

GaAs/Al_xGa_{1-x}As 多量子阱红外探测器的光调制光谱研究

杨立新 姜 山* 茅惠兵 陆 卫 沈学础*

(中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家实验室, 上海, 200083)

摘要 运用光调制光谱方法测量了 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 多量子阱红外探测器材料的调制反射谱, 结果表明光调制光谱可以精确确定阱宽、Al 组分、子带跃迁能量和探测峰值波长等许多重要参数. 结合实验结果, 采用 Kronig-Penny 模型对材料能带结构进行了理论计算, 与实验结果相符.

关键词 光调制光谱, Franz-Keldysh 振荡, 峰值波长.

引言

对于超晶格量子阱红外探测器的研究已有大量报道^[1~3]. 特别是最近 10 年来分子束外延 (MBE) 和金属有机物化学汽相沉淀 (MOCVD) 技术的发展, 使得生长大面积、均匀性好、能制成大面阵多元探测器材料已成为可能. 目前这类探测器的探测率 D^* 高达 $10^{11} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, 量子效率也达到了 60%^[3].

有多种方法可以研究多量子阱探测器的能带结构, 如傅里叶光谱、光电导光谱等, 但是这些实验一般比较复杂, 实验条件要求较高, 而光调制光谱具有设备简单、对样品无特殊要求和无破坏性等优点, 配合采用锁相放大技术, 还可达到很高的灵敏度和信噪比, 可以在室温条件下获得精确的结果. 本文报道我们在这方面的.

1 实验

我们使用的样品 25-1 和 25-2 均由 MBE 方法生长, 其结构相似. 25-1 样品为生长在 GaAs 衬底 [100] 周期为 30 的量子阱结构, 阱宽为 60 Å 的 GaAs 层, 垒宽为 300 Å 的 Al_{0.25}Ga_{0.75}As 层, 表面有 n⁺-GaAs 覆盖层. 25-2 周期数为 100, 样品中阱层掺杂浓度约 $10^{18}/\text{cm}^3$, 势垒层没有掺杂. 为了便于观察量子阱中信息, 测量前把样品放在 H₃PO₄:H₂O₂:CH₃OH 溶液中进行腐蚀, 将 n⁺-GaAs 层腐蚀掉.

* 中国高等科学技术中心 (世界实验室) 北京, 100083

本文 1993 年 10 月 5 日收到, 修改稿 1993 年 11 月 23 日收到

实验在室温下进行, 调制光源 (泵浦光) 为 5145 \AA Ar^{2+} 激光, 探测光源为 200 W 的卤钨灯, 在探测光源前放置一个分光范围为 $0.33 \sim 1.0 \mu\text{m}$ 的单色仪. 探测器为 Si 光电探测器. 采用调制盘对泵浦光进行调制, 并用锁相放大器放大信号. 整个实验用单板机控制.

2 实验结果及讨论

2.1 跃迁能量的确定

对样品阱层中跃迁能量的确定, 可以采用一阶洛伦兹线型或一阶高斯线型函数拟合实验数据获得. 在此我们采用洛伦兹线型进行拟合, 公式为^[7]

$$\frac{\Delta R}{R} = \sum_j \text{Re}[e^{i\theta_j} C_j (E - E_{gj} + i\Gamma_j)^{-m_j}], \quad (1)$$

其中, j 表示要拟合的光谱结构 (即跃迁能量) 序号, θ_j 为位相因子, E_{gj} 为第 j 个结构所对应的跃迁能量, m_j 与临界点类型有关, Γ_j 为展宽参数. 对于量子阱来说, 由于电子及空穴在 Z 方向受 AlGaAs 势垒层的束缚, 因此 m_j 的值选为 1. 另外, Aspnes 等人提出的三点法也能精确确定跃迁能量, 这种方法确定能级的误差为 $\pm 2 \text{ meV}$. 在数据处理中可同时采用这两种方法. 对于阱中跃迁, 如 11H (第一重空穴子带到导带第一子带的跃迁) 和 11L (第一轻空穴子带到导带第一子带的跃迁), 由于两者靠得很近, 采用三点法会带来较大误差, 因此采用线型拟合方法来确定能级大小和展宽参数. 而对于 AlGaAs 的 E_0 跃迁, 由于是单个结构, 用三点法就能精确确定其能量大小和展宽参数.

图 1 为样品 25-1 的 PR 谱, 在 1.42 eV 处为 GaAs 的 E_0 跃迁, 这是由于表面 n^+ 层没有被完全腐蚀掉所致, GaAs E_0 跃迁后面的高能振荡部分为 Franz-Keldysh 振荡 (FKO), 这一特征将在下文讨论. 1.5 eV 处有两个部分重合的结构, 这是 A 中所提到的

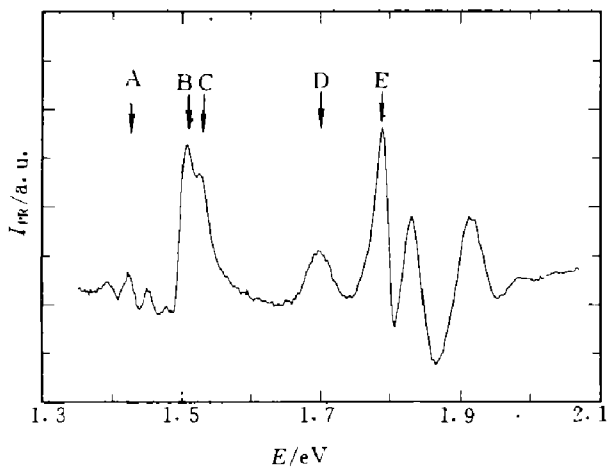


图 1 室温下样品 25-1 PR 谱
(A: E_0 (GaAs), B: 11H, C: 11L,
D: 22H, E: E_0 (AlGaAs))

Fig. 1 Photoreflectance spectrum of sample 25-1 at room temperature

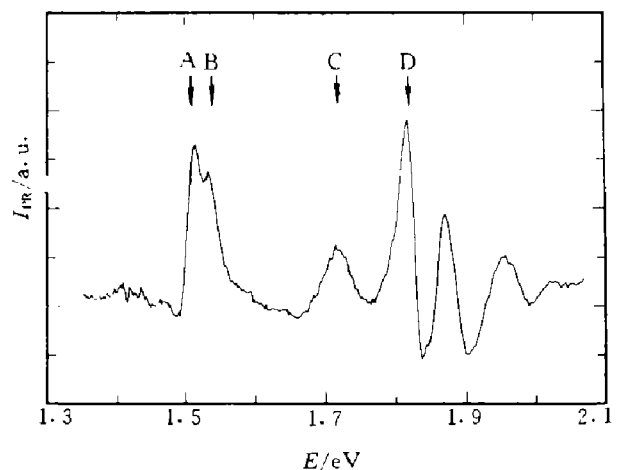


图 2 室温下样品 25-2 PR 谱
(A: 11H, B: 11L, C: 22H, D: E_0 (AlGaAs))

Fig. 2 Photoreflectance spectrum of sample 25-2 at room temperature

11H 及 11L 跃迁, 采用式 (1) 对这两个结构进行拟合, 结果如表 1 所示. 1.7 eV 处是第二重空穴子带到导带第二子带的跃迁 (22H), 采用线型拟合的结果也列于表 1. 图 3 是对 25-1 的阱中跃迁拟合图.

表 1 PR 实验拟合结果

Table 1 The fitting results of the experimental data

样品	跃迁	E_g (meV)	Γ (meV)	C	θ (°)
25-1	11H	1502±2	9±1	0.08	60
	11L	1527±2	14±1	0.068	90
	22H	1696±2	19±2	0.057	80
	AlGaAs (E_0)	1790±2	17±2		
25-2	11H	1508±2	9±1	0.04	60
	11L	1535±2	15±2	0.048	105
	22H	1716±2	19±2	0.036	85
	AlGaAs (E_0)	1816±2	21±2		

图 1 中, 1.790 eV 处为 AlGaAs E_0 跃迁, 其高能端振荡部分将在下文详细讨论.

对于样品 25-2, PR 谱与 25-1 相类似, 其实验结果也列于表 1. 其 PR 光谱图及拟合图分别为图 2 和图 4.

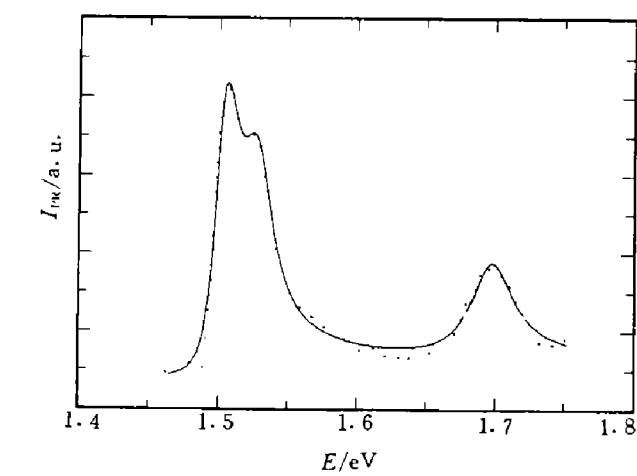


图 3 样品 25-1 阱中跃迁实验及拟合曲线 (点线为实验曲线, 实线为一阶洛仑兹线型拟合曲线)

Fig. 3 The experimental and fitting curves of transitions in well of sample 25-1 (the dotted line and solid line are experimental and first derivative Lorentz line shape fitting curves, respectively)

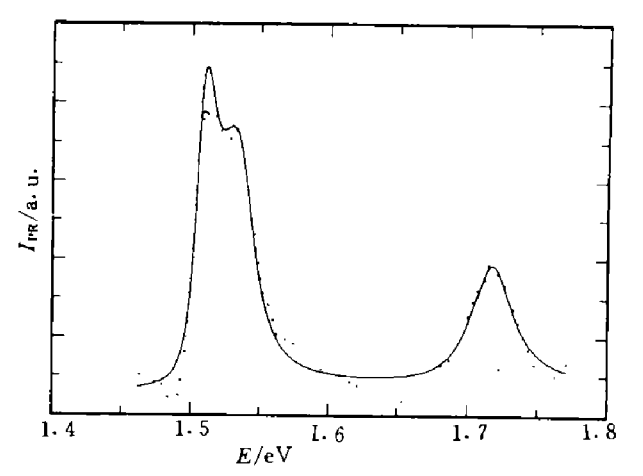


图 4 样品 25-2 阱中跃迁实验及拟合曲线 (点线为实验曲线, 实线为一阶洛仑兹线型拟合曲线)

Fig. 4 The experimental and fitting curve of transitions in well of sample 25-2 (the dotted line and solid line are experimental and first derivative Lorentz line shape fitting curve, respectively)

2.2 样品阱宽的确定

据得到的 11H、AlGaAs E_0 等跃迁数据来计算材料的阱宽和 Al 组分 x 等参数. 可以采用公式^[5]

$$E_0(x) = 1.424 + 1.247x \quad (x < 0.45) \tag{2}$$

计算 Al 组分. 根据实验结果, 样品 25-1 的 AlGaAs E_0 跃迁能量为 1.790 eV, 故 x 等于 0.294, 样品 25-2 的 AlGaAs E_0 跃迁能量为 1.816 eV, 故 x 为 0.314.

由于材料的垒宽为 300 Å, 因此在计算中采用孤立量子阱模型 (即 Kronig-Penny 模型). 根据 11H 跃迁能量及 x 的大小, 代入 K-P 模型, 便得到量子阱的阱宽. 由于探测光光斑线度较大, 约为 1 mm, 因此计算得到的阱宽是在一定范围内 (1 mm) 的平均等效阱宽. 对于样品 25-1, 11H 为 1.503 eV, 故等效阱宽为 59 ± 2 Å; 对于 25-2, 11H 为 1.507 eV, 故等效阱宽为 57 ± 2 Å. 计算中 Q_c 的值为 0.66^[6]. 本样品的生长参数给出阱宽为 60 Å.

