

In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}/InP 多量子阱 的光调制反射光谱

方晓明 沈学础

(中国科学院红外物理国家实验室, 上海, 200083)

报道了组分 $y=0.76$ 和 0.84 的晶格匹配 In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}/InP 多量子阱的子能带结构低温光调制反射光谱研究结果, 在 $0.9\sim 1.5\text{eV}$ 光子能量范围观察到限制的电子与空穴子带间的激子跃迁, 还观察到限制的电子子带与空穴连续态间的跃迁, 由此比较直接地确定了价带的不连续量, 得到不连续因子 $Q_v=0.65\pm 0.02$.

关键词: 多量子阱, 子带间跃迁, 能带不连续因子。

1 引言

In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}/InP 多量子阱激光器的辐射波长位于光纤通信的低损耗和低色散波段, 即 $1.3\sim 1.7\mu\text{m}$ 波长区域, 可作为光纤通信系统的光源, 在诸如辐射探测器、发光二极管高速异质结晶体管等光电和传输器件方面^[1], In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}/InP 异质结构也有重要应用前景。

迄今为止, 尚未见到用光调制反射光谱方法研究 In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}/InP 多量子阱的子带间光跃迁过程的报道。用光调制反射光谱方法研究得比较多的是 Al_zGa_{1-z}As/GaAs 超晶格和多量子阱结构^[2~5], 在子带间允许跃迁和禁戒跃迁的实验研究方面, 充分体现了这一方法的高灵敏度优点。

本工作采用低温光调制反射光谱方法, 研究了组分 $y=0.76$ 和 0.84 的晶格匹配 In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}/InP 多量子阱的子带间跃迁以及其它跃迁过程。观察到 4 个量子阱内的电子与空穴子带间的激子跃迁过程, 还观察到阱内子带到阱外连续态的跃迁过程。所有这些跃迁的能量位置都与包络函数方法理论计算结果吻合。

2 实验

本工作中的样品是用低压金属有机化学汽相沉积方法 (LP-MOCVD) 生长的^[6]。在半绝缘 InP 衬底上生长 $0.5\mu\text{m}$ InP 缓冲层, 其上交替生长 15 个周期厚度分别为 10nm 和

30 nm 的 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 势阱层和 InP 势垒层, 样品的表面是 $1.0\ \mu\text{m}$ InP 保护层. 所有样品都是非故意掺杂的, 两种样品势阱层的组分分别为 $y=0.76$ 和 0.84 .

光调制反射光谱的实验方法和实验装置在参考文献^[7]中已作过详尽的描述. 实验用 100 W 卤素灯作为光源, $0.5\ \text{m}$ 光栅单色仪的光谱分辨率为 $1\ \text{meV}$. 样品置于循环致冷系统的低温杜瓦瓶内, 温度变化范围为 $10\sim 300\ \text{K}$. 用 He-Ne 激光的 $632.8\ \text{nm}$ 谱线作为调制激发光源, 用斩波器进行调制, 调制频率为 $123\ \text{Hz}$. 光调制信号用锗光敏二极管探测, 由锁相放大器检测. 整套实验装置采用微机控制, 单色仪可在给定波长范围内重复扫描, 并可累加平均各次测量结果, 从而提高了光谱信号测量的信噪比和精度.

室温下仅观察到对应于 InP 基本带间跃迁的光谱结构, 没有观察到对应于子带间跃迁的光谱结构. 所有实验都在低于 $100\ \text{K}$ 的温度下进行, 样品在室温和低温下都有明显的光致发光信号, 这是由作为调制光的 He-Ne 激光的 $632.8\ \text{nm}$ 谱线激发产生的. 实验中激光功率控制在 $0.2\ \text{mW}$, 用中性灰玻璃衰减激光功率.

