

调制掺杂的应变 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 多量子阱结构的光致发光谱研究

沈文忠 唐文国 常 勇 李自元 沈学础

(中国科学院红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

A. DIMOULAS

(Foundation for Research and Technology-Hellas, P. O. Box 1527,

Heraklion 71110, Crete, Greece)

(1994 年 10 月 10 日收到)

报道了调制掺杂的应变 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 多量子阱中室温光致发光光谱. 观察到 $n=1$ 和 2 电子子带到 $n=1$ 重空穴子带的强发光峰. 在低温下可以观察到 $n=1$ 电子子带到 $n=1$ 轻空穴弱发光肩胛. 通过对发光强度随激发功率及温度依赖关系以及理论模型的分析研究, 认为该调制掺杂量子阱中辐射复合效率降低的主要机制是应变失配位错对载流子的陷阱作用. 界面上的失配位错是陷阱的主要来源. 并用静态的光致发光理论模型对实验结果进行了解释.

PACC: 7855; 7240; 7340L

1 引 言

调制掺杂量子阱结构(MDQWs)正引起人们越来越浓厚的兴趣, 这不仅仅是由于它们在实际应用上的需要, 而且还在于其基本性质研究的重要意义^[1]. 在这些结构中, 载流子从故意掺杂的高能隙处扩散到低能隙的阱中, 形成了既深又窄的近似三角形的势阱, 并在阱中形成高密度的准二维的电子(空穴)气. 由此而形成的多体相互作用强烈地影响着它们的光谱特性^[1-3]. 对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱结构而言, 一方面由于其较大的导带不连续($\Delta E_c \approx 0.50$ eV)以及 InGaAs 阱中较小的电子有效质量, 使得它们很适合于高速电子器件设计, 如高电子迁移率晶体管结构(HEMTs)等. 另一方面, 基于这一体系的光电器件可以工作在较长波段处(1.55 μm), 非常适合于光纤通信应用. 组分 x 一般有两种选择: $x=0.53$ 的晶格匹配结构和 $x=0.60$ 的应变结构. 应变结构选择组分为 0.60 的理由是此时 InGaAs 阱中的内建压应力很适合于生长在 InP 衬底上的 HEMT 结构的实际操作使用^[4].

室温载流子复合对于量子阱光电器件是一个重要的过程. 近来, 一般认为室温时非辐射复合是主要的复合过程. 载流子的陷阱作用^[5,6]以及热载流子热激发出势阱, 并伴随着在势垒中的非辐射复合^[7-10], 它们是量子阱中辐射复合效率降低的两种主要机制. 由于

材料质量的限制,直到最近才有应变 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 量子阱结构中室温光致发光光谱的报道^[10-12]. 但对于调制掺杂的应变 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱结构,目前还没有室温光致发光光谱的报道. 研究这种结构的室温光致发光光谱特性,以及其主要的发光机制和淬灭过程无疑是有意义的.

利用傅里叶变换光致发光技术(FTPL),研究调制掺杂的应变 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 多量子阱结构. 观察到其室温的光致发光光谱. 改变温度和激发功率的研究表明,此多量子阱中辐射复合效率降低的主要机制是应变失配位错对载流子的陷阱作用. 并用静态的光致发光理论模型对实验结果进行了解释.

2 实 验

实验采用的调制掺杂应变 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 多量子阱样品是在 VG80H MBE 系统上生长的. 以 n^+ 的 $\text{InP}(100)$ 为衬底,首先生长 $1.0\ \mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 缓冲层,然后生长 25 个周期的量子阱结构,它们依次为 $15\ \text{nm}$ 的 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ 层, $4\ \text{nm}$ 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层(spacer),和 $20\ \text{nm}$ 的调制掺杂 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 层(掺 Si, 浓度为 $2.0 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$). 最后为 $0.2\ \mu\text{m}$ 掺杂的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 层(浓度为 $2.0 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$)和没有掺杂的 $10\ \text{nm}$ 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 覆盖层. 图 1 给出此调制掺杂 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 应变多量子阱样品的结构和 z 方向能带示意图.

