

GaAs/GaAlAs超晶格的Wannier-Stark 效应*

张耀辉 江德生 李 锋

(半导体超晶格国家重点实验室中国科学院半导体研究所,北京, 100083)

周均铭 梅笑冰

(中国科学院物理研究所,北京, 100080)

1991年12月2日收到, 1992年1月7日修改定稿

我们用光电流谱方法在室温和低温下观察了短周期 GaAs(35 Å)/Ga_{0.5}Al_{0.3}As(35 Å)超晶格的 Wannier-Stark 效应。在中等电场下, 观测到了反映等能量间距的“Stark 梯”的谱形。并且发现了激子态由于场致局域化导致的由准三维向准二维转变。我们详细地讨论了跃迁强度随电场的变化, 与应用夏建白等提出的计算模型得出的结果十分符合, 证明了光电流谱中的结构, 即使在较低的 10⁴ V/cm 的电场下是由于 Wannier 局域化引起, 而不可能是鞍点激子引起的。

PACC: 6855, 7135, 7150, 7865

一、引言

超晶格在电场下的 Wannier 局域化效应引起了人们的广泛兴趣^[1-4]。超晶格是由一系列能级简并的耦合量子阱组成。电子态的耦合使原来量子阱中的分立能级展宽成宽度 Δ_c, Δ_s 为几十 meV 数量级的微带。超晶格的有效带隙 E_g^L 比孤立量子阱的有效带隙 E_g^{QW} 小 $\frac{1}{2}(\Delta_c + \Delta_s)$ 。当沿超晶格生长方向加电场 F 时, 相邻量子阱能级错开 eFd (d 是超晶格周期), 共振状态被破坏, 因此波函数能局域在一个或几个量子阱中, 电子态的能级变为间距为 eFd 的“Stark 梯”。表征电子态局域程度的因子为 Δ_c/eFd , 代表电子态波函数能扩展 Δ_c/eFd 个量子阱中。当 F 为 10⁴ V/cm 量级时, 就可能得到

$$\Delta_c/eFd \approx 1,$$

这时电子波函数将基本局域在一个阱中。因此, 30 年前 Wannier 预言的电子态的场致局域化在半导体超晶格中能够实现^[5]。

随着电场的增加, 超晶格的行为越来越象孤立的量子阱, 光吸收谱线型从光吸收边为 E_g^L 的微带情形(电场很小, $eFd/\Delta_c \approx 0$) 演变为吸收边为 E_g^{QW} 的量子阱情形, 因而导致吸收边蓝移 $\frac{1}{2}(\Delta_c + \Delta_s)$ 。另外, 在主吸收边 E_g^{QW} 的左右还伴随着一些等间距的结

* 国家自然科学基金资助项目。

构, 对应于跃迁能量

$$E_g^{0W} + neFd \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1)$$

它们代表波函数位于某一量子阱中的空穴态到波函数中心位于与之相距 n 个阱的电子态之间的跃迁, 称为“阱间跃迁”。这些跃迁正反映了场致局域化引起的“Stark 弛”。如果能够观测到第 $\pm n$ 级“阱间跃迁”, 则意味着电子波函数可以扩展到 $(2n + 1)$ 个相邻的量子阱范围。在高电场下, 电子和空穴局域在同一个量子阱中, 中心在不同量子阱中的电子空穴态的波函数的交叠积分很小, “阱间跃迁”在高电场下趋于消失。

在室温和低温下我们在 GaAs/GaAlAs 超晶格光电流谱中观测到 Wannier-Stark 效应。我们研究了激子峰能量位置随电场的变化和激子跃迁强度随电场的变化。利用夏建白和黄昆提出的模型计算了电子和空穴态之间的交叠积分^④, 与实验结果符合。根据所得结果判断, 在电场为 1×10^4 V/cm 大小时, 超晶格光电流谱中的结构来源于 Wannier 局域化, 而不是 M_0 和 M_1 鞍点激子^⑤。

