

应变层多量子阱 InGaAs-GaAs 的光电流谱研究

方晓明 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理开放实验室)

侯宏启 冯巍 周钧铭

(中国科学院物理研究所, 北京)

1989年4月18日收到

在 10—300 K 温度范围, 用光电流谱方法研究了未掺杂的 x 为 0.1、0.15 和 0.2, InGaAs 层厚度为 8 和 15 nm 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ 应变层多量子阱的能带结构. 在 1.240—1.550 eV 光子能量范围, 除 $11H$ 、 $11L$ 和 $22H$ 激子跃迁以及 GaAs 的基本带间跃迁外, 还观察到束缚子带到连续带的跃迁. 对样品 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}(8\text{nm})\text{-GaAs}(15\text{nm})$, 观察到 $11H$ 重空穴激子的 $2s$ 及其它激发态跃迁, 由此得到激子结合能的近似值, 约为 8 meV. 重空穴能带台阶

$$Q_v = 0.40 \pm 0.02.$$

应变效应使得电子和重空穴束缚在 InGaAs 层, 而轻空穴束缚在 GaAs 层.

主题词 应变层多量子阱, 能带台阶, 激子跃迁

一、引言

近年来, 对应变层超晶格和量子阱的兴趣和研究日益增加^[1], 原因在于它们增大了在给定衬底上选择外延材料的可能性, 并且应变效应产生了一些新的物理问题, 开辟了新的器件应用前景.

InGaAs-GaAs 应变层超晶格和量子阱最近几年受到比较广泛的注意. 但关于其能带排列和子带结构, 无论是理论上或是实验上存在着明显分歧的意见和结果. Marzin^[2] 和 Ji^[3] 等人分别报道了这种多量子阱的透射光谱研究结果, 得出重空穴能带台阶 $Q_v = 0.3$ 的结论, 并由此推断出重空穴和轻空穴分别束缚在 InGaAs 和 GaAs 层. Menéndez^[4] 等人报道了光散射和荧光激发谱研究结果, 得出 $Q_v = 0.6$, 即异质结界面能带台阶主要发生在价带顶, 并推断重空穴和轻空穴都束缚在 InGaAs 层.

本文报道用光电流谱方法, 在 10—300 K 温度范围, 对 x 为 0.1、0.15 和 0.2, InGaAs 层厚度为 8 和 15 nm 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ 应变层多量子阱的能带结构及有关问题的研究结果.

二、实 验

样品用分子束外延方法生长. 在掺 Cr 半绝缘 (001) GaAs 衬底上生长一层 $0.7\ \mu\text{m}$ 厚的未掺杂 GaAs 缓冲层, 其上生长 15 个周期未掺杂的 InGaAs-GaAs 多量子阱, GaAs 层的厚度是 $15\ \text{nm}$, InGaAs 层的厚度为 8 或 $15\ \text{nm}$. 表面是未掺杂的 GaAs 保护层, 厚度在 $30\text{--}200\ \text{nm}$ 之间. 样品的 x 值为 0.1、0.15 和 0.2, 生长温度在 $520\text{--}580^\circ\text{C}$ 之间. 有关生长参数详列于表 1.

表 1 样品生长参数和应变张量元

样 品	1	2	3	4
x	0.10	0.15	0.15	0.20
$L^{\text{InGaAs}}(\text{nm})$	8	15	8	8
$L^{\text{GaAs}}(\text{nm})$	15	15	15	15
ϵ_{xx}	-0.0071	-0.0106	-0.0106	-0.0141

样品接触电极用蒸发 Au-Ge 合金, 然后在 400°C 左右退火的方法做成. 在样品表面做两个电极, 测量垂直于生长方向的平面层内的光电导. I - V 测量表明, 即使在 $4.2\ \text{K}$, 电极仍呈现良好的欧姆特性. 考虑到退火温度远低于生长温度, 退火过程对超晶格势场不会有明显影响. 例如 $x = 0.2$ 的样品, 退火前后荧光峰 $11H$ 的能量位置仅移动 $3\ \text{meV}$.

