

量子限制效应对限制在多量子阱中受主束缚能的影响*

郑卫民[†] 宋淑梅 吕英波 王爱芳 陶琳

(山东大学威海分校应用物理系, 威海 264209)

摘要: 从实验和理论上,研究了量子限制效应对限制在 GaAs/AlAs 多量子阱中受主对重空穴束缚能的影响. 实验中所用的样品是通过分子束外延技术生长的一系列 GaAs/AlAs 多量子阱,量子阱宽度从 3nm 到 20nm,并且在量子阱中央进行了浅受主铍(Be)原子的 δ 掺杂. 在 4, 20, 40, 80 和 120K 不同温度下,分别对上述系列样品进行了光致发光谱(PL)的测量,清楚地观察到了受主束缚激子从 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 基态到同种宇称 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 激发态的两空穴跃迁,并且从实验上测得了在不同量子阱宽度下受主的束缚能. 理论上应用量子力学中的变分原理,数值计算了受主对重空穴束缚能随量子阱宽度的变化关系,比较发现理论计算和实验结果符合较好.

关键词: 量子限制效应; 浅受主杂质; δ 掺杂; GaAs/AlAs 多量子阱; 光致发光谱

PACC: 7320D; 7855E; 7155F

中图分类号: TN304.2⁺3

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2008)02-0310-05

1 引言

当前,对量子限制浅杂质原子带间跃迁的研究一直受到重视,这是由于它所展示的物理现象在光电子领域具有广泛的应用前景,例如:远红外探测器、太赫兹(10^{12} Hz)固体激光器、超快单电子器件等^[1~4]. 把杂质原子(施主或受主)掺杂到 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱中,通过量子限制效应可以人为地控制杂质的能级结构,其中包括调节能级间隔和能级的排序,例如:可使杂质原子的 2p 态位于 2s 之下,成为最低的激发态. 对量子阱中掺杂杂质的选取,从原理上讲施主、受主都可以,但在实际器件应用中,具有较大束缚能的受主成为最有吸引力的候选者. 它的能级间跃迁能量相对于施主,有一个宽的调节范围,可以调节到小于 LO 声子能量(longitudinal optical phonon),这样就能显著地减少非辐射损失.

在 GaAs 中,金属铍(Be)原子是光电子器件中常用的掺杂受主,因为它不仅在扩散方面具有相对稳定性,更为重要的是在体材料中具有 28meV 的束缚能量^[5]. 限制在量子阱中杂质原子的能级不仅是量子阱宽度的函数,而且也是它在量子阱中掺杂位置的函数. δ 掺杂(δ -doped)的目的是为了避免在量子阱生长方向上,由于杂质的扩散将导致杂质原子能级的展宽. GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱中浅受主电子态性质的研究,在深度、广度上都不及情况类似的浅施主杂质,这主要是因为 GaAs 的布里渊(Brillouin)区中心价带顶是四重简并,计算量子阱中受主能级和波函数时必须考虑进去,从而使计算变得比较复杂. Masselink 等人^[6]把复杂的价带结构因素考虑进去,首先从理论上计算了量子阱

中受主 $1s_{3/2}\Gamma_8$ 和 $2s_{3/2}\Gamma_8$ 态的能量和波函数随量子阱宽度的变化关系. 实验上,Reeder 等人^[7]首次报道了 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 量子阱中 Be 受主远红外吸收,研究了限制在量子阱中受主电子态奇宇称间的跃迁与量子阱限制效应之间的关系; Gammon 等人^[8]利用共振 Raman 散射研究了受主电子态奇宇称间的跃迁;之后, Holtz 等人^[9]对 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 量子阱中 Be 受主进行了 PL 谱研究,通过束缚在受主上激子的复合研究了受主态 1s-2s 之间的跃迁. 然而,人们对 GaAs/AlAs 多量子阱中掺杂受主的电子态,在实验和理论上研究甚少. 更为有意义的是 GaAs/AlAs 量子阱是 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱系统对价带中受主态量子限制最强的量子阱,使受主态之间的跃迁能量有着最大的调节范围.

