

高电场下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 宽量子阱中 11h 激子电透射谱的均匀和非均匀展宽

冷 静

(华东船舶工业学院, 江苏, 镇江, 212003)

A. Dimoulas K. Zekentes M. Androulidaki

(Foundation for Research and Technology-Hellas, Institute of Electronic Structure and Laser, P. O. Box 1527, Heraklion 71110, Crete, Greece)

摘要 研究在外加电场 $0\sim 50\text{ kV/cm}$ 范围内, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 宽量子阱电透射光谱中 11h 激子跃迁的谱线宽度 (FWHM). 它可分解为由温度及界面粗糙度引起的非均匀展宽 (高斯型) 和由外场引起的均匀展宽 (劳伦兹型). 用线性叠加的近似公式代替高斯和劳伦兹方程的卷积, 再与实验光谱拟合. 谱线总宽度 Γ 、高斯展宽成份 Γ_G 及线性叠加系数 η 均作为拟合参数得到, 从而可得劳伦兹展宽 Γ_L . 将 Γ_L 与外场的关系曲线与理论作比较, 在数量级上一致.

关键词 电透射光谱, 量子阱, 谱线宽度.

引言

由于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱结构具有十分广阔的应用前景, 近年来已引起极大的注意和研究, 特别是利用在施加直流电场情况下量子阱内限制态的 Stark 效应^[1], 即激子吸收峰的红移现象, 可以制成光调制器、光信号处理器和光逻辑器件等^[2,3]. 理论上已经指出, 量子阱越宽其红移效应越明显, 但是, 在能量峰值移动的同时谱线宽度亦随之增加, 使分辨率降低, 特别在宽的量子阱中, 这种由电场引起的展宽效应更为显著, 这就限制了此类光器件的实际应用范围.

关于 $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ 量子阱结构, 在有外场情况下的研究已有很多报道^[4], 然而对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 系统的报道则较少. 根据已有文献资料, 由此种材料观测到的最大红移对应的量子阱宽度分别为 105 \AA ^[5] 和 103 \AA ^[6], 且没有关于谱线展宽的分析. 本文是在我们对 $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, $L_z = 250\text{ \AA}$ 宽量子阱系统研究的基础上^[7,8],

进一步分析如何从电吸收光谱中确定在有电场情况下 11h 激子跃迁谱线的非均匀高斯展宽和均匀劳伦兹展宽的成份.

1 实验

我们的样品是用分子束外延方法将单量子阱长在 N^+-InP (001) 衬底上形成的, 其结构为: $(0.3 \mu m) In_{0.52}Al_{0.48}As / (250 \text{ \AA}) In_{0.52}Ga_{0.47}As / (1.0 \mu m) In_{0.52}Al_{0.48}As / N^+-InP$ (001). 生长温度为 $500^\circ C$, 生长速率为 $0.85 \mu m/h$, 此材料经 12 K 光荧光测量, 主峰位置为 $0.815 eV$, 半宽度 (FWHM) 为 $8.5 meV$, 可以与已报道的最佳值相比较^[9], 足以证明该样品质量良好.

用一个半透明的肖特基触点来施加外电场, 这是在 $InAlAs$ 上面用电子束蒸发 100 \AA 的 Ti 而制成, N^+-InP 衬底上的欧姆接触为 $Au/Ge/Ni$, 直流电压为 $0 \sim 15 V$ (反向), 用来调制的小的交流电压是用一电压发生器产生的方波, 频率为 $300 Hz$, 相邻两峰的最大振幅为 $0.25 V$, 用 $InGaAs$ PIN 光二极管来接收透射光, 用双光栅 SPEX 单色仪产生入射光, 光谱范围是 $0.7 \sim 1.35 eV$, 单色仪分辨率为 $2 nm$.

图 1 为零电场情形下, 该样品的电透射光谱及拟合曲线, 因零电场情形下只有非均匀展宽, 故只用高斯方程拟合, 在图中可以看到 7 个量子数分别相同的跃迁峰 ($11h \sim 77h$).

