

# 周期多层量子阱结构的光吸收特性与电场分布\*

肖万能 赵 霁 王维江 李润华 周建英

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2002 年 11 月 19 日收到, 2003 年 1 月 22 日收到修改稿)

研究周期多层量子阱(MQW)结构的线性光学吸收特性与共振入射脉冲能量宽度、结构层数以及周期的关系。结果表明:窄共振脉冲激发下的 Bragg 结构在层数达到某一值后,总吸收由随层数单调增加变为单调减少;在非 Bragg 排列条件下则一直单调增加。通过对结构内电磁场强度分布情况的分析解释了以上结果的来源,并指出吸收的 Bragg 压缩效应的实验条件。

关键词:多量子阱,周期结构,吸收特性

PACC:7280,8140T

## 1. 引 言

量子阱激子阱间耦合效应对周期多层量子阱(MQW)结构色散特性的影响从 20 世纪 90 年代中期以来逐渐被人们认识并进行了广泛的研究<sup>[1-9]</sup>。它导致周期 MQW 与单量子阱结构光学特性存在显著差别。这种耦合作用强烈依赖于结构周期。线性共振激发条件下,布拉格(Bragg)与非 Bragg 周期的样品在透射和反射、尤其是吸收特性方面存在显著差别<sup>[4,5]</sup>。主要表现在 Bragg 周期排列条件下,反射和透射谱相对单量子阱或非 Bragg 排列的样品随层数  $N$  显著展宽,形成所谓的光子带隙;吸收相对非 Bragg 排列的同样层数的样品显著减小,即特定层数的周期 MQW 结构,在 Bragg 排列时吸收最小,反射和透射同时达到最大,这就是著名的吸收的 Bragg 压缩效应<sup>[4,5]</sup>。类似于原子物理,激子耦合效应可以用激子-极化子(exciton-polariton)的超辐射模型来解释。即相邻量子阱内的激子通过光的传播相互耦合,阱间距离决定耦合相位关系。文献[3]解析地求得理想的周期 MQW 结构在严格 Bragg 排列下的反射和透射谱为一洛仑兹形,其展宽正比于层数。但是,当层数相当大时,谱逐渐演化成方形而不再是洛

仑兹形。此时,线性色散特性适合于用无限周期结构简正模描述<sup>[10]</sup>。

无论是超辐射模型或无限周期结构简正模型,以往都主要讨论反射和透射特性。两者均表明,对 Bragg 周期 MQW 结构而言,共振频率的反射和透射随着层数增加分别趋于 1 和 0。这个性质与介电分布布拉格反射镜堆及其相似,但由于前者存在吸收,它们之间又有显著的差别。通常认为,既然层数增加意味吸收厚度(尽管阱间势垒层假定为透明)增加,则总吸收随  $N$  应当单调增加。但是,本文表明,这一结论并非必然成立。对于非 Bragg 排列的样品,不同层数的结构总吸收确实随层数增加而单调增加;但对 Bragg 排列的结构,合适能量宽度的共振脉冲将导致“反常”吸收效应。上述的 Bragg 压缩效应正基于此,我们的计算结果一般化地显示了发生这一效应的条件。进一步,我们通过对结构内量子阱位置的电磁场分布的分析并利用比尔吸收定则直接求取吸收,分析了以上现象的来源,并且可以普遍解释各种情形下周期 MQW 结构的吸收现象,显示吸收本质与体半导体材料中是一致的<sup>[11,12]</sup>;尤其对于 Bragg 压缩效应的解释比文献[5]的定性理解更清晰。