光电流实验用 $100\ \text{W}$ 卤素灯作为光源, $0.25\ \text{m}$ Spex 单色仪的光谱分辨率为 $1\ \text{meV}$. 由于样品未掺杂, 电阻率很高, 为此测量光电流时在样品两端施加 $5\text{--}10\ \text{V}$ 的恒定电压. 样品置于低温杜瓦内, 温度变化范围为 $10\text{--}300\ \text{K}$. 用斩波器对光源进行调制, 调制频率为 $20\ \text{Hz}$, 光电流讯号用锁相放大器检测.

三、子带的理论估计——包络函数方法^[5]

本文采用包络函数方法估计应变层量子阱中电子和空穴子带的能量位置及可能的带间跃迁过程, 应变效应包含在禁带宽度和能带分裂的计算中.

GaAs 和 InAs 的晶格常数分别是 $5.6533\ \text{\AA}$ 和 $6.0583\ \text{\AA}$. 因此, InGaAs-GaAs 多量子阱结构中, InGaAs 层在垂直于 $[001]$ 生长方向受到双轴压应力的作用, 引起晶格畸变, 从而降低晶格对称性, Γ_0 价带在 Γ 点分裂成二度简并的重空穴价带 $\left|\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right\rangle$ 和轻空穴价带 $\left|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle$. 这种价带分裂可由 6×6 应变哈密顿矩阵计算^[6]. 应变引起的重空穴和轻空穴价带以及导带的移动分别为

$$\Delta E_0^h = \Delta E_H + \Delta E_s, \quad (1)$$

$$\Delta E_0^l = \Delta E_H + \frac{1}{2}(\Delta_0 - \Delta E_s) - \frac{1}{2}[\Delta_0^2 + 2\Delta_0\Delta E_s + 9(\Delta E_s)^2]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\Delta E_0^c = 2a_c[(c_{11} - c_{12})/c_{11}]\varepsilon_{xx}, \quad (3)$$

在此

$$\Delta E_H = 2a_v[(c_{11} - c_{12})/c_{11}]\varepsilon_{xx}, \quad (4)$$

$$\Delta E_S = -b[(c_{11} + 2c_{12})/c_{11}]\varepsilon_{xx}, \quad (5)$$

式中 ΔE_H 和 ΔE_S 分别是哈密顿矩阵中流体静压项和剪切应变项, a_c 和 a_v 分别是导带和价带的流体静压形变势, b 是剪切形变势, c_{11} 和 c_{12} 是弹性常数, ε_{xx} 是应变张量元, Δ_0 是自旋-轨道分裂值. $a = a_c + a_v$ 是总的流体静压形变势,

$$a = -\frac{1}{3}(c_{11} + 2c_{12})\frac{dE_g^0}{dP}, \quad (6)$$

$\frac{dE_g^0}{dP}$ 是带隙压力系数. 存在应变情况下, 导带底到重空穴和轻空穴价带顶的带隙分别为

$$E_{gh} = E_g^0 + \Delta E_0^c + \Delta E_0^h, \quad (7)$$

$$E_{gl} = E_g^0 + \Delta E_0^c + \Delta E_0^l, \quad (8)$$

E_g^0 是不存在应变时 InGaAs 的带隙. 应变使重空穴和轻空穴受到不同超晶格势的作用.

包络函数方法中, 构成超晶格和量子阱的 A 和 B 两种半导体材料的电子态用 Kane 模型^[7]描述. A 和 B 层的波函数用 $k \cdot p$ 表象的基矢展开,

$$\psi^{A,B}(\mathbf{r}) = \left(\sum_i F_i^{(A,B)}(\mathbf{r}) u_{i0}^{(A,B)}(\mathbf{r}) \right) \exp[i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp + ik_z^{(A,B)}z], \quad (9)$$

u_{i0} 是 Γ 点 Bloch 函数的周期部分, $F_i(\mathbf{r})$ 是相对原胞尺度缓变的包络函数, 其空间分布由超晶格势场决定, i 表示对 Γ_6 导带、 Γ_8 价带和 Γ_7 分裂价带求和, 忽略这三个能带与其它能带的 $k \cdot p$ 相互作用. Kane 矩阵中, 用 $-i\frac{\partial}{\partial z}$ 代换 kz , 得到决定 $F_i(\mathbf{r})$ 的 8×8 矩阵微分方程组