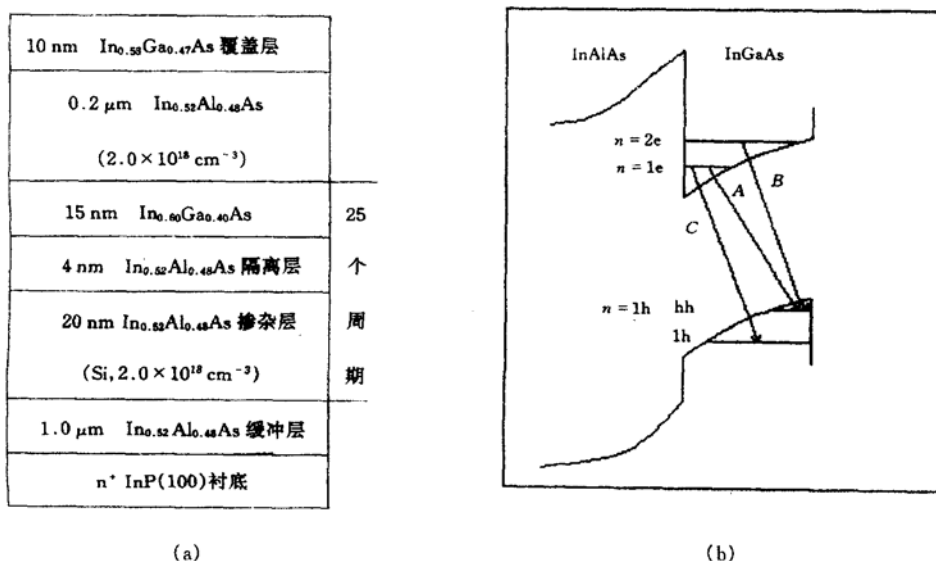


图 1 调制掺杂 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 应变多量子阱 (a) 为结构图; (b) 为 z 方向能带示意图, 图中 A, B, C 跃迁分别表示图 2 中发光峰的来源

在傅里叶变换光致发光测量中,以 Ar^+ 激光器的 $514.5\ \text{nm}$ 谱线作为激发源,用 Nicolet 800 型傅里叶变换红外光谱仪(FTIR)测量样品的发光,分辨率为 $4\ \text{cm}^{-1}$. 探测器为液氮冷却的 InSb 探测器. 温度测量范围为 10.0 到 $295.0\ \text{K}$ (精度为 $\pm 0.1\ \text{K}$).

3 实验结果

图 2 是 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 多量子阱样品在室温(295 K)和 30 K 时的傅里叶变换光致发光谱. 它们主要是由两个很强的发光峰组成. 这与调制掺杂 $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 系统的光致发光光谱相类似^[13]. 低能峰(标为 A)显然是 $n=1$ 电子子带到 $n=1$ 重空穴子带的跃迁. 而高能峰(标为 B), 与调制掺杂类似是 $n=2$ 电子子带到重空穴子带的跃迁. 这种非对称系统中, 掺杂能使子带能级发生移动和载流子分布情况发生变化, 使阱中电子和空穴分离, 减弱了彼此间波函数的交叠程度, 使跃迁选择定则 $\Delta n=0$ 松弛. 理论计算还表明^[14], 掺杂能使 $n=2$ 电子子带和 $n=1$ 空穴子带的波函数交叠程度增大, 甚至比 $n=1$ 电子子带和 $n=1$ 空穴子带间交叠大好几倍, 这在我们的调制掺杂系统中确实观察到. 同时也说明此样品中的费密能级处在高于第二电子子带的位置上.