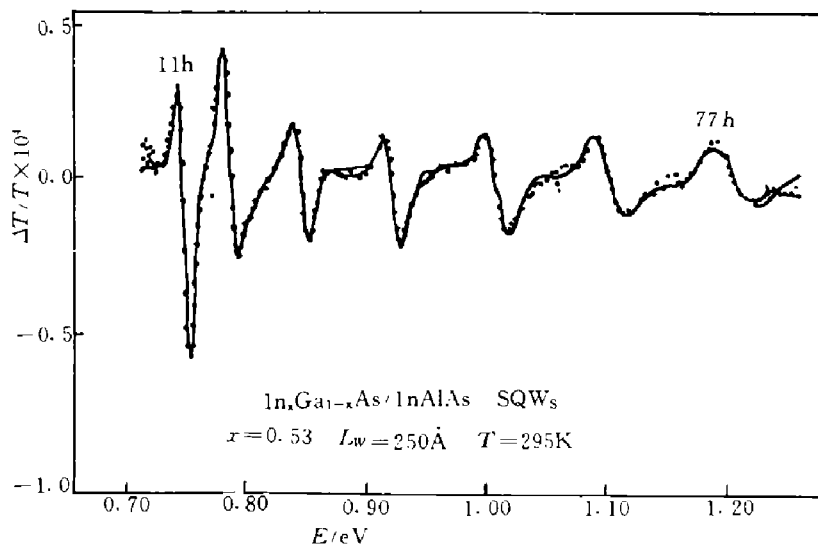


图 1 无外加电场时样品的电透射光谱
(● 实验光谱, — 高斯线型拟合曲线)

Fig. 1 Electrotransmittance spectra from the sample without reverse bias
(● experimental spectrum, — fitted by a Gaussian absorption profile)

图 2 是在不同的直流偏压下, 11h 激子跃迁的实验电透射光谱及拟合曲线 (高斯型与劳伦兹型的线性叠加方程拟合). 可以看到, 随着反向偏压的增加, 吸收峰向低能一侧 (长波方向) 移动 (QCSE), 关于红移的研究我们已有详细报道^[8], 从图中还可看到明显的展宽效应, 当电压大于 $-5 V$ (相当于电场强度为 $42.3 kV/cm$) 时, 吸收峰基本消失.

2 线型分析与谱线拟合

透射率的相对变化 $\Delta T/T$ 只取决于介电函数虚部的变化, 即吸收系数的变化 $\Delta\alpha$ ^[10], 而光(电)调制引起的吸收系数之变化可用一级微商表示为^[11]

$$\Delta\alpha = \frac{\partial\alpha}{\partial E} \cdot \Delta E + \frac{\partial\alpha}{\partial\Gamma} \Delta\Gamma + \frac{\partial\alpha}{\partial I} \cdot \Delta I, \quad (1)$$

式中 E, Γ, I 分别为能量位置、谱线宽度和强度.

未施加直流电场时, 吸收系数采用高斯线型 α_G (非均匀展宽)^[11,12], 当施加直流电场后, 还必须考虑谱线的均匀展宽, 即劳伦兹线型 α_L ^[13], 总的激子吸收谱线线型应由 α_G 与 α_L 的卷积来确定^[14], 这将导致问题的复杂化, 为避免求卷积我们采用了如下的近似方法^[15]:

$$\alpha_G = IC_1 \frac{1}{b\Gamma} e^{-\frac{\hbar\omega - E_0}{b\Gamma}}, \quad \left(b = \frac{1}{2\sqrt{\ln 2}} \right) \quad (2)$$

$$\alpha_L = IC_2 \frac{1}{0.5\Gamma} \frac{1}{\left(\frac{\hbar\omega - E_0}{0.5\Gamma} \right)^2 + 1} \quad (3)$$

式(2)、(3)中, I 为吸收强度, Γ 为半宽度(FWHM), E_0 为激子共振时所吸收的能量, 常数 b 的作用是使两个线性表达式中的 Γ 相互匹配, C_1, C_2 为归一化常数.

由此, 便可将总的吸收系数 α 写为 α_L 和 α_G 的线性叠加^[14,15]

$$\alpha = \eta\alpha_L + (1-\eta)\alpha_G, \quad (4)$$

η 是比例常数, 所以

$$\Delta\alpha = \eta\Delta\alpha_L + (1-\eta)\Delta\alpha_G. \quad (5)$$

$\Delta\alpha_L$ 和 $\Delta\alpha_G$ 可分别用式(1)、(2)、(3)得到. 用一个计算机程序来拟合实验光谱, 视 I, E_0, Γ 和 η 为拟合参量, 它们可由最佳拟合结果获得.