$$\sum_{i'} H_{ij'} F_{i'}(\mathbf{r}) = E F_j(\mathbf{r}), \quad (10)$$

E 是超晶格电子态能量本征值. 当 $k_\perp = 0$, m_j 朝上与朝下的态之间不存在 $k \cdot p$ 耦合, 从而 8×8 矩阵简化成两个相同的 4×4 矩阵, 并且, $m_j = \frac{3}{2}$ 对应的重空穴态与 $m_j = \frac{1}{2}$ 对应的电子和轻空穴态之间也不存在 $k \cdot p$ 耦合. 因此, 重空穴子带可以用单带 Kronig-Penney 模型描述, 而电子和轻空穴子带则用 Kane 三带模型描述. 下面是 z 方向(即 [001] 生长方向)的色散关系

$$\cos(qd) = \cos(k_A L_A) \cos(k_B L_B) - \frac{1}{2}(\xi + \xi^{-1}) \sin(k_A L_A) \sin(k_B L_B), \quad (11)$$

$$\xi = \frac{k_A m_B(E)}{k_B m_A(E)}, \quad (12)$$

式中

$$m_A^{-1}(E) = \frac{2P^2}{3} \left(\frac{2}{E + E_A} + \frac{1}{E + E_A + \Delta_A} \right), \quad (13)$$

$$m_B^{-1}(E) = \frac{2P^2}{3} \left(\frac{2}{E - V_s + E_B} + \frac{1}{E - V_s + E_B + \Delta_B} \right), \quad (14)$$

$$E(E + E_A)(E + E_A + \Delta_A) = \hbar^2 k_A^2 P^2 \left(E + E_A + \frac{2}{3} \Delta_A \right), \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & (E - V_s)(E - V_s + E_B)(E - V_s + E_B + \Delta_B), \\ & = \hbar^2 k_B^2 P^2 \left(E - V_s + E_B + \frac{2}{3} \Delta_B \right). \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $P = -\frac{i}{m} \langle s | p_z | z \rangle$ 是 Kane 矩阵元, E_A 和 E_B 分别是 A 和 B 层的带隙, Δ_A 和 Δ_B 分别是 A 和 B 层的自旋-轨道分裂值, V_s 是导带底的能带台阶, k_A 和 k_B 分别是 A 和 B 层 z 方向波矢, $d = L_A + L_B$ 是超晶格的周期, q 是超晶格的波矢, 能量原点取在 A 层 Γ_6 导带底. 在式 (11)–(16) 中, 我们忽略了应变引起的 Γ_6 价带与 Γ_7 价带之间的 $k \cdot p$ 耦合, 因为这一耦合项比自旋-轨道分裂 Δ 要小得多. 计算表明, 考虑这一 $k \cdot p$ 耦合项后, 仅使计算结果稍作改进. 采用包络函数方法时, 我们把应变效应仅包含在依赖应变的带隙计算中, 即式 (7) 和 (8). 基于式 (11) 我们计算了应变层多量子阱的子带位置, 在此, A 代表 InGaAs 层, B 代表 GaAs 层.

四、实验结果

不同温度下四个样品的光电流谱见图 1–4. 由图 1 可见, 室温下观察到样品 1 的两个光谱结构, a 和宽的吸收峰, 130 K 以下出现另一光谱结构 b, 并且宽的吸收峰的强度逐渐减弱, GaAs 的基本吸收边清楚地显现出来. 由图 2 可见, 室温下即可观察到样品 2 的三个光谱结构, a、b 和宽的吸收峰, 在 83 K 和 14 K, a 与 b 之间出现光谱结构 β , b 的高能侧出现另两个结构 c 和 d, 低温下 b 的强度异乎寻常地大. 样品 3 的光电流谱上也有光谱结构 a、b、c 和 d, 但没有结构 β , 而在 a 的高能侧附近则出现另一结构 α (见图 3). 图 4 所示的样品 4 的光谱结构与图 3 相似. 这些结构的能量位置随样品而异 (决定于组分和结构), 并随测量温度降低而蓝移 (能带温度效应).

