

GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结中二维热电子的负磁阻效应

程文超 朱景兵 李月霞 宋爱民 郑厚植

(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)

摘要 在 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结中,我们观察到二维热电子的负磁阻效应,随着电场强度的增加,负磁阻效应增强,对我们的样品而言, $\Delta\sigma/\sigma(0)$ 的幅度可达 20% 以上. 一个简单的理论分析表明: 实验结果能够被弱磁场中的电子能量弛豫率的增加导致二维热电子的磁冷却所解释.

PACC: 7340L, 7220M, 7220H

1 引言

负磁阻现象的研究一直是人们感兴趣的课题之一,大量的理论和实验工作表明,负磁阻的产生有着深刻的物理内涵,不同条件下产生的负磁阻效应,反映了不同的物理机制. 低温下无序二维系统中的电子弱局域化可以引起负磁阻现象,这在 Si-MOS 反型层和 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结中已被广泛研究^[1,2]. 但是随着电子温度的升高,电子保持相位记忆的平均传播距离迅速减少,这种由量子相干输运引起的弱局域化很快减弱,相应的负磁阻现象消失. 在热电子情况下,对 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结热电子输运研究中,我们观察到新的负磁阻现象. 它的产生机制和 Ge、Si 中曾观察到的热电子负磁阻效应明显不同^[3,4],作为单能谷 GaAs 材料,并不存在电子在等价能谷中分布随电子温度而改变.

当一个平行于界面的电场和垂直于界面的磁场同时加到样品时, GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结中的二维电子从外电场获得能量,高速运动的电子又通过碰撞将能量传递给晶格达到热平衡. 随着电场的增强,电子的平均能量增加,电子温度逐渐升高. 与此同时,由于电子在磁场下做回旋运动,随着其漂移路径逐渐偏离加速电场,磁场会阻止电子从电场得到的能量(或电子温度),随之散射率也将受到调制,因此,在适当条件下热电子能够被磁冷却控制产生负磁阻. 继续增加磁场,服从 $(1 + \omega_c \tau)^{-1}$ 规律的经典正磁阻最终将主导电导随磁场的变化规律. 本文对上述现象进行了实验和理论研究.

2 实验结果

实验中使用的 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结样品是采用 MBE 技术生长的,首先在 GaAs 衬底上生长 1 μm 厚的无掺杂 GaAs 外延缓冲层,然后生长厚度分别是 150 $\text{\AA}$ 和 300 $\text{\AA}$

的不掺杂 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 隔离层,采用不同厚度的隔离层是为了改变样品的迁移率,最后生长厚度为 $600\text{\AA}$ 掺杂浓度 $N_D \simeq 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 的掺杂 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层。从 SdH 振荡周期和零磁场电阻率测得 4.2K 下异质结界面势阱中二维电子载流子浓度为 $3 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$, 迁移率分别为 $3 \times 10^4\text{cm}^2/\text{V.s.}$ (BG028) 和 $3.7 \times 10^5\text{cm}^2/\text{V.s.}$ (BG061)。使用常规的光刻工艺技术,将样品制成长 $1600\mu\text{m}$ 宽 $230\mu\text{m}$ 的导电沟道,电极是由 In 球烧结而成,在 N_2 气氛中 410°C 下烧结 5 分钟,制成良好的欧姆接触。

电导测量是采用了两端电极结构。测量中为了只加热电子避免晶格被加热,我们采

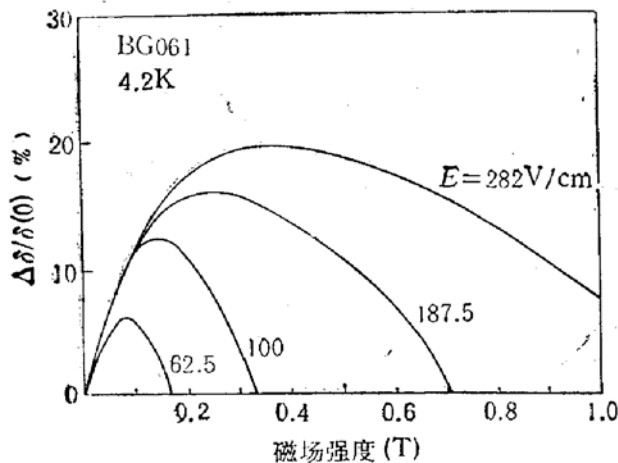


图1 $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结样品 BG061, 在几个电场强度下, $\Delta\sigma/\sigma(0)$ 随磁场的变化关系