3 结果与讨论

图 1 所示是 $y=0.76$ 的 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 多量子阱样品在 $T=80\ \text{K}$ 和 $14\ \text{K}$ 的光调制反射光谱, $y=0.84$ 的样品也有相似的光谱结构. 由图 1 可见: 在谱图的低能侧存在 3 个尖锐的光谱结构; 在 $1.410\ \text{eV}$ 附近较强的光谱结构对应于 InP 的基本带间跃迁, 包括来自 InP 势垒层, 缓冲层, 保护层以及衬底贡献; 在谱图中部还存在 3 个比较宽的光谱结构. 已用箭头标示 $T=14\ \text{K}$ 时这些光谱结构的能量位置, 具体跃迁过程的判别将在下面讨论. 所有光谱结构的强度都随温度上升而减弱, 能量位置则有明显的红移.

谱线的能量位置和线宽用拟合的方法确定^[8]. 图 2 是对 $y=0.76$ 的 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 多量子阱样品的光调制反射光谱中两个光谱结构进行线形拟合的结果, 虚线是实验曲线, 实线是拟合曲线, 跃迁能量位置用箭头标示.

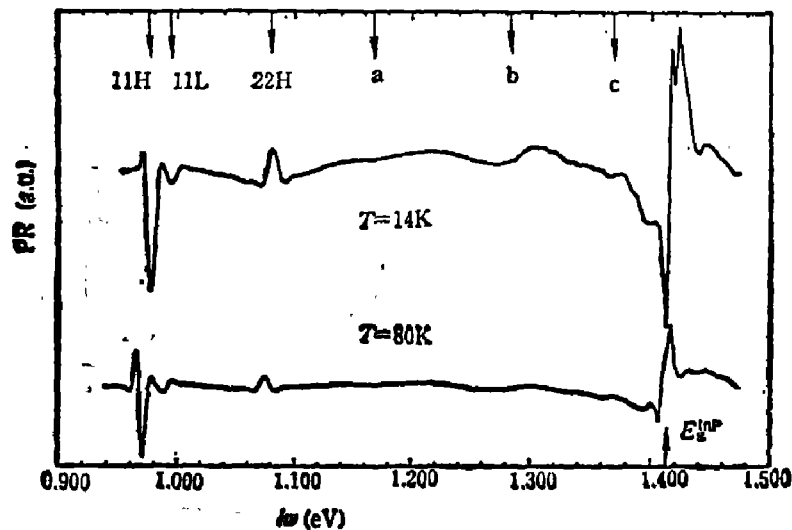


图 1 InGaAsP 多量子阱的光调制反射光谱

Fig. 1 The photoreflectance spectra of InGaAsP multiple quantum wells

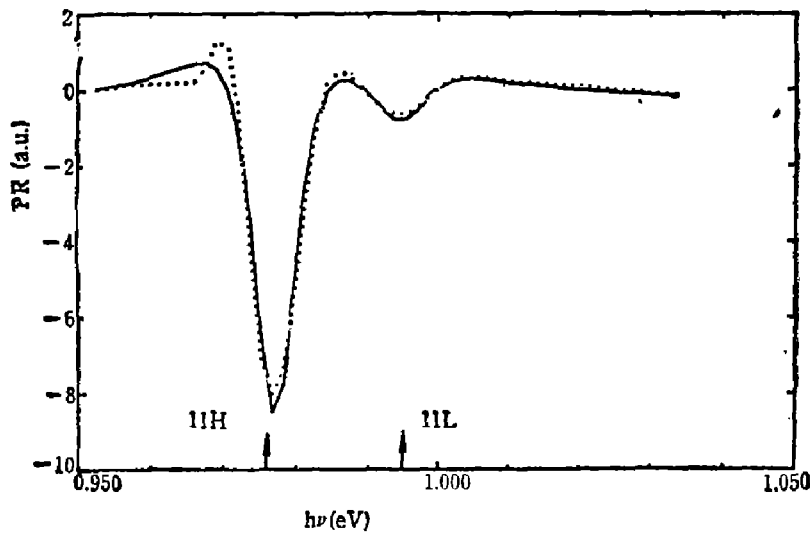


图 2 光调制反射光谱线形拟合

Fig. 2 The fit to the PR spectrum

为判定各光谱结构对应的跃迁过程, 用包络函数方法^[9]计算了势阱内电子和空穴限制态能级以及阱外连续态能级. 包络函数方法没有考虑激子效应, 因而子带间跃迁能量的计算值应减去激子束缚能, 然后与跃迁能量的实验值比较.