2.3 Franz-Keldysh 振荡 (FKO)

前面已经提到, 样品 25-1 的 PR 谱中 GaAs E_0 跃迁后面的高能振荡部分为 Franz-Keldysh 振荡, FKO 的极值点可用以下公式描述^[7]:

$$m\pi = \varphi + \frac{4}{3} \left(\frac{E_m - E_g}{\hbar\theta} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (3)$$

式 (3) 中 m 是极值点的序号, φ 是任意位相因子, E_m 为振荡极值点所对应的能量大小, E_g 为材料的禁带宽度, $\hbar\theta$ 为电光能量, 定义为

$$(\hbar\theta)^3 = e^2 \hbar^2 F^2 / 2\mu. \quad (4)$$

这里, μ 是沿电场方向的电子-空穴的带间有效折合质量, $\mu = m_{hh}^* \cdot m_c^* / (m_{hh}^* + m_c^*)$, m_c^* 值为 $(0.067 + 0.083x)m_e$, m_{hh}^* 值为 $(0.45 + 0.14x)m_e$ ^[5]. 作 $(E_m - E_g)^{3/2}$ 与 m 曲线图, 便可得到 $(\hbar\theta)^{3/2}$ 的值, 从而求出样品中内建电场的大小. 图 5 为 GaAs FKO 振荡用式 (3) 拟合的曲线图, 根据直线的斜率得出 $(\hbar\theta)^{3/2}$ 值, 代入式 (4) 算得 25-1 的表面电场为 $1.66 \times 10^4 \text{ V/cm}^2$. 对于两个样品的能量高于 AlGaAs E_0 跃迁的振荡采用相同的处理方法, 得到 $(E_m - E_g)^{3/2}$ 与 m 关系.

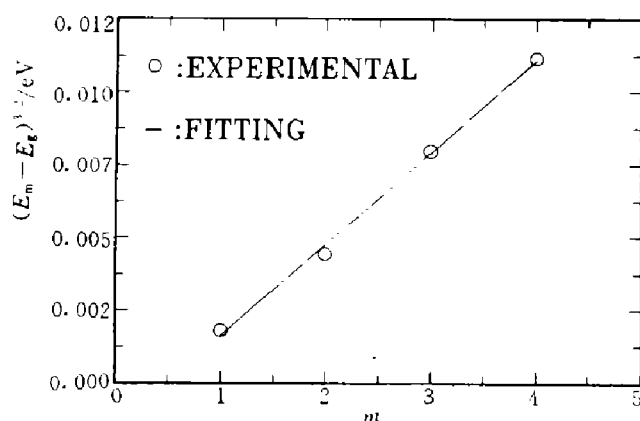


图 5 样品 25-1 残余 GaAs 的 FKO 图
Fig. 5 Franz-Keldysh oscillation
of residual GaAs of sample 25-1

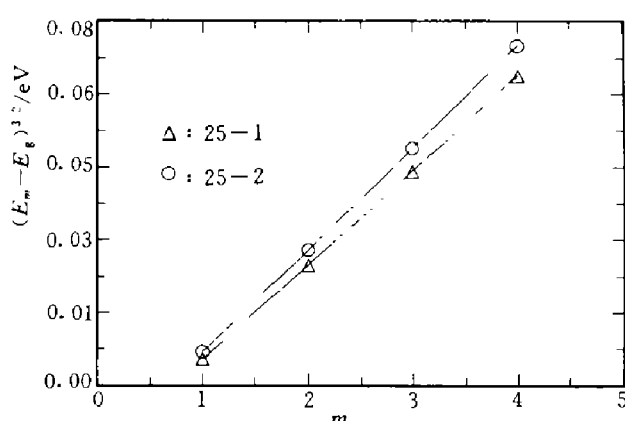


图 6 样品 25-1 和 25-2 的 AlGaAs FKO 图
Fig. 6 Franz-Keldysh oscillation
of AlGaAs of two samples

必须指出,对于能量高于 AlGaAs E_0 跃迁的振荡颇有争议. Defesh^[6]指出,这一振荡现象应是 $n=1$ 空穴带的自旋-轨道耦合分裂带到导带第一子带的跃迁引起,由 X. Yin 等人^[8]采用式 (3) 得到的结果可以看出实验点偏离线性, Tober 等人^[9]的实验得到 $(E_m-E_g)^{3/2}$ 与 m 呈二次关系.