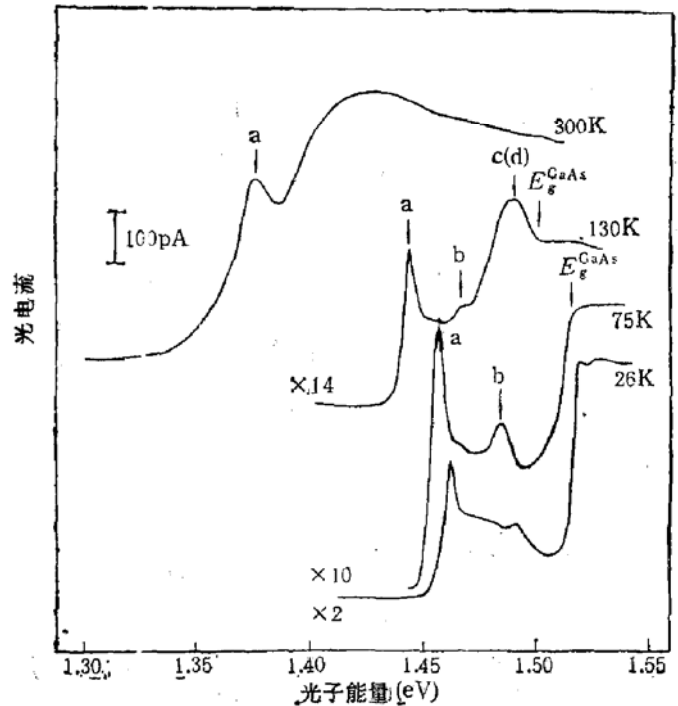


图 1 样品 $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}(8\text{nm})-\text{GaAs}(15\text{nm})$ 在不同温度下的光电流谱. (样品 1)

不难指认, 四个样品中都观察到的光谱结构 a 显然对应于量子阱内重空穴基态 ($n =$

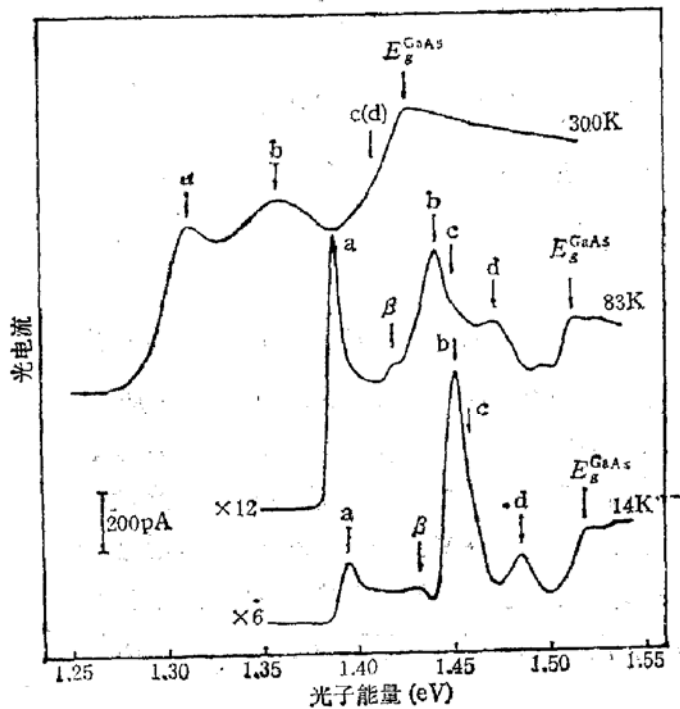


图2 样品 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}(15\text{nm})\text{-GaAs}(15\text{nm})$ 在不同温度下的光电流谱。(样品2)