用了脉宽为 500ns 周期大于 $500\mu\text{s}$ 和幅度可以任意调节的窄脉冲作脉冲电导测量, 电流信号是由 Boxcar 平均器收集, 详细的测量线路请看参考文献[5]。

图1给出了在不同电场下环境温度为 4.2K 时, 样品 BG061 的电导率的相对值 $\Delta\sigma/\sigma(0) = [\sigma(B) - \sigma(0)]/\sigma(0)$ 随磁场强度 $B_{\perp}$ 的变化关系。从实验可知, 当电场大于 35V/cm 时, 样品 BG061 开始出现负磁阻现象, 图中给出了电场为 62.5V/cm 、 100V/cm 、 187.5V/cm 和 282V/cm 的负磁阻曲线, 可以看出

在一定的电场范围内, 随着电场的增强负磁阻效应增强。改变磁场方向, 测量结果不变。在低迁移率样品 BG028 中, 也观察到类似的负磁阻现象, 但其幅度比高迁移率样品小得多。

测量结果表明: 1) 所观察到的负磁阻效应幅度很大 $\Delta\sigma/\sigma(0)$ 可达 20% 以上。2) 随着电场的增强, 产生负磁阻的磁场范围变大, 电场为 62.5V/cm 时产生负磁阻的磁场范围为 0.09T , 当电场增到 282V/cm 时, 它的磁场范围增到 0.4T 左右。3) 比较迁移率不同的两个样品的实验结果, 我们发现样品迁移率高负磁阻的幅度也较大, 而低迁移率样品, 在相同测量条件下, 负磁阻的幅度较小, 样品 BG028 的 $\Delta\sigma/\sigma(0)$ 最大改变只有 3% 。4) 晶格温度的高低, 将直接影响电子的能量弛豫过程, 因此改变晶格温度也将影响负磁

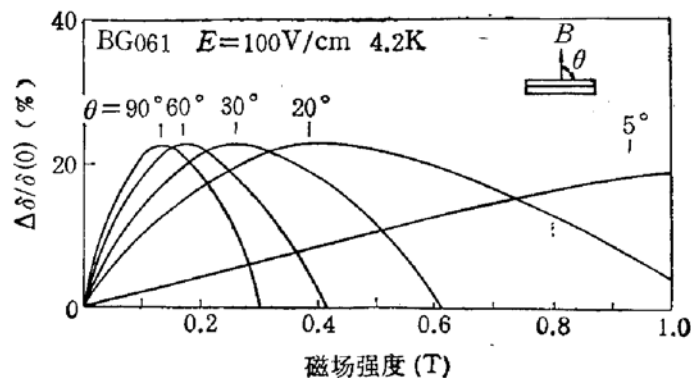


图2 在 100V/cm 电场下, 改变磁场与样品之间夹角(见插图), $\Delta\sigma/\sigma(0)$ 与磁场的关系

阻效应,晶格温度为 2K 时,负磁阻的幅度比 4.2K 时增强了约 10%。

负磁阻形成的根本原因是热电子被磁冷却所致。迁移率高的样品中的电子在电场加速下,容易成为 Te 较高的热电子,随之磁冷却效应也就明显。增加电场或者降低晶格温度,也将产生同样的效果。

从以上结果也可以看出,负磁阻现象只与垂直磁场强度有关。为了证实这一点,我们改变了磁场与样品之间的夹角,随着角度的减少,负磁阻的峰值位置向高磁场方向移动,且满足 $B \sin \theta$ 关系(见图 2),它表明负磁阻的产生只与垂直磁场有关。