确定 Γ_G 和 Γ_L 的步骤为: (1) 用式(1)、(2)拟合零电场 ($V=0$) 时的电透射谱, 得到的 Γ 即为 Γ_G , 这主要是由温度和界面不平整度所引起的非均匀展宽, 与所施外场无关, 记为 $\Gamma_G(\text{exp})$, 表示实验值. (2) 用式(1)、(5)拟合非零场时的电透射谱, 可得到对应不同电压时总展宽的实验值 $\Gamma(\text{exp})$ 及比例系数的实验值 $\eta(\text{exp})$. (3) 将已知的 $\Gamma_G(\text{exp})$ 和 $\Gamma(\text{exp})$ 代入 G.K. Wertheim^[14] 提出的图解法中, 即可得到随电场变化的劳伦兹展宽

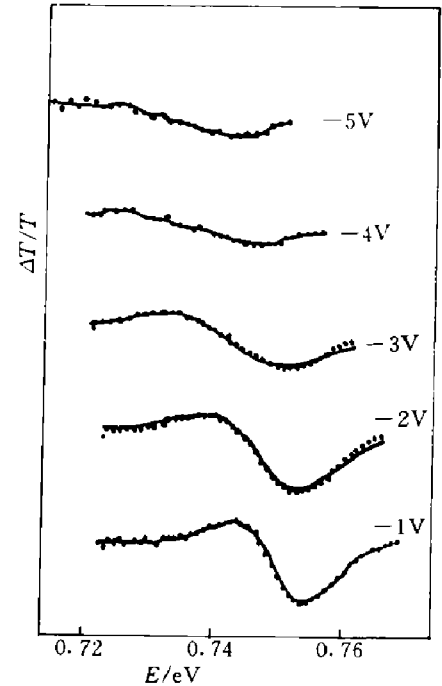


图 2 施以外加直流电场 (反偏压) 时 11h 激子跃迁的电透射光谱

(● 实验光谱, — 高斯线型与劳伦兹线型的拟合曲线线性叠加)

Fig. 2 Electrotransmittance spectra of 11h transition for five different values of reverse bias

(● experimental spectra, — fitted by a linear superposition of Gaussian and Lorentzian absorption profiles)

Γ_L 和比例系数 η , 因为这一步骤是用图解法得到的, 故分别记为 Γ_L (Grf) 和 η (Grf). (4) 为验证图解值的准确性, 再将 Γ_G (exp), Γ (exp) 和 η (exp) 代入 E. E. Whiting^[16] 的近似计算公式中, 得到 Γ_L 的计算值, 记为 Γ_L (cal) 以作比较.

除此之外, 我们也曾尝试只用 α_G 或只用 α_L 来拟合实验光谱, 在拟合误差及拟合参数合理性等方面不能令人满意.

3 结果和讨论

实验拟合值、图解值和计算值列于表 1. 表中列出的电场强度我们是用 Charge control variational 模型^[17,18]得到的, 在计算时设定表面内建场为 0.6 V, 掺杂浓度 10^{14}cm^{-3} , 得到在零偏压时内建场的场强为 4.2 kV/cm. 从表中可以看出 η 的实验拟合值 η (exp). 与用 G. K. Wertheim 图解法^[14]得到的值 η (Grf) 十分接近, 均匀展宽的劳伦兹图解值 Γ_L (Grf) 与用 E. E. Whiting^[16]方法得到的计算值 Γ_L (cal) 亦十分接近, 其结果是可信的.

表 1 外加电场时, Γ 、 Γ_G 、 Γ_L 和 η 的实验 (拟合) 值、图解值和计算值
Table. 1 Experimental (fitting), graphic and calculated values with electric field

反偏压 (V) 场强 (ϵ)	0(V)	1	2	3	4	5
	4.2(kV/cm)	12	19.6	27.1	34.67	42.3
Γ_G (exp)	11.745(meV)					
Γ (exp)	11.745(meV)	12.9	18.04	26.18	34.65	39
η (exp)		0.24	0.50	0.85	0.90	0.93
η (Grf)		0.21	0.47	0.80	0.88	0.92
Γ_L (Grf)		2.9(meV)	9.4	21.1	30.54	35
Γ_L (cal)		3.17(meV)	9.39	22.16	31.35	35.67

根据 Miller^[19]的理论分析, 当施加的电场方向平行于量子阱或垂直于量子阱时, 会有两个区别明显的物理现象: 在平行电场的情形下, 类似于体材料的电吸效应, 即由于场的离化作用使激子峰明显展宽, 并在电场强度达到 1.6×10^4 V/cm 时, 激子峰消失; 而在垂直电场的情形下, 因为量子的限制态抑制了激子的场离化, 故展宽效应不如前者明显, 直到电场强度达 10^5 V/cm 时激子峰才会消失, 垂直电场情形下主要的物理现象是激子峰向低能方向移动即 QCSE 效应.

但是, 在我们的实验中, 在施加垂直外场的情形下, 不仅看到了明显的 QCSE 效应 ($\epsilon = 42.3$ kV/cm 时, 峰值移动 $\Delta E \approx 20$ meV), 而且也观察到明显的谱线增宽效应, 这是因为对这种宽阱材料 ($L_z = 250\text{\AA}$), 阱宽已接近三维激子半径 (GaAs 体材料激子半径 $\sim 300\text{\AA}$), 这时量子限制态的束缚作用较弱, 故对场离化的抑制能力也较小, 所以对宽阱材料即使在垂直外场的情况下也可以看到由于场离化作用引起的谱线增宽. 我们观察到电场 $\epsilon \approx 5 \times 10^4$ V/cm 时 11h 激子峰消失, 这个数值正好界于 Miller 给出的尚可鉴别峰值的平行场与垂直场的最大值中间. 由此更加表明, 对于宽阱材料, 即使仅仅施加垂直电场, 也

必须考虑场离化的影响.

为了进一步研究 Γ_L 与外加电场的关系, 我们用 Miller^[19] 二维激子的场离化理论公式

$$\Gamma = R_y \frac{64}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{R_y}{e\epsilon a_0} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{32R_y}{3e\epsilon a_0} \right]$$

(式中 R_y 为里德堡常数, a_0 为玻尔半径, ϵ 为施加的外场场强) 来拟合实验结果, 如图 3 所示, 从而得到最佳拟合时的参数 $a_0 \approx 200\text{\AA}$, $R_y \approx 8\text{ meV}$, 与 $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ 的理论值 $a_0 \approx 210\text{\AA}$, $R_y \approx 3\text{ meV}$ 在量值上是可以比较的.

4 结论

我们研究了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 宽量子阱 ($L_z = 250\text{\AA}$) 中, 11h 激子电吸收谱的半宽度 Γ (FWHM), 其中所包含的均匀展宽 (劳伦兹线型) Γ_L 和非均匀展宽 (高斯线型) Γ_G 的成分, 以及 Γ_L 随电场的变化.

为表示总的吸收系数 α , 我们用半宽度相匹配且归一化的 α_F 和 α_G 的线性叠加以代替复杂的卷积, 再用谱线拟合方法得到零场时的 Γ , 即为 Γ_G (来自温度效应和界面的不平整度, 不随外加电场而改变), 同时也得到非零场时的 Γ (FWHM) 和线性叠加系数 η , 再分别用图解法和近似公式计算得到 Γ_L , 两种方法的结果符合很好.

我们还研究了 Γ_L 随外加电场的变化, 并与 Miller 给出的二维激子场离化理论相比较, 不仅定性上是一致的, 数量级亦符合.

