

流体静压力下窄势垒 GaAs/AlAs 超晶格的低温纵向输运

武建青¹ 刘振兴² 江德生¹ 孙宝权¹

(1 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)

(2 中国科学院物理研究所 北京 100080)

摘要 我们研究了 77K 温度下掺杂弱耦合 GaAs/AlAs 窄势垒超晶格在流体静压力下的垂直输运, 发现其输运性质与宽势垒超晶格有很大不同。当在压力下 AlAs 势层中的 X 基态子能级降至 E_{Γ_1} 子能级和 E_{Γ_2} 子能级中间或更低能量位置时, 未观察到 Γ - Γ 共振隧穿到 Γ -X 共振隧穿的转变, I - V 曲线上的平台并未随压力增大而收缩, 反而稍有变宽。同时, 平台电流随压力增大而增加, 直到与 E_{Γ_1} - E_{Γ_1} 共振峰电流相当。我们认为, 由于势层很薄, Γ 电子隧穿通过势层的几率很高, E_{Γ_1} - E_{Γ_1} 共振峰显著高于 E_{Γ_1} - E_{X_1} 共振峰, 因此, 高场畴区内的输运机制在压力下仍由 Γ - Γ 级联共振隧穿控制。但由于 X 子能级随压力升高而降低, 导致隧穿通过 Γ -X 势层的几率增加, 非共振背景电流增大。由于电流连续性条件的要求, 高场区的电场强度增强, 导致在高压下平台宽度随压力稍微变宽。

PACC: 7320, 7220H, 7340G

1 引言

X 能谷对低维结构和超晶格的输运性质有很大影响。流体静压力能显著地改变 AlAs 和 GaAs 材料中 X 谷相对于 Γ 谷的能量位置, 因此, 通过压力实验能够很容易地观察到 X 能谷不同能量位置对输运的影响。在研究压力对双势垒输运的影响时发现, 由 Γ - Γ 共振隧穿引起的负阻会被压力抑制^[1~4, 11]。弱耦合掺杂超晶格的输运是通过级联共振隧穿实现的, 外加偏压在超晶格内将导致高低电场畴的形成^[6, 7], 并由于畴边界的移动, 在 I - V 曲线上产生鳃状分支和电流平台。在平台的高电压端, 超晶格已全部成为高场畴区, 因此, 平台结束电压 V 。正比于高场畴区共振能级在平带条件下的能量差。在第一平台的偏置电压范围内, 低场畴区基态与相邻阱的基态共振, 高场畴区基态与相邻阱的第一激发态共振。第一激发态是基态-基态共振遭到破坏后能最先与邻阱的基态发生共振的能态, 它取决于超晶格的结构参数^[8~10]。通常第一激发态如果是能量较高的 Γ 子能级, 这时的级联共振隧穿称作 Γ - Γ 共振;

武建青 男, 1963 年出生, 博士, 从事低微结构的输运和光学性质及器件机理研究
江德生 男, 1940 年出生, 研究员, 博士生导师, 从事半导体输运和光学性质低维光电子器件物理研究
1998-09-09 收到, 1998-12-17 定稿

但它也可能是 $A\text{IAs}$ 层中的 X 能级, 则称为 Γ - X 共振^[8]. 当对超晶格施加流体静压力时, 随着 X 能谷的降低, 原为 Γ - Γ 共振的高场畴区在超过一定压力时有可能变为 Γ - X 共振. 孙宝权等验证了这一现象^[7] 并确认, 由于 X 能谷与 Γ 能谷的能量间距随压力不断变小, 使得鳃状分支随压力明显变短, 平台也随之收缩. 上述实验中超晶格的垒宽均大于 3nm . 本文将研究势垒宽仅为 2nm 的窄垒 $A\text{IAs}(2\text{nm})/\text{GaAs}(10\text{nm})$ 超晶格在流体静压力下的低温运输性质. 压力范围从一个大气压到 13.5kbar . 在压力增大时, $A\text{IAs}$ 垒中的 X 基态子能级将经过 GaAs 阱中 E_{Γ_1} 子带与 E_{Γ_2} 子带的中间位置. 但在整个压力范围内, 超晶格始终是第 I 类超晶格. 实验发现窄垒超晶格在压力下的运输性质与宽垒超晶格有很大不同, 我们就隧穿机制的差别和观察到的物理现象进行了分析.

