

# 磁场引起弱耦合超晶格中隧穿电流的增加

王志路<sup>1</sup> 孙宝权<sup>2,†</sup>

(1 唐山师范学院初等教育学院, 唐山 063000)

(2 中国科学院半导体研究所 超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

**摘要:** 在 n-型掺杂弱耦合 GaAs/AlAs 超晶格中, 沿着垂直于超晶格平面方向加一个静态磁场, 研究电子的隧穿过程. 随着磁场的增加, 相邻量子阱基态间的隧穿电流增加. 这是由于磁场导致电子的隧穿机制发生了变化, 即由低磁场下电子的非共振隧穿或跳跃电导向高磁场下电子的共振隧穿的转变.

**关键词:** GaAs/AlAs 超晶格; 磁场下纵向输运; 隧穿电流

**PACC:** 7200; 7320D

**中图分类号:** O469

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0253-4177(2007)04-0549-04

## 1 引言

对于强耦合超晶格, 当磁场  $B$  垂直于超晶格的平面时, 低电场下的电子输运受到抑制. 这个特性被认为是磁场导致电子的量子受限, 即形成了准一维能带结构, 限制了传导电子可得到的散射态<sup>[1]</sup>. 对于弱耦合超晶格, 垂直方向的磁场对隧穿电流没有影响, 解释为磁场不改变相邻量子阱间能级的简并情况<sup>[2,3]</sup>. 然而, 在 0K 下, 电子在朗道能级的占据将影响相邻量子阱基态间的电子隧穿特性. 在不同磁场下, 研究掺杂弱耦合超晶格基态间电子的隧穿过程将有助于弄清电子的占据对隧穿机制的影响. 依赖于零电场下超晶格的微带宽度  $\Delta$ , 散射展宽  $\hbar/\tau$  和每个超晶格周期的电势降落  $eFd$  的能量尺度关系, 半导体超晶格中电子的输运基本上可分为三种情况: 微带输运、跳跃电导和级联隧穿, 这里  $F, d$  和  $\tau$  分别为所加电场、超晶格周期和散射时间<sup>[4]</sup>. 在超晶格低电场输运中, Esaki 和 Tsu<sup>[5]</sup> 证实, 当  $eFd > \hbar/\tau$ , 在测量的  $I-V$  曲线中存在负微分电导(NDC), 即电场导致电子的局域化和通过 Wannier 态间的跳跃电导<sup>[6]</sup>. 当  $eFd > \Delta$ , Tsu 和 Döhler<sup>[7]</sup> 认为在超晶格中电子的输运为 Stark 能级间的跳跃电导. 当  $eFd \approx \Delta$ , 产生 NDC, 跳跃电导模型有效<sup>[8]</sup>.

本文研究了电子在弱耦合 GaAs/AlAs 超晶格中的输运. 超晶格的掺杂浓度为  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 垂直于超晶格平面的磁场强度为 0~14T. 在零电场下样品基态的微带宽度  $\Delta \approx 0.1 \text{ meV}$ , 这个量远小于量子阱中杂质散射和声学声子散射的能级展宽值  $\hbar/\tau \approx \text{meV}$ . 量子阱基态间的电子隧穿依赖于二维电子气

(2DEG)的电子浓度, 散射展宽和所加的磁场强度. 磁场将改变电子在朗道能级上的占据, 这将影响电子在相邻量子阱基态间的隧穿过程. 实验观测到, 随着磁场强度的增加, 基态间的隧穿电流强度增加, 这是由于磁场的增加使朗道能级的态密度增加, 在高磁场下电子仅部分占据第一个朗道能级, 电子在相邻量子阱基态间的输运为共振隧穿过程.