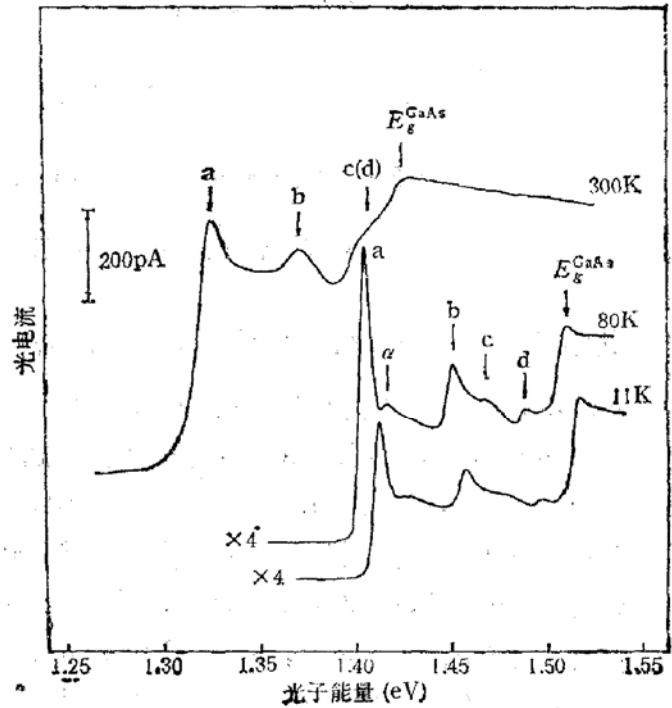


图3 样品 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}(8\text{nm})\text{-GaAs}(15\text{nm})$ 在不同温度下的光电流谱。(样品3)

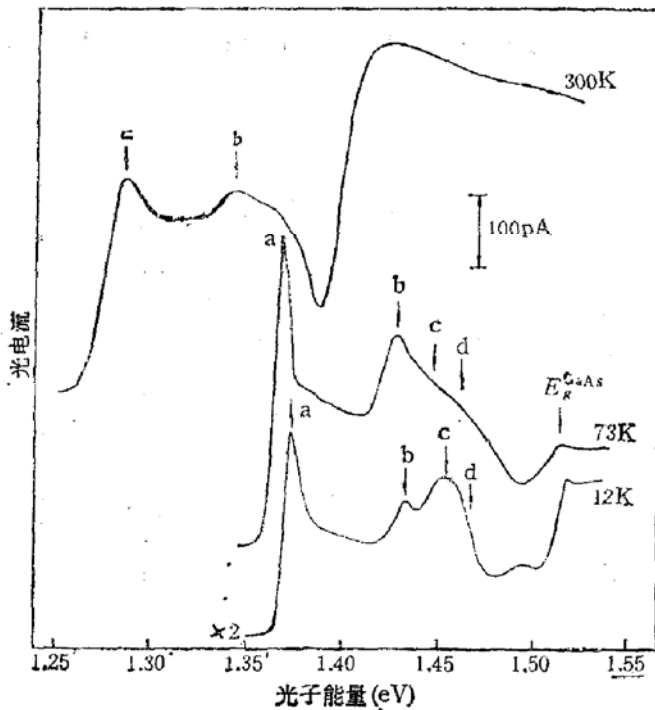


图4 样品 $\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}(8\text{nm})\text{-GaAs}(15\text{nm})$ 在不同温度下的光电流谱。(样品4)

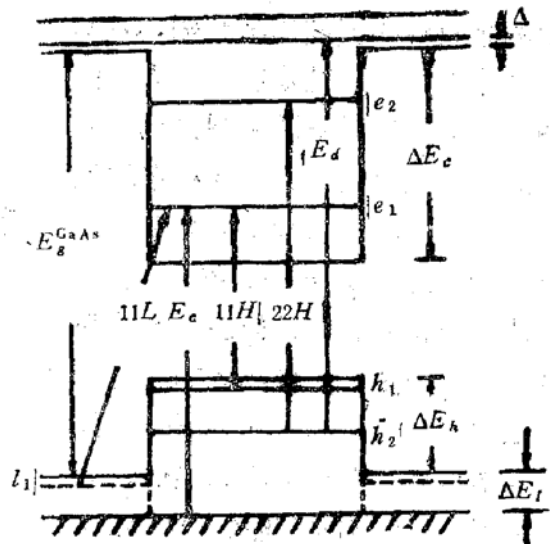


图5 InGaAs-GaAs 应变层多量子阱的能带排列及各种跃迁过程示意

1) 到导带电子基态 ($n=1$) 的带间激子跃迁 $11H$. 符号 $nmH(L)$, n 是电子子带标号, m 是空穴子带标号, H 或 L 分别表示重空穴或轻空穴. 既然室温下仍然观察到显著的激子效应, 可以推断量子阱内自由载流子浓度是很低的, 对电子-空穴间库仑互作用的屏