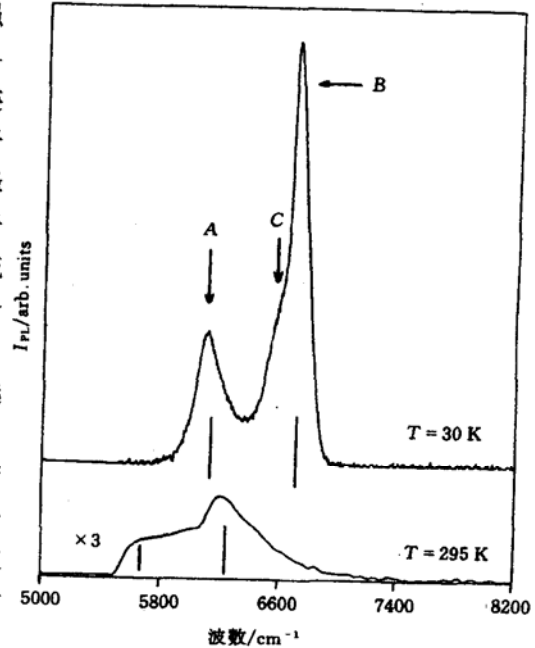


图 2 调制掺杂应变 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 多量子阱样品在 30 和 295 K, 激发功率为 2 W/cm^2 的光致发光光谱 竖线为理论计算的子带能级能量值

虽然此量子阱中子能级的计算需自洽求解 Poisson 和 Schrödinger 方程, 但在我们所研究的结构中, 由于具有较高的电子气密度和很窄的势阱(5 nm), 低能级($n=1, 2$)的计算完全可以用简单的三角势阱来求解. 在应变量子阱中, 应计及应变导致的能级移动 δE ,

$$\delta E = \left(2a \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} - b \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon, \quad (1)$$

其中应变程度在数值上等于晶格失配度: $\epsilon = -\Delta c/c = -0.0045$, 形变势能 $a = -7.45 \text{ eV}$, $b = -1.75 \text{ eV}$, 张力系数 C_{11}, C_{12} 分别取为 10.29×10^{11} 和 $5.1 \times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$ ^[15]. InGaAs 的带隙 E_g 可从文献[16]中查到, 导带不连续量 ΔE_c 取为 0.55 eV ^[17], 电子、轻重空穴的有效质量可以从 InAs 和 GaAs 中线性推得: $m_e^*/m_e = 0.0410$, $m_{lh}^*/m_e = 0.0416$, $m_{hh}^*/m_e = 0.377$. 激子束缚能取为 10 meV . 图 2 中竖线表示相应跃迁的计算结果. 这种实验与理论计算结果的一致性进一步说明了此时用三角势阱近似的可行性. 低温下, 在峰 B 的低能侧出现了一个弱肩胛(标为 C), 此结构比峰 B 能量低约 18 meV . 这一弱发光结构并非起源于与费密边有关的发光, 也不可能与杂质有关. 因为仔细考察其温度变化时发现, 它在 20 K 时最强, 随着温度进一步降低这一结构并不继续增强, 反而逐渐消失. 这种行为是有应变的非对称阱中 $n=1$ 电子子带到 $n=1$ 轻空穴发光的特征. 并已在 δ 掺杂的

AlGaAs/InGaAs/GaAs 系统中观察到^[18]. 应变导致轻重空穴态的分裂值为

$$\delta E_{lh} = \frac{1}{2}(\Delta - 3E_s - \sqrt{\Delta^2 + 2E_s\Delta + 9E_s^2}), \quad (2)$$

其中 Δ 为自旋-轨道分裂值, E_s 为单轴应力引起的能带移动

$$E_s = -b \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \epsilon, \quad (3)$$

取 Δ 为 0.365 eV, 这样计算得到的轻重空穴分裂值, 再加上阱中能级位置差, 共为 53.8 meV, 与实验中测得的约 55.4 meV 相当一致. 我们认为轻空穴可能很弱地束缚在 InGaAs 层中, 在很低的温度下隧穿概率显著增大, 轻空穴也扩展到 InAlAs 层中, 那里的态密度很大, 使得此时在量子阱结构的发光谱中也看不到与轻空穴有关的发光峰.