计算中唯一可调节的参数是多量子阱界面处的价带的能带不连续因子 Q_v , 定义为

$$Q_v = \Delta E_v / (\Delta E_c + \Delta E_v), \quad (1)$$

式中 ΔE_c 和 ΔE_v 分别是 InP 和 InGaAsP 的导带和价带在界面的不连续量. 图 3 所示是 11H, 11L, 22H 和 22L 跃迁能量的计算值随 Q_v 的变化. 这里, 跃迁过程用符号 nmH 和 nmL 表示, n 和 m 分别表示电子和空穴子带标号, H 和 L 分别表示重空穴和轻空穴. 由图 3 可见, 11H 和 11L 对 Q_v 的变化是不敏感的, 而 22H 和 22L 要敏感得多. 这意味着如果实验上仅观察到 11H 或 11H 和 11L 跃迁, 则较难通过拟合得出符合实际的 Q_v 值, 因为这时 Q_v 的可取值范围可以很宽. 如果还能观察到 22H 和 22L, 由于它们对 Q_v 的依赖关系较

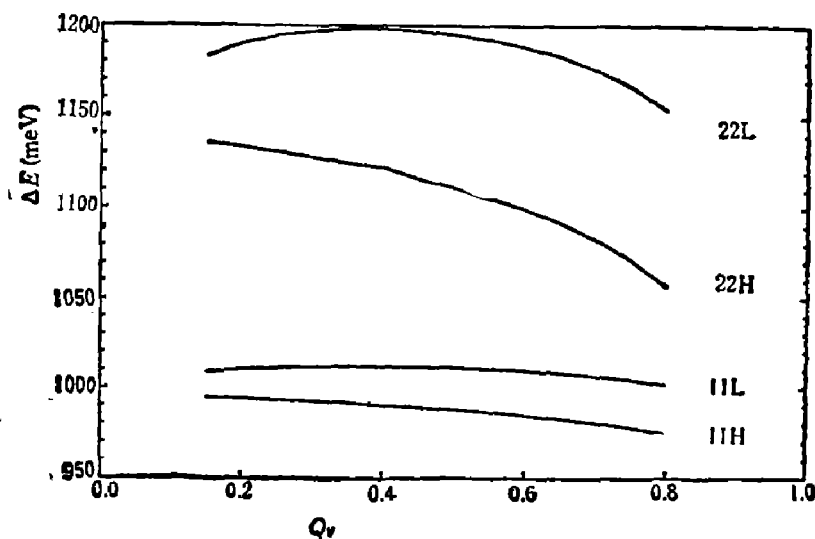


图 3 跃迁能量对能带不连续因子的依赖关系

Fig. 3 The dependence of intersubband transition energy on band offset ratio

敏感, Q_v 的可取值范围将受到较大的限制, 拟合得到的 Q_v 要可靠得多. 图 1 中谱图低能侧存在的 3 个尖锐的光谱结构分别对应于 11H, 11L 和 22H 跃迁, 这有助于确定 Q_v . 计算表明, 若取 $Q_v = 0.65$, 各跃迁能量的理论值与实验值符合得最好.

图 4 示出用包络函数算得的 $y = 0.76$ 的 $\text{In}_{1-y}\text{Ga}_y\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 多量子阱的子能级以及

