

# 对称耦合量子阱能级特性研究与量子阱结构优化

徐枝新<sup>1,2</sup>, 李明<sup>1</sup>

(1. 浙江科技学院 理学院, 浙江 杭州 310023; 2. 浙江大学 信息科学与工程学院, 浙江 杭州 310027)

**摘 要:** 采用无限深势阱模型分析对称耦合量子阱中最低子能级的形成, 并利用二能级体系理论给出对称耦合量子阱中各子能级随外电场的变化规律。根据理论分析, 指出了对称耦合量子阱在量子阱光开关应用中的优势和不足, 并提出了一种新的耦合量子阱结构——准对称耦合量子阱。

**关键词:** 无限深势阱模型; 对称耦合量子阱; 准对称耦合量子阱

**中图分类号:** TN929.11

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1671-8798(2005)02-0084-04

## Research on energy level properties of symmetric coupled quantum well and optimization for quantum well structures

XU Zhi-xin<sup>1,2</sup>, LI Ming<sup>1</sup>

(1. School of Science, Zhejiang University of Science and Technology, Hangzhou 310023, China;

2. College of Information Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

**Abstract:** In this paper, the formation of the lowest subband states in symmetric coupled quantum-well is discussed with the use of an infinite-potential-well model, and the evolvement rules of the lowest subband states in the presence of an electric field along the direction of the well are analyzed with the use of two-energy-level system at length. With that, basing on the theoretical analysis for the symmetric coupled quantum-well, we point out its advantage and disadvantage when it is applied to optical switch structure, and finally put forward the conception of quasi-symmetric coupled quantum-well.

**Key words:** infinite-potential-well model; symmetric coupled quantum well; quasi-symmetric coupled quantum well

在某些集成光器件中, 例如超快行波调制器和光开关, 当它们工作于几十吉赫频段时, 不仅要求调

制电压低于 1V, 而且希望有一个大的折射率变化, 这样可以提高器件的集成度, 减小器件的尺寸。矩形

**收稿日期:** 2005-03-01

**基金项目:** 国家自然科学基金资助项目(60277034)

**作者简介:** 徐枝新(1972—), 男, 浙江衢州人, 讲师, 浙江大学信电系微电子学与固体电子学专业在读博士, 主要从事通信波长量子阱光开关的设计和开发。

量子阱材料由于量子限制斯塔克效应(QCSE)的存在,会产生一个大的电场导致的折射率变化,但是,这个大的折射率变化所在的波长区域在吸收边里面或十分靠近吸收边。在这些波长区域,吸收损耗非常大,诸如相位调制器和光开关等波导设备都无法使用。一旦工作波长稍微离开吸收边,由于正、负吸收系数变化交替产生,根据 K-K 关系,折射率变化急剧减小,只比体材料大几倍<sup>[1]</sup>。而且由于矩形量子阱材料吸收边随外电场红移明显,吸收损耗进一步加大<sup>[2]</sup>。为了解决矩形量子阱材料吸收损耗大的缺点,人们在量子阱结构改造上下工夫,相继提出了三阶非对称耦合量子阱(TACQW)<sup>[3]</sup>、五阶非对称耦合量子阱(FACQW)<sup>[4]</sup>。特别值得一提的是,在文献[4]中,作者利用 e1hh2 与 e2hh1 跃迁能量相近、e1lh2 与 e2lh1 跃迁能量相近的特点,导致了一个比矩形量子阱材料大得多的场致折射率变化,而且在偏离吸收边区域仍然有一个可观的折射率变化。但是,文献[4]没能从理论上阐明基态能级 e1 与 e2、hh1 与 hh2、lh1 与 lh2 的关系和这三组基态能级随外电场的变化规律,而这两点恰恰是我们对量子阱光开关进行结构优化设计的理论基础。

## 1 对称耦合量子阱中最低子能级的形成

以 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子阱材料为例,并取导带、价带的带隙分裂比为 57% : 43%<sup>[5]</sup>。对称耦合量子阱和等效的无限深势阱势能模型如图 1 所示。