为了探讨上述负磁阻现象与电子温度、能量弛豫机制的关系,下面我们将从理论上给予一个简单的分析。

3 理论分析

在这节中我们从能量平衡出发来研究二维热电子磁传输特性。在稳态、能量平衡可表示为:

$$P(E, B) = \langle dE/dt \rangle_{\text{opt}}. \quad (1)$$

方程(1)左边表示在有磁场存在时,单位时间内电子从电场得到的能量。在我们的实验情况下,所加电场不是很强时,我们使用了一个十分简化的模型,仍采用弱电磁场近似下 Boltzmann 输运方程的结果,电子能量增加率为:

$$P(E, B) = e^2 \tau(T_e) E^2 / m^* [1 + \omega_c^2 \tau(T_e)^2], \quad (2)$$

式中 e 、 m^* 、 E 、 ω_c 分别为电子电荷、有效质量、电场强度和回旋频率, $\tau(T_e)$ 是只与电子温度有关的弛豫时间,在弱磁场条件下,可以不考虑磁场对散射机制的影响,因此由 LO 声子散射决定的动量弛豫时间 $\tau(T_e)$, 仍采用零磁场下 Ridley^[6] 的计算结果

$$\begin{aligned} \tau(T_e) = \tau^* \frac{k_B T_e}{(\hbar \omega_{\text{LO}} E_L)^{1/2}} & \left\{ \left[n_0(\omega_{\text{LO}}) + 1 + \frac{\tau_p}{2q_0 L \tau_0} \left(\frac{\pi k_B T_e}{\hbar \omega_{\text{LO}}} \right)^{1/2} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left(\frac{n}{N_c} \right) \right] e^{-\frac{\hbar \omega_{\text{LO}}}{k_B T_e}} \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (3)$$

和

$$\tau^* = \tau_0 + \tau_p (2q_0 L)^{-1} \left(\frac{\pi k_B T_e}{\hbar \omega_{\text{LO}}} \right)^{1/2} \left(\frac{n}{N_c} \right) (1 - e^{-\frac{\hbar \omega_{\text{LO}}}{k_B T_e}}), \quad (4)$$

其中 τ_0 为电子-声子通过极化作用的散射时间,理论计算结果为 108fs, τ_p 为热声子寿命 ($\approx 7\text{ps}$), $E_L = \hbar \pi^2 / 2m^* L^2$ 为最低二维子带能量, $n_0(\omega_{\text{LO}}) = 1 / (e^{\frac{\hbar \omega_{\text{LO}}}{k_B T_e}} - 1)$ 是热平衡时的声子分布, q_0 为声子波矢, L 是量子阱的宽度, n 为以体浓度表示的 2D 电子浓度, N_c 是单位体积内导带底的状态数, T_e 、 T_L 分别表示电子和晶格温度。

方程(1)的右边表示电子在磁场中的能量损失率,在我们实验中的电子温度范围,光学声子散射是主要散射机构,根据参考文献[7]的推导过程,我们得到:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{\text{opt}} &= \frac{1}{\pi \hbar l^2 n_c} \sum_q \hbar \omega_{\text{LO}} |V_{ep}|^2 \sum_{n,m=0}^{\infty} J_{n,m}^2 \left(\frac{\hbar q_z^2}{2eB} \right) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dE |F(q_z)|^2 [f(E + \hbar \omega_{\text{LO}}, T_e) - f(E, T_e)] \end{aligned}$$

$$\times D_m(E) \cdot D_n(E + \hbar\omega_{LO}), \quad (5)$$

式中 $l = (\hbar/eB)^{1/2}$ 是磁长度, $|V_{ep}|^2 = \frac{2\pi e^2}{q^2} (\hbar\omega_{LO}) \left(\frac{1}{K_\infty} - \frac{1}{K_0} \right)$ 是电子-极化光学声

子耦合强度, $J_{n,m}^2(x) = \left(\frac{n!}{m!} \right) e^{-x^2} x^{m-n} L_n^{m-n}$, 和 L_n^{m-n} 是 Lagurre 多项式, $|F(q_z)|$

是形式因子, 对理想二维电子气情况 $|F(q_z)|^2 = 1$, 对准二维电子气可按参考文献 8 中的公式求得, $f(E) = 1/[e^{\beta(E-\mu^*)} + 1]$ 是 Fermi-Dirac 分布函数和 μ^* 是化学势, $D_m(E)$ 是第 m 个 Landau 能级的态密度, 在强磁场中通常用 Gaussian 模型态密度来描述^[8,9], 在弱磁场, 上述描述方法不再适用, 我们采用 Green 函数方法, 按照参考文献[10], 推导出二维 Landau 态密度的表达式为:

$$D_n(E) = \text{Im}G_n(E) \quad (6)$$

和

$$G_n(E) = \frac{1}{E - E_n - \sum_{n'} G_{n'}(E) \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (7)$$

式中 $\Gamma^2 = \frac{2}{\pi} \hbar\omega_{LO}\Gamma_0$, 两边对 n 求和并利用 $\sum_n G_n(E) = \sum_{n'} G_{n'}(E)$, 将 $G_n(E)$ 再

代入(6)式, 可得第 n 个 Landau 能级的态密度。

应当指出, 在上述的理论处理中, 我们并不考虑磁场对电子-声子相互作用的影响、磁场的作用只体现在对电子态密度的修正上, 我们发现利用现在的态密度表达式可以很好的描述从零磁场到弱磁场态密度形式的演化。

图 3 表示了不同电子温度下, 磁场强度和能量弛豫率的计算结果。

利用能量平衡方程, 可以求得磁场对电子温度的影响, 结果表明, 大约在 0—0.2T 的

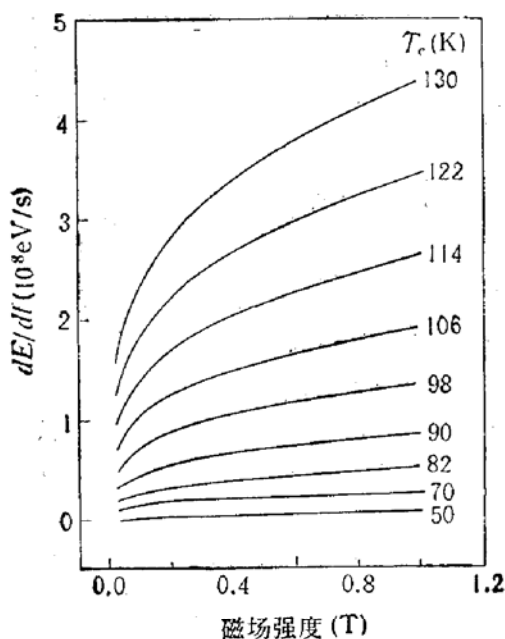


图 3 由于极化光学声子散射, 能量弛豫率 $\langle dE/dt \rangle_{opt}$ 在不同电子温度下, 随磁场改变的理论计算结果

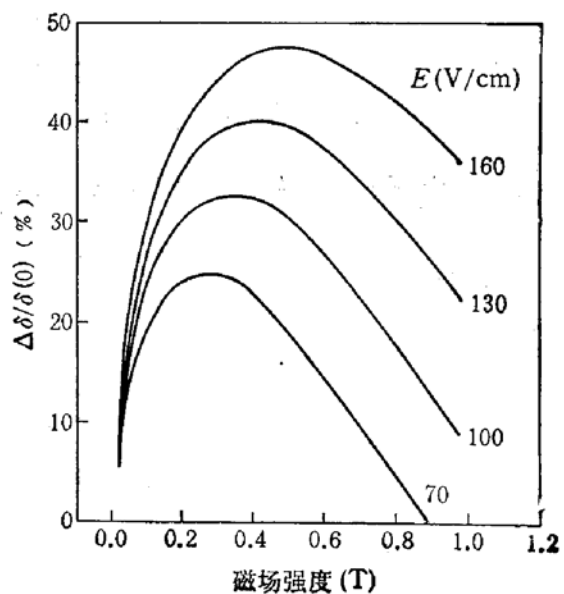


图 4 在不同电子温度下, $\Delta\sigma/\sigma(0)$ 随磁场变化的理论计算结果

磁场范围内,电子温度有一个快速下降,而后温度下降变慢,这和参考文献[11]中求得的以声学声子散射为主的电子温度随磁场的变化趋势相类似.在得到 $\tau(T_e)$ 随磁场强度的改变后,利用下式可以求得电导率的改变量

$$\Delta\sigma = \frac{\tau_B}{\tau_0} \frac{1}{(1 + \omega_c^2 \tau_B^2)} - 1. \quad (8)$$

图4给出了理论计算结果.理论结果和实验结果均证明了热电子输运中的负磁阻现象的存在.但仔细比较发现理论计算得到的负磁阻效应强于实验结果,这是因为在理论推导中的近似和实验中其他散射机构的存在.

4 结论

在 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结样品中,我们观察到二维热电子的负磁阻效应.随着电场的增加,负磁阻效应增强.对于较高迁移率的样品,观察到 $\Delta\sigma/\sigma(0)$ 高于 20% 的负磁阻效应,迁移率低的样品,幅度改变减小.它的产生是热电子被磁冷却所致.基于我们求得的 Landau 能级态密度的表达式,得到了弱磁场下以 LO 声子散射为主的能量弛豫率,根据能量平衡方程,获得了电导率的改变量随磁场变化的计算结果,对二维热电子负磁阻的产生给出了一个基本的理论解释.

致谢 作者感谢国家攀登计划对该项工作的支持,感谢半导体所三室为该实验提供了分子束外延样品.

参 考 文 献

- [1] Y. Kawaguchi and S. Kawaji, J.P.S.J., 1980, 48 699
- [2] B.L. Alt'shuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitskii, and A.I. Larkin, in Quantum Theory of Solids, edited by I.M. Lifshitz (Mir, Moscow 1982) p133.
- [3] H. Heinrich and M. Kreichbaum, J. Phys. Chem. Solids, 1970, 31, 927.
- [4] E.A. Movchan and E.G. Misselnyk, Soviet Phys. Semicond., 1969, 3 571.
- [5] Cheng Whenchao, A. Zrenner, Ye Qiuyi and F. Koch, Chinese Phys., 1990, 10, 791.
- [6] B.K. Ridley, Semicond. Sci. Technol., 1989, 4, 1142.
- [7] V.V. Gantmakher and I.B. Levinson, Carrier Scattering in Metals and Semicond., North-Holland, Amsterdam (1987).
- [8] P. Warmenbol, F.M. Peeters and J.T. Devreese, Phys. Rev., 1988, B37 4694.
- [9] F.M. Peeters and J.T. Devreese, Semicond. Sci. Technol., 1992, 7 B15.
- [10] T. Ando, A.B. Fowler and F. Stern, Rev. Mod. Phys., 1982, 54 437.
- [11] Yu. V. Zhilyaev, V.V. Rossin, T.V. Rossina, and V.V. Travnikov, Sov. Phys. JETP, 1991, 73 692.

Negative Magnetoresistance Effect of 2D Hot Electrons in GaAs-Al_xGa_{1-x} As Heterostructures

Cheng Wenchao, Zhu Jingbing, Li Yuexia, Song Aimin
and Zheng Houzhi

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

Abstract The negative magnetoresistance effect of 2D hot electrons in GaAs-Al_xGa_{1-x} As heterostructures has been observed. As the electric field rises, the negative magnetoresistance effect become more obvious, and the amplitude of $\Delta\sigma/\sigma(0)$ for high mobility samples can reach to 20%. It is indicated from a simple theoretical analysis that the experimental results are explained by a model based on an increase in the electron energy relaxation rate, leading to 2D hot electron cooling, in a weak magnetic field

PACC: 7340L, 7220M, 7220H