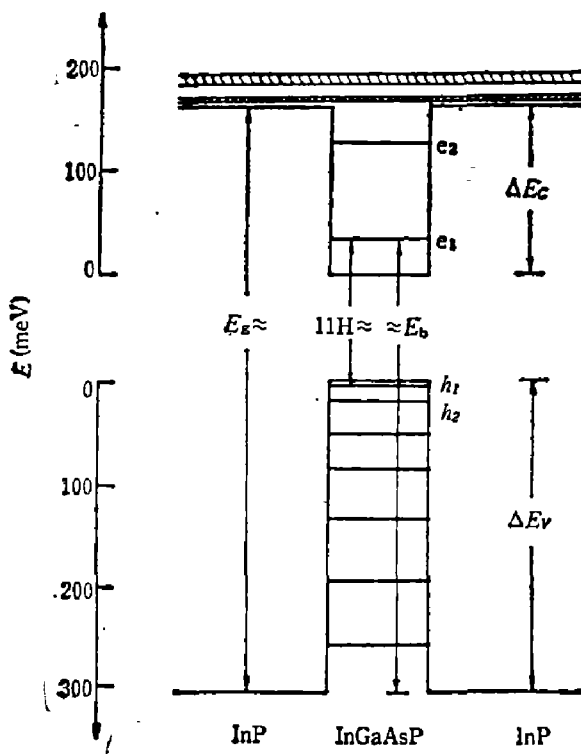


图 4 InGaAsP 多量子阱的子能带示意图
Fig. 4 Schematic illustration of the subband configuration in InGaAsP multiple quantum wells

带间跃迁过程, 为清楚起见, 只标出了重空穴子能级, 没有标出轻空穴子能级. 计算表明, 量子阱内轻空穴和重空穴子能级几乎没有展宽, 电子的第一子能级也几乎没有展宽, 电子的第二子能级的展宽也很微弱. 这是由于势垒层很厚 (30nm), 相邻势阱中电子和空穴波函数的交叠可以忽略. 用包络函数方法也可以计算高于势垒的那些子带的能量位置, 图 4 中阴影部分表示这些子带. 由于轻, 重空穴的有效质量比电子大得多, 能量高于势垒的空穴子带形成连续带. 随能量增大, 电子子带的宽度也不断增大, 而相邻子带间的带隙不断减小, 趋近于形成连续带. 这里所谓的电子子带是指能量高于势垒的电子子带, 占据这些电子子带的电子在势阱层仍有相当大的几率局域, 但受到超晶格势的作用要小得多, 因而电子波函数的交叠比较大, 在 z 方向存在色散, 具有更多的三维特性.

图 1 中最低能量的光谱结构对应于第一电子子带与第一重空穴子带间的跃迁 11H, 这是所有子带间跃迁中最强的跃迁, 也是通常光致

发光实验观察到的最强的荧光峰所对应的跃迁. 11H 高能侧的光谱结构被判定为第一轻空穴子带与第一电子子带间的跃迁 11L. 另一尖锐的光谱结构对应于第二重空穴子带与第二电子子带间的跃迁 22H. 被标为 22L 的光谱结构对应于第二轻空穴子带与第二电子子带间的跃迁, 尽管光谱结构十分微弱, 但是其能量位置仍十分接近 22L 的理论计算值. 表 1 所列是组分分别为 $y = 0.76$ 和 0.84 的样品的各跃迁能量的实验值与理论值的比较. 电子和空穴能级分别以 e_i, h_i 和 l_i 表示 ($i = 1, 2, 3, \dots$), 跃迁能量则以 nmH 和 nmL 表示.

11H 与 22H 跃迁的能量之差的实验值为 104 meV, 这一能量差可近似看作为第一与第二电子子带间的能级差, 因为量子阱中重空穴子带的能级差较小, 尤其是 h_1 与 h_2 之差, 这是由于重空穴的有效质量较大, 量子限制效应比较强所致. 电子激发态能级对势垒高度 (即 $(1 - Q_v)\Delta E_p$) 的变化颇为敏感, 因而上述能量差限制了 Q_v 的取值范围. 计算表明, 不可能将光谱结构 b 判定为 33H 跃迁, 而同时又保持 11H 与 22H 跃迁能量差的理论计算值为 104 meV. 我们仔细分析了实验数据和计算结果, 指认光谱结构 b 为第一电子子带与空穴连续态间的跃迁. 这里所说连续态就是前面所述量子阱外的延展态, 这些态上的载流子沿 z 方向的运动差不多是自由的. 考虑到连续态的准二维特征, 不难理解与之相联系的跃