## 2 实验结果和讨论

掺杂 GaAs/AlAs 超晶格样品由分子束外延 (MBE) 生长. 样品包含 40 个周期 14nm GaAs 量子阱和 4nm AlAs 垒. 在量子阱中心 10nm 区域掺杂 Si 的浓度为  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . 制备样品为  $0.01 \text{ mm}^2$  的两端器件. 在 1.6K 和不同磁场下, 测量样品的  $I-V$  特性.

在 1.6K 和磁场强度分别为 0, 6, 10 和 14T, 图 1 为测量的  $I-V$  特性曲线.  $I-V$  曲线显示低偏压下为线性欧姆型电导, 第一个电流平台有 40 个 NDC 峰(0~2V), 第二个电流平台的偏压为 2~6V. 平台的形成和 NDC 峰与超晶格中电场畴的形成有关<sup>[9]</sup>. 第一个电流平台的峰值电流强度由相邻量子阱基态间的隧穿电流决定. 我们发现, 随着磁场  $B$  的增加, 峰值电流强度增加, 如图 1 所示. 然而, 对于第二个电流平台, 峰值电流强度基本上不随磁场  $B$  变化. 第二个平台的电流强度由相邻量子阱基态和第一激发态间的共振隧穿电流决定. 图 2 显示了  $I-V$  曲线上的第一(二)个电流平台的第一电流峰值强度随磁场  $B$  的依赖关系, 这里  $I_{cp}(0)$  为零磁场下的第一(二)个电流平台上第一个电流峰值强度,  $I_{cp}$

† 通信作者. Email: bqsun@red.semi.ac.cn

2006-10-09 收到

( $B$ )为在一定磁场强度下的第一(二)个电流平台上第一个电流峰值强度,  $I_{cp}(B)/I_{cp}(0)$  为归一化的电流值. 图中显示第二个电流平台的电流强度基本不随磁场变化, 在  $\sim \pm 0.5$  范围内变化, 如空心方块所示. 然而, 对于第一个电流平台, 当磁场强度大于  $\sim 4\text{T}$ , 平台的电流强度开始增加, 当磁场达到  $\sim 12\text{T}$ , 电流强度开始出现饱和现象.

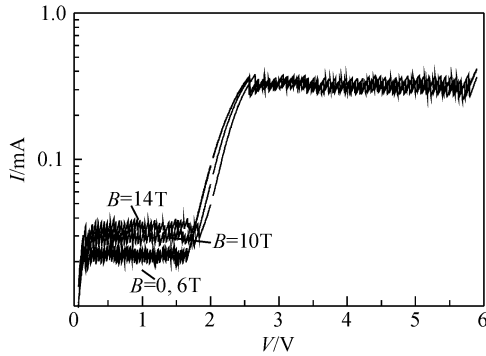


图 1 在 1.6K, 磁场强度  $B = 0, 6, 10$  和  $14\text{T}$  下, 样品的  $I-V$  曲线  
Fig.1  $I-V$  curves of sample measured at 1.6K under  $B = 0, 6, 10$  and  $14\text{T}$

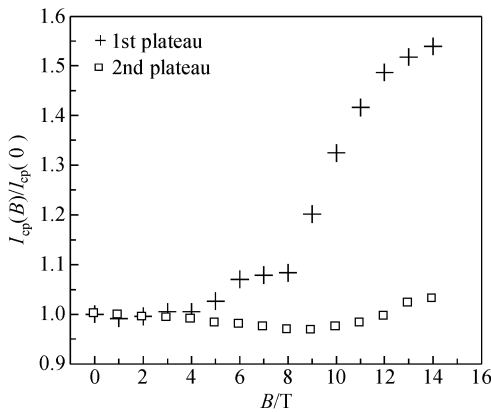


图 2 两个电流平台上的峰值电流强度  $I_{cp}(B)$  随磁场强度的变化  
Fig.2 Dependence of peak currents,  $I_{cp}(B)$  of both current-plateaus of the sample

