

渐变折射率光量子阱对束缚态能级的调整 *

刘 靖^{1,2)} 孙军强^{1)†} 黄德修¹⁾ 黄重庆²⁾ 吴 铭¹⁾

1) 中华中科技大学光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

2) 湖南理工学院物理与电子信息系, 岳阳 414006)

(2006 年 6 月 7 日收到 2006 年 11 月 28 日收到修改稿)

在对称的均匀电介质材料光子晶体体系中插入另一折射率渐变的光子晶体可构成光量子阱结构。利用时域有限差分法计算了不同折射率分布光量子阱结构的传输谱。研究表明:束缚态是对处于垒光子晶体禁带中的阱光子晶体导通带的离散化,束缚态能级个数等于阱光子晶体结构单元的重复周期数;以渐变方式调整阱区折射率分布,可在特定频率范围内得到新的互不交叠的束缚态。这样在有限的禁带区域可以成倍增加光子束缚态而无需增大光量子阱结构的尺寸,使信道密度最大化、光波有效带宽的使用最优化。这种量子阱结构可用于制作超窄带滤波器和多通道窄带滤波器,有望在光通信超密集波分复用和光学精密测量技术中获得广泛应用。

关键词: 光量子阱, 光子束缚态, 渐变折射率, 光子晶体

PACC: 4280R, 4270Q

1. 引 言

光子晶体(photonic crystal)^[1,2] 是一种尺寸在光波长量级上介电常数呈现周期变化的介质材料, 电磁波在其中的传输行为犹如电子在晶体中一般, 将受介质的周期排列所控制, 而无需改变物质内在的化学结构。光子晶体具有“光子禁带”和“光子局域”这两个主要特征, 使得光子晶体有着广泛的应用前景, 吸引了众多学者的研究兴趣。

光子晶体被视为电子晶体在光学领域中的对应物, 人们可以通过理解电子晶体来对其工作原理获得认识。早在 20 世纪 70 年代, 随着半导体器件的逐渐微型化, 半导体超晶格与量子阱^[3,4]概念被引入。在半导体量子阱分离能级的基础上, 人们又发现了许多新的量子效应, 如共振隧穿效应、声子约束效应、超晶格微带效应等, 它们给半导体技术带来了革命性进展, 不仅仅限于基础理论概念上, 也包括具体器件的应用方面。

本文采用渐变折射率介质膜构造一维光子晶体量子阱阱区, 在简单介绍研究方法的基础上, 详细分析了不同折射率分布光子晶体量子阱的传输谱。研究发现, 处于垒光子晶体禁带中的阱光子晶体导通

带范围内出现了透过率接近 1 的透射峰, 透射峰的个数等于阱光子晶体结构单元的重复周期数, 调整阱区介质膜折射率分布可得到一系列新的互不交叠的透射峰。这样在有限的禁带区可以获得更丰富的光子束缚态而无需增大光量子阱结构的尺寸, 使信道密度最大化、有效带宽的使用最优化, 对发展超窄带滤波技术、多通道滤波技术以及科学的研究和国民经济都具有重要意义。

2. 理论方法与物理模型

研究光子晶体最常用的理论方法之一是时域有限差分(FDTD)法^[5]。由于相关文献已有详细讨论, 本文不再对其进行介绍而只讨论垂直入射情况, 因此 TM 波和 TE 波完全相同, 也不再加以区分。

本文研究的光子晶体量子阱结构由两种不同的非磁性($\mu = 1$)一维光子晶体组成, 可表示为 $(AB)_i(CD)_k(AB)_l$ 形式, 其中 $(AB)_i$ 和 $(CD)_k$ 分别表示两种不同的光子晶体, i 和 k 分别表示这两种光子晶体结构单元 AB 和 CD 的重复周期数。光子晶体 $(AB)_i$ 由介质材料 A 和 B 交替生长形成, 折射率 n 和几何厚度 d 分别为 $n_A = 3.60$, $n_B = 1$, $d_A = 0.22a$,