表 1 光谱结构能量位置的理论计算值与实验值(单位: eV)
Table 1 The comparison between the calculated energy positions
of spectral features and the experimental ones

y	0.76	0.84
11 H(实验值)	0.977	0.928
(理论值)	0.973	0.931
11 L(实验值)	0.995	0.950
(理论值)	0.996	0.955
22 H(实验值)	1.081	1.047
(理论值)	1.081	1.046
22 L(实验值)	1.163	1.137
(理论值)	1.165	1.131
E_b (实验值)	1.287	1.275
(理论值)	1.285	1.272
E_c (实验值)	1.380	...
(理论值)	1.378	1.370
e_1	0.037	0.039
e_2	0.129	0.137
h_1	0.005	0.005
$E_g(y)$	0.940	0.897
ΔE_c	0.166	0.181
ΔE_b (实验值)	0.305	0.342
(理论值)	0.308	0.336
Q_v	0.65	0.65

迁具有比较宽的谱线结构。由表 1 可见, 光谱结构 b 的能量位置的实验值与计算值符合得很好, 很接近 Zachau 等人^[2] 用光电流谱方法得到的结果。但是我们没有观察到他们指认为第一重空穴子带与电子连续态间的跃迁。我们由图 4 得到确定价带不连续量 ΔE_c 的公式为

$$\Delta E_c = E_b - 11 H - e_b + h_1, \quad (2)$$

式中 e_b 是激子束缚能, 其它符号的意义见图 4。 h_1 是小量, 对确定 ΔE_c 没有多少影响, 因而根据式(2)得到的 ΔE_c 是比较直接的。表 1 还列出了 ΔE_c 的实验值与拟合值的比较, 可以看出两者符合得相当好, 这从另一方面说明我们对光谱结构 b 的判定是比较可靠的。通过比较能量位置的实验值与理论值, 我们判定光谱结构 c 为第二电子带与空穴连续态间的跃迁。

与光电流谱方法相比^[2], 光调制反射光谱方法因其尖锐的微商谱结构而具有准确确定跃迁能量的优点。此外, 光调制反射光谱仅涉及光跃迁过程, 而光电流谱则包含光激发过程以及随后的剩余载流子输运过程和复合过程, 需要考虑更多的因素, 因而实验结果的分析更为复杂。

4 结 论

采用低温光调制反射光谱方法研究了 $y=0.76$ 和 0.84 的晶格匹配 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 多量子阱的子带带间跃迁过程。观察到 11 H, 11 L, 22 H 和 22 L 跃迁, 这些跃迁的光调制反射光谱谱线具有激子介电函数的一阶微商谱的线形。所有跃迁的能量位置都与包络函数理论计算的结果吻合, 拟合给出价带能带不连续因子 $Q_v=0.65$ 。还观察到对应于电子限制态与空穴连续态间跃迁的光谱结构, 从而比较直接地确定了价带的不连续量 $\Delta E_v=308\pm 10\text{ meV}$, 该值与拟合计算值相当吻合。

参 考 文 献

- 1 Pearsall T P. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1980; **QE-16**: 709
- 2 Zachau M, Helgesen P, Kux A et al. *Superlatt. Microstr.*, 1989; **5**: 19
- 3 Glembocki O J, Shanabrook B V, Bottka N et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1985; **46**: 970
- 4 Shen H, Parayanthal P, Pollak F H et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1986; **48**: 653
- 5 Parayanthal P, Shen H, Poollak F H et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1986; **48**: 1261
- 6 Grutzmacher D, Meyer R, Zachau M et al. *J. Crystal Growth*, 1988; **93**: 382
- 7 沈学础。红外研究, 1987; **6**: 369
- 8 Aspnes D E. In: T. S. Moss ed, *Handbook on Semiconductors 2*, North-Holland, Amsterdam, 1980: 109
- 9 Bastard G. *Phys. Rev.*, 1982; **B25**: 7584

PHOTOREFLECTANCE SPECTROSCOPY IN $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ MULTIPLE QUANTUM WELLS

FANG XIAOMING, SHEN XUECHU

(National Laboratory for Infrared Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

The results of the low temperature photoreflectance measurements for quaternary $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ ($y=0.76, 0.84$) multiple quantum wells are reported. The excitonic transitions between the confined electron and hole subbands and the transitions between the confined electron subband and the hole continuum are observed within the range of photon energy from 0.9 to 1.5 eV. Based on these, a direct determination of the valence band discontinuity is made. The valence band offset i. e. $Q_v=0.65\pm 0.02$ is obtained.

Key words: multiple quantum wells structures, intersubband transitions, band offset.