蔽很弱,同时也表明晶格有良好的完整性和陡峭的界面结构,因而量子阱中激子效应被充分地增强了。

五、讨 论

根据第三节描述的包络函数方法计算电子和空穴子带位置及可能的带间跃迁,并与实验值比较,从而对 a 以外的其它光谱结构进行指认,同时确定 InGaAs-GaAs 的能带结构。

计算中采用的参数列于表 2, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的参数用线性内插方法从 InAs 和 GaAs 的参数获得,没有考虑这些参数的温度依赖性,并忽略应变对有效质量和 Kane 矩阵元 P 的影响。根据组分计算应变,并如通常假定那样,只有 InGaAs 层有应变。GaAs 在各种温度下的带隙由实验确定,将 InGaAs 无应变时的带隙作为在合理范围内可调的参数。计算中采用的 x 值依据生长参数值。

表 2 计算中采用的参数

	a_0 (Å)	$\frac{dE_g}{dP}$ ($10^{-11}\text{eV Pa}^{-1}$)	b (eV)	Δ_0 (eV)	ϵ_{11} (10^{10}Pa)	ϵ_{12} (10^{10}Pa)	$\frac{m_e}{m_0}$	$\frac{m_{hh}}{m_0}$	$2m_0P^2$
GaAs	5.6533	11.5	-1.7	0.341	11.88	5.38	0.067	0.45	25.7
InAs	6.0583	10.2	-1.8	0.381	8.329	4.526	0.023	0.41	22.2

注: 引自参考文献[9]—[11]

定义重空穴能带台阶 $Q_v = \frac{\Delta E_h}{\Delta E_h + \Delta E_l}$, ΔE_h 和 ΔE_l 分别是 InGaAs-GaAs 界面处重空穴价带和导带的不连续量。计算表明, 11H 对 Q_v 的变化是颇不敏感的, 而 11L 则敏感得多。例如 Q_v 从 0.3 变化到 0.4, 11H 仅变化 1 meV 左右, 而 11L 的变化量在 6—8 meV 左右。因此, 如果实验上仅观察到 11H, 并据此经理论拟合估算 Q_v , 很难得出符合实际的值。如果实验上能观察到多个带间激子跃迁, 则由拟合求得的 Q_v 要可靠得多。由图 1—4 可见, 对所有样品至少还存在一个显著的对应带间激子跃迁的光谱结构 b。我们把这一结构指认为 11L 激子跃迁, 若取 $Q_v = 0.4$, 则对所有组分和温度, 数值计算的跃迁能量与实验值都良好吻合。如果将 b 指认为其它跃迁过程, 例如 22H 激子跃迁, 则不能使理论计算与实验吻合, 这一事实表明了关于 b 指认的可靠性。300K 时光电流实验结果与数值计算结果列于表 3。

计算表明, 为合理解释实验观察到的结构 a 和 b 的能量位置及其与组分和温度的关系, 必须认为 $\Delta E_h > 0$ 和 $\Delta E_l < 0$, 即重空穴束缚在 InGaAs 层, 轻空穴束缚在 GaAs 层, 这里 ΔE_l 是 InGaAs-GaAs 界面处轻空穴价带的不连续量。因此, 11L 是实空间的间接跃迁。但较小的 ΔE_l 使 GaAs 阱内的轻空穴容易隧穿到 InGaAs 层, 这种隧穿的几率可以很强, 从而使 11L 跃迁成为可能并有颇大的强度。