对于所研究的超晶格样品, 不加偏压时, 基态是简并的, 也就是超晶格的基态能级是拉齐的. 在这种情况下, 没有隧穿电流. 在一定偏压下, 如果  $eFd$  小于基态能级的散射展宽, 将保持电子共振隧穿条件<sup>[10]</sup>. 当继续增加偏压,  $eFd$  增加达到散射展宽时, 产生负微分电导. 在这种情况下, 隧穿电流来自于相邻量子阱间的跳跃电导<sup>[6,8]</sup>. 然而, 当讨论电子在超晶格基态间隧穿时, 必须考虑电子在基态的占据情况和费米能级  $E_F$  对隧穿电流的影响. 这是由于在这种情况下, 在低温  $K_B T \ll E_F$ , 电子只能隧穿到相邻量子阱未被占据的电子态. 因此, 如果费米能级小于

散射展宽, 由于存在未被占据的电子态, 可以实现基态间的共振隧穿. 但是, 如果费米能级大于散射展宽, 共振隧穿不允许. 这是由于不存在未被占据的电子态, 使电子从左边的量子阱(QW)共振隧穿到右边的量子阱, 如图 3 所示. 在这种情况下, 在一定偏压下, 处于高态的电子(左边量子阱的准费米能级  $E_{FL}$ )借助于弹性散射可以发生隧穿, 电子从左边的量子阱到高于右边量子阱准费米能级  $E_{FR}$  的空态隧穿. 在这一隧穿过程中, 平行动量并不守恒, 如图 3  $B = 0$  情况. 在低偏压条件下, 隧穿电流正比于  $E_{FL} - E_{FR}$ . 因此, 在计算量子阱基态隧穿电流时, 必须考虑电子在相邻量子阱的占据和费米分布函数<sup>[11]</sup>.

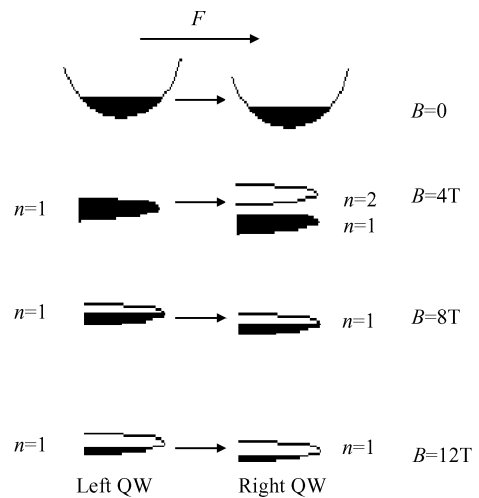


图 3 电子在磁场  $B = 0$  和  $4\text{T}$  下的跳跃电导,  $B = 8$  和  $12\text{T}$  下的共振隧穿. 当磁场  $B = 4\text{T}$ , 电子仅占据第一个朗道能级. 当  $B = 8\text{T}$  电子占据半个第一朗道能级, 当  $B = 12\text{T}$  电子仅占据  $1/4$  第一个朗道能级  
Fig.3 Electron tunneling at  $B = 0$  and  $4\text{T}$  to resonant tunneling at  $B = 8$  and  $12\text{T}$ , where electrons fully occupy the first Landau level at  $B = 4\text{T}$ , electrons occupy half of the first Landau level at  $B = 8\text{T}$  and electrons occupy  $1/4$  of the first Landau level at  $B = 12\text{T}$

在磁场强度  $B = 0$ , 当  $eFd \approx \hbar/\tau$  时(散射展宽)时, 出现负微分电导, 隧穿过程为跳跃电导模型<sup>[6,8]</sup>. 在磁场强度  $B$  下, 讨论二维电子气(2DEG)在超晶格中的输运, 应考虑到朗道能级的态密度是磁场  $B$  的函数. 在磁场强度  $B$  下, 2DEG 的类台阶态密度  $N(E, B)$  分裂成一系列朗道能级, 间隔为  $\hbar\omega_c$  ( $\omega_c = eB/m$ ) 的峰值, 即

$$N(E, B) = \frac{2eB}{h} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma/\pi}{[E - E_1 - (n + 1/2)\hbar\omega_c]^2 + \gamma^2} \quad (1)$$