2 实验

样品是由 MBE 生长于 $(100)\text{ n}^+\text{GaAs}$ 衬底上的. 结构如下, 首先生长两层缓冲层, 分别为 450nm 厚的 $\text{n}^+\text{GaAs}(1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3})$, 和 100nm 厚的 $\text{GaAs}(1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3})$. 之后是 30 周期的 $\text{GaAs}(10\text{nm})/\text{AlAs}(2\text{nm})$ 超晶格, GaAs 阱中心 7nm 掺硅至 $4 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$. 超晶格上面生长三层覆盖层, 以引出电极, 分别为 100nm $\text{GaAs}(1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3})$, 400nm $\text{GaAs}(1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3})$ 和 50nm $\text{GaAs}(4 \times 10^{18}\text{cm}^{-3})$. 样品大小为 $0.1 \times 0.1\text{cm}^2$, 将其粘于 Be-Cu 帽上, 放入聚四氟乙烯小桶内, 其内充入压力传导介质. 通过特制装置对样品加压并锁定压力. 该装置放入液氮中测量 77K 温度下的 I - V 特性. 压力经锰铜丝电阻率校定. 超晶格二极管的 I - V 特性由 120kHz 采样速率的计算机控制采样板采集. 振荡频率和波形在固定偏压下用 Tektronics THS720 示波器记录.

3 实验结果及讨论

表 1 是采用 Kronig-Penney 模型计算出的各子带的能量位置. 对于 Γ 子带, 由于 Γ 谷的有效质量各向同性, 计算比较简单. 计算中所用参数为: GaAs 阱内电子有效质量 $0.067m_0$, AlAs 垒中电子有效质量 $0.15m_0$, 阱宽 10nm , 垒宽 2nm , 阱深 1.05eV . 对 X 谷来说, 由于有效质量各向异性, 在 100 方向的有效质量横向与纵向之值相差很大, 理论计算中曾采用过不同数值^[1, 6, 12]. 根据 PL 谱和输运实验结果^[4, 12], 考虑 GaAs/AlAs 超晶格 X 谷的空间限制效应和晶格失配造成的压应力效应, 对于 2nm AlAs 窄垒宽来说, X 谷的基态子能级位置应由其纵向有效质量来决定. 在计算 X 子能级时所用参数为: GaAs 垒中电子有效质量 $1.3m_0$, AlAs 阱内为 $1.1m_0$, 阱深 0.302eV . 另外, 较轻的横向有效质量也可在 AlAs 阱内产生准束缚能级, 经计算发现只有一个子带存在, 位置接近阱深的一半, 在本实验所加压力范围内以及第一平台区内不会与 E_{Γ_1} 发生共振. 由于 L 谷的能量位置较 X 谷高, 且随压力增加会变得更高. 因此, 可不考虑 L 谷对运输的影响.

表 1 平带条件下 Γ 子带与 X 子带相对于 GaAs 导带底的能量位置

E_{Γ_1}	E_{Γ_2}	E_{Γ_3}	E_{Γ_4}	E_{Γ_5}	E_{X_1}	E_{X_2}	E_{X_3}
38meV	150meV	341meV	615meV	960meV	212meV	341meV	469meV

图 1 是 77K 温度下样品 $I-V$ 曲线中第一平台随压力的变化。压力低于 5kbar 时, 曲线随压力变化很小, 未在图中画出。在压力增大到 10.5kbar 前, 平台的起始部分有一较宽的峰, 用示波器可知在此偏置区域中二极管呈现大幅度低频自维持振荡, 频率为几百 kHz^[16]。随压力升高, 此区域变窄直到 11kbar 时完全消失。平台的其余区域为稳定场畴区; 在此区域内, 随电压升高电流发生跳变, 形成鳃状分支, 其细节如图 1 中插图所示。图 1 中最为明显的特征是随着压力的增加, 平台的宽度没有减小, 反而在压力超过 10.5kbar 后明显变宽, 从大气压力下的 2.8V 增加到 13.5kbar 的 3.4V。平台结束电压 V_e 随压力的变化如图 2 中实心三角实验点所示(数据已减去平台起始电压 V_b)。随压力增加的部分, 引起 V_b 增加的原因是由于接触层电阻随压力增加而变大^[14])。这不同于宽垒 (> 3.5nm) 超晶格的实验结果^[7]。对于宽垒超晶格, 由于 AlAs 层中 X 能谷的下降, 在压力实验中观察到了从 $\Gamma-\Gamma$ 共振向 $\Gamma-X$ 共振隧穿的转变; 测量结果表明, 在 GaAs/AlAs 超晶格中, X 能谷以 15meV/kbar 的速度相对于 Γ 能谷下降。根据表 1 中计算的能级位置, 当压力达到或超过临界压力 7.8kbar 时, AlAs 层中的基态 X 子能带已经处在或低于 E_{Γ_1} 与 E_{Γ_2} 两子能带的中间能量位置(若压力系数取为 12meV/kbar, 该临界压力增至 9.8kbar)。因此, 在 7.8kbar (或 9.8kbar) 至 13.5kbar 压力范围内, E_{X_1} 应比 E_{Γ_2} 在较低的外加偏压下便可与 E_{Γ_1} 对齐。如果 $E_{\Gamma_1}-E_{X_1}$ 共振隧穿几率高于 $E_{\Gamma_1}-E_{\Gamma_1}$ 共振隧穿几率的话(对于 3.4nm AlAs 垒, 理论结果正是如此)^[13], 高场畴区的输运机制将由原来的 $E_{\Gamma_1}-E_{\Gamma_2}$ 共振变为 $E_{\Gamma_1}-E_{X_1}$ 共振, 导致平台宽度随压力的升高而收缩。然而, 本实验在超过临界压力后, 平台并未收缩, 这表明高场畴区的输运机制仍主要通过 $E_{\Gamma_1}-E_{\Gamma_2}$ 共振, 因为 Γ 子能级的间距几乎不受压力的影响。