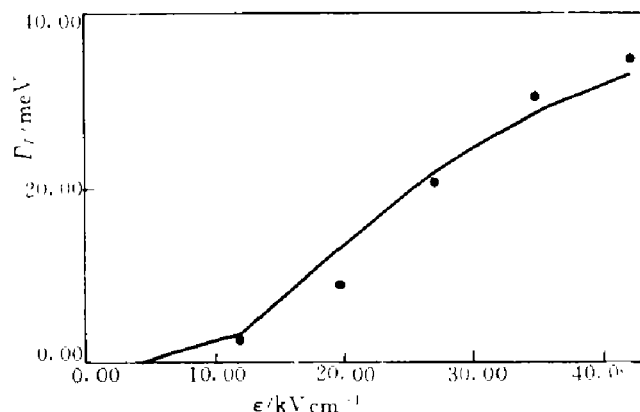


图 3 劳伦兹展宽 Γ_L 与外加电场 ϵ 的关系 (● 实验数据, — 拟合曲线, 即用二维激子场离化的理论公式)

Fig. 3 The dependence of the Lorentzian broadening Γ_L on the electric field ϵ (● experimental data, — fitted by a theoretical calculation of field ionization for two-dimension excitons)

参考文献

- 1 Miller D A B, Chemla D S, Damen T C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1984, **53**:2173
- 2 Sirtori C, Capasso F, Sivco D L *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**:2302
- 3 Lai R, Pamulapati J, Bhattacharya P K *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1991, **70**:5136
- 4 Yamanaka K, Fukunage T, Tsukada T *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **48**:840
- 5 Nojima S, Kawamura Y, Wakita K *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1988, **64**:2795
- 6 Satzke K, Weiser G, Stolz W *et al.* *Phys. Rev.*, 1991, **B43**:2263
- 7 Dimoulas A, Leng J, Giapis K P *et al.* *Phys. Rev.*, 1993, **B47**:7198
- 8 Dimoulas A, Giapis K P, Leng J *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1992, **72**:1912
- 9 Brown A S, Mishra U K, Henige J A *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1988, **64**:3476
- 10 Cardona M. *Modulation Spectroscopy*, New York: Academic, 1969, **11**:218
- 11 Shanabrook B V, Glembocki O J, Beard W T. *Phys. Rev.*, 1987, **B35**:2440
- 12 Huang Y S, Qiang H, Pollak F H *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1991, **70**:3808
- 13 Chen Y, Kothiyal G P, Singh J *et al.* *Superlattices and Microstructures*, 1987, **3**:657
- 14 Wertheim G K, Butler M A, West K W *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 1974, **45**:1369
- 15 Theis W M, Sanders G D, Leak C E *et al.* *Phys. Rev.*, 1988, **B37**:3042

- 16 Whiting EE, Quant J. *Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1968,8:1379
- 17 Abidi STH, Mohammad SN. *J. Appl. Phys.*, 1984,56:3341
- 18 Halkias G, Georgakilas A, Mourrain JL *et al.* *Solid State Electron.*, 1991,34:1157
- 19 Miller DAB, Chemla DS, Damen TC *et al.* *Phys. Rev.*, 1985,B32:1043

DETERMINATION OF HOMO- AND INHOMOGENEOUS BROADENING OF ELECTRO-TRANSMITTANCE SPECTRA OF 11h EXCITON TRANSITION IN $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ WIDE WELL AT HIGH ELECTRIC FIELD

Leng Jing

(East China Shipbuilding Institute, Zhenjiang, Jiangsu 212003, China)

A. Dimoulas K. Zekentes M. Androulidaki

(Foundation for Research and Technology-Hellas, Institute of Electronic
Structure and Laser, P. O. Box 1527, Heraklion 71110, Crete, Greece)

Abstract The linewidths (FWHM) of 11h exciton transition of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ SQWs electrotransmittance spectra in the electric field range between 0 and 50 kV/cm were investigated. The linewidth can be decomposed into two components: inhomogeneous (Gaussian profile) when temperature or interface roughness are dominated and homogeneous (Lorentzian profile) when field ionization are important. An approximation to the convolution of a Lorentzian with a Gaussian function was used by taking a linear superposition of them in fitting electrotransmittance spectra. The parameters Γ_G (Gaussian broadening), Γ (total FWHM) and the fraction η of the linear superposition were obtained from the fitting. Then Γ_L (Lorentzian) was found. The relationship between Γ_L (Lorentzian) and electric field is in order-of-magnitude agreement with the direct theoretical calculation of field ionization for two-dimensional excitons.

Key words electrotransmittance spectra, quantum wells, full width at half maximum.