

超晶格微带电子态随电场演化过程的 电解液电反射谱研究

刘 伟 江德生 张耀辉

王若楨

(中国科学院半导体研究所 超晶格国家重点实验室 北京 100083) (北京师范大学物理系 北京 100088)

摘要 本文利用电解液电反射谱研究了 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 短周期超晶格中微带电子态随电场的演化过程, 不仅清楚地观察到弱场 Franz-Keldysh 效应和强场 Wannier-Stark 局域化效应, 而且观察到了从弱场过渡到强场过程中 Franz-Keldysh 效应和 Wannier-Stark 局域化效应互相竞争的现象.

PACC: 7135, 7150, 7865, 7820J

1 引言

空间周期排列的多量子阱结构中, 当势垒层足够薄时, 阱间电子态的共振耦合增强, 原来孤立量子阱中的分立能级展宽成具有一定宽度 Δ 的微带, 电子波函数扩展于整个超晶格区域. 超晶格微带电子具有准三维的特性. 在单电子近似下, 沿生长轴方向施加静电场 F 时, 电子遵循的一维 Schrödinger 方程为:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) - eFz\right]\Psi(z) = E\Psi(z) \quad (1)$$

其中 m^* 为半导体材料中电子的有效质量, $V(z)$ 是超晶格势.

对上述方程的处理, 在不同情况下可采用不同的近似. 当电场较弱以致 $eFd/\Delta \ll 1$ (d 为超晶格周期) 时, 一般采用有效质量近似^[1], 电子的本征函数为 Airy 函数, 它是空间扩展的, 具有连续的能谱. 在这种情况下, Airy 函数的振荡特性决定了介电函数以及相关的光学常数在它们的频率依赖关系上存在一个指数衰减的带尾和一系列振荡, 这些振荡出现在吸收边之上, 其周期和电场的 $2/3$ 次方成正比, 这就是所谓的弱场 Franz-Keldysh 效应. 当电场很强时, 阱间电子态的共振耦合被破坏, 这时可采用单带紧束缚近似处理^[2], 处理的结果是, 电子波函数随电场增强, 逐渐局域在 $\lambda = \Delta/eF$ 的空间范围内, 本征能级是一系列等间隔的 Wannier-Stark 梯级. 这种特点导致光学常数的频率依赖关系中出现一系列阶梯结构 (如计入激子效应则为一系列尖峰), 吸收边较之零电场情形发生显著“蓝移”, 这就是著名的 Wannier-Stark 局域化效应.

刘 伟 男, 1968 年生, 硕士, 目前从事半导体超晶格光电性质研究工作
江德生 男, 1940 年生, 研究员, 目前从事半导体超晶格微结构研究工作
1994 年 4 月 18 日收到本文

上述两种极端情形已被大量实验所证实^[3-6]. 然而, 对于从弱场的微带情形到强场的局域化情形的过渡的研究报道较少^[7,8], 这主要是由于通常采用光吸收技术测量时有较大的背景, 影响了分辨率. 本文采用电解液电反射谱(EER), 可以大大抑制背景信号, 从而使我们可以观察到超晶格微带电子态从弱场到强场演化的全过程; 我们结合以前的光电流谱(PC)研究^[9], 分析了 EER 谱, 发现在弱场到强场之间的过渡区域, Franz-Keldysh 效应和 Wannier-Stark 效应存在着竞争关系.

2 实验

实验所用样品是利用分子束外延技术在 Si 掺杂的 GaAs 衬底上生长的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变层超晶格. 样品采用 p-i-n 二极管结构, 本征区是 100 个周期的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 超晶格, 阱宽和垒宽各为 40 Å, 本征区外面覆盖着 5000 Å Be 掺杂的 p 型 GaAs.

实验中电解液用的是 0.2N KCl 水溶液, 交流调制电压峰峰值为 0.8V, 频率为 83Hz. 由于超晶格被夹在 p-i-n 结构的 i 区, p^+ 层和 n^+ 层 GaAs 对超晶格来说是光学窗口, 同时又有保护作用, EER 谱信号在实验过程中非常稳定, 几乎不受样品表面腐蚀的影响.