\* 国家重点基础研究特别项目(批准号:1999075200)和国家自然科学基金(批准号:90201027)资助的课题。

## 2. 理论基础

不失一般性,仅考虑量子阱 1s-hh 激子极化率,则共振激发下周期 MQW 结构的线性反射和透射系数可以表为<sup>[9]</sup>

$$r_N = \frac{a_- a_+ (1 - e^{2iNQd})}{a_- - a_+ e^{2iNQd}}, \quad (1)$$

$$t_N = \frac{(a_- - a_+) e^{iNQd}}{a_- - a_+ e^{2iNQd}} e^{-ikd}. \quad (2)$$

此处  $d$  为结构周期,  $k$  为量子阱层的波矢,  $e^{\pm iQd}$  和  $a_{\pm}$  分别为单周期传播矩阵  $M$  的本征值和本征矢量,可由其矩阵元表示为

$$e^{\pm iQd} = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{m_{11} + m_{22}}{4}\right)^2 - 1}, \quad (3)$$

$$a_{\pm} = \frac{r e^{ikd}}{e^{-ikd} - t e^{\pm iQd}}. \quad (4)$$

传播矩阵  $M$  具有以下形式:

$$M = \frac{1}{t} \begin{bmatrix} (t^2 - r^2) e^{ikd} & r e^{-ikd} \\ -r e^{ikd} & e^{-ikd} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

这里  $r$  和  $t$  分别为单量子阱的复反射和透射系数:

$$r = \frac{i\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - (\gamma + \Gamma_0)}, \quad t = 1 + r, \quad (6)$$

$\gamma$  和  $\Gamma_0$  分别为量子阱激子的非辐射和辐射均匀展宽系数.于是吸收(不通过前向透射和后向反射的所有其他机理而损失的能量)可由方程(1)和(2)得到

$$A(\omega) = 1 - rr' - tt'. \quad (7)$$

假设激发光为高斯脉冲,则归一化的总吸收为

$$\Delta I = \frac{\int A(\omega) e^{-\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}} d\omega}{\int e^{-\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}} d\omega}, \quad (8)$$

于是对于任意脉冲宽度和结构参数(层数  $N$  和周期  $d$ ) 吸收都可由以上各式求得.特别地,对于 Bragg 周期,反射和透射系数具有更简洁的解析表达式<sup>[3]</sup>

$$r_N(kd = \pi) = \frac{-iN\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - (\gamma + N\Gamma_0)}, \quad (9)$$

$$t_N(kd = \pi) = (-1)^N \frac{\omega_0 - \omega - i\gamma}{\omega_0 - \omega - (\gamma + N\Gamma_0)}. \quad (10)$$

这里可以看到反射和透射谱都是以共振频率为中心的同一直线形.根据(7)式,则吸收谱也应当具有同样的洛伦兹线形,于是吸收将主要发生在共振频率附近.我们首先单独考察共振频率在 Bragg 排列

下的吸收情况(即洛伦兹吸收谱的吸收峰),可以解析地获得“反常”吸收特性.直接将  $\omega_0$  代入(7)(9)和(10)式得到

$$A(\omega = \omega_0, N) = \frac{2\gamma\Gamma_0}{\left(\frac{\gamma}{\sqrt{N}} + \sqrt{N\Gamma_0}\right)^2} \leq 0.5, \quad (11)$$

此处取等号的条件为

$$N = \gamma/\Gamma_0. \quad (12)$$

对于 GaAs/GaAsIn 而言,  $N$  的阈值为 12 左右.这表明 Bragg 结构吸收峰最大值为 0.5,在有限的层数时达到这一值,然后吸收峰随层数增加而下降,理论上对无限周期将趋于 0.而对频率积分的总吸收也应当相应地存在一个极值,但没有一个类似的简单解析表达式,而只能通过(1)(2)(7)(8)式获得数值结果.

注意到以上通过(7)式求吸收是通常的处理方法,即通过反射和透射间接求解.而根据比尔定则,材料吸收可以直接表达为

$$\Delta I(\omega) = I_0(\omega) (1 - e^{-\alpha(\omega)l}). \quad (13)$$

对于 MQW 结构而言,势垒层可视为透明,吸收长度只与量子阱层有关,则随着层数增加,  $l$  单调增加,意味着总吸收也应当单调增加,似乎与上述间接求解的结论矛盾.不过,仔细分析可以看到,对于周期结构(13)式右边的  $I_0(\omega)$  项不能简单地选取入射强度,而应当单独考虑进入每一量子阱的入射强度,则(13)式可以变形为(假定所有量子阱层具有相同的厚度)