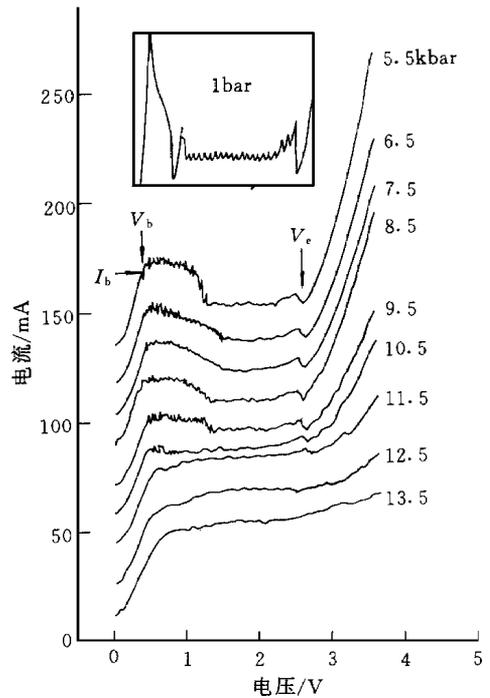


图 1 77K GaAs/AlAs 超晶格不同流体静压力下的 $I-V$ 特征曲线。为清晰起见每条曲线上移 15mA, 插图为放大后大气压力下的平台细节, 上表面加负偏压。

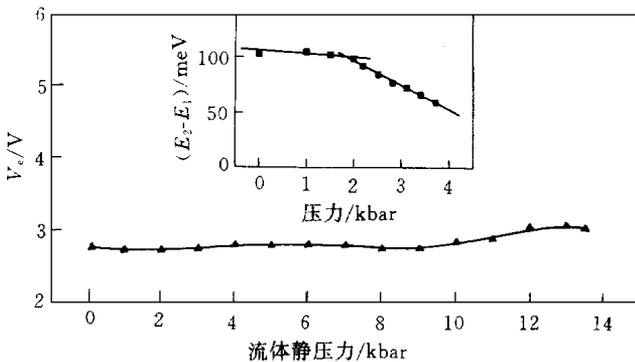


图 2 77K 温度下平台结束处电压 V_e 随压力的变化趋势。插图为宽垒 GaAs/AlAs 超晶格中 E_2-E_1 与压力的依赖关系, E_2-E_1 与平台结束电压 V_e 成正比例关系。

我们认为样品垒宽较小是出现上述现象的原因。对于级联共振隧穿, 载流子隧穿通过垒层后将失去其相位记忆, 发生弛豫。因此, 弱耦合超晶格中的输运可近似看作载流子通过多个单垒隧穿过程完成的。一般而

言,采用WKB近似^[1,16],GaAs阱中能量为 E 的 Γ 电子隧穿通过厚度为 d 的AlAs单垒的几率 P 为:

$$P = A \exp \left[- \frac{3}{4} \left(\frac{2m_{\Gamma}}{h^2} \right)^{1/2} \frac{d(V_{\Gamma\Gamma} - E)^{3/2}}{eV} \right] + B \exp \left[- \frac{4}{3} \left(\frac{2m_X}{h^2} \right)^{1/2} \frac{d(V_{X\Gamma} - E)^{3/2}}{eV} \right] \quad (1)$$