* 国家自然科学基金(批准号 50577006)和湖南省教育厅科研计划(批准号 02C515)资助的课题。

† 通讯联系人。E-mail: jqsun@mail.hust.edu.cn

$d_B = 0.78a$, 其中 a 为晶格常数。光子晶体(CD)_k由介质材料 C 和 D 交替生长形成, 其中 C 为渐变折射率介质材料, 几何中心折射率与介质材料 A 相同, $n_{C\max} = 3.60$, $n_D = 1$, $d_C = 0.5a$, $d_D = 0.5a$ 。这样设置折射率和几何厚度的目的是能够使得光量子阱中出现量子化局域态, 形成对光的强束缚作用。

有多种工艺过程(如等离子化学气相沉积工艺和离子注入技术)能够很好地控制折射率分布, 给出优良的折射率分布曲线, 使介质材料 C 具有渐变折射率分布, 折射率 $n(z)$ 在介质膜中以轴为中心对称变化。本文采用图 1 所示的抛物线分布近似表示介质材料 C 在靠近轴线($z=0$)处的折射率变化。

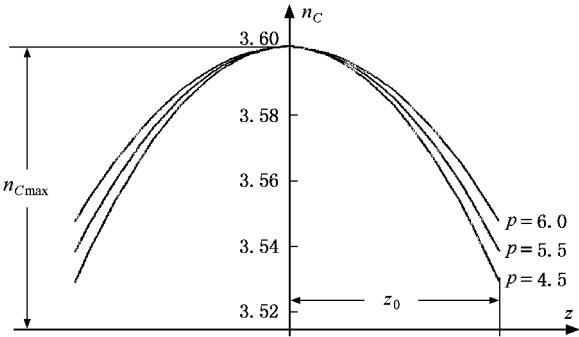


图 1 介质材料 C 不同开口因子对应的折射率分布

介质材料 C 的折射率数学表达式为

$$n_C^2(z) = n_{C\max}^2 \left(1 - \frac{z^2}{(pz_0)^2}\right). \quad (1)$$

图 1 中 z_0 为膜厚半宽度, 对称中心折射率固定为 $n_{C\max} = 3.60$, p 为可调参量, 图中给出了 p 的取值分别为 6.0, 5.5 和 4.5 时对应的折射率分布曲线。从图 1 可以看出, p 的大小决定了折射率渐变量的大小。 p 越大, 抛物线开口越大, 折射率渐变量越小; p 越小, 抛物线开口越小, 折射率渐变量越大。为此, 我们把 p 称为“开口因子”。若折射率 n 为实数, 则必须满足 $z < pz_0$ 。当 z 比较小时, 可表示为

$$n_C(z) \approx n_{C\max} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{pz_0}\right)^2\right). \quad (2)$$

(1)式的折射率分布对应于谐振子的势阱, 抛物型折射率分布对应于一封闭的势阱, 并预示着分立模无穷集合的存在。

3. 计算结果及分析

编写精确、高效的计算程序是本研究工作的基

础。为了验证本文 FDTD 算法和程序的正确性, 我们选择一些不同算法的结果^[6-9]进行对比分析, 发现在结构和参数设置相同时计算结果完全一致, 从而保证了本文计算结果的可靠性。具体计算时使用总场、散射场技术, 由连接边界引入调制高斯脉冲激励源, 入射波的中心波长落在红外通信波段($1.55 \mu\text{m}$ 附近), 选用文献[10]提出的超吸收边界条件。计算所得频谱图中, 横坐标采用归一化频率, 以 $\omega a / 2\pi c$ 为单位, c 为光在真空中的传播速度, 纵坐标各值由透射波的功率谱 $P_t(\omega)$ 用入射波功率谱 $P_i(\omega)$ 归一化得到。