这里  $\gamma$  和  $E_1$  分别是能级的散射展宽和量子阱的基态能级. 从(1)式可以看出, 对于已知的电子浓度  $n$ ,

除以  $2eB/h$  可以得到电子占据朗道能级的数目. 如果  $B = 1\text{T}$ , 则  $2eB/h = 4.8 \times 10^{10}/\text{cm}^2$ . 对于所研究的样品,  $n = 2 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ , 则  $n/(2eB/h) \approx 4$ , 即四个朗道能级被电子全部占据. 因此, 当  $B = 4\text{T}$ , 所有的电子仅占据一个朗道能级, 朗道能级的间隔  $\hbar\omega_c$  为  $6\text{meV}$ , 大于基态的散射展宽值 ( $\sim 4\text{meV}$ ). 散射展宽值由第一个峰值的偏压值 ( $\sim 0.16\text{V}$ ) 来计算得到<sup>[10]</sup>. 当  $B < 4\text{T}$ , 峰值电流强度主要由不同朗道指数能级间的弹性散射隧穿或跳跃电导来决定. 在这种情况下, 电子占据超过一个朗道能级. 当磁场  $B > 4\text{T}$ , 第一个朗道能级只有部分被电子占据. 在一定偏压下, 相邻量子阱基态间可以实现共振隧穿. 进一步增加磁场强度  $B$ , 未占据的基态朗道能级的状态数增加, 电子将分布在较窄的能量范围内, 其电子占据的态可以用  $\delta$  函数来描述. 随着磁场的增加, 共振隧穿电流将增加, 逐渐达到饱和, 如图 2 中实验所观测的结果. 电子在朗道能级的占据情况随着磁场  $B$  的演化过程示意于图 3. 在  $B = 0$  和  $4\text{T}$ , 电子隧穿过程为散射辅助隧穿或跳跃电导, 在  $B = 8\text{T}$  和  $12\text{T}$ , 电子的隧穿为相同朗道能级间的共振隧穿. 这个分析一致于磁场  $B$  导致的电流强度的增加, 如实验所观测的结果. 事实上, 当磁场增加达  $8\text{T}$  时, 有实验报道电流强度增加的现象<sup>[3]</sup>, 实验结果被解释为磁场方向偏离超晶格的垂直方向, 即存在平行于超晶格平面分量的磁场  $B$ . 然而, 在我们的实验情况, 若磁场  $B$  偏离样品的垂直方向, 即存在  $B$  的平行分量. 在这种情况下, 相比  $B = 0$  的  $I-V$  曲线, 第一和第二电流平台的 NDC 峰值位置将移向较高的偏压值. 随着磁场  $B$  的增加, 第二个电流平台的电流峰值强度将降低. 然而, 实验数据显示两个电流平台电流峰值的偏压值随磁场  $B$  基本不变, 第二个电流平台的电流强度基本不变. 此外, 我们注意到, 对于第一个电流平台, 当磁场达到  $12\text{T}$  时电流增加差不多 1.5 倍, 如图 2 所示. 根据计算, 这个增加量等效于加平行磁场  $B$  达  $4\text{T}$ <sup>[12]</sup>. 在这种情况下, 加磁场的方向和样品平面的方向的夹角为  $70^\circ$ , 这在实验中是不可能出现的.

当量子阱的基态与相邻量子阱的第一激发态拉齐时, 共振条件或简并现象发生. 在这种情况下, 由于第一激发态没被电子占据, 隧穿电流达到最大值. 在零磁场下, 平行波矢  $\mathbf{K}$  守恒. 在磁场  $B$  下, 基态和第一激发态的朗道指数不变<sup>[13]</sup>, 这就导致隧穿电流

强度不依赖于垂直磁场  $B$ , 正如我们在第二个平台所观察的, 如图 2 所示.

