

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱结构中 热载流子分布的皮秒光谱研究*

徐仲英 许继宗 李玉璋 葛惟锬 陈宗圭 郑宝真

(中国科学院半导体研究所, 北京)

摘要——用皮秒时间分辨荧光相关技术研究了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱中的热载流子弛豫过程, 结果表明, In 组分 x 值(不同应变)对载流子弛豫寿命有明显的影响; 与体材料相比, 热载流子分布弛豫过程明显变慢, 寿命明显增加。

关键词——皮秒光谱, 载流子弛豫。

量子阱结构中热载流子快速弛豫过程的研究是当前十分活跃的研究课题, 目前主要工作集中在 $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ 这一类晶格匹配材料中^[1~4], 而对 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 等晶格失配应变超晶格的工作尚少报道。这些研究工作表明: 与体材料相比, 量子阱中热电子能量弛豫过程明显变慢 ($n > 10^{17}/\text{cm}^3$); 热电子弛豫寿命大致正比于激发强度, 并随载流子能量增加呈指数减小; 热载流子荧光测量表明, 热载流子可以通过热化过程达到某一平衡温度, 通常这一温度可以用玻尔兹曼分布描述, 它远高于晶格温度; Γ 能谷的热电子冷却过程的主要机理是 LO 声子的散射和衰退。所以这种研究对深入了解低维系统中载流子散射、电子-声子相互作用等许多重要物理过程是十分必要的。

本文报道 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变单量子阱样品在皮秒激光脉冲作用下产生的热载流子弛豫过程。与相应体材料相比, 光致载流子弛豫时间明显增加, 并表现出与 x 值(不同应变)的明显关系; 同时研究了热载流子寿命对激发强度的依赖关系, 结果表明其基本特性与 $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ 量子阱相似^[1], 但明显区别于 $\text{GaAs}/\text{GaAs}_{0.5}\text{P}_{0.5}$ 应变超晶格结构^[5]。

实验所用样品为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变单量子阱结构, 用分子束外延生长。具体结构为: 在半绝缘 $\text{GaAs}(100)$ 衬底上, 先生长一层厚度为 $0.5\ \mu\text{m}$ 的 GaAs 缓冲层, 接着生长量子阱薄层, 顶盖层为厚 $50\ \text{nm}$ 的 GaAs 层, 材料不人为掺杂, 估计残留杂质浓度为 $10^{15}/\text{cm}^3$ 。皮秒光谱用非线性荧光相关技术测量^[1], 用同步泵浦锁模 DCM 染料激光器作激发光源 ($650\ \text{nm}$, $5\ \text{ps}$, $82\ \text{MHz}$)。样品温度为 $11\ \text{K}$, 荧光信号经双单色仪, SI 光电倍增管

本文 1988 年 7 月 11 日收到。

* 国家自然科学基金资助项目。

后,由锁相放大器放大输出。

图 1 为 $x=0.14$, $L_s=100\text{ nm}$ 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变单量子阱样品的非线性荧光相关曲线,对应 4 个不同能量位置 $\Delta E=90、70、50$ 和 31 meV 。其中 $\Delta E=E-E_{1h}$,即实际研究的载流子能量位置与 $n=1$ 重空穴激子发光能量位置之差。应当指出的是,上述额外光子能量主要来自电子的贡献,这是由于电子、空穴有效质量的明显差异所致,尽管在应变量子阱中应变将改变空穴(不是电子)的有效质量,具体分析表明上述结论依然是成立的,因此实际上测得的载流子分布随时间的变化主要反映了热电子分布的时间变化过程。根据实验原理,荧光相关信号是激光脉冲自相关函数和时间常数为 τ_e 的指数函数的卷积,即

$$PL(\Delta t) \sim \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp(-|x|/\tau_e) \cdot AC(\Delta t-x), \quad (1)$$

式中 x 为时间量纲的任意变量, τ_e 为热载流子(热电子)弛豫时间(这里指非平衡热电子的平均寿命,它是电子能量的函数), $AC(\Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt I(t+\Delta t)I(t)$ 是激光脉冲的自相关函数。在实验条件下,激光脉冲远小于热电子弛豫时间,可以把 $I(t)$ 看作 δ 脉冲,则