二、实 验

我们所研究的样品是一个 100 周期不掺杂的 GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As 超晶格, GaAs 和 Ga_{0.7}Al_{0.3}As 层厚分别为 35 Å。超晶格被夹在两个 0.5 μm 厚的 Ga_{0.7}Al_{0.3}As 层之间, 顶层 Ga_{0.7}Al_{0.3}As 掺 p⁺型, 下面靠近衬底的 Ga_{0.7}Al_{0.3}As 层掺 n⁺型, 两层掺杂浓度均为 $5.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 以上。这种 p-i-n 结构用 MBE 外延生长在 n 型 ⟨100⟩ GaAs 衬底上, 再通过制备欧姆接触制成 300 μm × 300 μm 的光二极管, 以便于作光电流谱测量。超晶格的结构参数用双晶 X 光衍射方法检测, 测量结果表明, 样品的界面质量和周期性很好, 和设计样品时预期的参数值相当符合。外加偏压 V 加在 p⁺ 和 n⁺ 电极之间, 在 i 区产生相当均匀电场, $F \approx |V - V_b|/W$, V_b 是 p-i-n 结的内建电压 ($V_b \approx 1.6$ V), W 是 i 区的总厚度 ($W = 0.7$ μm)。光电流谱测量在 10—300 K 温度范围内进行。利用碘钨灯发出的光通过 0.25 m 的光栅单色仪分光后经斩波照在 p-i-n 管的窗口上。产生的光电流信号经取样电阻变成电压信号, 通过锁相放大器放大。当 i 区中的电场为 10⁴ V/cm 以上时, i 区中的光生载流子几乎全被两端电极收集。光电流谱是测量电吸收光谱很好的间接方法。在 $\alpha W \ll 1$ 条件下 (α 为吸收系数), 光电流谱与吸收光谱有相似的线形。

三、结 果 和 讨 论

图 1 是室温下 p-i-n 二极管在不同偏压下的光电流谱。当外加负偏压由 0 变至 -3.0 V 时, 光电流谱形非常明显地显示了超晶格电子态的场致 Wannier 局域化效应。在外偏压为 0 时, 只有三个非常微弱的结构分别出现在 1.567 eV、1.580 eV 和 1.593 eV 处。1.580 eV 处的结构随外加负偏压的增大, 强度变得越来越强, 但能量位置变化不大, 只有稍微的红移, 我们将它指认为实空间中竖直的激子跃迁(即 0h, 此处数字表示 (1) 式中的 n , h 表示重空穴)。0h 峰低能侧 1.567 eV 处的结构随外加负偏压的增大, 强

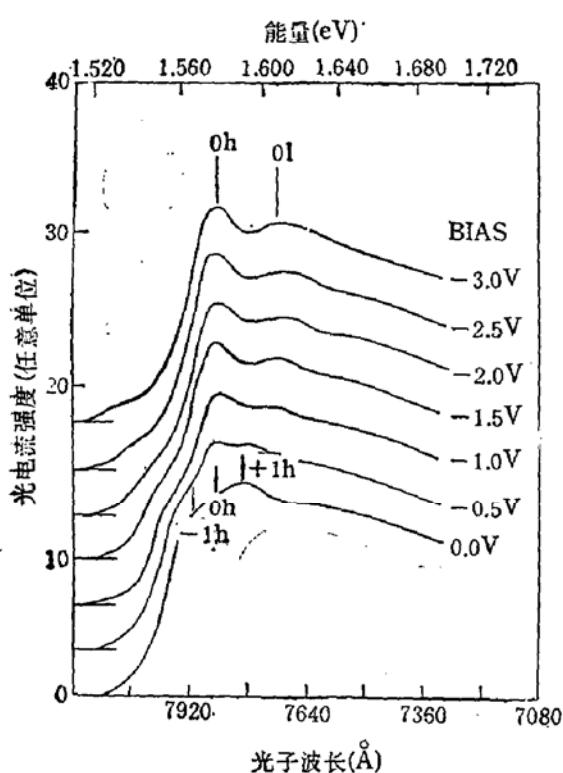


图 1 GaAs/GaAlAs 超晶格室温光电流谱曲线,自下至上所加偏压分别为 0, -0.5V, -1.0 V, -1.5 V, -2.0 V, -2.5 V 和 -3.0V, 基线位置已分别位移