图 3 是室温和 30 K 下峰 B 的光致发光强度 I_{PL} 随激发功率 P_0 变化的依赖关系. 由于峰 A 具有类似的行为, 下面主要讨论发光峰 B 随温度和激发功率变化的行为, 虚线分别表示 $I_{PL} \propto P_0^\alpha$ 关系中的 $\alpha = 1$ 和 $\alpha = 2$. 室温时, 在较低激发功率下, 其光致发光强度正比于激发功率的平方 ($\alpha = 2$), 而在较高激发功率时, 其光致发光强度却正比于激发功率 ($\alpha = 1$). 低温下在实验激发强度范围内, 不论激发功率大小, 光致发光强度却始终正比于激发功率 ($\alpha = 1$). 图 4 是发光峰 B 的峰位随温度的变化关系, 其中实线为 $\text{In}_{0.60}\text{-Ga}_{0.40}\text{As}$ 势阱的带隙随温度变化的关系曲线, 并已考虑限制效应修正. 可见在低温时两者有大约 16.5 meV 的偏差. 图 5 是发光峰 B 的强度与温度倒数的变化关系. 在低温区, 其光致发光强度很快下降. 用静态的光致发光理论模型, 认为量子阱中辐射复合效率降低的主要机制是应变失配位错对载流子的陷阱作用, 所有这些实验结果都可以得到解释.

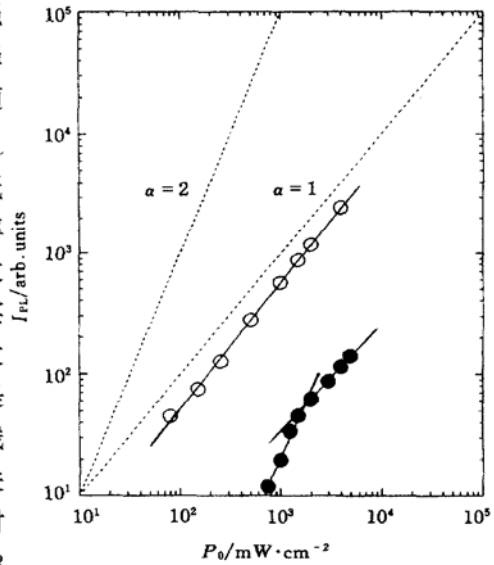


图 3 30(○)和 295 K(●)下发光峰 B 的光致发光强度 I_{PL} 与激发功率 P_0 间的关系. 虚线为光致发光强度随激发功率线性和二次方的依赖关系

4 理论模型与讨论

量子阱中载流子衰减的速率方程为

$$\frac{dn}{dt} = \frac{AP_0}{E} - Bnp - n/\tau_n - b_e np + a_e n_e, \quad (4)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{AP_0}{E} - Bnp - n/\tau_p - b_e np + a_e n_e, \quad (5)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = -B_e n_e + b_e np - a_e n_e, \quad (6)$$

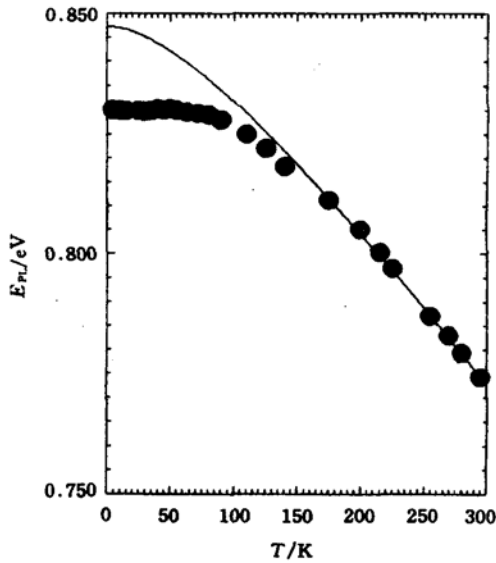


图4 发光峰B的光致发光峰位 E_{PL} 与温度 T 的关系 实线为 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ 势阱的带隙随温度变化的关系曲线,并已校正到295 K时的峰B位置上

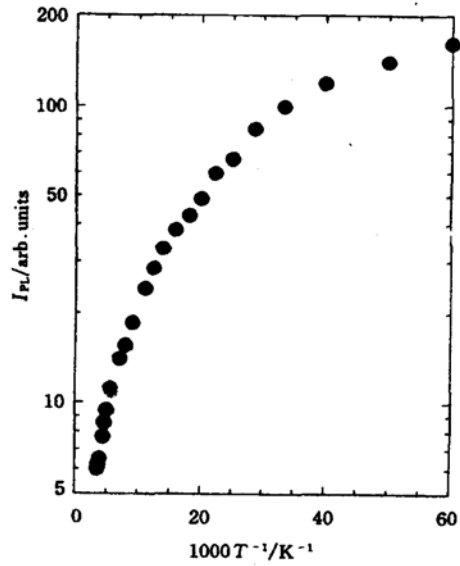


图5 调制掺杂应变 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 多量子阱样品发光峰B的强度的对数与温度倒数的变化关系 激发功率为 $2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$