首先分别计算垒光子晶体(AB)_i 和恒定折射率阱光子晶体(CD)_k($n_C = 3.6$, 相当于开口因子为无穷大, 用 $p \rightarrow \infty$ 表示)形成的光谱透射图, 计算时光子晶体结构单元的重复周期数 i 和 k 均选 12。之所以这样选取, 是因为对于这两种结构的光子晶体, 选取更大的周期数所得到的透射谱并没有明显变化, 计算结果如图 2(a)所示。从图 2(a)可以看出, 光子晶体(CD)_k 的导通带(0.27—0.35)落在光子晶体(AB)_i 的禁带(0.18—0.42)区域, 在此频率范围内电磁波不能在光子晶体(AB)_i 中传播, 仅能局限在光子晶体(CD)_k 中, 因而形成光约束, 构成一维光量子阱结构。此时光子晶体(AB)_i 相当于一个势垒, 光子晶体(CD)_k 相当于夹在两个势垒中间的一个阱区。

图 2(b) 为阱区折射率恒定时光量子阱的透射谱。从图 2(b) 容易看出: 光子在量子阱中的运动受到了约束, 光量子阱对光子的限制效应带来了频率的量子化, 类似于半导体量子阱中的分离量子态, 每个量子化频率对应于光量子阱的不同束缚态; 缠缚态位于垒光子晶体禁带中的阱光子晶体导通带区域, 是对阱光子晶体导通带的离散化, 缠缚态的个数和阱光子晶体(CD)_k 结构单元的层数相等。每个束缚态自始至终保持高透射性, 透射率都接近 1。其物理机理可作如下描述: 电磁波是以共振隧穿方式通过光量子阱结构的, 只有当入射光子的能量与量子阱中的束缚态能量一致时, 隧穿概率可接近 1; 能量不等时, 隧穿概率几乎为零。该现象说明, 要想获得需要的光子束缚态, 必须事先调整光子阱和光子垒的折射率、占空比、几何形状等参数, 以获得符合要求的能带结构, 它为拓展和选择不同光子束缚态提供依据, 为合理规划和配置频谱资源带来了便利。

图 3 为(AB)_i(CD)_k(AB)_i 型光量子阱结构在

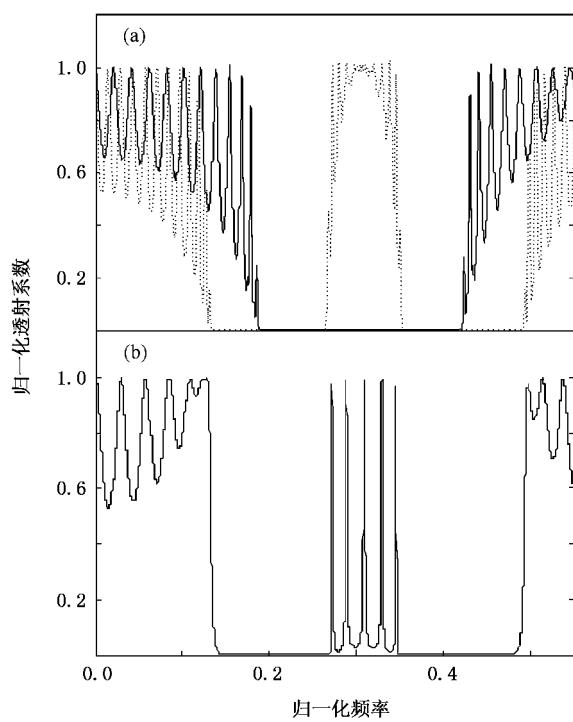


图 2 当 $d_C = d_D = 0.5a$ 时的光子晶体和光量子阱透射谱 (a) 光子晶体透射谱, 实线为光子晶体 $(AB)_i$ 的透射谱, 虚线为光子晶体 $(CD)_k$ 的透射谱 (b) 介质材料 C 折射率恒定 ($n_C = 3.60$) 时光量子阱透射谱

不同开口因子 p 时对应的透射谱,为了更清楚地显示阱区折射率分布对束缚态能级的影响,我们只选取了束缚态能级所对应的频率范围。图 3 表明,不管开口因子大小如何,随着折射率分布的变化,都会得到位置不同的光子束缚态,适当调整折射率分布,可使各透射峰互不重叠。相对于介质材料 C 折射率恒定为 $n_{C \max}$ 的情况,隧穿产生的量子态均向高能端移动,开口因子越小,量子态向高能端移动量越大。从理论上可作如下解释:折射率渐变单元的引入使得介质的有效折射率减小,导致整个频率特性向高频区域移动,这为增加光子束缚态提供了契机。