$$PL(\Delta t) \sim \exp(-|\Delta t|/\tau_e) \quad (2)$$

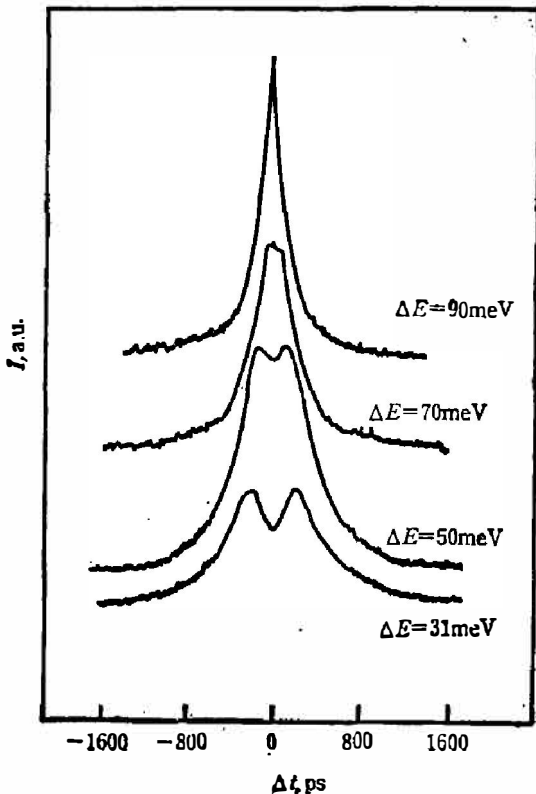


图 1 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0.14$, $L_s=10\text{ nm}$) 中不同能量位置的热荧光相关曲线 (激发强度为 $2 \times 10^4\text{ W/cm}^2$)

Fig. 1 Hot luminescence correlation traces for an $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ SSQW ($x=0.14$, $L_s=10\text{ nm}$) at different energies for excitation power density of $2 \times 10^4\text{ W/cm}^2$.

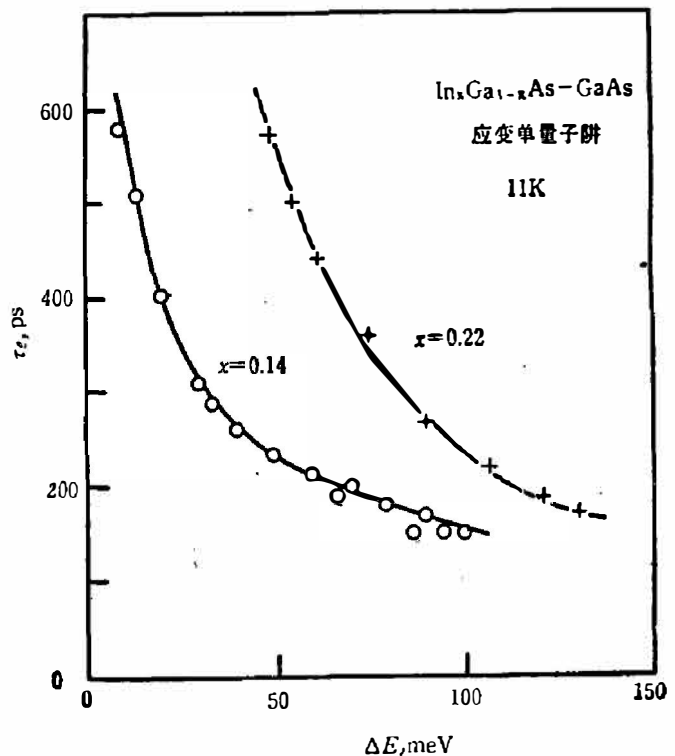


图 2 热载流子弛豫时间与载流子能量之间的关系

Fig. 2 The hot carrier relaxation time vs carrier energy for two SSQW samples with different x and equal L_s .

式(2)实际上反映了某一特定能量位置的电子复合发光强度,也就是参与复合发光的电子数随时间的变化,其特征时间常数为热电子平均寿命 τ_e 。可以直接从相关曲线得到电子的平均寿命,即弛豫时间。在图 1 中对应上述 4 个不同能量位置,其值分别为 160, 195, 230 和 300 ps。可以看出,能量越高,载流子寿命越短。这一点正反映了非平衡热载流子从高能向低能的快速冷却过程。在较低的能量位置,激发初期(零延迟时间附近)载流子的分布十分复杂,这里既要考虑载流子继续冷却弛豫这一过程 同时还要考虑高能载流子向低能态的填充过程,所以在相关曲线上表现为中央凹谷,有关的详细研究工作正在进行中。