### 3 总结

超晶格基态间的电子隧穿依赖于基态能级的散射展宽和电子在朗道能级的占据情况. 随着垂直于样品平面的磁场强度增加, 相邻量子阱基态间的隧穿电流强度增加. 这是由于在较高的磁场下, 电子仅部分占据最低的朗道能级, 使相邻量子阱基态间的共振隧穿成为可能.

### 参考文献

- [1] Patane A, Mori N, Fowler D, et al. Magnetic-field-induced suppression of electronic conduction in a superlattice. *Phys Rev Lett*, 2004, 93:146801
- [2] Choi K K, Levine B F, Jarosik N, et al. Anisotropic magnetotransport in weakly coupled GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As multiple quantum wells. *Phys Rev B*, 1988, 38:12362
- [3] Vuong T H H, Tsui D C, Tsang W T. Transport through InGaAs-InP superlattices grown by chemical beam epitaxy. *J Appl Phys*, 1989, 66:3688
- [4] Wacker A, Jauho A P. Quantum transport; the link between standard approaches in superlattices. *Phys Rev Lett*, 1998, 80:369
- [5] Esaki L, Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM J Res Dev*, 1970, 14:61
- [6] Canali L, Lazzarino M, Sorba L, et al. Stark-cyclotron resonance in a semiconductor superlattice. *Phys Rev Lett*, 1996, 76:3618
- [7] Tsu R, Döhler G. Hopping conduction in a "superlattice". *Phys Rev B*, 1975, 12:680
- [8] Tsu R, Esaki L. Stark quantization in superlattices. *Phys Rev B*, 1991, 43:5204
- [9] Sun B Q, Wang J N, Ge W K, et al. Current self-oscillation induced by a transverse magnetic field in a doped GaAs/AlAs superlattice. *Phys Rev B*, 1999, 60:8866
- [10] Choi K K, Levine B F, Malik R J, et al. Periodic negative conductance by sequential resonant tunneling through an expanding high-field superlattice domain. *Phys Rev B*, 1987, 35:4172
- [11] Bonilla L L, Grahn H T. Non-linear dynamics of semiconductor superlattices. *Rep Prog Phys*, 2005, 68:577
- [12] Sun B Q, Wang J N, Jiang D S. Transverse magnetic field effect on the current hysteresis of doped GaAs/AlAs superlattice. *Semicond Sci Technol*, 2005, 20:947
- [13] Leadbeater M L, Alves E S, Eaves L, et al. Magnetic field studies of elastic scattering and optic-phonon emission in resonant-tunneling devices. *Phys Rev B*, 1989, 39:3438

## Magnetic-Field-Induced Enhancement of Electronic Conduction in Weakly Coupled Supperlattices

Wang Zhilu<sup>1</sup> and Sun Baoquan<sup>2,†</sup>

(<sup>1</sup> Primary Education College, Tangshan Normal College, Tangshan 063000, China)

(<sup>2</sup> National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

**Abstract:** We apply a magnetic field  $B$  along the axis of an n-type doped weakly-coupled GaAs/AlAs superlattice (SL) to investigate the carrier transport in a low electric field. An abnormal enhancement of the current intensity by perpendicular  $B$  is observed for the ground state transport. Electron tunneling or hopping conduction via elastic scattering at low  $B$  switches over into resonant tunneling at higher  $B$  because in the latter case the electrons only partially occupy the first Landau level.

**Key words:** GaAs/AlAs superlattices; vertical transport under magnetic field; tunneling circuit

**PACC:** 7200; 7320D

**Article ID:** 0253-4177(2007)04-0549-04

---

† Corresponding author. Email: bqsun@red.semi.ac.cn

Received 9 October 2006