样品 2 的 InGaAs 层厚度是 15 nm。计算表明, 阱宽为 15 nm 的量子阱的导带电子第一激发态也束缚在阱内, 并且 22H 的理论值接近图 2 中的光谱结构 β 的能量位置。据

表 3 300K 光电流实验值与数值计算结果比较

样 品	1	2	3	4
$E_{g'}^{\text{InGaAs}}(\text{eV})$	1.321	1.247	1.244	1.184
$E_{g0}^{\text{GaAs}}(\text{eV})$	1.420	1.420	1.420	1.420
$\Delta E_c(\text{meV})$	34.7	68.4	70.2	96.6
$\Delta E_b(\text{meV})$	23.2	45.6	46.8	64.4
$\Delta E_l(\text{meV})$	-20.2	-16.9	-15.7	-15.6
Q_v	0.40 ± 0.02	0.40 ± 0.02	0.40 ± 0.02	0.40 ± 0.02
$E_{gA}(\text{eV})$	1.362	1.306	1.303	1.259
$E_{gI}(\text{eV})$	1.405	1.368	1.365	1.339
11H(理论值)	1.377	1.312	1.327	1.286
(实验值)	1.377	1.312	1.327	1.288
11L(理论值)	1.400	1.361	1.372	1.349
(实验值)	...	1.361	1.373	1.346

此, β 被指认为 22H 跃迁. InGaAs-GaAs 量子阱的能带排列及各种跃迁过程由图 5 示意.

我们认为,图 3 中的光谱结构 α 对应于 11H 重空穴激子准连续带跃迁,即 $2s$ 激子激发态以上各激发态的跃迁. α 峰与 α 台阶结构起始位置相距 8 meV. 可以推测激子结合能约为 8 meV 左右,实际结合能还应再加上 $2s$ 态到电离态的能量差. 如上包络函数方法中没有包括激子效应,因此,计算得到的跃迁能量应减去激子结合能,然后与实际峰值位置比较,表 3 最后二行列出的值正是这样获得的.

图 1—4 中室温下四个样品都具有的宽的吸收峰对应于束缚子带到连续带的跃迁, Zachau^[8] 等人曾在 $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{As-InP}$ 多量子阱中观察到类似跃迁. 室温下这些跃迁与 GaAs 的基本带间跃迁混在一起,不过由图 3 可见,室温下即能明确区别出这两类跃迁过程. 低温下比较容易区分具体的束缚子带和连续带. 由图 1—4 可见,光谱结构 c 对应同一跃迁过程. 比较图 3 中 $T = 11\text{K}$ 和图 4 中 $T = 12\text{K}$ 的光电流谱,因组分不同,样品 4 的光谱结构 a 、 b 和 c 相对样品 3 分别红移 39 meV、24 meV 和 25 meV. 计算表明,样品 4 的电子和重空穴势阱高度相对样品 3 分别增加 26 meV 和 17 meV,轻空穴势阱高度几乎不变,势阱高度变化导致的束缚能级的变化最大不足 4 meV. 另一方面,样品 4 的 E_{gA} 和 E_{gI} 相对样品 3 分别减小 43 meV 和 25 meV. 因此,11H 和 11L 的红移主要由 E_{gA} 和 E_{gI} 的变化决定. 如果把光谱结构 c 指认为轻空穴连续带到导带电子基态的跃迁 E_c ,如图 5 所示,则 c 红移的理论预期值为 22 meV,与实验符合,并且 E_c 的理论值与实验值也吻合. c 与 b 有相同的红移,表明 c 与轻空穴态有关. 对 c 的指认也符合样品 2 及其它温度下的实验事实.