$$\Delta I(\omega) = (1 - e^{-\alpha(\omega)l}) \sum_N I_N(\omega), \quad (14)$$

则直接求解吸收应当先求得各个量子阱层的入射强度,即结构内的电磁场分布.这可以通过传播矩阵的方法方便地实现<sup>[4]</sup>.具体为,先求得总的反射系数,再将单层矩阵作用在左边入射面的左、右向电磁场构成的列向量,可以得到第二个阱层的左、右向电磁场,依此类推,则可以求得任意阱层(甚至结构内任意位置处)的电磁场分布.根据上面求得 Bragg 吸收“反常”的现象(14)式右边求和项,即所有阱层的场强(对共振频率而言)之和,应当随层数增加而减少.这一结果也将在下面看到.

## 3. 数值结果

本文采用的激子参数分别为辐射均匀展宽  $\Gamma_0$

$= 26\mu\text{eV}$ ,非辐射均匀展宽  $\gamma = 320\mu\text{eV}$ ,非均匀增宽假设为 0.图 1(a)显示了共振频率(即量子阱吸收峰)的吸收与层数的关系,通过(1)(2)和(7)式求得,其中 Bragg 排列时的结果与由(11)式求得的完全一致.可以看到无论对 Bragg 还是非 Bragg 排列,当层数由 1 增加到 12 时,吸收系数都显著增加,其中 Bragg 吸收系数基本达到最大值 0.5,并且两种不同排列的吸收大致相同.这是由于层数增加导致的吸收路径增加的效应超过由于干涉而导致的量子阱位置场分布减少的效果.但当层数超过 12 时,两种排列结构的吸收逐渐呈现显著差别. Bragg 吸收随层数逐渐减小,这是由于干涉效应导致量子阱位置的局域场减小超过吸收路径增加的结果.根据上面的推导,各量子阱总场之和也应当出现相同的变化规律,无论对怎样的排列周期.图 1(b)显示了相应的总场分布,可以清楚地看到与(a)的正比关系,其比例系数即为(14)式右边的第一项,这表明量子阱在线性激发下具有本征吸收系数,与结构的周期无关.

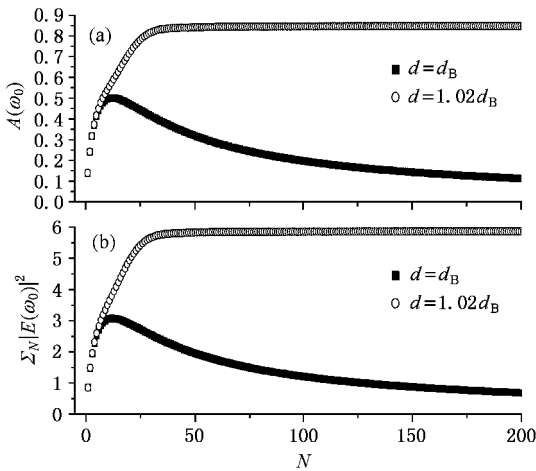


图 1 Bragg 和非 Bragg 条件下,共振频率的吸收系数(a)和强度之和(b)与层数的函数关系

图 2 则是对频率积分、相对入射脉冲强度的总吸收系数,显示了不同脉冲宽度的影响,根据(8)式计算得到.可以看到如下特点:1)与图 1 类似,对于特定的脉冲宽度,由于干涉条件不同而导致的被吸收波长在阱层位置的强度分布的不同, Bragg 吸收总是小于非 Bragg 吸收.这一现象即是文献 4,5 报道的 Bragg 吸收的压缩效应.从这里的普遍结果可以看到,只有当层数达到一定值时,才可能观察到明显的压缩效应.层数过小时,不同周期排列的吸收基本没有差别,而达到一定大小时, Bragg 吸收通过扩大

其干涉导致的被吸收波长的电磁波在阱层位置强度减小的优势而逐渐显示与其他排列的差别来,从而形成上述显著的 Bragg 压缩效应.2)脉冲的能量(时间)宽度对总吸收起着关键作用.我们的数值模拟结果显示,总吸收对  $\Delta\omega$  从  $10^{-1}$  到  $10^{-4}$  eV(对应于 ps 到亚 10fs 脉冲)的变化比较敏感.可以看到,  $\Delta\omega$  在此范围减小时,积分的总吸收相应增加.但 Bragg 和非 Bragg 的吸收增加方式显著不同,后者随层数单调增加而趋于 1,  $\Delta\omega$  的减小仅仅加速其上升的速度.注意到吸收相对层数的增加是非线性的,开始时急剧上升,以后基本趋于平坦.这是由于量子阱位置的强度分布随层数是指数减小的(由图 3 可以看出),所以  $N$  值很大的量子阱位置的场强(共振频率附近)基本为 0,以至于增加的量子阱不再有吸收.另一方面,对于 Bragg 排列,吸收虽然也是随  $\Delta\omega$  减小而增加,但无论层数达到多大,吸收永远不超过所允许的最大值 0.5.至于当  $\Delta\omega > 10^{-1}$  eV 或  $\Delta\omega < 10^{-4}$  eV,吸收与此两边界值几乎没有差别.3)从图 2 可以看到,实验观测 Bragg 压缩效应的最佳条件应当是,以较窄的共振脉冲激发较大层数的周期 MQW 样品.例如当  $\Delta\omega = 10^{-3}$  eV 和  $N = 100$  时, Bragg 吸收相对  $1.02d_B$  周期结构的吸收可减少 60% 以上.

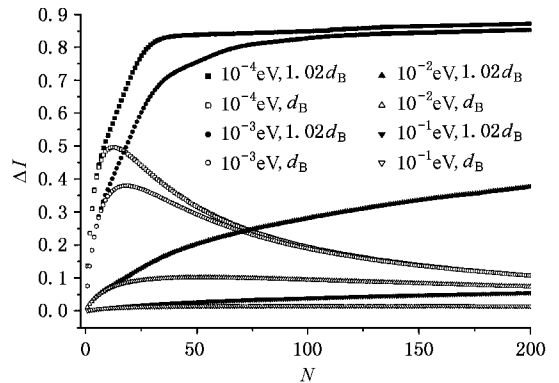


图 2 对频率积分的总吸收相对入射强度的比值在各种不同的脉冲宽度和不同的排列周期条件下与层数的函数关系

根据第二部分的分析,以上在各种不同参数下的通过间接方法求得的不同吸收,应当对应于结构内不同的强度分布.首先,用传播矩阵的方法求得周期结构内场分布的普遍特征.如图 3,以 30 层结构为例显示了共振波长强度在不同排列周期条件下的分布.可以看到,对于 Bragg 排列,电磁场局域于势垒层,在阱层处于最小值,且随  $N$  增加而减小.而对非 Bragg 排列,量子阱则并非处于最小值位置.对于