其中 第一项为电子通过 Γ - Γ - Γ 垒的隧穿几率; $V_{\Gamma\Gamma}$ 为其垒高; V 为垒层上的压降; A 是一与温度及掺杂有关的常数因子.第二项为隧穿通过 Γ -X- Γ 垒的几率,其中 $V_{X\Gamma}$ 是垒高; B 是包括耦合常数(10^{-4})并比 A 小很多的一个因子.由于 $V_{\Gamma\Gamma} > V_{X\Gamma}$,因此当 d 趋于无穷大时,式(1)中第二项起主要作用;而当 d 趋于零时,第一项起主要作用.两者在垒宽大约为2.5nm时,贡献基本相当^[1].由于隧穿几率随 d 减小呈指数上升,因此对于2nm的垒宽来说, Γ - Γ 隧穿将起主导作用.当高低场畴的畴边界处由于发生共振而引起高场畴扩展跳变时,由于 Γ - Γ 共振在实空间上相隔 d 距离,隧穿几率随 d 减小呈指数上升,而 Γ -X共振却只通过一界面,对 d 的变化不敏感;因此,对窄垒超晶格而言,产生 Γ - Γ 共振的可能性比 Γ -X共振的可能性更大.我们认为这就是在压力下,超晶格的纵向运输更易受 Γ - Γ 级联共振隧穿机制控制的原因.

我们注意到, I - V 曲线中平台区电流 I_p 在9kbar后随压力增大而增加,如图3所示. I_p

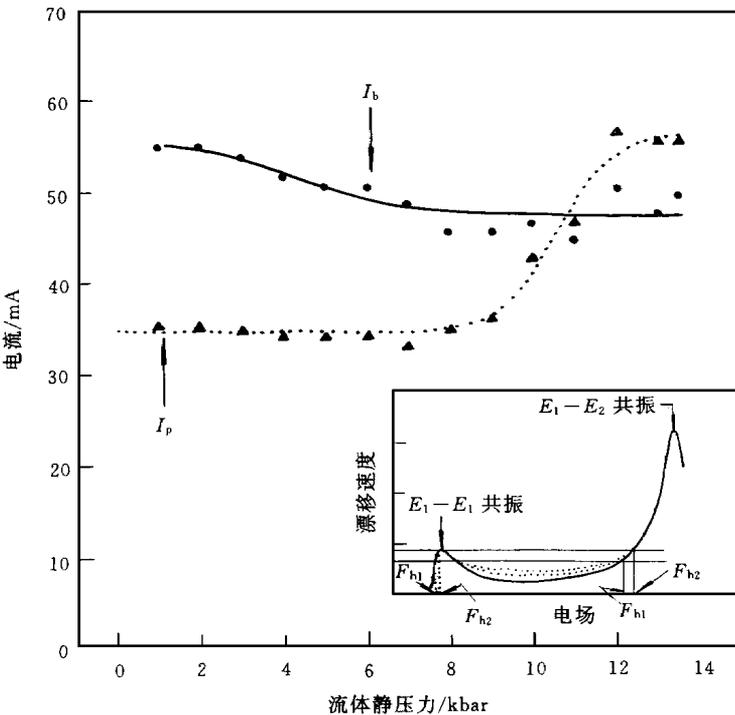


图3 平台起始处电流 I_b 及平台(中间)电流 I_p 对压力的依赖关系. 插图为在电场均匀分布条件下,超晶格内漂移速度与电场强度的关系.

在0.5~8kbar压力范围内基本维持不变,大约为35mA;超过9kbar后快速增加,在11.5kbar时接近56mA,并出现一台阶,接近 I_b 在一个大气压时之值.由于随着压力升高, Γ -X垒高不断降低,这一隧穿通道将增加非共振状态下的运输电流. Mendez等^[1]在双垒(2.3nm)隧穿实验中证实,谷底电流确实随压力明显增加.上述过程将导致漂移速度和电场依赖关系 $v(F) \sim F$ 曲线中谷底区漂移速度的上升,如图3中插图所示.这会导致平台电流增加,相应高低场畴区内的电场同时增强, V_e 随压力增大,如图2所示,这是平台在压力较大时稍有变宽的原因.然而,由于低场区控制着第一平台的最大电流,因此 I_p 增加应以

I_b 为限.但高压区实验结果表明,压力超过10kbar后,平台有些向上倾斜, $I_p > I_b$,这可能是有一电阻性漏电通道所致.另外,平台起始处电流 I_b 对应于 $E_{\Gamma 1} - E_{\Gamma 1}$ 共振峰,此共振峰

电流随压力稍有下降, 压力超过 8kbar 后基本不变, 如图 3 所示. 根据文献[14]流体静压力会使 GaAs 导带电子有效质量变大, 引起隧穿几率下降, 这可能是 I_b 随压力下降的原因.