由图 1—4 可见,光谱结构 d 对应同一跃迁过程. 比较图 2 中 $T = 14\text{K}$ 和图 3 中 $T = 11\text{K}$ 的光电流谱,因阱宽不同,样品 3 的 11H 和 11L 相对样品 2 分别蓝移 19 meV 和 10 meV, d 蓝移 14 meV. 计算表明,样品 3 的导带电子基态能级和重空穴第一激发态能级相对样品 2 都有显著移动,而重空穴基态能级仅移动 5 meV,轻空穴基态能级几乎不变,这是因为两个样品的 GaAs 层厚度是相同的. 据此可以把 d 指认为重空穴第一激发态到导带电子连续带的跃迁 E_d (见图 5), 这样不仅 d 峰的蓝移可由重空穴第一激发态

能级的移动得到说明(理论预期值为 18 meV), 并且 E_d 的理论值也接近实验值。由于 GaAs 层比较厚, 轻空穴基态能级接近 GaAs 价带顶, 因此即使存在重空穴连续带到导带电子基态的跃迁, 其能量位置也基本与 11L 重合。对结构 d 的指认也符合其它温度下的实验事实。

图 2 中 $T = 14\text{K}$ 时对应于 11L 跃迁的结构 b, 其幅度异常地大, 其它三个样品没有观察到类似现象。样品 2 与样品 3 的不同之处主要是 InGaAs 层厚度较大, 为 15 nm。InGaAs 层厚度的增加应减小轻空穴隧穿到 InGaAs 层的几率, 即 11L 的跃迁强度应减弱。实验观察到相反现象, 其原因目前仍不清楚。

六、结 论

实验上用光电流谱方法观察到 InGaAs-GaAs 应变层多量子阱的 11H、11L 和 22H 跃迁以及束缚子带和连续带间的跃迁。用包络函数方法计算子带位置和跃迁能量, 取 $Q_v = 0.40 \pm 0.02$, 计算值与实验值符合良好。观察到 11H 重空穴激子准连续带跃迁, 取 $n = 1$ 激子峰与准连续带开始位置之间的能量差 8 meV 作为激子结合能的近似值。实验结果与理论计算结果的拟合表明, 电子和重空穴束缚在 InGaAs 层, 轻空穴束缚在 GaAs 层。观察到样品 2 的 11L 跃迁强度异乎寻常地大, 其起因目前仍不清楚。

参 考 文 献

- [1] G. C. Osbourn, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-22** (9), 1677 (1986).
- [2] J. Y. Marzin, M. N. Charasse, B. Sermage, *Phys. Rev.*, **B31** (12), 8298 (1985).
- [3] G. Ji, D. Huang, U. K. Reddy, T. S. Henderson, R. Houdré, H. Morkoc, *J. Appl. Phys.*, **62**(8), 3366 (1987).
- [4] J. Menéndez, A. Pinczuk, D. J. Werder, S. K. Sputz, R. C. Miller, D. L. Sivco, A. Y. Cho, *Phys. Rev.*, **B36**(15), 8165 (1987).
- [5] G. Bastard, *Phys. Rev.*, **B25**, 7584 (1982).
- [6] F. H. Pollak, M. Cardona, *Phys. Rev.*, **172**, 816 (1968).
- [7] E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids*, **1**, 249 (1957).
- [8] M. Zachau, P. Helgesen, A. Kux, F. Koch, *Superlattices and Microstructures*, **5**(1), 19 (1989).
- [9] S. Adachi, *J. Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
- [10] S. Adachi, *J. Appl. Phys.*, **53**, 8775 (1982).
- [11] Landolt-Börstein, New Series, Group 3 (Springer, Berlin, 1982), Vol. 17a.

Photocurrent Investigation of Strained-Layer InGaAs-GaAs Multiple Quantum Wells

Fang Xiaoming, Shen Xuechu

(Laboratory for Infrared Physics, Academia Sinica, Shanghai)

Hou Hongqi, Feng Wei and Zhou Junming

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

The band configuration of the undoped strained-layer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (8 or 15nm)-GaAs (15nm) MQW with compositions of $x=0.1$, 0.15 and 0.2, respectively, have been investigated by photocurrent measurements at temperatures ranging from 10K to 300K. The intersubband exciton transitions 11H, 11L, 22H and the transitions between the confined subbands and continuum are observed. The photocurrent peak related to the 2s or other excited states of heavy-hole exciton is also observed and the exciton binding energy thus obtained is about 8meV. The band offset of the heavy-hole band is $Q_v=0.40\pm0.02$.

Key words Strained-layer multiple quantum wells, Band offset, Exciton transition