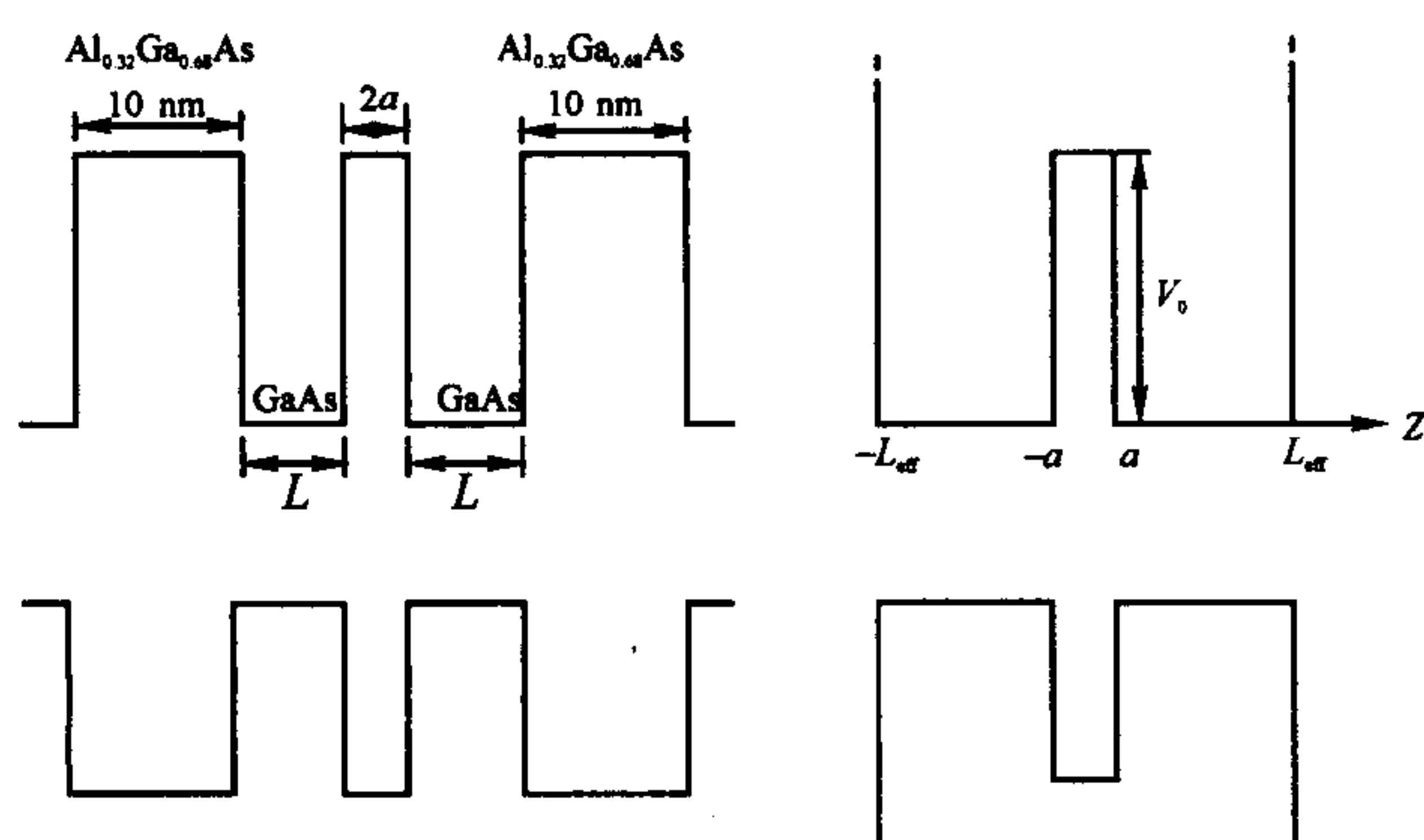


图1 对称耦合量子阱及其等效的无限深势阱势能模型

由于势场对称分布,所以,能量本征态有确定宇称。首先考虑量子阱导带的情况。当中央的势垒宽度  $2a$  保持不变,而令  $V_0 \rightarrow \infty$  时,则中央的势垒变成完全不透明,整个势阱被分隔成两个不相通的无限深势阱,这时,左、右两阱电子的最低能级相等,并写成