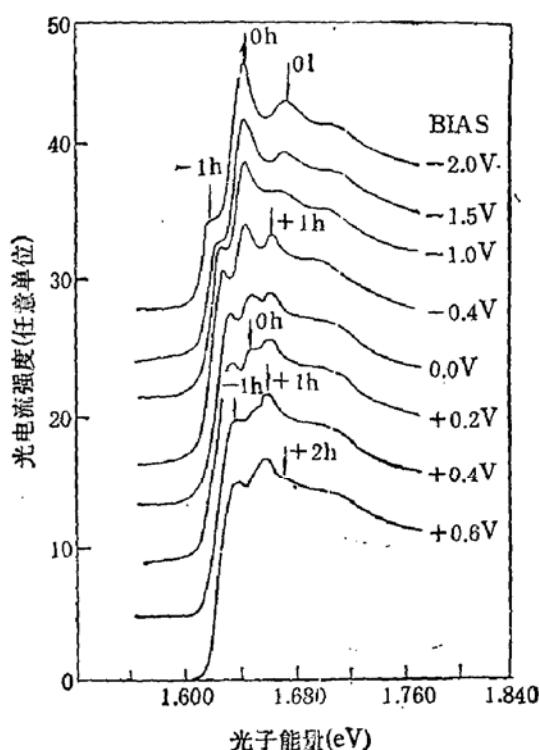


图 2 GaAs/GaAlAs 超晶格 140K 下光电流谱曲线,自下至上偏压由 +0.6 V 变至 -2.0V, 基线位置已分别位移

度变得越来越弱,能级位置按 $-eFd$ 向低能侧移动,因而被指认为 $-1h$ 跃迁。 $0h$ 峰高能侧 1.593 eV 处的结构随电场增大,强度减小,能量位置按 $+eFd$ 向高能侧移动,我们指认它为 $+1h$ 跃迁。但是当外加载偏压增大至 -1.0 V 以后,该结构强度增加,能级位置随偏压变化基本不变,此时该结构的贡献不仅来自于 $+1h$ 峰,还更多地来自于零级轻空穴激子跃迁峰 (01)。根据 Kronig-Penney 模型的计算,电子、重空穴和轻空穴的微带宽度分别为 $\Delta_e = 40\text{meV}$, $\Delta_h = 2\text{meV}$, $\Delta_l = 50\text{meV}$ 。因此,在电场较小时,重空穴已经局域化,轻空穴态波函数仍是扩展的,只能观测到与重空穴有关的激子跃迁;而在较高的电场下,由于轻空穴态的 Wannier 局域化,与轻空穴有关的激子跃迁强度因而急剧增大。上述指认通过低温下的光电流谱测量将得到进一步的证实。此外,我们注意到 $-1h$ 跃迁在 -3.0 V 时仍未完全消失,尽管此时 $eFd/\Delta_e > 1$ 。

当温度降低时,光电流谱中的激子峰可以更清晰地显现出来。图 2 是 140K 时光电流谱形随外加偏压变化的情形。在低温下,光电流谱形变化基本上与室温光电流谱形变化一致,仅仅表现在激子峰变锐,半宽度减小。此外,我们还看到了正偏压下光电流谱形的变化。在正偏压下由 0 变至 +0.6 V 时, $0h$ 激子峰变弱,直至在 +0.6 V 时几乎消失; $\pm 1h$ 峰变得越来越强,在 +0.6 V 时达极大,而且在 +0.6 V 时,可以看到 $\pm 2h$ 峰。

图 3 反映了 140 K 下(图 2)光电流谱激子峰位置随外加偏压变化的扇形图。三条曲线分别反映的是 $-1h$, $0h$ 和 $+1h$ (及 01)激子能量随电场的变化。 $-1h$ 曲线随电场变化满足 $\sim eFd$ 关系, $F = |V - V_b|/W$ 。 $+1h$ 曲线在 +0.6 V 至 -1.0 V 范围内满足