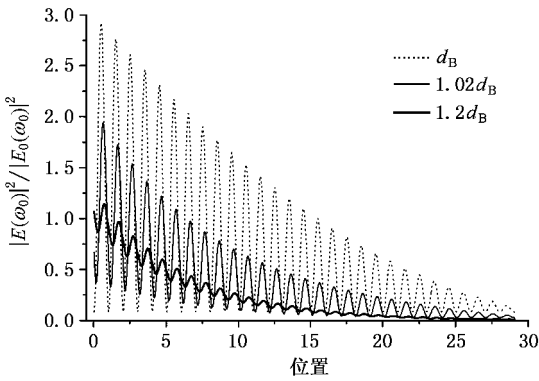


图 3 在不同排列周期下, 30 层 MQW 结构内的共振频率的场强分布图

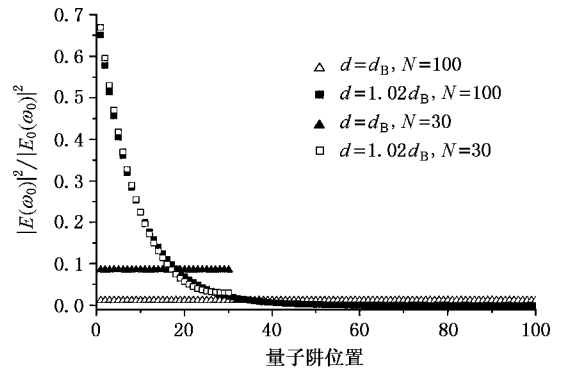


图 4 两种不同长度(30 和 100 层)的样品内, 共振频率在各个量子阱位置的强度分布与排列周期的关系

远离共振的波长, 任意位置的强度基本都是 1, 因为无论势垒层或量子阱层对于它们都是透明的, 也因此它们对于总吸收基本没有贡献. 既然主要考察被吸收频率范围的场强分布, 所以这一结果图中没有给出. 为了更清楚地显示阱层位置的强度分布, 结果示于图 4. 比较排列周期, 可以看到 Bragg 排列导致各量子阱位置处的场强度远小于非 Bragg 排列时相应量子阱位置处的场强. 比较层数, 则可以看到 100 层比 30 层的结构更容易达到 Bragg 压缩效应, 这与图 2 结果一致. 此外, 同一结构内随  $N$  的增加, 强度呈指数减小, 验证了图 3 中非 Bragg 吸收增长变平坦的趋势. 图 3 和图 4 讨论的只是共振波长的强度分布, 对频率积分的总吸收则要求所有波长, 尤其是近共振的波长的总强度分布. 图 5 以 100 层为例, 展示了各频率在所有量子阱位置的强度之和与排列周期的关系. 首先, 可以看到远离共振的强度在各阱位置基本都为 1 (对应于总强度为 100 左右), 而近共振的阱场分布则小得多, 无论对于哪种排列周期而言. 这意味着每个阱的吸收都很小, 正是共振激发能够透过的量子阱总厚度远大于体材料的原因. 其次, 对于不同的排列, 近共振强度分布在 Bragg 条件下明显小于非 Bragg 排列, 这就是 Bragg 压缩效应的成因. 将通过激子展宽参数确定的复极化率求得的本征吸收系数代入 (14) 式, 则可直接求得结构的吸收谱, 它应完全等效于由 (8) 式间接获得的吸收谱. 经过验证, 它们确实完全吻合. 图 4 左边的小插图显示了 (8) 式求得的吸收谱, 除以总场强度谱以后得到右边的小插图, 可以看到它正是以共振频率为中心的洛伦兹线形, 也就是 (14) 式右边的第一项.

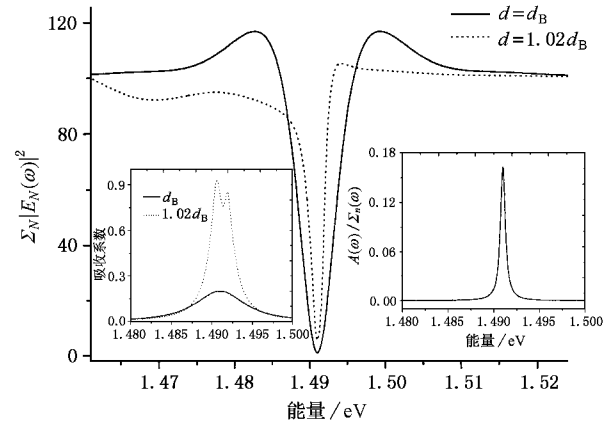


图 5 一个 100 层结构在布拉格和非布拉格排列下的总强度频谱 (左边小插图是相应的吸收谱; 右边小插图为吸收谱与强度谱的比值, 不同排列周期的比值完全相同)

### 4. 结 论

我们研究了周期 MQW 的线性吸收性质. 结果表明各种不同结构和激发参数下的吸收均可由比尔吸收定则统一解释. 线性激发不改变量子阱激子的本征吸收特性, 各种不同的吸收结果本质上来源于相应的参数条件导致的结构内电磁场强度分布的不同. 具体而言, 布拉格周期排列的特殊干涉条件使结构内共振频率前后向电磁波的叠加构成一驻波和一行波, 各量子阱均处在驻波波谷位置, 从而吸收相对其他排列变小, 即所谓的布拉格吸收的压缩效应. 层数增加意味干涉次数增加, 则驻波成分振幅增加, 行波成分减小, 量子阱位置平均场减小, 所以压缩效应在层数较大时越显著. 另外, 层数的增加导致两个相反的效应: 吸收长度增加; 量子阱位置局域强度减