本文将从实验和理论两个方面,研究量子限制效应对限制在 GaAs/AlAs 多量子阱中受主对重空穴束缚能的影响. 实验上,在不同温度下测量一系列 GaAs/AlAs 多量子阱中央 δ 掺杂浅受主 Be 样品的 PL 谱, GaAs/AlAs 样品的量子阱宽度从 3nm 到 20nm,得到不同量子阱宽度下受主对重空穴的束缚能量. 理论上,将利用量子力学中的应用变分原理,数值计算了量子限制杂质受主对重空穴的束缚能随量子阱宽度变化的关系,并与实验结果作了比较.

2 实验与结果

实验测量中所使用的样品是通过分子束外延(MBE)制备技术,生长在半绝缘(100)GaAs 衬底上的 GaAs/AlAs 多量子阱,并且在阱的中央 δ 掺杂了浅受主杂质原子 Be. 样品的每层生长都是在精确配比条件

* 国家自然科学基金(批准号:60776044)和山东省自然科学基金(批准号:2006ZA10001)资助项目

[†] 通信作者. Email:wmzheng@sdu.edu.cn

2007-08-02 收到,2007-10-15 定稿

表 1 实验所用样品的掺杂剂量和结构特征

量子阱宽度 /nm	量子阱数	掺杂浓度 /cm ⁻²	生长温度 /°C
3	400	2×10^{10}	550
10	200	5×10^{10}	550
15	50	2.5×10^{12}	540
20	40	2.5×10^{12}	540
∞	5 μ m 厚的 GaAs:Be 外延单层	2×10^{16}	550

下利用低温生长技术进行的,确保能够得到高质量的光学材料^[10].在这些条件下量子阱结构被生长,并且量子阱界面处无间断,确保了 Be 原子 δ 掺杂层的扩散可以被忽略.每一个量子阱结构包含一个 5nm 宽的 AlAs 势垒层和一个 GaAs 阱层,并且在阱层中央进行了 Be 受主原子的 δ 掺杂.表 1 列出了每个量子阱样品具体的掺杂剂量和主要结构特征.

利用 Renishaw Raman 影像显微光谱仪,在不同的温度下分别测量了表 1 中所列样品的 PL 谱.样品置于液氮循环变温的杜瓦中,以 Ar⁺ 激光器(波长 514.5nm)作为 PL 谱的激发光源.激光束聚焦在样品上,从样品反射回的光被搜集后进入光谱分析仪.激光束对样品的激发功率是 5mW.

图 1 给出了量子阱宽度为 10nm 的样品,在 4, 20, 40, 80 和 120K 不同温度下的 PL 谱.从图中可以清楚地看到,在 4K 温度下有 3 个强的发光峰分别位于 794, 795.88 和 806.26nm 处.位于 794nm 处的最强发光峰是归因于重自由激子($X_{\text{CBI-HHI}}$)的复合发光,因为随着测量温度的升高,该峰并没有表现出任何蓝移现象.它的最大能量位置与 GaAs 带隙对温度的依赖关系有关,该峰在 GaAs/Ga_{0.67}Al_{0.33}As 量子阱系统也曾经被观察到^[11].在 795.88nm 处的第二个发光峰来源于束缚于中

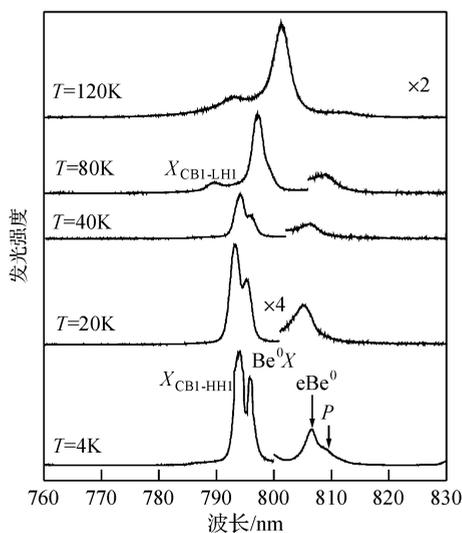


图 1 量子阱宽度为 10nm 样品在不同温度下的光致发光谱 激发光波长 514.5nm,激发功率 5mW

Fig.1 Series of PL spectra for the sample with a 10nm wide quantum well at different temperatures Laser wavelength and exciting power are 514.5nm and 5mW, respectively.