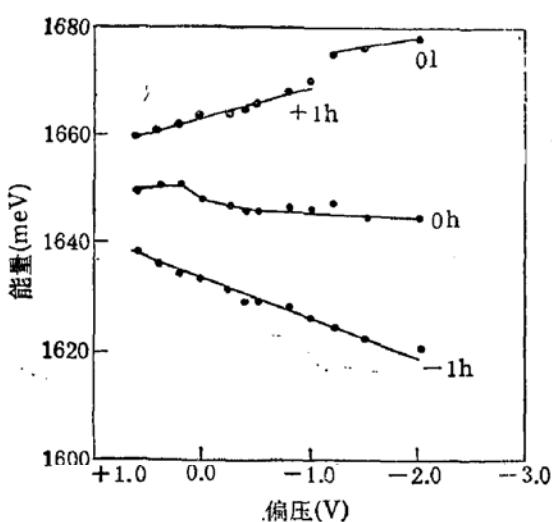


图3 GaAs/GaAlAs 超晶格 $-1h$, $0h$ 和 $+1h$ (01) 激子跃迁能量随外加偏压的变化,
由 140 K 下光电流谱测量所得

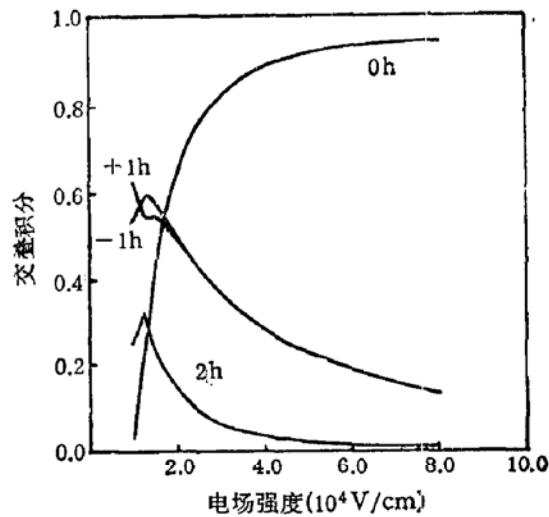


图4 GaAs(35 Å)/Ga_{0.8}Al_{0.2}As(35 Å)
超晶格理论计算的 $0h$, $\pm 1h$ 和 $\pm 2h$ 跃
迁电子空穴的交叠积分随外电场的变化

$+eFd$ 关系,但当负偏压超过 -1.0 V 以后,曲线变平,此时斜率反映了 01 激子峰能量的变化。 $0h$ 和 01 曲线的斜率较小,相应的跃迁峰只有较小的红移。这个扇形图进一步证明了电子微带分裂成了等间距的“Stark 梯”。从扇形图上看到, $0h$ 跃迁能量共红移 6 meV。在 $+0.6$ V 至 -2.0 V 范围内,因量子阱宽仅 35 Å, $0h$ 激子由量子受限 Stark 效应 (QCSE) 引起的红移仅 2 meV,因而我们观察到的红移并非全由 QCSE 引起。在 $+0.6$ V 至 -1.0 V 范围,电子波函数逐渐局域化,直至绝大部分限制在一个单量子阱中,这在图 2 中的 $0h$ 激子峰强度变化趋势中反映得很明显,此时 $0h$ 激子态由准三维变为准二维,束缚能由 4.2 meV 增至约 8 meV^[8](负偏压再增大时,束缚能饱和)。因此 $0h$ 激子峰总共红移 6 meV 是可以理解的。此外, $\pm 1h$ 激子束缚能随电场变化很小,与 eFd 变化相比可以忽略^[8]。

必须指出,图 2 中激子峰强度随外加偏压的变化与我们理论计算的结果极为符合。计算方法是由夏建白和黄昆提出来的^[6]。图 4 是 $0h$, $\pm 1h$ 和 $\pm 2h$ 跃迁的电子空穴的交叠积分随电场强度的变化。跃迁强度正比于交叠积分的平方。在 $F = 1.0 \times 10^4$ V/cm 时, $0h$ 的交叠积分接近于 0,而 $\pm 1h$ 和 $\pm 2h$ 跃迁达到极大值,图 2 中偏压为 $+0.6$ V 时情形正好与此符合,此时电场近似为 1.0×10^4 V/cm, $0h$ 激子趋于消失, $\pm 1h$ 和 $\pm 2h$ 激子峰趋于极大。图 4 中电场由 1.0×10^4 V/cm 增加到 4.0×10^4 V/cm 时, $0h$ 跃迁的交叠积分很快地由 0 增大至 0.9,而 $\pm 1h$ 和 $\pm 2h$ 跃迁的交叠积分在这个电场范围内减小很快,相应地,图 2 中的 $0h$ 激子峰强度由偏压为 $+0.6$ V 变为 -1.0 V(场强为 4.0×10^4 V/cm) 时,增大很快,而 $\pm 1h$ 激子峰强度迅速减弱, $\pm 2h$ 激子峰很快消失。当电场大于 4.0×10^4 V/cm,图 4 中 $0h$ 的交叠积分增加缓慢,在 5.0×10^4 V/cm 时趋于饱和, $\pm 1h$ 的交叠积分减小也非常缓慢,在 5.0×10^4 V/cm 时也还有一定大小,甚至在 6.0×10^4 V/cm 时也未完全消失,尽管此时 $\Delta_c/eFd < 1$ 。这与我们观察到的实验结果也非常一致。在图 2 中,由 -1.0 V 至 -2.0 V (5.5×10^4 V/cm), $0h$ 激子峰强度增加