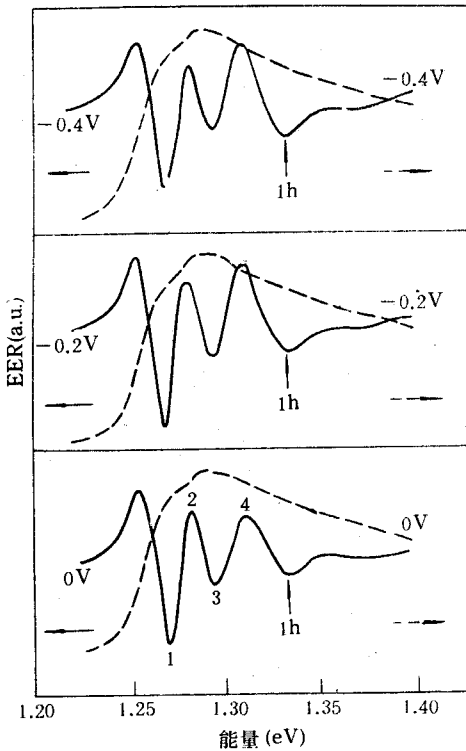


图1 偏压小于等于 0.4V 时的 EER 谱(实线) 和 PC 谱(虚线)

3 实验结果分析

图 1、图 2 和图 3 是样品在不同偏压下的 EER 谱. 为讨论和对比方便, 我们把以前做的同一样品的 10K PC 谱在能量轴上作了平移后, 同时画在对应的 EER 谱上, 平移的能量值为 10K 和室温下超晶格有效禁带宽度之差. 此外图 2、图 3 中测量 EER 谱时所加的偏压值比测量 PC 谱时所加的偏压大, 这是由于电解液与样品表面存在一定的分压, 故实际加在超晶格区的偏压值应适当加以修正, 这一点下文还将说明.

从图 1、图 2 和图 3 所示的 EER 谱的结果可见, 随着偏压增大, 我们大致可以划分出三个不同的偏压范围. 在每个范围内, EER 谱在不同偏压值下是相似的; 而从一个范围变到另一个范围时, EER 谱线型有显著变化. 我们按负偏压增加的顺序将这三个不同的范围依次标记为 I—III 区.

图 1 是偏压较小时 ($\leq 0.4\text{V}$) 的 EER 谱. 从对应的光电流谱可见, 光电流谱的线型比较

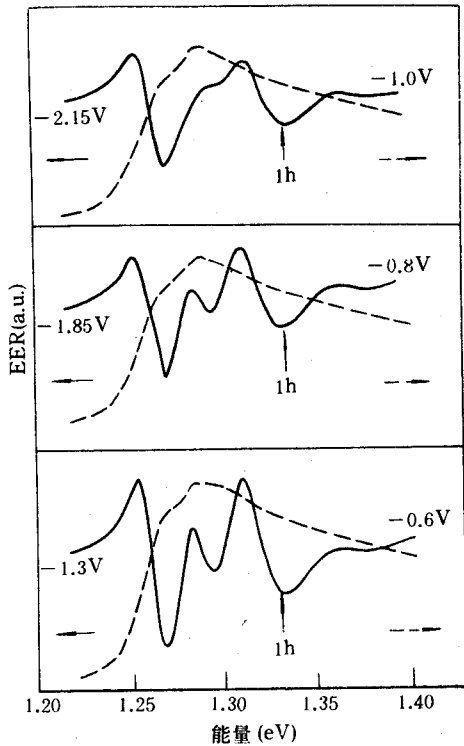


图 2 中等偏压下的 EER 谱和 PC 谱

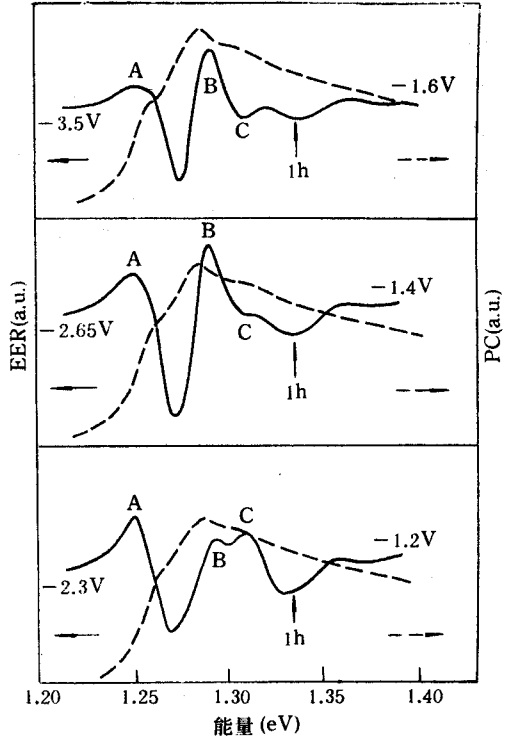


图 3 偏压较大时的 EER 谱和 PC 谱

平滑,结构还不十分明显,而 EER 谱则有丰富的结构. 为了对 EER 谱的结构做出指认,我们利用 Kronig-Penny 模型对样品的超晶格零场电子态进行了计算. 计算结果是:超晶格导带只有一个,宽度约为 60meV;重空穴微带只有一个,宽度约为 3meV;轻空穴微带也只有一个,由于应变使轻、重空穴在价带顶的简并解除,轻空穴被束缚在 GaAs 层中,其势垒高度很浅,势垒厚度很薄,故轻空穴态空间十分扩展. 这样,EER 谱中观察到的较强的跃迁有:

- a. 重空穴微带顶到电子微带底的跃迁 $1h \rightarrow 1e$;
- b. 轻空穴微带顶到电子微带底的跃迁 $1l \rightarrow 1e$;

其中 $1l \rightarrow 1e$ 跃迁临界点能量为 1.35eV,这显然对应着图 1 中标志为 1h 的位于 1.33eV 处的结构. 从图 1、图 2 和图 3 我们注意到 1h 的能量位置基本上没有发生变化. 我们认为,这是因为轻空穴势垒很浅,其微带很宽,波函数比较扩展,对电场的变化不灵敏,很难被局域化.

这样,1h 低能侧的结构只能来自 $1h \rightarrow 1e$ 跃迁. 我们看到它具有振荡的特征. 在图 1 所示的 I 区,偏压较小,样品内部电场相对较弱. 以零偏压为例,此时样品内部电场仅为内建电场, $eFd/(\Delta_c + \Delta_v) \cong 0.2$,基本上属于弱场区域. 因此有可能在吸收边以上观察到 Franz-Keldysh(FKO). 为了验证这些结构就是来自重空穴态到电子微带跃迁中的 FKO,我们利用下面的公式进行一下拟合^[10].

在电调制反射谱中,出现 FKO 时,

$$\frac{\Delta R}{R} \propto (E - E_g)^{-1} \exp\left[-\Gamma \frac{(E - E_g)^{1/2}}{(\hbar\Omega)^{3/2}}\right] \times \cos\left\{\frac{2}{3}\left[\frac{(E - E_g)^{3/2}}{\hbar\Omega}\right] - \pi \frac{d-1}{4}\right\} \quad (2)$$

式中

$$\hbar\Omega = \left(\frac{e^2 \hbar^2 F^2}{8\mu}\right)^{1/3} \quad (3)$$

当

$$E_n = \hbar\Omega F_n + E_g, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

其中 $F_n = \left[3\pi \frac{(n + \frac{1}{4})}{2}\right]^{2/3}$ 时, 方程(2)中的 FKO 出现极值.

我们将图 1 中零偏压下的 EER 谱中标志的 1, 2, 3, 4 等极值用公式(3)进行拟合, 拟合

结果见图 4. 由图 4 可见, 实验结果与理论符合得很好, 拟合出的电场为 $1.9 \times 10^4 \text{V/cm}$, 与根据 p-n 结估算的内建电场值符合. 因此, 图 1 所示的 EER 谱线型基本上是弱场下超晶格电子态的表现, 起主要作用的是 FKO.

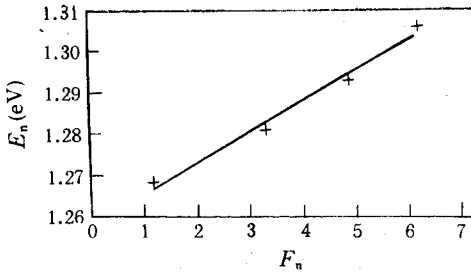


图 4 FKO 极值处利用关系式(4)对实验曲线的拟合

图 2 是中等偏压下的 EER 谱(II 区). 从对应的光电流谱上, 我们可以看到 Wannier-Stark 梯级跃迁已经有一定的强度. 而 EER 谱的线型则已不象图 1 那样明显地表现为 FKO 形式, 这时的 EER 谱线型比较复杂. 在此偏压范围内, $f = eFd/\Delta \sim 0.4$, 处于弱场和强场之间的过渡范围, 有效质量理论和紧束缚近似处理都不再适用, 比较合理的理论是晶体动表象理论(CMR)^[11], 从这个理论得出介电函数虚部可表示为

$$\epsilon_2(\omega, F) \propto \left| \int_{-\pi/d}^{\pi/d} \exp\left\{\frac{i}{eF} \int_0^{k_x} [E_n(k_{\perp}, k'_x) - E_n(k_{\perp}, k_x) - \hbar\omega] dk'_x\right\} \times \exp\{i(\nu' - \nu)k_x d\} dk_x \right|^2 \quad (5)$$

在强场极限下, $F \rightarrow \infty$, 则

$$\epsilon_2(\omega, F) \propto \left| \int_{-\pi/d}^{\pi/d} \exp\{i(\nu' - \nu)k_x d\} dk_x \right|^2 = \delta\nu'$$

即强场极限下, (5)式的结果与紧束缚近似处理的结果一致, 表现为 Wannier-Stark 效应.

在弱场极限下, 在微带边附近, 假设

$$E_n(k_{\perp}, k'_n) - E_n(k_{\perp}, k_n) \approx \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\mu}$$

$$\epsilon_2(\omega, F) \propto \left| \int_{-\pi/d}^{\pi/d} \exp\left\{i\left[\frac{\hbar^2}{2\mu eF} \frac{k_x^3}{3} + (\nu' - \nu - \frac{\omega}{eFd})k_x d\right]\right\} dk_x \right|^2 \approx |Ai(\omega)F|^2$$

即弱场情形下, (5)式的结果与有效质量近似的结果一致. 而在一般电场情形, 有效质量近似预言的 Franz-Keldysh 效应和紧束缚近似预言的 Wannier-Stark 效应存在着相互竞争的关系, 其结果决定了光谱线型比较复杂. 这正是图 2 所示 EER 谱结果的物理内涵.

图 3 是偏压较大时的 EER 谱(III 区). 从对应的光电流谱可见, 这时的 Wannier-Stark 局域化已完全表现出来, PC 谱线型明显地带有二维激子跃迁的特征. EER 谱的表现与 PC 谱完全一致. 在与 PC 谱结构对应的能量位置上 EER 谱中出现了三个结构, 其中标志为 B

的结构随电场增强,强度迅速增加并达到饱和,其能量位置几乎不随电场变化,显然它对应于 $0h$ 跃迁(即实空间的直接跃迁). B 两侧的结构 A 、 C 的强度随电场增加逐渐减小,并且远离结构 B 线性移动,它们显然分别对应 $-1h$ 和 $+1h$ 跃迁(即实空间间接跃迁. 我们对 $3.5V$ 的 EER 谱进行了线型拟合,拟合时采用 Lorentz 线型,对阱内跃迁只考虑跃迁强度的调制,对阱间跃迁既考虑对跃迁强度的调制,也考虑对跃迁能量的调制^[12]. 拟合结果见图 5. 拟合得出的临界点能量为: $E_{0h} = 1.298eV$, $E_{-1h} = 1.275eV$, $E_{+1h} = 1.319eV$ 从以上结果可以得到 $eFd = E_{0h} - E_{-1h} = 0.023eV$, 由此得出电场 $F \cong 3 \times 10^4 V/cm$, 这对应于加在超晶格区的偏压应为 $1.6V$. 而我们加在样品两端的表观电压为 $3.5V$, 这表明在 EER 谱测量中有相当部分的偏压分在电解液与样品的接触面上. 这正是我们在对比 PC 谱和 EER 谱时对 EER 谱的偏压值加以修正的原因.