仔细比较图 3 中各透射峰,可以得出以下重要的结论:恒定折射率光量子阱(对应 $p \rightarrow \infty$)相邻束缚态能级间较大的频率间隔,可用渐变折射率光量子阱产生的光子束缚态频率来填充,不同渐变折射率光量子阱的引入可以在相邻束缚态能级间成倍地增加光子束缚态,使频率间隔大大减小,频谱利用率大大提高。

图 4 为图 3 中 4 种不同开口因子光量子阱透射谱的叠加,清楚显示出各透射峰是互不重叠的,半功

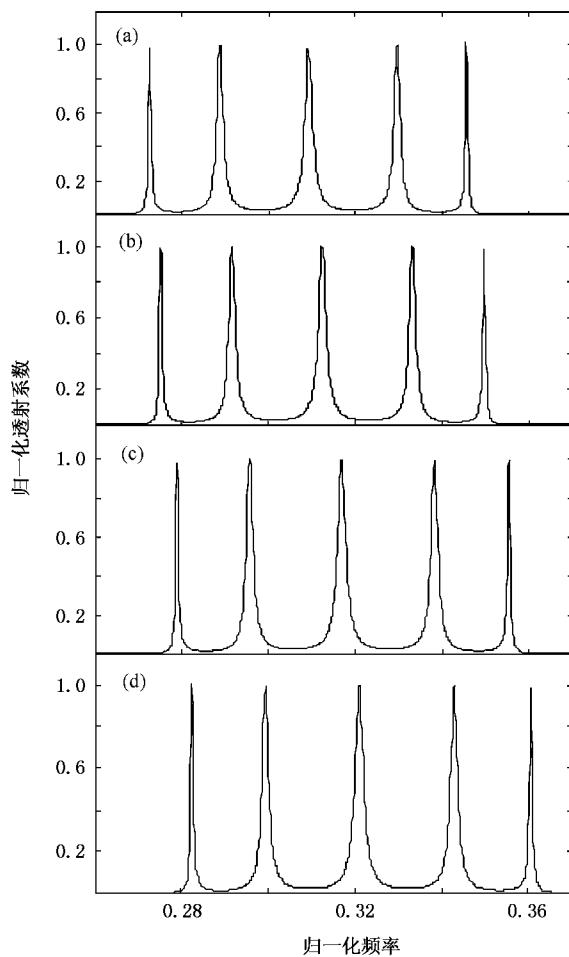


图 3 不同开口因子时的光量子阱透射谱 (a) $p \rightarrow \infty$ (b) $p = 6.0$ (c) $p = 5.5$ (d) $p = 4.5$

率带宽(3 dB 带宽)也互不交叠。这一发现使我们得到如下启发:合理配置一系列开口因子不同的光量子阱结构,可得到一系列互不交叠的透射峰。将这些光量子阱应用于对光波进行合成和分离,可组成密集波分复用器件,这些透射峰与波分复用器的中心波长一一对应。由于相邻透射峰之间存在带隙,各通道之间的串扰必然受到抑制。

特别值得一提的是,改变阱光子晶体 $(CD)_k$ 结构单元介质材料 C 和 D 的层厚也可调整束缚态能级,但与改变折射率分布引起的能级变化相比,两者具有不同的能级调节范围和调节精度,因而在相同频段内得不到类似的结论。我们可以把层厚对能级的调整视为“能级的粗调”,把渐变折射率对能级的调整视为“能级的细调”。能级粗调后相邻束缚态间频率间隔较大,渐变折射率产生的束缚态可插入粗调后的相邻束缚态之间,这样可以减小频率间隔,加大能级密度,使频谱资源得到充分利用。之所以把层