图 2 比较了在同一实验条件下,从两个 x 值不同 ($x=0.14, 0.22$) 但阱厚度 L_e 相同的样品中测得的载流子弛豫时间与能量位置的关系,可以看出, x 值越大(相应应变量子阱也越大),弛豫过程变慢,载流子寿命变长。从这个实验事实可以看出,由于两种材料晶格不匹配造成的 InGaAs 层中的材料应变直接影响了量子阱中的非平衡载流子的能量弛豫过程,一种可能的解释是晶格应变进一步约束了光学声子模。我们还研究了 $x=0.12\sim 0.21$ 体 In_xGa_{1-x}As 材料的热载流子寿命,其弛豫时间远小于量子阱的值,而且没有发现明显的 x 值依赖关系,这一结果支持了上述的初步解释。体 InGaAs 中的实验数据在图 2 中用空心圆点表示。

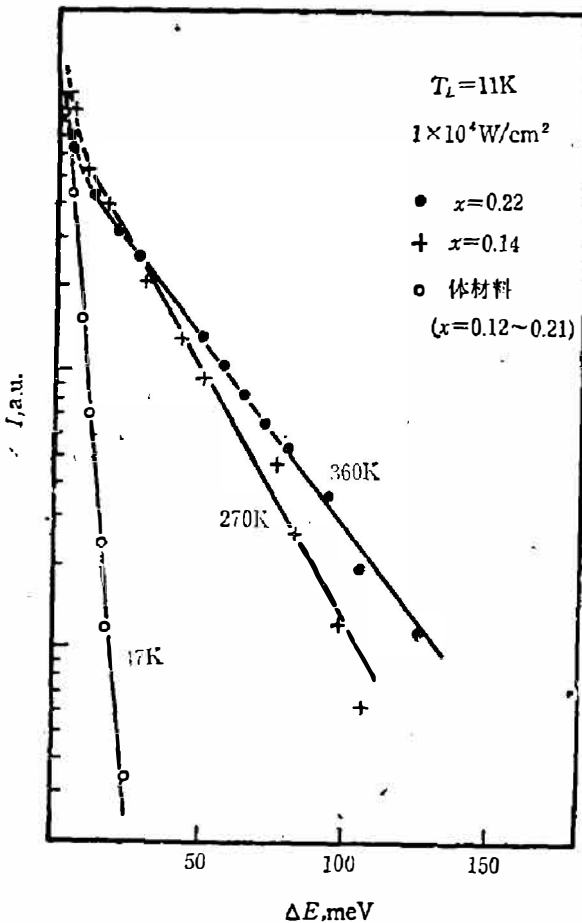


图 3 In_xGa_{1-x}As 体材料和不同 x 值的单量子阱电子温度的比较

Fig. 3 Comparison of hot carrier luminescence of In_{0.22}Ga_{0.78}As/GaAs, In_{0.14}Ga_{0.86}As/GaAs SSQWs and In_xGa_{1-x}As.

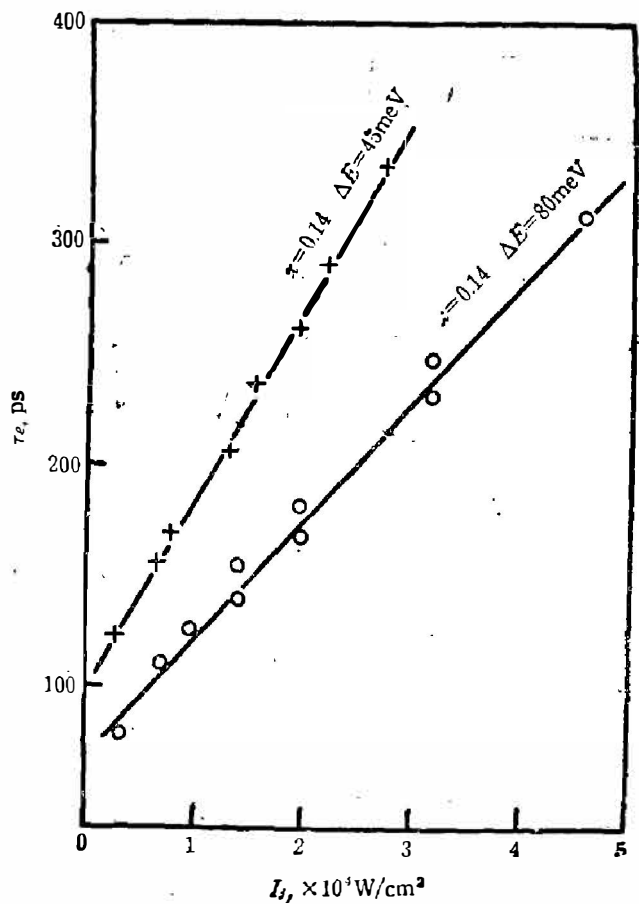


图 4 不同能量状态下载流子弛豫时间和初始激发强度之间的关系

Fig. 4 Relaxation time versus initial photoexcitation intensity for different energy states.