综上所述, EER 谱作为研究超晶格电子态随电场演化的工具, 可以清晰地反映了电子态演化的各个过程, 尤其是可以展现弱场到强场之间过渡范围内 Franz-Kelkysch 效应和 Wannier-Stark 效应的竞争现象, 这一现象在通常的光吸收技术中往往被大的背景所掩盖掉, 而在电反射调制光谱中得到了清晰的分辨.

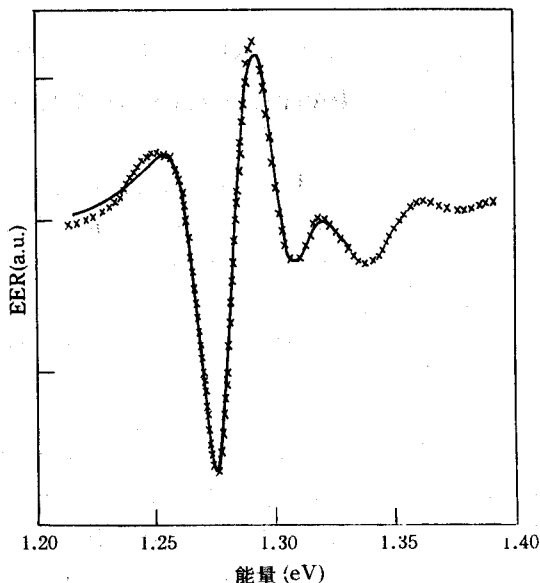


图 5 偏压为 $3.5V$ 的 EER 谱的拟合
点为实验曲线 实线为拟合曲线

参 考 文 献

- [1] K. Tharmalingam, Phys. Rev., 1963, **130**: 549.
- [2] G. H. Wannier, Phys. Rev., 1960, **117**: 432.
- [3] F. Cerdeira, C. Vazquez-Lopez, E. Ribeiro *et al.*, Phys. Rev., 1990, **B42**: 9480.
- [4] H. Schneider, A. Fischer and K. Ploog, Phys. Rev., 1992, **B45**: 6329.
- [5] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett., 1988, **60**: 2426.
- [6] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1988, **61**: 1639.
- [7] E. Ribeiro, F. Cerdeira and A. P. Roth, Phys. Rev., 1992, **B46**: 12542.
- [8] K. H. Schmidt, A. D'. Intino, N. Linder *et al.*, SPIE Quantum Well and Superlattice Physics IV, 1992, **1675**: 287.
- [9] Wei Liu, Yaohui Zhang, Desheng Jiang *et al.*, 1993, **74**: 4274.
- [10] W. Zhou, C. H. Derry, L. Ma *et al.*, J. Appl. Phys., 1991, **69**: 4075.
- [11] E. N. Adams, Phys. Rev., 1952, **85**: 41.
- [12] 硕士论文, 北京师范大学物理系 91 级研究生, 刘伟.

Study of Evolution of Electronic States in Superlattices With Electric Field by Electrolyte Electroreflectance

Liu Wei, Jiang Desheng and Zhang Yaohui

(National Laboratory for Superlattices and Microstructures,
Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Wang Ruozhen

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100088)

Received 18 April 1994

Abstract We have studied the evolution processes of the miniband electronic states with electric field in $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ short-period superlattices using electrolyte electroreflectance spectra. We have clearly observed Franz-Keldysh effects in weak field regime and Wannier-Stark localization effects in strong field regime, and the competitive phenomena between these two effects in the transition regime from weak field to strong field.

PACC: 7135P, 7150, 7865, 7820J