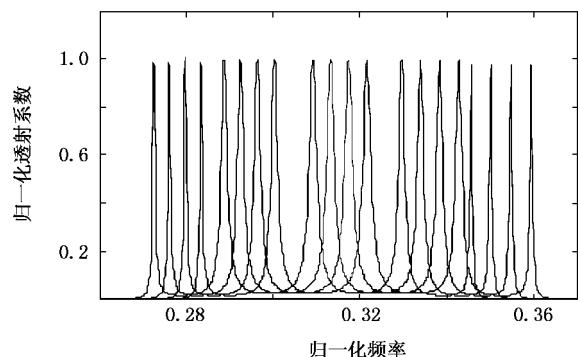


图4 不同开口因子光量子阱透射谱的叠加

厚对能级的调整视为“能级的粗调”，是因为改变介质材料C和D的层厚，也就改变了介质材料C和D的占空比，势必引起光子阱导通带移动。阱光子晶体导通带可以位于垒光子晶体禁带中的不同频段，束缚态可伴随阱光子晶体导通带在垒光子晶体禁带的全区域内大范围移动。相对地，渐变折射率光量子阱调整能级时，由于渐变引起的有效折射率变化量很小，引起束缚态能级的频率变化量也很小，所以能级调整的精度很高。图5为图2中介质材料C和D的层厚改为 $d_C = 0.8a$, $d_D = 2.0a$ ，其他参量维持不变时得到的光子晶体和光量子阱透射谱。从图5(a)可以看出，在垒光子晶体禁带(0.18—0.42)范围内，容纳了阱光子晶体的两个导通带(0.18—0.26和0.375—0.42)，这两个导通带与图2(a)中的导通带(0.27—0.35)互不交叠，这么大的导通带移动量是很难通过对折射率渐变量的调整来实现的。图5(b)为阱区折射率恒定($n_c = 3.6$)时光量子阱的透射谱，从图5(b)可以明显地看出，量子化的束缚态局限在这两个导通带内。这进一步证实了束缚态是对垒光子晶体禁带中阱光子晶体导通带的离散化的结论。不管阱区层厚固定为何值，开口因子不同的各量子阱透射谱的变化规律都与图3类似，束缚态频率变化范围可由折射率恒定时透射谱的频率区域推算得出；叠加相同层厚不同开口因子光量子阱的透射谱，会得到与图4类似的频谱结构。正因为如此，本文没有给出层厚参量改变后不同开口因子对应的透射谱和它们的叠加谱。但必须注意，层厚不同时各透射谱对应的频谱区域是不同的，即图3、图4横坐标所对应的频率区间将发生相应改变。因此，采用“粗调”与“细调”相结合的方式，可以极大地提高频谱利用率。

进一步研究表明，增大阱区和垒区光子晶体介质层的晶格常数，量子态向低能端移动，加大垒区光

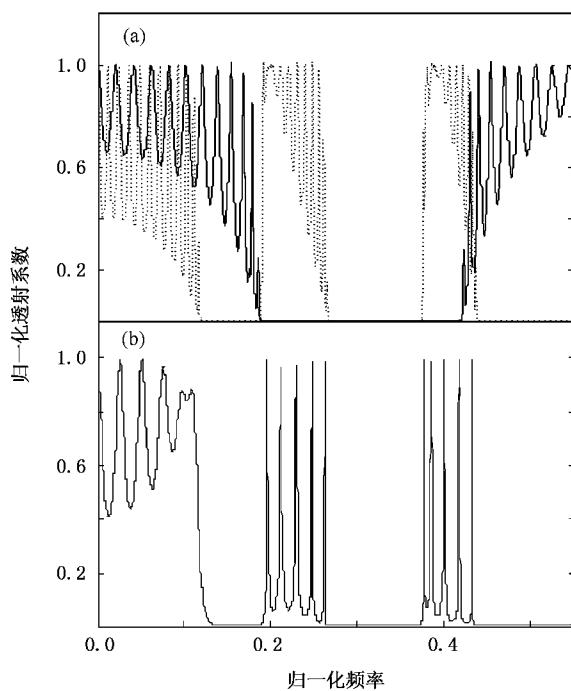


图5 当 $d_C = 0.8a$, $d_D = 2.0a$ 时的光子晶体和光量子阱透射谱
(a)光子晶体透射谱, 实线为光子晶体(AB)_k的透射谱, 虚线为光子晶体(CD)_k的透射谱 (b)介质材料C折射率恒定($n_c = 3.60$)时光量子阱透射谱