其中 n, p, n_e 分别为光生电子、空穴和激子密度; A 为激发能量为 E 时的吸收系数; B 和 B_e 分别为带带和激子的辐射复合系数; a_e, b_e 为激子分解和形成的速率; τ_n 和 τ_p 则为陷阱存在时载流子的非辐射复合寿命。

利用光生载流子密度远大于热平衡值的近似(即 $n \approx p$), 在稳态条件下, 由(4), (6)式可得

$$\frac{AP_0}{E} = \left(B + b_e - \frac{a_e b_e}{B_e + a_e} \right) n^2 + \frac{n}{\tau_n} \quad (7)$$

而 $I_{\text{PL}} = Bnp \propto n^2$, 由此可得: 当辐射复合占主导地位时, $P_0 \propto n^2$, $I_{\text{PL}} \propto P_0$ ($\alpha = 1$); 当非辐射复合占主导地位时, $P_0 \propto n$, $I_{\text{PL}} \propto P_0^2$ ($\alpha = 2$). 当两者都有贡献时, α 介于1和2之间。

在室温下, 本文讨论的光致发光跃迁似仍主要为带带跃迁, 可忽略激子复合^[6,10], 稳态时阱中的光生载流子密度由(4), (5)两式得

$$\frac{n}{\tau_n} = \frac{p}{\tau_p} = \frac{AP_0}{E} - Bnp, \quad (8)$$

发光强度

$$I_{\text{PL}} = Bnp = \frac{(\sqrt{1 + 4ABP_0\tau_n\tau_p/E} - 1)^2}{4B\tau_n\tau_p} \quad (9)$$

在较低激发功率下, (9)式可简化为 $I_{\text{PL}} = A^2 B \tau_n \tau_p P_0^2 / E^2 \propto P_0^2$ ($\alpha = 2$); 表明在此功率范围内, 陷阱中的自由载流子的非辐射复合占主导地位。在较高激发功率下, (9)式可简化为 $I_{\text{PL}} = AP_0 / E \propto P_0$ ($\alpha = 1$) 表明在此功率范围内, 自由载流子的辐射复合占主导地

位. 这种转变是有效的陷阱作用导致的陷阱饱和所致^[6].

在低温(30 K)下, 主要是激子复合, 在实验激发功率范围内, 不论激发功率多大, 其光致发光强度由(4), (6)式可得恒为

$$I_{\text{PL}} = B_e n_e = \frac{AP_0}{E} \propto P_0 \quad (\alpha = 1), \quad (10)$$

表明激子的辐射复合在低温下占主导地位. 这些正是实验所观察到的. 图 3 中低温下发光峰位的偏差(16.5 meV), 并不等于激子束缚能. 这可以用激子的陷阱作用来解释^[19,20]. 这一方面与图 5 中光致发光强度在低温下的迅速下降相符合, 另一方面也与调制掺杂结构中的光致发光光谱(PL)与光致发光激发光谱(PLE)有较大的 Stokes 位移相符合.

了解这种陷阱的起源是相当有意义的. 可以排除任何与杂质有关的效应, 因为实验并没有观察到与杂质有关的发光结构, 另一方面改变激发功率发光峰位并未发生移动. 此外, 杂质参与发光峰位与温度的关系也异于图 4 的实验结果. 图 5 中在低温区光致发光强度明显下降, 使得我们不能得到单一的激发能 E_A . 这种情况在应变 InGaAs/GaAs 量子阱中已经观察到^[21,22]. 这是由于激子常常局域在量子阱的应变弛豫区间上, 而由于失配位错的存在使得弛豫变得不均匀, 导致不同的激发能 E_A ^[23]. 这表明在我们所研究的调制掺杂应变 In_{0.60}Ga_{0.40}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 多量子阱结构中界面上的失配位错是陷阱的主要来源.