从图 6 来看,样品 25-1 和 25-2 的 FKO 拟合图相似,实验点存在弯曲趋势,因此很难单独用 FKO 效应来解释,我们认为这部分结构应该包含 FKO 和 $n=1$ 空穴带的自旋-轨道耦合分裂带到导带第一子带两部分跃迁的贡献.

2.4 量子阱探测器的峰值波长

在前面的部分中,通过公式拟合和计算得到了材料的一些参数,如 11H 跃迁能量、AlGaAs 中 Al 的组分及量子阱的有效阱宽,根据这些参数可以计算得到导带第二子带与第一子带中心位置的能量差,从而得到材料的探测峰值波长 λ_p .

根据前面部分的数据结果,得出样品 25-1 探测峰值波长为 $7.8\mu\text{m}$, 25-2 为 $7.3\mu\text{m}$. 均小于设计值 $8.9\mu\text{m}$. 根据红外傅里叶吸收光谱得到这种样品的探测峰值波长为 $7.7\mu\text{m}$. 在计算过程中,没有考虑激子效应(因为激子束缚能只有几 meV^[6]),也没有考虑电子交换作用带来的影响^[10].

为了便于比较,我们将阱中跃迁能量的实验与计算结果列成表 2. 计算中 $Q_c=0.66$, 设计值是根据生长参数计算而得到的.

表 2 阱中跃迁能量实验与理论计算值
Table 2 The values of experiment and calculation
of transition energy in the well

样 品	25-1			25-2		
跃 迁	11H (meV)	11L (meV)	22H (meV)	11H (meV)	11L (meV)	22H (meV)
实验值	1502	1527	1696	1508	1535	1716
计算值	1502	1530	1702	1508	1538	1723
设计值	1496	1521	1673	1496	1521	1673

3 总结

我们采用光调制光谱方法研究多量子阱红外探测器的结构,方便地得到阱中子带间的跃迁能量、Al 的组分 x 以及探测器的峰值波长等重要参数. 光调制光谱实验方法简单、方便,能获取较多信息,对样品要求不高,只需要光洁平整的反射表面,而且对样品无损伤,特别适合于二维结构的测量,因此是测量超晶格量子阱红外探测器材料能带结构的一种行之有效的方法.

参考文献

1 Levine B F, Malik R J, Walker J et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1986,50:273
2 Janousek B K, Daugherty M J, Bloss W L et al. *J. Appl. Phys.*, 1990,67:7608
3 Andersson J Y, Lundqvist L, Paska Z F. *Appl. Phys. Lett.*, 1991,58:2264
4 Shen H, Parayanthal P, Pollak F H et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1986,48:653

- 5 Sadao Adch. *J. Appl. Phys.*, 1985, **58**:R1
- 6 Dafesh P A. *J. Appl. Phys.*, 1992, **71**:5154
- 7 Shen H, Dutta M, Fotiadis L *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**:2118
- 8 Yin X, Pollak F H, Pawlowicz L *et al.* *SPIE*, 1990, **1286**:404
- 9 Tober R L, Bruno J D. *SPIE*, 1990, **1286**:291
- 10 Choe J W, Byungsung O, Bandara K M S V *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**:1679

ANALYSIS OF GaAs/Al_xGa_{1-x}As MULTIPLE QUANTUM WELL INFRARED DETECTOR STRUCTURES USING PHOTOREFLECTANCE

Yang Lixin Jiang Shan* Mao Huibing Lü Wei Shen Xuechu*

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

Abstract Photoreflectance (PR) spectroscopy was used to analyze the GaAs/AlGaAs multiple quantum well (MQW) infrared detector structures. The result shows that the important parameters such as the well width, the aluminum composition x , the energy of intersubband transitions and peak wavelength of the detector can be exactly determined by PR spectroscopy. The calculated energies of intersubband transition based on the Kronig-Penny model were compared and proved to be in agreement with the experimental results.

Key words photoreflectance spectroscopy, Franz-Keldysh oscillation, peak wavelength.

*CCAST (World Laboratory), P. O. Box 8730, Beijing 100083, China