$$E_{E1} = \frac{\pi^2 \eta^2}{2m_e^* L_{e-eff}^2} \quad (1)$$

这与单量子阱中电子最低本征能级  $E_{E1}$  相同。但是,在这里  $V_0$  为有限值,两阱之间存在耦合,电子的最低本征能级  $E_{E1}$  将分裂成偶宇称态的最低能级  $E_{e1}$  和奇宇称态的最低能级  $E_{e2}$ 。如果下面关系成立,

$$\frac{a}{L_{e-eff}} \ll 1, \frac{2m_e^* V_0 a^2}{\eta^2} \gg 1 \quad (2)$$

并利用偶宇称态能级方程  $k \cot k (L_{e-eff} - a) = -\xi \tanh \xi a$  和奇宇称态能级方程  $k \cot k (L_{e-eff} - a) = -\xi \coth \xi a$ , 其中:  $k = \frac{\sqrt{2m_e^* E_e}}{\eta}$ ,  $\xi = \frac{\sqrt{2m_e^* (V_0 - E_e)}}{\eta}$ ,

$E_e$  为电子的能量,可以导出电子偶宇称态的最低能级  $E_{e1}$  和奇宇称态的最低能级  $E_{e2}$  两者的能级差为

$$E_{e2} - E_{e1} \approx \frac{4\pi^2 \eta^2}{m_e^* \xi L_{e-eff}^3} e^{-2\xi a}.$$

从以上分析可以看出:在对称耦合阱中,原单量子阱中的电子最低本征能级  $E_{E1}$  分裂为偶宇称态的最低能级  $E_{e1}$  和奇宇称态的最低能级  $E_{e2}$  两个能级。同理,原单量子阱中的重空穴最低本征能级  $E_{HH1}$  分裂为偶宇称态的最低能级  $E_{hh1}$  和奇宇称态的最低能级  $E_{hh2}$  两个能级,轻空穴最低本征能级  $E_{LH1}$  也将分裂为偶宇称态的最低能级  $E_{lh1}$  和奇宇称态的最低能级  $E_{lh2}$  两个能级。

## 2 对称耦合量子阱中各最低子能级随外场的变化规律

现利用二能级体系理论讨论对称耦合量子阱中各子能级随外电场  $F$  (沿  $OZ$  轴正方向) 的变化规律。以电子子能级  $E_{e1}$ 、 $E_{e2}$  随外场变化为例,不难看出,当满足条件(2)时,能级差  $E_{e2} - E_{e1}$  很小,而且它们离开其他能级很远,在零级近似下,忽略其他能级的影响,则由最低能级  $E_{e1}$  和  $E_{e2}$  组成的体系为一个二能级体系。设在外加电场  $F$  作用下,体系的 Hamilton 量为

$$H = H_0 + H' \quad (3)$$

式(3)中:  $H_0$  有两条非简并的能级  $E_{e1}$  和  $E_{e2}$ ,

$$H_0 |\Psi_{e1}\rangle = E_{e1} |\Psi_{e1}\rangle, H_0 |\Psi_{e2}\rangle = E_{e2} |\Psi_{e2}\rangle \quad (4)$$

这里,  $H' = eFz$ 。在  $H_0$  表象中(以  $|\Psi_{e1}\rangle$  和  $|\Psi_{e2}\rangle$  为基矢所张开的空间),  $H$  表示成下列矩阵

$$H = \begin{pmatrix} E_{e1} & H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}} \\ H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}}^* & E_{e2} \end{pmatrix} \quad (5)$$



$H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}} = \langle \Psi_{e1} | H' | \Psi_{e2} \rangle = H'_{\Psi_{e2}\Psi_{e1}}$ ,  $H$  的本征态可表示为

$$|\Psi\rangle = C_{\Psi_{e1}} |\Psi_{e1}\rangle + C_{\Psi_{e2}} |\Psi_{e2}\rangle = \begin{pmatrix} C_{\Psi_{e1}} \\ C_{\Psi_{e2}} \end{pmatrix} \quad (6)$$

$H$  的本征方程  $H|\Psi\rangle = E_e |\Psi\rangle$  表示为

$$\begin{pmatrix} E_e - E_{e1} - H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}} \\ -H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}} E_e - E_{e2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{\Psi_{e1}} \\ C_{\Psi_{e2}} \end{pmatrix} = 0 \quad (7)$$