很小, $-1h$ 激子峰强度下降缓慢, 在 $-2.0V$ 时, 仍有一定的高度, 在图 1 中, $-1h$ 在 $-3.0V$ 时也未完全消失。因此, 在 $140K$ 下, 电场下的光电流谱中的结构与理论计算惊人地吻合, 表明这些结构均来自于 Wannier 局域化效应。

R. H. Yan 等^[7] 和 B. Pezeshki^[3] 等分别对 GaAs/GaAlAs 和 GaAs/InGaAs 超晶格进行了室温光电流谱和室温电吸收谱测量, 他们得到了与我们在室温时零偏压和正偏压下非常相似的谱形, 但作了非常不同的指认。R. H. Yan 认为 M_1 鞍点激子应有很强的跃迁强度, 应远远强于 M_0 激子。事实上这是有争议的^[9,10]。我们通过低温光电流谱和室温光电流谱的比较, 指认在低电场情形 ($10^4 V/cm$) 的光电流谱中的结构是 $\pm 1h$ 激子峰, 而不是鞍点激子。因为两激子峰的能量间距应近似为 $40 meV$ 。而我们在实验上测得的两结构相距仅为 $20 meV$ 。这种指认的正确性在低温下得到了理论计算的充分证明。考虑到温度并不会影响超晶格电子微带带宽, 也不会改变本征区中的场强。因此温度变化对 Wannier 局域化过程应该没有什么影响。因而, 我们认为, 在室温下所观察到的结构也是由于 Wannier 局域化引起的 Stark 能态之间的跃迁导致的, 而不是鞍点激子。

致谢: 感谢吴荣汉教授在制备二极管过程中提供的帮助和夏建白教授富有启发性的讨论。

参 考 文 献

- [1] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2426(1988).
- [2] J. Bleuse, G. Bastard, and P. Voisin, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 220(1988).
- [3] B. Pezeshki, D. Thomas, and J. S. Harris, Jr., *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2116(1990).
- [4] J. Bleuse, P. Voisin, M. Allocon and M. Quillec, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 2632(1988).
- [5] G. H. Wannier, *Phys. Rev.*, **117**, 432(1960).
- [6] Jianbai Xia and Kun Huang, *J. Phys.: Condens. Matter*, **3**, 4639(1991).
- [7] R. H. Yan, R. J. Simes, H. Ribot, L. A. Coldren, and A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 1549(1989).
- [8] J. A. Brum and F. Agullo-Reuda, *Surf. Sci.*, **229**, 472(1990).
- [9] H. Chu and Y. C. Chang *Phys. Rev.*, **B36**, 2946(1987).
- [10] B. Deveaud, A. Chomette, F. Clerot and A. Regreny, *Superlatt. and Microstruc.*, **6**, 183(1989).

Wannier-Stark Effect of GaAs/GaAlAs Superlattices under Electric Field*

Zhang Yaohui, Jiang Desheng and Li Feng

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

Zhou Junming and Mei Xiaobing

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080)

Abstract

We investigated Wannier-Stark effect of GaAs/GaAlAs superlattices under electric field by photocurrent measurements at room and low temperatures. At intermediate electric field, we have observed the spectral shapes of photocurrent corresponding to the evenly spaced "Stark Ladder". We have found that the transitions of exciton state from quasi-3D to quasi-2D regime due to Wannier localization. The change of intensity of the exciton transitions with electric field is well consistent with the theoretical calculations based on the model proposed by Xia and Huang. Our results show that the structures in the photocurrent spectra are caused by Wannier localization instead of saddle-point excitons even at room temperature and at relatively low field (1.0×10^4 V/cm).

PACC: 6855, 7135, 7150, 7865

* This work was supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC).