

# 平行磁场对 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 异质结中 无序二维电子的局域化效应的影响\*

周 海 平

(中国科学院半导体研究所, 北京)

郑 厚 植

(中国高等科学技术中心, 北京 8730 信箱; 中国科学院半导体研究所, 北京)

1989年8月30日收到

为解释以往在 GaAs/n 型 AlGaAs 异质结中所观测到的负平行磁阻现象(NPMR), 本文首次提出了一新物理模型。在平行界面的磁场中, 二维电子的子能带色散关系沿平行界面的  $k_x$  波矢方向发生位移。这种横向位移抑制了粒子-粒子通道中扩散传播子的发散行为, 导致了在平行磁场中由局域化效应诱导的负磁阻效应。本文的物理模型与 B. Lin 的实验数据符合良好, 并且由拟合求得了正确的电子在界面势阱中的平均纵向限制长度 $\langle z \rangle$  和位相损失时间  $\tau_\phi$ 。

主题词 二维电子, 量子输运特性, GaAs/n 型 AlGaAs

在研究弱无序二维电子系统中由局域化效应和相互作用效应诱导的量子电导修正的时候, 为了鉴别各种不同的基本物理过程, 外加垂直或平行界面的磁场被证明是一种极为行之有效的研究手段。理论和实验已经证明, 在弱无序的二维电子系统中, 局域化效应和相互作用效应都会对 Boltzmann 电导率引入十分相似的量子修正, 而且二者都具有同样的对数温度依赖关系<sup>[1]</sup>。为了区分这两种物理过程, 必须利用它们在平行磁场和垂直磁场中表现出来的非常不同的特征行为才行。同样, 在从事局域化效应研究时, 在实验中常常利用外加不同的磁场来区分和导出不同的散射时间, 例如与自旋-轨道散射、自旋分裂散射、以及电子-电子散射等有关的散射时间常数<sup>[2]</sup>。另一方面, 众所周知为了识别在某一特定实验中所观察的磁阻是与轨道运动相关, 还是与自旋运动相关, 研究磁阻对磁场取向的依赖关系是最为直接的方法。P. A. Lee 等<sup>[3]</sup>曾指出, 当 Zeeman 分裂  $g\mu_B B$  可以和  $kT$  相比时, 在粒子-空穴(P-h)通道中不同自旋之间的 Hartree 修正项将会被抑制, 这将导致在平行磁场中所观察到正磁阻效应。Bishop 等<sup>[4]</sup>后来在 Si 反型层的实验中已经证实了这样一种由相互作用引起的正磁阻效应。

然而迄今为止, 人们对平行磁场引起的磁阻(PMR)的认识还是很不清楚的。和预期的正磁阻效应相反, Lin 等在 GaAs/n 型 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 异质结系统中报道了<sup>[5]</sup>在平行磁场中与温度有强烈依赖关系的负磁阻现象。在排除了诸如磁杂质散射、平行磁场抑制

\* 国家自然科学基金资助项目。

子带带间散射等作为负平行磁阻物理机制的可能性之后, 他们无法解释所观察到的实验结果。从表面上初看起来, 因为平行磁场  $B$  并不改变平面内的二维电子的轨道运动, 因此通常认为它对局域化效应不会产生任何影响。按照局域化的有关理论我们知道, 局域化效应实质上是由于粒子-粒子(P-P)通道中配对电子之间的相互关联效应所引起的, 它可以用 P-P 扩散传播子来描述

$$D(q, \omega) = \frac{1}{2\pi N_1 \tau^2 (-i\omega - Dq^2 + 1/\tau_\varphi)}, \quad (1)$$

其中  $D = E_F \tau / m^*$  是扩散常数,  $N_1$  是单自旋态密度,  $\tau$  和  $\tau_\varphi$  分别为弹性散射时间和退位相时间。用更准确的方法来描述,  $D(q, \omega)$  也可用费曼图形表示成如图 1 插图所示的形式。图中的  $k$  和  $k'$  代表两个电子线的波矢,  $q = k + k'$  为它们的波矢和。当  $q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0$  时,  $D(q, \omega)$  发散并由此导致了电导率中的对数奇点行为。在外加垂直磁场后, 电子波矢  $k$  将改变为  $k + eA/C$  ( $A$  是磁场  $B$  的矢势), 因此  $q = k + k'$  相应地改变为  $q + 2eA/C$ 。对  $(q + 2eA/C)^2$  进行量子力学处理后, 二维情况下的  $D(q, \omega)$  可以写成下面的形式

$$\frac{1}{2\pi N_1 \tau^2 \left[ -i\omega + \frac{4DeB}{C} \left( N + \frac{1}{2} \right) + 1/\tau_\varphi \right]}. \quad (2)$$

由上式可知, 随着  $B$  的增加, P-P 扩散传播子中的发散行为将逐渐趋于消失, 随之局域化效应诱导的负电导修正完全被抑制, 最终导致了随磁场增加电阻率减小的负磁阻效应。很显然, 垂直磁场对  $D(q, \omega)$  的修正是与轨道运动相关联的效应, 而平行磁场绝不会引起这样的效应。然而在 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 异质结势阱中, 平行磁场可以微弱改变电子的子带结构, 子带色散关系的中心将沿二维平面内的波矢  $k_{\parallel}$  方向移动  $k_0$ , 并且增添一项较小的正抗磁能  $\Delta E(B)$  (如图 1 所示)。由此可知在平行磁场中配对电子的波矢和  $q$  同样将有一个  $2k_0$  的增量。其效果类似于垂直磁场中的情况, 将使  $D(q, \omega)$  随磁场增加逐渐减小。从这点出发, 我们就不难理解平行磁场确实能够从不同的方面来影响局域化效应。

为了对平行磁场引起的电子子带变化有个较直观的了解, 我们采用十分简化的方法来处理耦合的电-磁子带问题。有关此问题的严格理论, 可以参看文献[6]和[7]。在平行磁场中, 只要界面势阱宽度远远小于迴旋半径  $l_B$  (在 Lin 的实验范围,  $B = 3T$  时,  $l_B \approx 150 \text{ \AA}$ ), 就不会有 Landau 量子化发生。我们假设  $A = (Bz, 0, 0)$  的磁场规范, 那么哈密顿量 (Hamiltonian) 可以表示成两部分之和:

一是, 磁场为零时的

$$H_0 = \frac{P^2}{2m^*} + V(z),$$

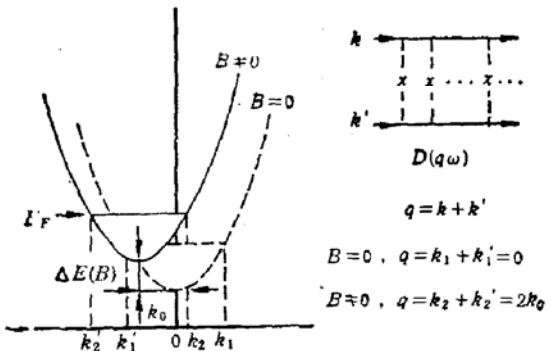


图 1  $B = 0$  和  $B \neq 0$  时最低子带的色散关系  $E(k_z)$ 。  
 $\Delta E(B) = e^2 B^2 / (2m^* C^2) \cdot (\Delta z)^2$  是抗磁能,  $k_0 = eB / (\hbar C)$ 。  
 $\langle z \rangle$  代表子带抛物线中心在平行磁场中的位移, 插图是 P-P  
扩散传播子  $D(q, \omega)$  的费曼图

二是,  $B \neq 0$  时的微扰项,

$$H' = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{2eB}{\hbar C} \right) z + \frac{e^2 B^2}{\hbar^2 C^2} z^2. \quad (3)$$

对于 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 异质结这样的非对称势阱, 由简单的一阶微扰理论可直接写出修正后的色散关系  $E(k_{\parallel})$  为

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( k_x + \frac{eB}{\hbar C} \langle z \rangle \right)^2 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{e^2 B^2}{2m^* C^2} (\Delta z)^2. \quad (4)$$

这里  $\langle \cdot \rangle$  表示子带基态上的期望值,  $\langle z \rangle$  是电子在界面势阱中沿垂直方向的平均限制长度,  $\Delta z = (\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2)^{1/2}$  定义为子带扩展宽度,  $E_0$  是子带基态能量。图 1 画出了  $B = 0$  和  $B \neq 0$  时的子带色散关系, 其中  $\Delta E(B) = e^2 B^2 / (2m^* C^2) \cdot (\Delta z)^2$  给出了抗磁能,  $k_0 = eB / (\hbar C) \cdot \langle z \rangle$  代表子带抛物线中心在磁场中的位移。正如我们将要证明的那样, 二维平面上子带色散关系的横向位移是导致 NPMR 的主要原因。

在  $q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0$  的极限条件下, 利用 P-P 扩散传播子  $D(q, \omega)$  可以把局域化效应引起的电导修正项  $\delta\sigma_L$  (起源于所谓的最大交叉图) 直接表示为<sup>[2]</sup>

$$\delta\sigma_L(0) = -\frac{2e^2}{\pi\hbar} D \sum_q \frac{1}{Dq^2 + 1/\tau_\phi}, \quad (5)$$

这里  $D = v_F^2 \tau / 2$  是二维扩散常数。当存在平行磁场时,  $\delta\sigma_L(B)$  将改写成

$$\delta\sigma_L(B) = -\frac{2e^2}{\pi\hbar} D \sum_q \frac{1}{D(q + 2k_0)^2 + 1/\tau_\phi}, \quad (6)$$

$$\delta\sigma_L(B) = -\frac{2e^2}{\pi\hbar} \int_{2k_0}^{l_\phi + 2k_0} \frac{qdq}{2\pi(q^2 + 1/l_\phi^2)}, \quad (7)$$

其中  $l_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$  是退位相长度。在方程(6)中, 我们已用  $(q + 2k_0)^2$  取代了  $q^2$ , 并且不考虑任何 Landau 量子化效应。在把(6)式中对  $q$  的求和变为(7)式中对  $q$  的积分形式时, 我们仅仅考虑了  $2k_0$  对  $q$  的幅度影响。这是因为任何物理上有意义的结果应该是与规范的选择无关, 并且对于二维平面内的方向角而言它应当是对称的。完成(7)式中对  $q$  的积分后可得出

$$\delta\sigma_L(B) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \left[ \frac{1 + (l_\phi/l + 2k_0 l_\phi)^2}{1 + 4k_0^2 l_\phi^2} \right]. \quad (8)$$

磁阻  $\Delta\sigma_L(B)$  按通常方式可定义为

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_L(B) &= \delta\sigma_L(B) - \delta\sigma_L(0) \\ &= -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \left[ \frac{1 + (l_\phi/l + 2k_0 l_\phi)^2}{(1 + 4k_0^2 l_\phi^2)(1 + l_\phi^2/l^2)} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\delta\sigma_L(0) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln (1 + l_\phi^2/l^2) \simeq -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau} \quad (10)$$

则为通常的局域化效应引起的电导率修正。下面在把(9)式的结果与 Lin 的数据进行比较之前, 有几点需要首先强调一下。

正如图 1 所示, 对  $\delta\sigma_L$  的贡献主要来自于子带抛物线费米面上彼此相对的电子态  $k$  和  $k'$  之间的关联效应。在零磁场情况下, 由于  $q \simeq k_1 + k'_1 \simeq 0$ , 因此这样的关联效应

最强。随着磁场的增加，抛物线中心将移动  $k_0$ ，很显然，当  $q \approx k_1 + k'_1 = 2k_0$  不再是接近于零的小量，这两个态之间的相互关联将被破坏。方程(9)恰好正确描述了这样一种由平行磁场引起的磁阻效应。

不难想到，当  $2k_0 \sim 1/l$  时，本文所讨论的 NPMR 将不复存在，由此可以定义出下述相应的临界场

$$B_c = \frac{\hbar}{2el^2} \cdot \frac{l}{\langle z \rangle}. \quad (11)$$

上式右边的第一个因子  $\hbar/2el^2$  正是通常在垂直磁场中局域化效应引起的负磁阻效应的临界磁场。因此，NPMR 的  $B_c$  要比垂直磁场的大  $l/\langle z \rangle$  倍。

在高场极限条件下，由于局域化效应被完全抑制， $\Delta\sigma_L(B)$  的渐近形式应该等于

$$\Delta\sigma_L(B \rightarrow \infty) = -\delta\sigma_L(0).$$

这完全和(9)式预期的渐近行为一致。

在图 2 中，我们将 Lin 在温度  $T = 0.11\text{K}$  和  $0.77\text{K}$  下测量得到的二号样品数据重新画在磁场的线性坐标中，并且用实线表示从(9)式计算的理论结果。在计算中， $\langle z \rangle$  和  $\tau_\phi$  做为调整参量。为了拟合 Lin 的结果，(9)式的右边需要乘上一个前置因子  $\alpha$ 。该  $\alpha$  因子用来考虑由于可能存在的超导涨落的 Maki-Thompson 过程以及与 P-P 扩散通道中  $g_2$  和  $g_4$  过程有关的相互作用引起的残存磁阻效应。上述效应均使实验上测量到的磁阻幅度比理论预计的幅度小一个  $\alpha$  因子 ( $= 1 - \beta(T) < 1$ )，这里  $\beta(T)$  是按文献[8]进行定义，它代表 M-T 过程的相对权重大小。另外，考虑到实验数据的零磁场可能与真正的零磁场有一定的偏离，所以在拟合中我们把理论曲线相对于 Lin 的数据平移了  $+200\text{Gs}$  左右。为了便于下面讨论，我们先列出 Lin 的样品参数如下：

$$N_{2D} = 2.86 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}, \mu = 5500\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}, (T = 4.2\text{K}),$$

$$D = 5.54 \times 10^{-3}\text{m}^2/\text{s}, \tau = 2.13 \times 10^{-13}\text{s},$$

$$l = 344\text{\AA}, E_F \approx 10\text{meV}.$$

正如图 2 所示，在从几十 Gs 到 2T 这样宽的磁场范围内，由(9)式计算的结果与 Lin 的数据符合得相当好。在拟合中，为了保持自洽性， $\langle z \rangle$  在两个温度  $T = 0.77\text{K}$  和  $0.11\text{K}$  的计算中取同样的数值， $\langle z \rangle = 34\text{\AA}$ 。从曲线拟合，我们得到： $T = 0.77\text{K}$  时， $\tau_\phi^{ex} = 1.92 \times 10^{-11}\text{s}$ ， $\alpha = 0.385$ ； $T = 0.11\text{K}$  时， $\tau_\phi^{ex} = 2.13 \times 10^{-10}\text{s}$ ， $\alpha = 0.455$ 。

下面我们将对上述结果作若干讨论：

- 直接利用 $\langle z \rangle$ 的变分计算结果<sup>[9]</sup>可得

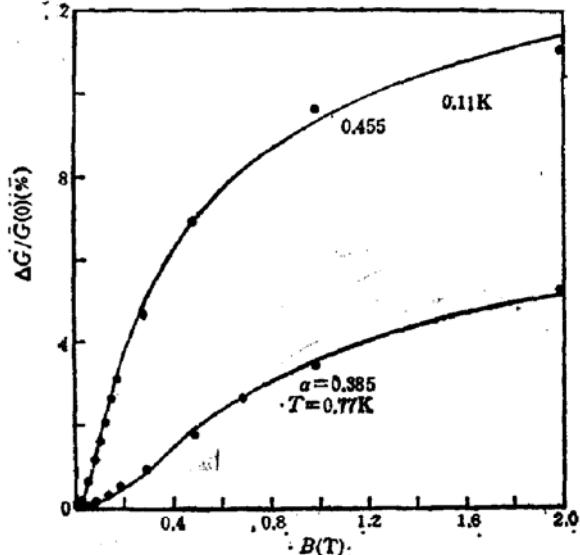


图 2 负平行磁阻  $(G(B) - G(0))/G(0) \sim B$ ,  $\langle z \rangle = 34\text{\AA}$ ,  $\Delta G = G(B) - G(0)$ , · B. Lin's 数据

$$\langle z \rangle = \frac{3}{b} = \frac{3}{\left[ \frac{12m^*e^2}{\epsilon_0 K_0 \hbar^2} \left( N_d + \frac{11}{32} N_{2D} \right) \right]^{1/3}} \simeq 27 \text{ \AA}. \quad (12)$$

如果考虑到有关计算中的近似性,这个估计值与从实验中拟合而得的数值 34 \text{ \AA} 相当接近。

2. 我们计算了退位相时间  $\tau_\varphi$ . 在 Lin 的实验温度范围内 (0.77K 和 0.11K),  $\tau_\varphi$  主要由电子-电子散射所决定, 可以按照 Altshuler<sup>[10]</sup> 以及 Fukuyama<sup>[11]</sup> 的理论公式进行计算,

$$\frac{1}{\tau_\varphi} = \frac{\pi}{2} \frac{(KT)^2}{\hbar E_F} \ln \frac{E_F}{KT} + \frac{KT}{2E_F \tau} \ln \frac{4E_F T}{\hbar}. \quad (13)$$