此方程有非平庸解的充要条件是

$$\begin{vmatrix} E_e - E_{e1} - H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}} \\ -H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}} E_e - E_{e2} \end{vmatrix} = 0 \quad (8)$$

解之, 可以得出  $E_e$  的两个根。

$$E_{e\pm} = \frac{1}{2} [(E_{e1} + E_{e2}) \pm \sqrt{(E_{e1} - E_{e2})^2 + 4|H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}}|^2}] \quad (9)$$

为了书写方便起见, 令

$$E_{ec} = \frac{1}{2} (E_{e1} + E_{e2}) \quad (10)$$

$$d = \frac{1}{2} (E_{e2} - E_{e1}) \quad (11)$$

$$R = \frac{|d|}{|H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}}|} \quad (12)$$

则式(9)改写为

$$E_{e\pm} = E_{ec} \pm |H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}}| \sqrt{1 + R^2} \quad (13)$$

为了得到子能级  $E_{e1}$ 、 $E_{e2}$  随外电场的变化关系, 令

$$\frac{1}{R} = \tan\theta, H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}} = |H'_{\Psi_{e1}\Psi_{e2}}| e^{-i\gamma} \quad (14)$$

这里  $H' = eFz$  为实, 则  $\gamma = 0$  或  $\gamma = \pi$ 。把式(13)中的  $E_{e-}$  和  $E_{e+}$  分别代入式(7)中, 再利用式(6), 可以得到能级  $E_{e-}$  和  $E_{e+}$  对应的本征态

$$|\Psi_{e-}\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |\Psi_{e1}\rangle - \sin \frac{\theta}{2} e^{i\gamma} |\Psi_{e2}\rangle \quad (15)$$

$$|\Psi_{e+}\rangle = \sin \frac{\theta}{2} |\Psi_{e1}\rangle - \cos \frac{\theta}{2} e^{i\gamma} |\Psi_{e2}\rangle \quad (16)$$

同理, 在相同外电场  $F$  作用下, 重空穴子能级  $E_{hh1}$  和  $E_{hh2}$  也分离成能级差更大的两个能级  $E_{hh-}$  和  $E_{hh+}$ , 能级  $E_{hh-}$  和  $E_{hh+}$  对应的本征态中既有成分  $|\Psi_{hh1}\rangle$ , 又有成分  $|\Psi_{hh2}\rangle$ 。轻空穴子能级  $E_{lh1}$  和  $E_{lh2}$  及其相应的本征态随外电场变化规律与重空穴相同。各子能级随外电场变化规律见图 2。