子晶体的层数，量子态窄带透过窗口变小但窄带位置保持不变；增大波的入射角，量子态向低能端移动。限于篇幅，本文没有给出对应的频谱图。综合利用这些现象构造不同结构的光量子阱，可以获得更多的光子束缚态，为保证各信道间互不串扰、互不交叠，增添了新的措施和手段。

4. 结 论

将渐变折射率光子晶体作为阱光子晶体插入对称的垒光子晶体中，光波将被强烈局域化，束缚态的位置随着渐变折射率分布的改变而改变，不同的折射率分布将产生不同的光子束缚态。这样在有限的禁带区域可以成倍地增加光子束缚态而无需增大光量子阱结构的尺寸。对器件的微型化和光通信系统的扩容具有重要意义。研究同时表明，束缚态是对处于垒光子晶体禁带中的阱光子晶体导通带的离散化，束缚态能级个数等于阱光子晶体结构单元的重复周期数。由于量子限制效应，各光子束缚态以共振隧穿方式通过光量子阱，所以波长定位准确、透过率高、性能稳定可靠、抗干扰能力强，有望在光通信超密集波分复用技术和光学精密测量技术中获得广泛应用。

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Mendez E E , Von Klitzing K 1987 *Physics and Application of Quantum Wells and Superlattices* (New York : Plenum) pp 79—98
- [4] Xia J B , Zhu B F 1995 *Physics of Semiconductor Superlattice* (Shanghai : Shanghai Science and Technology Press) pp103—138
(in Chinese) [夏建白、朱邦芳 1995 半导体超晶格物理(上海 : 上海科学技术出版社) 第 103—138 页]
- [5] Yee K S 1966 *IEEE Trans. AP* **14** 302
- [6] Qiao F , Zhang C , Wan J et al 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3698
- [7] Feng L J , Jiang H T , Li H Q et al 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2102
(in Chinese) [冯立娟、江海涛、李宏强等 2005 物理学报 **54** 2102]
- [8] Tong Y W , Zhang Y W , He L et al 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 935
(in Chinese) [童元伟、张治文、赫丽等 2006 物理学报 **55** 935]
- [9] Gao D S , Zhou Z P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 163105
- [10] Mur G 1981 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **23** 377

Modulated photon confined states with graded-index photonic quantum well structure^{*}

Liu Jing^{1,2)} Sun Jun-Qiang^{1)†} Huang De-Xiu¹⁾ Huang Chong-Qing²⁾ Wu Ming¹⁾

1) Institute of Optoelectronics Science and Technology , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

2) Department of Physics and Electricity Information , Hunan Institute of Science and Technology , Yueyang 414006 , China)

(Received 7 June 2006 ; revised manuscript received 28 November 2006)

Abstract

The formation of a photonic quantum well structure by sandwiching a graded-index photonic crystal between two symmetrical constant-index photonic crystals is demonstrated. The transmission spectra of various quantum wells with different refractive index profiles in the well region are calculated by finite-difference time-domain method. The results show that the observed fine peaks are quantized states of a photonic band , provided the photonic band of the photonic crystal in the well region is just located in the photonic band gap of the photonic crystal in the barrier region. It is found that the number of the quantized states are equal to the number of periods of the well region , the un-folded new confined states can be obtained by adjusting profile exponent in a given frequency region , in this way the multiple photon confined states can be gained without increasing the size of quantum well structures within limited forbidden band gap region. This method can lead to the maximization of channel density and optimization of the use of effective bandwidth. This structure can be applied to built super-narrow band optical filter and multi-channel narrow band optical filter , it may find application in super-dense wavelength division multiplexing for optical communication and precise optical measurement.

Keywords : photonic quantum well , photon confined state , graded-index , photonic crystals

PACC : 4280R , 4270Q

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60577006) and the Scientific Research Program of the Education Bureau of Hunan Province , China (Grant No. 02C515).

† Corresponding author. E-mail : jqsun@mail.hust.edu.cn