一般来说,热载流子能量弛豫过程有两条途径:一是与晶格交换能量放出 LO 声子,二是通过载流子之间的散射把能量传递给电子气,使电子温度上升。可见系统电子温度的高低直接反映了非平衡载流子的能量弛豫过程,实验上可以通过测量荧光高能边的指数衰减过程来确定系统的电子温度。图 3 给出了两种不同 x 值样品的热载流子发光光谱, $x=0.14$ 样品的电子温度 $T_e=270\text{K}$,而 $x=0.22$ 样品的 $T_e=360\text{K}$,表明随 x 增大,应变增大,热电子弛豫过程变慢,系统电子温度升高。同样,实验还证实在体材料中因没有应变引入,所以没有观察到类似现象,这一实验结果定性地与上述时间分辨光谱结果完全一致。

实验研究了不同激发强度下的热载流子弛豫过程。结果如图 4 所示。随着激发强度增大,载流子弛豫时间增加,这个结果基本上与 GaAs/GaAlAs 量子阱中的情况相一致^[1],可以理解为随着激发密度的增加,大量非平衡载流子屏蔽了电子-声子相互作用这一过程,同时载流子的简并(由于量子阱中特殊的态密度结构,这一简并过程要比体材料有效得多)阻止了高能载流子向低能态的散射。最近 D. Edelstein 等人^[5]报道了拉伸应力 GaAs/GaAs_{0.5}P_{0.5} 应变超晶格的实验结果,发现弛豫时间和激发强度之间的依赖关系不明显,认为在他们的样品中,荧光衰退的主要机理不是载流子快速冷却过程,而是大量界面、表面态的存在造成的。

量子阱结构中热载流子弛豫过程变慢虽已被实验所证实,但其机理远没有弄清楚,人们根据各自的实验提出了各种不同的机理,其中包括:2D 等离子体对电子-声子相互作用的屏蔽作用^[2],载流子的简并^[2],热声子效应^[3]以及 LO 声子模在量子阱中的限制^[4,6]。目前从实验上得出的电子-声子散射时间常数数据也十分分散^[2,3,4],而且与理论值差距甚远。最近我们详细推了热载流子能量损耗速率方程和准平衡状态下 LO 声子分布的玻尔兹曼方程^[7],明确指出实验上得到的所谓电子-声子散射时间常数实际上是电子-声子散射时间常数和平衡声子衰退的时间常数之和,只有从实验上把两者真正区别开来,才能对二维系统中电子-声子的散射过程有一个完整的认识。至今还没有文献分析比较应变和非应变量子阱中的热载流子弛豫速率,但是本实验已清楚地表明,InGaAs 层中的应变大小直接影响了热载流子弛豫过程,其机理有待进一步分析研究。

参 考 文 献

- [1] Xu Z. Y. and Tang C. L., *Appl. Phys. Lett.*, **44** (1984), 692.
- [2] Ryan J. F. et al., *Phys. Rev.*, **53** (1984), 1841.
- [3] Shah J. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985), 2045.
- [4] Xu Z. Y. et al., *J. of luminescence*, **40 & 41** (1988), 585.
- [5] Edelstein D. C., Tang C. L. and Nozik A. J., *Appl. Phys. Lett.*, **51** (1987), 48.
- [6] Morkoc H. and Gossard A. C., *Phys. Rev.*, **B31** (1985), 2080.
- [7] Li Y. Z. et al., to be Published in *The Proceedings of 19th Int. Conf. on Phys. of Semiconductors.*, Aug 12~15, Warsaw, (1988).

STUDY OF PICOSECOND SPECTRA OF HOT CARRIER DISTRIBUTION IN In_xGa_{1-x}As/GaAs STRAINED SINGLE QUANTUM WELL STRUCTURES*

XU ZHONGYING, XU JIZONG, LI YUZHANG, GE WEIKUN,
CHEN ZONGGUI, ZHENG BAOZHEN
(*Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing, China*)

ABSTRACT

Using picosecond time-resolved luminescence correlation technique, the picosecond relaxation of hot carrier in In_xGa_{1-x}As/GaAs strained single quantum well structures is studied. The result shows a dependence of indium composition x , and hence the strain in In_xGa_{1-x}As layer, on carrier relaxation time. A significant enhancement of photoinduced carrier relaxation time compared with that of bulk InGaAs has been observed.

* Project supported by the Fund of the Chinese National Natural Sciences.