小.层数较小时,前者占主导地位,所以布拉格吸收最开始随层数急剧上升,与相应的非布拉格结构吸收没有显著差别,这表明在层数较小时,不可能观测到压缩效应.层数较大时,后者起主要作用,所以随层数增加,布拉格吸收不再上升反而下降.理论上无限周期结构共振频率吸收将达到零而被完全反射.对于共振频率的吸收,我们解析地给出了上述特性

的表达式,此式还指出了吸收的最大值为 0.5 以及达到吸收最大的层数条件,该条件由量子阱激子的本征参数解析给出.由于共振频率为激子吸收峰值位置,所以对频率积分的总吸收率永远小于共振峰吸收率,表明布拉格总吸收率也是小于 0.5 的.我们具体研究了不同脉冲宽度下的总吸收特性,指出了观测布拉格吸收的压缩效应的适宜实验条件.

- [ 1 ] Khitrova G , Gibbs H M , Jahnke F , Kira M and Koch S W 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 1591
- [ 2 ] Jahnke F , Kira M , Koch S W 1997 *Z. Phys. B* **104** 559
- [ 3 ] Ivchenko E L , Nesvizhskii A I and Jorda S 1994 *Phys. Solid State* **36** 1156
- [ 4 ] Prineas J P , Ell C , Lee E S , Khitrova G , Gibbs H M and Koch S W 2000 *Phys. Rev. B* **61** 13863
- [ 5 ] Hayes G R , Staehli J L , Oesterle U , Debeaud B , Phillips R T and Ciuti C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2837
- [ 6 ] Ammerlahn D , Grote B , Koch S W , Kuhl J , Hübner M , Hey R and Ploog K 2000 *Phys. Rev. B* **61** 4801
- [ 7 ] Stroucken T , Knorr A , Thomas P and Koch S W 1996 *Phys. Rev. B* **53** 2026
- [ 8 ] Deutsch I H , Spreeuw R J C , Rolston S L and Phillips W D 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1394
- [ 9 ] Andreami L C , Panzarini G , Kavokin A V and Vladimirova M R 1998 *Phys. Rev. B* **57** 4670
- [ 10 ] Deych L I and Lisyansky A A 2000 *Phys. Rev. B* **62** 4242
- [ 11 ] Liu X Q *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2340 ( in Chinese ) 刘雪芹等 2002 *物理学报* **51** 2340 ]
- [ 12 ] Gao T R , Chen Z Y , Peng Y and Li F S 2002 *Chin. Phys. J.* **11** 1307

## Linear optical absorption properties and internal electromagnetic field distributions of periodic multiple quantum wells<sup>\*</sup>

Xiao Wan-Neng Zhao Ji Wang Wei-Jiang Li Run-Hua Zhou Jian-Ying

( State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Sun Yat-sen University , Guangzhou 510275 , China )

( Received 19 November 2002 ; revised manuscript received 22 January 2003 )

### Abstract

Linear absorptive properties of the periodic multi-quantum well ( MQW ) structures are studied. It is found that the absorption is determined by the interplay of pulse widths , layer number  $N$  and periods. A threshold existing in  $N$  divides Bragg absorption into a rising and dropping regions. The corresponding maximum is an independent constant. Absorptions for non-Bragg arrangement keeps monotonously increasing with its first part almost coinciding with the corresponding Bragg absorptions. This demonstrates a dramatic Bragg suppression , which never appears in the rising region. Further more , the Beer ' s law is proved to be still exactly suitable for periodic structures.

**Keywords** : multi-quantum-wells , periodic structure , absorption properties

**PACC** : 7280 , 8140T

<sup>\*</sup> Project supported by the National Key Basic Research Special Foundation of China ( Grant No. G1999075200 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 90201027 ).