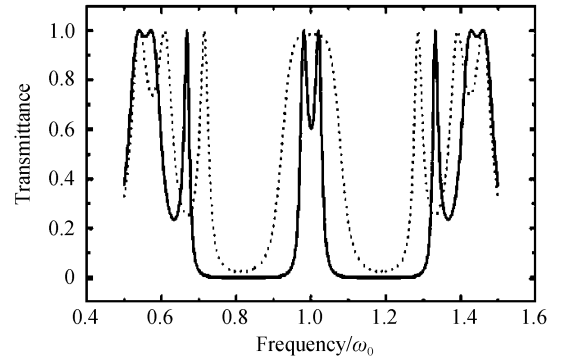


图7 光子晶体原子的耦合行为
Fig. 7 Coupling of photonic crystal atoms(signal defect)

为了彻底了解光子晶体原子的透射谱和由 N 个光子晶体原子组成的光子晶体滤波器之间的关系, 根据 Bendickon 和 Downing 的研究^[14], 由一个基本单元的透射系数 $T_1(\omega)$ 可得到一维周期性结构的透射系数 $T_N(\omega)$ 公式为

$$T_N(\omega) = \frac{1}{1 + \left[\frac{1}{T_1(\omega)} - 1 \right] \frac{\sin^2 [N\beta(\omega)]}{\sin^2 [\beta(\omega)]}} \quad (1)$$

式中 β 为无限周期性结构中的布洛赫相位. 这个公式是独立于基本单元构造而成, 所以把光子晶体原子作为基本单元构造光子晶体滤波器时, 这样的表达式同样适用. 很明显, $T_N(\omega)$ 具有周期性, 其中 β 以 π/N 为周期, 所以在杂质带中会出现 N 个共振峰, 共振峰的局域振幅由 $[1/T_1(\omega) - 1]$ 决定. 如果这个值很小的话, 就可以得到较为平坦的杂质带. 显然, 当穿过杂质带的 $T_1(\omega)$ 衰减很小, 特别是当光子晶体原子的杂质峰能把光子晶体分子的杂质带完全包络起来便可满足这个条件.

从分析还可以看出, 在基本单元确定的情况下, 可以推导出周期性结构复数形式的传输系数的振幅

和相位,这些表达式与基本单元的结构无关,也就是说,对于基本单元中折射率的任意分布,这些公式都是有效的.毫无疑问,这些公式可以用来从光子晶体原子中提取出光子晶体分子的透射系数.

一般来说,由 N 个基本单元组成的周期性结构的光透射频谱通过公式(1)给出.其中 $\beta(\omega)$ 又与复数形式传输系数 $\varphi_1(\omega)$ 的位相有关系,其关系为

$$\cos[\beta(\omega)] = \operatorname{Re}\{1/t_1(\omega)\} = \frac{1/\sqrt{T_1(\omega)}\cos[\varphi_1(\omega)]}{1+4\frac{[1-T_1(\omega)]\cos^2[\varphi_1(\omega)]}{T_1(\omega)}} \quad (2)$$

将式(1)和式(2)应用于光子晶体分子中,可得到光子晶体原子透射系数 $T_1(\omega)$ 和光子晶体分子透射系数 $T_2(\omega)$ 之间的关系式

$$T_2(\omega) = \frac{1}{1+4\frac{[1-T_1(\omega)]\cos^2[\beta(\omega)]}{T_1(\omega)}} = \frac{1}{1+4\frac{[1-T_1(\omega)]\cos^2[\varphi_1(\omega)]}{T_1(\omega)}} \quad (3)$$

从式(3)可以看出,在透射谱的变化中至少包括两个峰值,它们分别对应于成键态和反键态的透射峰.在光子晶体原子的透射峰值 $T_1(\omega) = 1$ 处可以得到一个峰值,当光子晶体原子的位相是 $\pm\pi/2$ 时,即 $\cos[\varphi_1(\omega)] = \cos[\beta(\omega)] = 0$ 时,会出现另外一个峰值.对于介于两者之间的情况,如果 $T_2(\omega)$ 分母中的第二项趋近于零时, $T_2(\omega)$ 接近于 1,便可实现较平的杂质带.

4 结论

在保证失真和衰减都相对小的情况下,相对较平的杂质带能够很好地传播超短脉冲.因此,如何为超短脉冲的传输设计合适的杂质带成了关键性问题.本文主要研究如何在一维完整光子晶体中周期性掺杂杂质,如何逐步获得较平的杂质带进行了详细研究.这种基于杂质带的光子晶体矩形波形滤波器的实现,除了可选择不同折射率的材料外,还可通过调整光子晶体本身的结构参量来实现,具有可选择范围广的特点.文章最后对较平杂质带的形成机制做了具体的理论分析和解释,通过数值计算光子晶体原子耦合成光子晶体分子的过程,发现光子晶体原子的线宽与光子晶体分子线宽之间的相对大小是决定能否形成较平杂质带的重要参量,杂质带形成的物理图像非常清晰.