对于 Lin 的样品,(13)式简化为

$$\frac{1}{\tau_\varphi} = 1.76 \times 10^9 T^2 \ln \frac{117}{T} + 2 \times 10^{10} T \ln 13.$$

由(13)式计算得到的退位相时间  $\tau_\varphi^{th}$  为

$$\tau_\varphi^{th} = 2.23 \times 10^{-11} \text{ s}, \quad T = 0.77 \text{ K},$$

$$\tau_\varphi^{th} = 1.72 \times 10^{-10} \text{ s}, \quad T = 0.11 \text{ K}.$$

将实验提取的  $\tau_\varphi^{ex}$  与  $\tau_\varphi^{th}$  相比较,两者符合相当良好,误差仅在 20% 以内。

3. 前置因子  $a$  的数值(0.385 和 0.455)似乎比预想的要小<sup>[5,8]</sup>, 并且随着温度改变有稍微变化。但是不论怎样,它随温度的变化趋势是和理论预期相一致的。

4. 我们进一步验证由 (11) 式定义的临界场  $B_c$  是否与 Lin 测量中的磁场范围相符合。把  $\langle z \rangle = 34 \text{ \AA}$  代入(11)式可以求得  $B_c \simeq 2.8 \text{ T}$ , 它正好与 Lin 实验中呈现有负平行磁阻效应的磁场范围<sup>[3]</sup>相一致。

到此我们相信本文的物理模型确实正确解释了 NPMR 的主要特性。

综上所述,我们认为由于平行磁场改变了二维平面内的子带色散关系,使其抛物线中心发生横向位移同样可以抑制无序二维电子系统中的局域化效应,导致了在比垂直磁场情况下大得多的磁场范围内出现负平行磁阻现象。我们的新物理模型正确描述了 Lin 的实验结果,并且从理论和实验的拟合中提取的平均限制长度  $\langle z \rangle$  以及退位相时间  $\tau_\varphi$  不仅是自洽的,而且与有关理论的计算结果相当吻合。此外,我们的模型也提供了一种估算二维电子在势阱中的限制长度的新方法。

## 参 考 文 献

- [1] See, for example, the review by P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.*, **57**, 287 (1985).
- [2] For a brief review, see B. L. Altshuler, A. G. Aronov, D. E. Khmel'nitskii and A. I. Larkin, in *Quantum Theory of Solids*, edited by I. M. Lifshitz (Mir. Moscow, 1982), P. 130.
- [3] P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev.*, **26**, 4009 (1982).
- [4] D. J. Bishop, R. C. Dynes and D. C. Tsui, *Phys. Rev.*, **26**, 773 (1982).
- [5] B. J. F. Lin, M. A. Paalanen, A. C. Grossard and D. C. Tsui, *Phys. Rev.*, **29**, 927 (1984).
- [6] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **39**, 411 (1975).
- [7] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **44**, 475 (1978).
- [8] A. I. Larkin, *JETP Lett.*, **31**, 219 (1980).
- [9] F. Stern and N. E. Howard, *Phys. Rev.*, **163**, 816 (1967).
- [10] B. L. Altshuler, A. G. Aronov and D. E. Khmel'nitsky, *J. Phys.*, **C15**, 7367 (1982).

- [11] H. Fukuyama and E. Abrahams, Phys. Rev. B 27, 597; (1983); H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn., 53, 3299 (1984).

## Influence of a Parallel Magnetic Field on Localization of Disordered Two-Dimensional Electrons in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterostructures

Zhou Haiping

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Zheng Houzhi

(China Center of Advanced Science and Technology (CCAST), P. O. Box 8730, Beijing,  
and Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

### Abstract

A new physical model has been developed to explain previously observed negative parallel magnetoresistances (NPMR) in terms of suppression of the localization in disordered two dimensional electron systems by lateral shift of subband parabolas in a magnetic field parallel to the two dimensional (2D) plane. Excellent agreement has been achieved between the results obtained with our model and B. Lin's data, leading to obtain proper values for both average confining length  $\langle Z \rangle$  and dephasing time.

**Key words** Quantum transport properties, Two-dimensional electron gas, GaAs/n-AlGaAs