### 3 对称耦合量子阱在量子阱光开关中的应用

对称耦合量子阱在量子阱光开关应用中的优势主要体现在: ①在零电场条件下, 对称耦合量子阱中

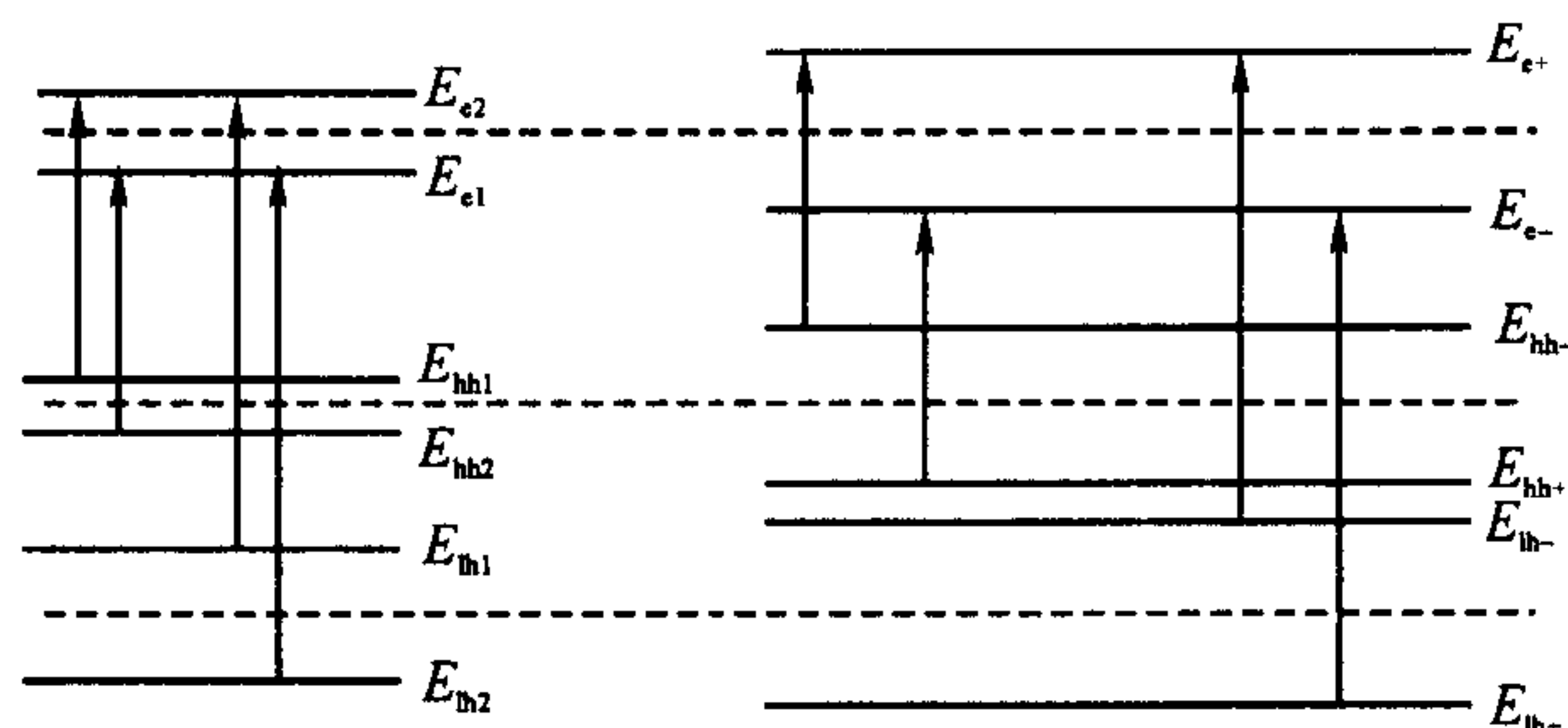


图 2 各子能级随外电场变化示意图

三对子能级之差  $E_{e2} - E_{e1}$ 、 $E_{hh2} - E_{hh1}$ 、 $E_{lh2} - E_{lh1}$  比非对称耦合量子阱(包括三阶和五阶非对称耦合量子阱)小。因此, 为了实现两个激子吸收峰的重合, 对称耦合量子阱所需的电场要低于非对称耦合量子阱, 这对降低光开关器件的功耗和提高器件的稳定性是有好处的。②在外电场作用下, 对 TE 模, 主要考虑来自重空穴带到导带的激子跃迁, 从图 2 可以看到, 能级  $E_{e+}$  高于  $E_{e2}$ 、能级  $E_{hh-}$  低于  $E_{hh1}$ , 而且在电场不是太大的情况下 ( $F < 100 \text{ kV/cm}$ ), 有  $E_{e+} - E_{e2} \approx E_{hh1} - E_{hh-}$ , 这就保证了  $E_{hh-} \rightarrow E_{e+}$  的跃迁能量和与之相对应的零电场下  $E_{hh1} \rightarrow E_{e2}$  的跃迁能量无明显的移动(不计及激子束缚能的变化)。不难看出,  $E_{hh+} \rightarrow E_{e-}$  的跃迁能量和与之相对应的零电场下  $E_{hh2} \rightarrow E_{e1}$  的跃迁能量也无明显的移动, 这样就确保了吸收边没有明显的红移, 从而使量子阱材料的吸收损耗大大降低。对 TM 模, 主要考虑来自轻空穴带到导带的激子跃迁, 从图 2 也可以得到和 TE 模相同的结论。对于吸收系数改变曲线而言, 越靠近长波长(即跃迁能量低)的激子跃迁越重要。在对称耦合量子阱中, 对 TE 模而言, 在零电场下能级  $E_{hh1}$  与  $E_{e1}$  间的激子跃迁能量最低, 而它们对应的波函数交叠积分几乎达到 1, 也就是说, 在零电场下能级  $E_{hh1}$  与  $E_{e1}$  间存在一个最大吸收。这样, 在外电场作用下  $E_{hh-} \rightarrow E_{e+}$  和  $E_{hh+} \rightarrow E_{e-}$  形成的激子吸收峰曲线很难消化掉零电场下  $E_{hh1} \rightarrow E_{e1}$  形成的激子吸收峰, 以至于在吸收边产生吸收系数的正负变化, 导致折射率的急剧降低。类似的情况在 TM 模中也存在。为了克服对称耦合量子阱的这个缺点, 我们的思路是对对称耦合量子阱中的一个阱作结构上的微小改变, 使之成为一个所谓的准对称耦合量子阱。