参考文献

[1] LAN S, SATOSHI N, YOSHIMASA S, *et al.* Analysis of defect coupling in one- and two-dimensional photonic crystals

- [J]. *Phys Rev B*, 2002, **65**: 165208.
- [2] BAYINDIR M, TEMELKURAN B, OZBAY E. Tight-binding description of the coupled defect modes in three-dimensional photonic crystals[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(10): 2140-2143.
- [3] YU Tian-bao, WANG Ming-hua, JIANG Xiao-qing, *et al.* Ultracompact and wideband power splitter based on triple photonic crystal waveguides directional coupler[J]. *J Opt A: Pure Appl Opt*, 2007, **9**(1): 37-42.
- [4] ZHENG Cui, TIAN Hui-ping, LI Chang-hong, *et al.* Band gap structure and filter properties of photonic crystals with GCLM defect[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(1): 101-105.
郑翠, 田慧平, 李长红, 等. GCLM 缺陷光子晶体带隙结构及滤波特性[J]. *光子学报*, 2008, **37**(1): 101-105.
- [5] LAN S, NISHIKAWA S, ISHIKAWA H, *et al.* Design of impurity band-based photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses[J]. *J Appl Phys*, 2001, **90**(9): 4321-4327.
- [6] SVALUTO M, MORRA V, CINCOTTI G. Design of photonic crystal delay lines based on enhanced coupled-cavity waveguides[J]. *J Opt A: Pure Appl Opt*, 2008, **10**: 064002.
- [7] LAN S, NISHIKAWA S, WADA O. Leveraging deep photonic band gaps in photonic crystal impurity bands[J]. *Appl Phys Lett*, 2001, **78**(15): 2101-2103.
- [8] HU Xiao-yong, JIANG Ping, DING Cheng-yuan, *et al.* Picosecond and low-power all-optical switching based on an organic photonic-bandgap microcavity[J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(3): 185-189.
- [9] ZHU Ri-dan, LUO Ai-ping, WANG Xu-de, *et al.* Broadband directional coupler based on dual core PCF[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(9): 1810-1814.
朱日丹, 罗爱平, 汪徐德, 等. 双芯光子晶体光纤宽带定向耦合器研究[J]. *光子学报*, 2008, **37**(9): 1810-1814.
- [10] BAYINDIR M, TEMELKURAN B, OZBAY E. Tight-binding description of the coupled defect modes in three-dimensional photonic crystals[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(10): 2140-2143.
- [11] BAYINDIR M, OZBAY E. Heavy photons at coupled-cavity waveguide band edges in a three-dimensional photonic crystal[J]. *Phys Rev B*, 2000, **62**(4): R2247-R2250.
- [12] ZHANG Jin-long, JIANG Hai-tao, SHEN Wei-dong, *et al.* Omnidirectional transmission bands of one-dimensional metal-dielectric periodic structures[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, **25**(9): 1474-1478.
- [13] JIANG Hai-tao, CHEN Hong, ZHU Shi-yao. Rabi splitting with excitons in effective (near) zero-index media[J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(14): 1980-1983.
- [14] BENDICKSON J M, DOWLING J P, SCALORA M. Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures[J]. *Phys Rev E*, 1996, **53**(4): 4107-4121.

The Realization of Rectangular wave Filter Based on the Photonic Crystals Impurity Band

CHEN Shu-wen¹, HU Ping¹, YU Tian-bao¹, LIAO Qing-hua¹, HUANG Yong-zhen²

(1 *Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330047, China*)

(2 *Institute of Semiconductors, CAS, Beijing 100083, China*)

Abstract: The realization of rectangular wave filter based on the photonic crystals impurity band has been investigated by means of transfer matrix method. The formation of the quasi-flat bands can be achieved not only by choosing different materials with different refractive indexes but also by adjusting the structure parameters of photonic crystal itself. The theory analysis about the rectangular wave formation mechanism was given. The processing when two PC atoms (signal defect) were coupled to form a PC molecule (two coupled defects) was analyzed. It is found that the ratio of the PC atom linewidth to the PC molecule linewidth plays an important role in the forming of quasi-flat bands. The physical picture about the rectangular wave was also clearly illustrated in this paper.

Key words: Photonic crystals; Impurity bands; Photonic atomic coupling



CHEN Shu-wen was born in 1970. Now she is a master candidate in Physics Department of Nanchang University. Her interests focus on photonic crystals theory and the device design based on the photonic crystals defects.