- [1] A. C. Gossard and A. Pinczuk, in *Synthetic Modulated Structures*, edited by L. L. Chang and B. C. Giessen (Academic, New York, 1985).
- [2] M. S. Skolnick, J. M. Rorison, K. J. Nash, D. J. Mowbray, P. R. Tapster, S. J. Bass and A. D. Pitt, *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987), 2130.
- [3] Y. Yin, H. Qiang, F. H. Pollak, D. C. Streit and M. Wojtowicz, *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 1579.
- [4] J. M. Kuo, M. D. Feuer and T. Y. Chang, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B6**(1988), 657.
- [5] W. Pickin and J. P. David, *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990), 268.
- [6] Y. J. Ding, C. L. Guo, S. Li, J. B. Khurgin, K. K. Law and J. L. Merz, *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 154; **60**(1992), 2051.
- [7] J. D. Lambkin, D. J. Dunstan, K. P. Homewood, L. K. Howard and M. T. Emeny, *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 1986.
- [8] P. Michler, A. Hanhleiter, M. Moser, M. Geiger and F. Scholz, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 7280.
- [9] D. R. Storch, R. P. Schneider, Jr. and B. W. Wessels, *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 3041.
- [10] S. Marcinkevicius, U. Olin and G. Treideris, *J. Appl. Phys.*, **74**(1993), 3587.
- [11] T. Hayakawa, H. Horie, M. Nagai and Y. Niwata, *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 190.
- [12] F. Martelli, M. G. Proietti, M. G. Simeone, M. R. Bruni and M. Zugarini, *J. Appl. Phys.*, **71**(1992), 539.
- [13] C. Colvard, N. Nouri, H. Lee and D. Ackley, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 8033.
- [14] G. E. W. Bauer and T. Ando, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 8321.
- [15] A. Dimoulas, J. Leng, K. P. Giapis, A. Georgakilas, C. Michelakis and A. Christou, *Phys. Rev.*, **B47**(1993), 7198.
- [16] G. Ji, D. Huang, U. K. Reddy, T. S. Henderson, R. Houdre and H. Morkoc, *J. Appl. Phys.*, **62**(1987), 3366.
- [17] S. Moneger, Y. Baltagi, T. Benyattou, A. Tabata, B. Ragot, G. Guillot, A. Georgakilas, K. Zekentes and G. Halkias, *Appl. Phys. Lett.*, **74**(1993), 1437.
- [18] Wenzhong Shen *et al.*, *International J. Infrared and Millimeter Waves*, **15**(1994), 1809.
- [19] C. Delalande, M. H. Meynadier and M. Voos, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 2497.
- [20] K. Fujiwara, N. Tsukada and T. Nakayama, *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988), 675.

- [21] R. L. S. Devine, *Semicond. Sci. Technol.*, **3**(1988), 1171.
[22] Wenzhong Shen *et al.*, *International J. Infrared and Millimeter Waves*, **15** (1994), 1643.
[23] K. Rajan, R. L. S. Devine, W. T. Moore and P. Maigne, *J. Appl. Phys.*, **62**(1987), 1713.

PHOTOLUMINESCENCE STUDIES OF MODULATION - DOPED STRAINED $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ QUANTUM WELLS

SHEN WEN-ZHONG TANG WEN-GUO CHANG YONG LI ZI-YUAN SHEN XUE-CHU
(State Key Laboratory for Infrared Physics, Academia Sinica, Shanghai 200083)

A. DIMOULAS

(Foundation for Research and Technology-Hellas, P. O. Box 1527, Heraklion 71110, Crete, Greece)

(Received 10 October 1994)

ABSTRACT

The room-temperature photoluminescence (PL) spectrum of the modulation-doped strained $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ multiple quantum wells (MQW) is reported. In addition to two strong PL peaks related to the recombination between electrons in the first ($n = 1$), second ($n = 2$) subbands and heavy holes in the first ($n = 1$) subband, a weak PL shoulder related to the recombination between $n = 1$ electrons and $n = 1$ light holes is observed at low temperatures. We demonstrate that the main mechanism of the decrease in radiative QW recombination efficiency is due to the carrier trapping on the misfit dislocations, based on the temperature and excitation power dependence of the PL peak intensity and energy and the steady-state PL model.

PACC: 7855; 7240; 7340L