### 4 准对称耦合量子阱概念的提出

从以上分析可以看到, 外加电场可以改变电子、空穴波函数的空间分布, 而加电场的实质是改变量

子阱的势能分布。这样,也可以通过改变量子阱的结构来改变量子阱的势能分布,从而达到调节电子、空穴波函数的空间分布的目的。现给出准对称耦合量子阱的形成过程。第一步,把图2中对称耦合量子阱的左阱宽度从 $L$ 增加到 $L'$ ,但需满足条件 $(L' - L)/L < 20\%$ ,因为耦合量子阱中若两个阱结构相差太大,会导致三对最低子能级间有很大的能级差,这样必须外加很大的电场才能使两个激子吸收峰重合。第二步,为了弥补结构的非对称带来的能级差被拉大的不利影响,采取了如下措施:首先,采用增加中间势垒高度 $V_0$ 的办法来降低阱间耦合,从而减小能级差。这里直接用AlAs代替 $\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$ ,使中间势垒高度 $V_0$ 达到最大。其次,在左侧宽阱中加一个小的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 垒,这样做相当于抬高左侧阱的底部,从而缩小与右侧阱在单阱情形下的相应本征能级之差,使非对称阱在能级特性上进一步向对称阱靠拢。结果得到了如图3所示的准对称耦合量子阱(为方便起见,图中只给出了导带的势能分布模型)。

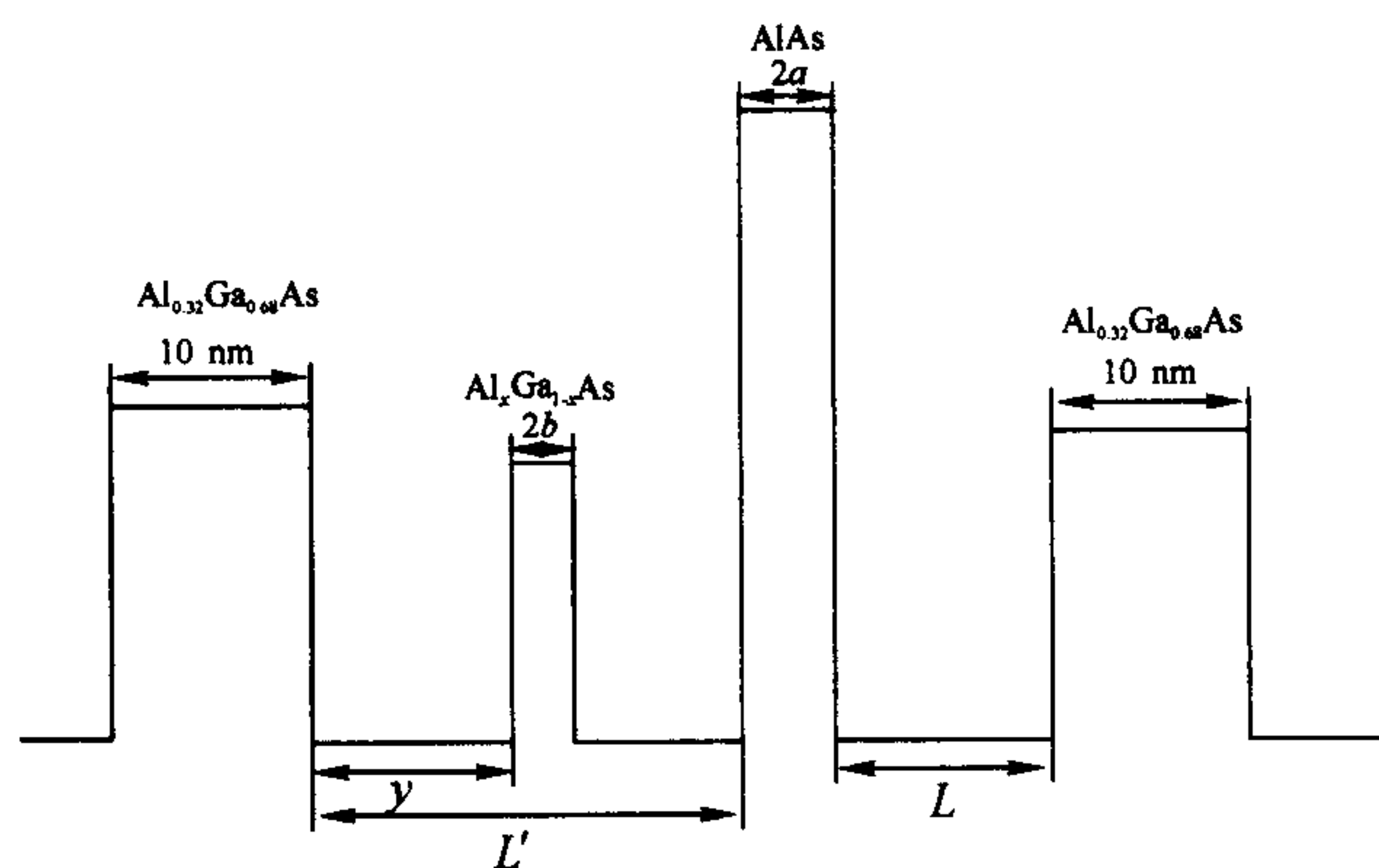


图3 准对称耦合量子阱势能分布示意图

从准对称耦合量子阱的形成过程可以看出:准对称耦合量子阱在能级特性上类似于对称耦合量子阱,而在波函数分布上和非对称耦合量子阱相似。这样,在保证能级差不被明显拉大的情况下,达到了减小零电场下子能级 $E_{hh1}$ 与 $E_{e1}$ 之间、子能级 $E_{lh1}$ 与 $E_{e1}$

之间相应的波函数交叠积分的目的。

## 5 小结

本文首先利用无限深势阱模型详细地分析了对称耦合量子阱最低能级中各子能级的形成及其随外电场的变化规律,并且从中发现了对称耦合量子阱应用于光开关的优势和不足,进而提出了准对称耦合量子阱的设想。通过理论分析,不难看出:在外电场作用下,准对称耦合量子阱在吸收边仍有一个较大的折射率变化;而且,为实现相同的折射率变化,准对称耦合量子阱所需的电场比非对称耦合量子阱要低,从而降低了光开关器件的功耗、提高了器件的稳定性。可见,准对称耦合量子阱概念的提出对量子阱光开关结构的改进具有现实的指导意义。

## 参考文献:

- [1] Zucker J E, Hendrickson T L. Electro-optic phase modulation in GaAs/AlGaAs quantum well waveguides[J]. Appl Phys Lett, 1988, 52: 945—947.
- [2] 徐枝新,王明华,江晓清,等. 量子限制斯塔克效应及其在光开关中的应用[J]. 浙江科技学院学报, 2004, 16(4): 232—235.
- [3] Nobuhiko Susa. Improvement in electroabsorption and the effects of parameter variations in the three-step asymmetric coupled quantum well[J]. J Appl Phys, 1993, 73(2): 932—942.
- [4] Feng H, Pang J P, Tada k, et al. Large field-induced refractive index change without red shift of absorption edge in five-step asymmetric coupled quantum wells with modified potential[J]. IEEE Photon Technol Lett, 1997, 9: 639—641.
- [5] Miller D A B, Chemla D S, Damen T C. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum well structures [J]. Physical Review B, 1985, 32(2): 1043—1060.