4 结论

通过低温 77K 下的 $I-V$ 测量, 对于窄垒 (2nm) 超晶格来说, 流体静压力下我们发现了非常不同于宽垒超晶格的输运现象. 即使 AlAs 垒中 X 基态子能级在外加流体静压力和电场作用下能与邻阱中的 E_{Γ_1} 首先对齐, 由于 $\Gamma-\Gamma$ 共振隧穿的几率较 $\Gamma-X$ 共振隧穿几率大很多, 高场畴区的输运机制仍由 $\Gamma-\Gamma$ 共振控制, 这样 $I-V$ 曲线上的平台将不随压力变短. 然而, 随着 X 子能带相对于 Γ 能带的下降, 隧穿通过 $\Gamma-X$ 垒的电流会增加, 这将反而导致平台内电流随压力增加并引起平台宽度的扩展.

参 考 文 献

- [1] E. E. Mendez, E. Calleja, W. I. Wang, *Appl Phys Lett*, 1988, **53**: 977.
- [2] E. E. Mendez, E. Calleja, W. I. Wang, *Phys Rev*, 1986, **B34**: 6026.
- [3] R. Prichard, D. G. Austing, P. C. Klipstein, *J. Appl Phys*, 1990, **68**: 205.
- [4] J. M. Smith, P. C. Klipstein, R. Grey *et al*, *Phys Rev*, 1998, **B57**: 1740.
- [5] E. E. Mendez, W. I. Wang, E. Calleja Silva, *Appl Phys Lett*, 1987, **50**: 1263.
- [6] L. Esaki, L. L. Chang, *Phys Rev Lett*, 1974, **33**: 495.
- [7] B. Q. Sun, D. S. Jiang *et al*, *Appl Phys Lett*, 1996, **69**: 520.
- [8] Y. H. Zhang *et al*, *Appl Phys Lett*, 1994, **65**: 1148.
- [9] H. T. Grahn, H. Schneider, K. Von Klitzing, *Phys Rev*, 1990, **B41**: 2890.
- [10] S. H. Kwok, H. T. Grahn, K. Ploog, *Phys Rev*, 1995, **B51**: 9943.
- [11] D. G. Austing, P. C. Klipstein *et al*, *Phys Rev*, 1993, **B47**: 1419.
- [12] P. Dawson, C. T. Foxon *et al*, *Semicond Sci Technol*, 1990, **5**: 54.
- [13] J. B. Xia, *Phys Rev*, 1990, **B41**: 3117.
- [14] D. K. Maude *et al*, *Phys Rev Lett*, 1987, **59**: 815.
- [15] K. K. Choi, B. F. Levine *et al*, *Phys Rev*, 1987, **B35**: 4172.
- [16] B. Q. Sun, D. S. Jiang, X. J. Wang, *Semicond Sci Technol*, 1997, **12**: 401.

Vertical Transport in Narrow Barrier GaAs/AlAs SL under Elevated Hydrostatic Pressure

Wu Jianqing¹, Liu Zhenxing², Jiang Desheng¹, Sun Baoquan¹

(*National Laboratory for Superlattices and Microstructure, Institute of Semiconductors,*

The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

(*2 Institute of Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)*

Received 9 September 1998, revised manuscript received 17 December 1998

Abstract The vertical transport of narrow barrier GaAs/AlAs superlattice (SL) under elevated hydrostatic pressure was investigated at 77K and is found to be very different from that of wide barrier SL. When the X ground subband in AlAs layer is lowered to the middle point of E_{Γ_1} and E_{Γ_2} or even lower by pressure, the changing of tunneling mechanism from Γ - Γ resonance to Γ -X resonance is not observed. The plateau in the I - V curve does not shrink but become even wider with increasing pressure. The current in the plateau region increases with pressure, and at last reaches the value of E_{Γ_1} - E_{Γ_1} resonance peak at atmosphere pressure. We believe that the tunneling mechanism in the high field domain is still Γ - Γ resonance, since the barriers are very thin which result in much higher E_{Γ_1} - E_{Γ_1} resonance peak than E_{Γ_1} - E_{X_1} resonance. However, as the Γ -X barriers are gradually lowered by pressure, the tunneling probability through Γ -X barriers increases, which results in an increase of background current. The electric field strength in the high field domain increases in term of current continuity, leading to the broadening of plateau.

PACC: 7320, 7220H, 7340G