性 Be 受主上的束缚激子($\text{Be}^0 X$)的复合发光, $X_{\text{CBI-HHI}}$ 与 $\text{Be}^0 X$ 两发光峰的能级间隔为 3.7meV,这正是中性 Be 受主上移去重自由激子所需要能量.在 4K 温度下 $\text{Be}^0 X$ 与 $X_{\text{CBI-HHI}}$ 两峰发光强度的比为 0.76,并随测量温度的升高而减小.当测量温度升致 80K 时, $\text{Be}^0 X$ 峰就消失了,但这时可以清楚地观察到来自轻自由激子($X_{\text{CBI-LHI}}$)的复合发光峰.位于 806.26nm 处的第三个发光峰(eBe^0)同 $X_{\text{CBI-HHI}}$ 和 $\text{Be}^0 X$ 两峰相比,在发光强度上相对较弱.该峰被解释为多量子阱导带中,处于 $n=1$ 量子化能级上的电子与束缚在 Be 受主上的空穴复合发光而形成的.随着测量温度的升高, eBe^0 峰的发光强度变得越来越弱,但峰的位置并没有表现出任何的蓝移现象,这表明了它不是来源于施主-受主的复合发光.除此之外,在图 1 中还会看到在 eBe^0 低能量侧,809.19nm 处还有一个更弱的峰,我们把它标示为 P 峰,它所对应的 X 坐标能量为 1.5324eV,它出现的物理机制被认为是受主束缚激子的两空穴跃迁.对一个束缚着激子的中性受主来讲,当被束缚的激子发生复合的时候,存在着这样的一种可能性:束缚激子复合发出的能量一部分将会被束缚于受主的空穴所吸收,而传给受主致使受主从基态变为激发态.因此, $\text{Be}^0 X$ 与 P 两峰之间的能级间隔 25.6meV,就对应着该量子阱样品中的受主从基态 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 到激发态 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 跃迁所需要的能量.Boffety 等人在 7.1nm 阱宽,并在阱中间掺杂着 Be 受主的 CaAs/Ga_{0.67}Al_{0.33}As 多量子阱中,所观察到的 Be 受主从基态 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 到激发态 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 跃迁所需要的能量为 $27.9 \pm 1\text{meV}$ ^[11].在 GaAs 体材料均匀掺杂 Be 受主的样品(GaAs:Be)中,我们也观察到了受主从基态 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 到激发态 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 跃迁所需要的能量是 19.9meV,这和文献中曾经报道的结果是一致的^[12].该样品可作为量子阱样品的极限情况,即量子阱宽度为无限大,为对量子阱样品的深刻理解提供一个比较的基础.从 7.1nm 阱宽 CaAs/Ga_{0.67}Al_{0.33}As 多量子阱、10nm 阱宽 CaAs/AlAs 多量子阱、阱宽为无限大 GaAs:Be 体掺杂这 3 个样品的情况中,可以看出随着量子阱宽度的减少,即量子限制效应对受主的增强,受主基态 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 到激发态 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 跃迁的能量间隔也随之增大.从图 1 中还可以看到随着测量温度的升高, $\text{Be}^0 X$ 和 P 两峰的发光强度逐渐减弱,在 20K 时 P 峰就探测不到了.除此之外,两空穴的跃迁峰在表 1 中其他样品的 PL 谱中也被观察到,只是随着量子阱宽度的变窄,量子限制效应对受主增强,则两空穴跃迁的发光强度逐渐变弱.其主要原因是,随着量子阱宽度的变窄,量子阱中自由激子的寿命变短,相对来讲 Be 受主俘获自由激子的几率就减少了.关于这一点我们将在图 2 中的另一个方面看得更为清楚:随着量子阱宽度的减少,束缚激子复合 $\text{Be}^0 X$ 与重自由激子复合 $X_{\text{CBI-HHI}}$ 两峰发光强度的比率随之减少.

图 2 给出了量子阱宽度为 3nm 的样品分别在 4, 20, 40, 80 和 120K 下的光致发光谱.该样品是 Be 受主 δ 掺杂在 GaAs/AlAs 最窄多量子阱中的情况,既是量

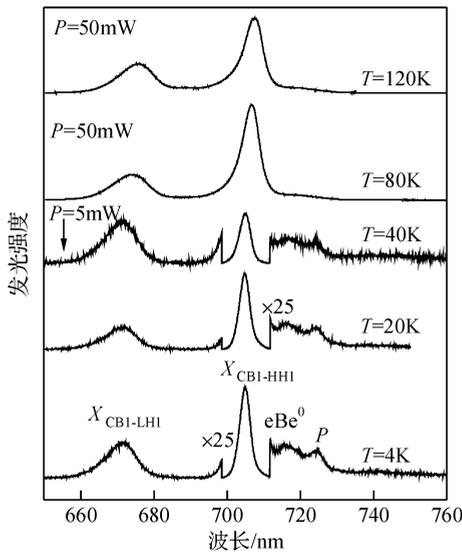


图 2 量子阱宽度为 3nm 样品在不同温度下的光致发光光谱. 激光波长 514.5nm, 激发功率 5mW, 在 80K 和 120K 温度下激发功率 50mW.
Fig.2 Series of PL spectra for the sample with a 3nm wide quantum well at different temperatures. Laser wavelength is 514.5nm, the exciting power is 5mW, but 50mW at 80K and 120K.

子限制效应对 Be 受主作用最强的情况. 与图 1 中量子阱宽度为 10nm 样品的 PL 谱相比较, 有着两个明显的特征: (1) 只看到了自由激子峰 $X_{CB1-HH1}$, 束缚激子峰 $Be^0 X$ 不能明显地分辨出来. 这个峰很弱, 可能位于非对称自由激子峰的低能侧. 因为当测量温度升致大于 40K 时, 自由激子峰形状变得很对称. 这主要是因为: 随着量子阱宽度的变窄, 自由激子的寿命减少^[13], 致使 Be 受主俘获自由激子的几率也随之减少. 所以大部分自由激子自由复合掉, 只有少部分自由激子被 Be 受主俘获作为束缚激子复合发光. (2) 位于 724.2nm 处的两空穴跃迁峰也被清楚地观测到了, 只不过它的光致发光强度要比表 1 中其他样品的都低. 这是因为随着量子阱宽度的减小, 量子限制效应对受主原子作用的增强, 导致了受主原子基态相对于激发态能级间隔增加, 从而使双空穴跃迁的几率大为降低. 同时该样品也是所见 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 量子阱系统中, 掺杂受主能观察到两空穴跃迁的最窄量子阱样品.

3 计算与讨论

3.1 理论

本节我们只计算与讨论, 量子限制效应对处于 GaAs/AlAs 多量子阱中类氢受主杂质原子束缚重空穴情况的束缚能影响. 在单带有效质量模型和包络函数近似下, 对于处在 GaAs/AlAs 多量子阱中 $(0, 0, z_0)$ 点一类氢杂质受主原子束缚一重空穴的情况, 这一系统的 Hamiltonian 量可表示成如下形式:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \times \frac{\partial}{\partial z} \times \frac{1}{m^*} \times \frac{\partial}{\partial z} + V(z) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r'} \quad (1)$$

其中 m^* 是量子阱中重空穴载流子的有效质量; ϵ_r 是相对介电常数; $V(z)$ 是一维量子阱限制势; r' 是类氢杂质受主原子与束缚的重空穴之间的距离, 即:

$$r' = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2} \quad (2)$$

应用变分方法成功的关键在于试探波函数的选取, 这里选取上述量子限制系统基态试探波函数为两项的乘积:

$$\Psi = \chi(z)e^{-\frac{r'}{\lambda}} \quad (3)$$

其中 $\chi(z)$ 是 GaAs/AlAs 多量子阱中不掺杂受主时重空穴的基态波函数; $e^{-\frac{r'}{\lambda}}$ 是比较简单的氢原子基态波函数; λ 是人们所熟知的氢原子波尔半径, 但这里被用作变分参数, 使系统总能量最小. 对应 (1) 式 Hamiltonian 算符的 Schrödinger 方程则为:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \{ [\nabla_z^2 \chi(z)] e^{-\frac{r'}{\lambda}} + 2\nabla_z \chi(z) \nabla_z e^{-\frac{r'}{\lambda}} + \chi(z) \nabla^2 e^{-\frac{r'}{\lambda}} \} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r'} \chi(z) e^{-\frac{r'}{\lambda}} + V(z) \chi(z) e^{-\frac{r'}{\lambda}} = E \chi(z) e^{-\frac{r'}{\lambda}} \quad (4)$$

该方程在文献[14]中有严格的数学推导过程. 这里的 E 是在量子限制效应情况下, 类氢受主杂质原子束缚重空穴的基态能量. 通过有限元差分原理和迭代打靶算法, 系统地改变 λ 的值使 E 取最小值. 限制在量子阱中的类氢受主杂质原子束缚重空穴情况的束缚能 E_B , 就等于类氢受主杂质原子束缚重空穴的最低基态能量 E , 减去在量子阱中没有掺杂受主杂质时重空穴的基态能量 E_1 , 即:

$$E_B = E - E_1 \quad (5)$$

3.2 结果与讨论

本节我们将给出量子限制在 GaAs/AlAs 多量子阱中 Be 受主束缚重空穴情况的束缚能随量子阱宽度的变化关系. 量子阱对受主杂质原子量子限制的一维势函数取为: $V(z) = 0.33\Delta E_g(x)$ ^[14], $\Delta E_g(x)$ 表示 GaAs 和 Al_xGa_{1-x}As 在 $K=0$ 处的带隙, 它的具体表达形式为 $\Delta E(x) = 1247x$ meV, x 是 Al_xGa_{1-x}As 势垒层的摩尔组分. $V(z)$ 虽然表示的是单量子阱中一维量子阱限制势, 但对于多量子阱在势垒层很厚没有空穴波函数透入的情况下 (完全非耦合量子阱), 它也是适用的. 量子阱中的重空穴有效质量 m^* 通过求解量子阱中重空穴子带结构后对 k 空间两次求导给出, 当量子阱宽度趋于无限大时, 它接近于 GaAs 材料中的重空穴质量 $0.62m_0$, m_0 是自由空间中电子的质量. 相对介电常数 ϵ_r , 我们取值为 17.2. 在以前文献报道的理论计算中, 半导体异质结中, 有效质量和界面处介电常数不匹配的作用以及它们对量子阱中浅杂质能级的影响, 引起了很大的兴趣^[15~17]. 通过运用以上定义的有效质量 m^* 和相对介电常数 ϵ_r , 我们能够导出当量子阱宽度变得非常大时, 杂质受主束缚能量为 28meV, 这和体 GaAs 材料中的实验结果符合得很好^[5].

根据上述理论和参数, 我们计算了处在 GaAs/AlAs 多量子阱中央 δ 掺杂 Be 受主的束缚能与量子阱宽度的变化关系, 其计算结果如图 3 所示, GaAs/AlAs 量子阱宽度从 5nm 变化到 30nm. 在图 3 中, 实心圆点代

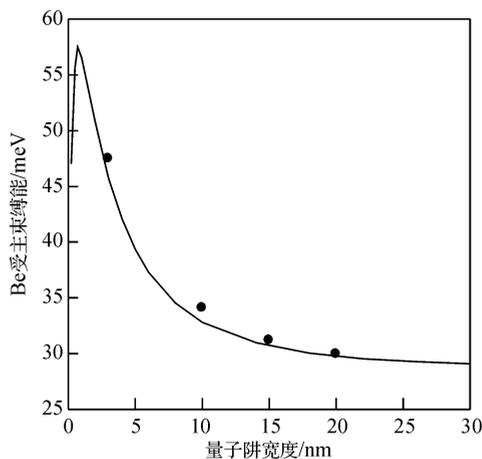


图 3 量子限制在 GaAs/AlAs 多量子阱中心处 Be 受主的束缚能与量子阱宽度的变化关系 实心圆点表示实验数据.

Fig.3 Magnitude of the binding energy as a function of the quantum well width for acceptors Be confined at the centers of the GaAs/AlAs quantum wells Solid circle dots indicate the experimental data

表着 PL 谱实验测量结果. 根据 PL 谱中 eBe^0 的位置, Be 受主束缚能 $E_B(Be)$ 可由以下关系式决定^[18]:

$$E_B(Be) = E(X_{CB1-HH1}) + E_{BX} - E(eBe^0) \quad (6)$$

其中 $E(X_{CB1-HH1})$ 和 $E(eBe^0)$ 分别是 PL 谱中 $X_{CB1-HH1}$ 峰和 eBe^0 峰所对应的能量; E_{BX} 是重激子的束缚能, 它可以从 Andreani 和 Pasquarello 等人的精确计算中得到^[19]. 从图 3 中可以看到, 理论计算和实验结果符合得比较好. 随着量子阱宽度的减少, 即量子限制效应对 Be 受主的增强, Be 受主束缚能变得越来越大, 并在 $L_w = 0.7 \text{ nm}$ 的地方出现了一个峰值. 然后再随量子限制效应的增强, Be 受主束缚能单调减少. 这是因为对于比较窄的量子阱, 随着量子限制效应的进一步增加, 迫使束缚在受主上的空穴更接近量子阱的顶部, 最后会使空穴从量子阱的顶部溢出, 导致受主束缚能达到一个最大值之后单调减少. 这种类似现象在量子限制施主和激子计算中也曾遇到过^[15,20]. 另一方面, 随着量子阱宽度增加, 即量子阱对受主的限制效应逐渐减小, Be 受主束缚能逐渐减少. 当量子阱势对受主的限制效应减为零时, 也就是接近了 GaAs 体材料中掺杂 Be 受主的情况, 这时我们测量到的 Be 受主束缚能是 28 meV . 这和文献 [5] 中的结果是一致的.

量子阱结构的性质也受着阱中掺杂受主浓度的影响. 当受主掺杂浓度比较低的时候, 受主杂质的波函数在空间上是分离的, 它的能态是不连续的. 然而, 随着受主掺杂浓度的增加, 杂质波函数将发生空间交叠, 同时形成杂质带. 当对受主杂质进行高掺杂时 (约 10^{18} cm^{-3}), 受主杂质带将会发生与自由载流子连续区交叠, 形成自由载流子等离子体 (a plasma of free carriers). 在这种情况下, 求解量子阱中重激子的基态能量的两粒子 (electron-hole) 相互作用绘景就不足以描述这个系统, 多体相互作用的影响显得越来越重要. 重空穴载流子体可以看成是一种 Fermion 气, Coulomb 的

相互作用使它们在空间上是相关联的. 一般情况下如果考虑到多体效应引起的交换-相关联的作用, 在求解量子阱中多粒子体系的 Schrodinger 方程的重空穴基态能量时, 往往比通过两粒子相互作用体系求得的结果要小些. 根据方程 (5), 那么受主对重空穴的束缚能量将会变得稍微大些. 在本文的研究中, 由于我们仅在 GaAs/AlAs 多量子阱中央进行了 Be 受主杂质单原子层的 δ 掺杂, 掺杂的浓度又是很低的. 因此, 我们忽略了多体效应带来的影响.

4 结论

对一系列 Be 受主 δ 掺杂在 GaAs/AlAs 多量子阱中央的样品, 从实验和理论两个方面研究了量子限制效应受主对重空穴的束缚能的影响. 在 4, 20, 40, 80 和 120K 不同温度下, 分别测量了上述系列样品的光致发光谱 (PL), 清楚地观察到了受主束缚激子从基态 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 到同种宇称激发态 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 的两空穴跃迁, 并且从实验上得到了不同量子阱宽度下处于量子阱中央 Be 受主的束缚能. 理论上通过变分原理, 数值计算了 GaAs/AlAs 多量子阱中受主对重空穴束缚能随量子阱宽度变化的关系, 比较发现理论计算和实验结果符合得较好.

参考文献

- [1] Rochat M, Faist J, Beck M, et al. Far-infrared ($\lambda = 88 \mu\text{m}$) electroluminescence in a quantum cascade structure. *Appl Phys Lett*, 1998, 73:3724
- [2] Jarosik N C, McCombe B D, Shanabrook B V, et al. Binding of shallow donor impurities in quantum-well structures. *Phys Rev Lett*, 1985, 54:1283
- [3] Harrison P, Kelsall R W. Population inversion in optically pumped asymmetric quantum well terahertz lasers. *J Appl Phys*, 1997, 81:7135
- [4] Halsall M P, Harrison P, Wells J P R, et al. Picosecond far-infrared studies of intra-acceptor dynamics in bulk GaAs and δ -doped AlAs/GaAs quantum wells. *Phys Rev B*, 2001, 63:155314
- [5] Sze S M. *Physics of semiconductor devices*. New York: John Wiley & Sons, 1981
- [6] Masselink W T, Chang Y C, Morkoc H. Acceptor spectra of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum wells in external fields: Electric, magnetic, and uniaxial stress. *Phys Rev B*, 1985, 32:5190
- [7] Reeder A A, McCombe B D, Chambers F A, et al. Far-infrared study of confinement effects on acceptors in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells. *Phys Rev B*, 1988, 38:4318
- [8] Gammon D, Marlin R, Masselink W T, et al. Raman spectra of shallow acceptors in quantum-well structures. *Phys Rev B*, 1986, 33:2919
- [9] Holtz P O, Sundaram M, Simes R, et al. Spectroscopic study of an acceptor confined in a narrow GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well. *Phys Rev B*, 1989, 39:13293
- [10] Missouf M. Stoichiometric low-temperature GaAs and AlGaAs: A reflection high-energy electron-diffraction study. *J Appl Phys*, 1995, 78:4467
- [11] Boffety D, Vasson A, Vasson A M, et al. Photoluminescence study of the Be acceptor at the centre of GaAs/ $\text{Ga}_{0.67}\text{Al}_{0.33}\text{As}$ quantum wells with sizes in the range $28 \sim 300 \text{ \AA}$. *Semicon Sci Technol*, 1996, 11:340
- [12] Garcia J C, Beye A C, Contour J P, et al. Reduced carbon acceptor incorporation in GaAs grown by molecular beam epitaxy using di-

- mer arsenic. Appl Phys Lett, 1988, 52, 1596
- [13] Feldmann J, Peter G, Gobel E O, et al. Linewidth dependence of radiative exciton lifetimes in quantum wells. Phys Rev Lett, 1987, 59, 2337
- [14] Harrison P. Quantum wells, wires and dots; Theoretical and computational physics. England; John Wiley & Sons, 2000
- [15] Mailhot C, Chang Y C, McGill T C. Energy spectra of donors in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum well structures in the effective-mass approximation. Phys Rev B, 1982, 26, 4449
- [16] Fraizzoli S, Bassani F, Buczko R. Shallow donor impurities in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum-well structures; role of the dielectric-constant mismatch. Phys Rev B, 1990, 41, 5096
- [17] Oliveira L. Spatially dependent screening calculation of binding energies of hydrogenic impurity states in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells. Phys Rev B, 1988, 38, 10641
- [18] Miller R C, Gossard A C, Tsang W T, et al. Extrinsic photoluminescence from GaAs quantum wells. Phys Rev B, 1982, 25, 3871
- [19] Andreani L C, Pasquarello A. Accurate theory of excitons in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells. Phys Rev B, 1990, 42, 8928
- [20] Greene R L, Bajaj K K. Binding energies of wannier excitons in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum well structures. Solid State Commun, 1983, 45, 831

Effect of Quantum Confinement on Acceptor Binding Energy in Multiple Quantum Wells*

Zheng Weimin[†], Song Shumei, Lü Yingbo, Wang Aifang, and Tao Lin

(Department of Applied Physics, Shandong University at Weihai, Weihai 264209, China)

Abstract: We experimentally and theoretically investigate the effect of quantum confinement on the acceptor binding energy in multiple quantum wells. A series of Be delta-doped GaAs/AlAs multiple quantum wells with the doping at the well center are grown by molecular beam epitaxy. The quantum width ranges from 3 to 20 nm. The photoluminescence spectra are measured at 4, 20, 40, 80, and 120 K, respectively. The two-hole transitions of the acceptor-bound exciton from the ground state, $1s_{3/2}(\Gamma_6)$, to the even-parity excited state, $2s_{3/2}(\Gamma_6)$, are clearly observed and the acceptor binding energy is measured. A variational calculation is presented to obtain the acceptor binding energy as a function of well width. The experimental results agree well with the theory.

Key words: effect of quantum confinement; shallow acceptor impurities; delta-doped; GaAs/AlAs multiple quantum wells; photoluminescence spectra

PACC: 7320D; 7855E; 7155F

Article ID: 0253-4177(2008)02-0310-05

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 60776044) and the Natural Science Foundation of Shandong Province (No. 2006ZRA10001)

[†] Corresponding author. Email: wmzheng@sdu.edu.cn

Received 2 August 2007, revised manuscript received 15 October 2007

©2008 Chinese Institute of Electronics