

低补偿度 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的弱局域效应

韦亚一 郑国珍 沈金熙 沈 杰 郭少令 汤定元

(红外物理国家重点实验室 中国科学院上海技术物理研究所 上海 200383)

摘要 本文在多次实验中选择的低补偿度 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品上测量了 0—10mT 弱磁场范围的横向磁阻和纵向磁阻,观测到了三维电子系统中弱局域导致的负磁阻修正效应.初步讨论了样品尺寸、磁场与电流的相对取向以及温度对弱局域效应的影响.

PACC: 7220M, 7215, 7280E

1 引言

八十年代初理论工作者提出深低温下的弱局域效应及其磁场作用下的电子输运行为^[1-3].之前和随后的大量实验结果证明了这一理论在二维电子系统中的正确性,并且归纳出二维系统中弱局域的特征:①随温度降低,电导率减少;弱局域引起的电导率修正项正比于 $\log T$.②垂直于二维电子系统的外加强磁场会破坏弱局域,使电导率升高.③样品尺寸增大,电导率弱局域修正项将减小^[4].尽管二维系统中弱局域效应研究得比较多,但体材料中弱局域的实验报道却较少^[5].这主要是因为三维电子系统中弱局域效应的实验对样品的质量要求较高,要求样品有很高的电子迁移率.本文在精心选择的 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.24$) 样品上,测量了低温、弱磁场条件下的横向和纵向磁阻,观测到了三维系统中弱局域引起的磁阻修正.

2 样品和实验结果

样品是用半溶法生长的 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.204$),几何尺寸约为 $0.8 \times 1.2 \times 20\text{mm}^3$;经过研磨后在乙醇-溴(95%乙醇+5%溴)溶液中腐蚀.用铟球作为样品与引线的欧姆接触.样品事先在液氮和液氦温度下经过初步电学参数测量,筛选获得电学参数好,性能均匀的样品.图1、2和3分别是样品的电阻率、霍尔迁移率、霍尔系数随温度的变化,从这些曲线可以看出样品的电学性质比较好,迁移率也比较高($\mu_{77\text{K}}=1.9 \times 10^5 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$).

实验在 L^4He 致冷系统内进行.通过使用样品室控温电热丝,可以获得 4.2K 以上的温度.温度由经定标的铈铁温度计监控.弱磁场($<10\text{mT}$)的获得是实验成功的关键,我们用恒

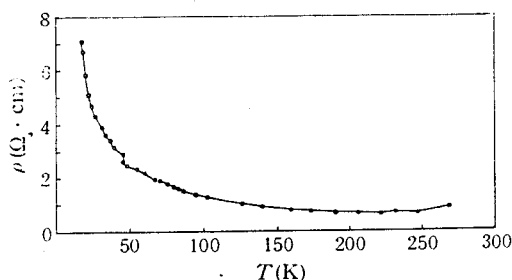


图 1 样品电阻率随温度的变化

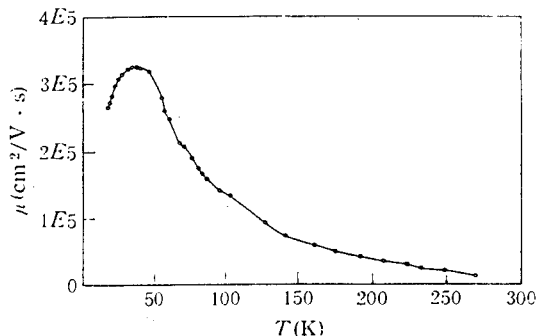


图 2 样品霍尔迁移率随温度的变化

流源为超导磁体提供励磁电流,而不用超导磁体自配电源.样品可与磁场垂直或平行放置.

图 4 是 4.2K 时横向磁阻率随磁场的变化,图中 ρ_{xx1} 是通过 CD 端电压测量获得的; ρ_{xx2} 是通过 AB 端电压测量获得的,CD>AB 如图 4 内样品电极结构所示.从图 4 中可以看到,在弱磁场范围出现了负磁阻修正,但随磁场的进一步增强负磁阻效应消失. ρ_{xx1} 的极小值 $\rho_{xx1M}=8.95\Omega\cdot\text{cm}$ 大于 $\rho_{xx2M}=8.35\Omega\cdot\text{cm}$,并且 ρ_{xx1M} 对应的磁场 $B_{1\text{MIN}}=2.7\text{mT}$ 要小于 ρ_{xx2} 的值 $B_{2\text{MIN}}=5.3\text{mT}$.也就是说,电极位置不同测得的磁阻率随磁场的变化是有明显差异的,电极靠得越近弱局域负磁阻效应越明显.随磁场由 0 逐步升高, ρ_{xx} 的修正 $\Delta\rho_{xx1}/\rho_0$ 和 $\Delta\rho_{xx2}/\rho_0$ 分别由 0 增至 -10.5% 和 -16.5% .

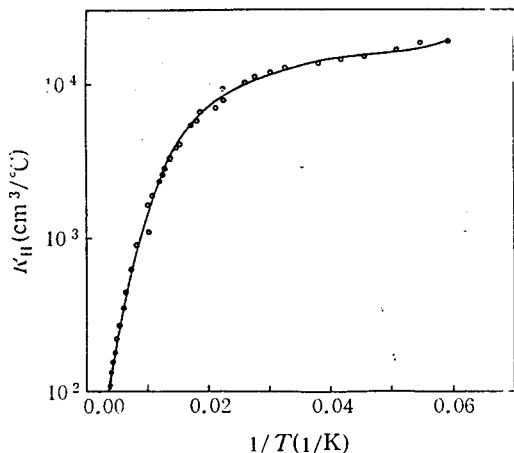


图 3 样品霍尔系数随温度的变化

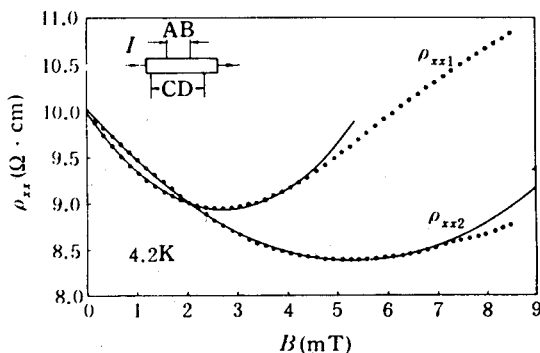


图 4 4.2K 时横向磁阻率随磁场的变化

(点是实验值;实线是以 B^2 理论拟合的)

图 5 是 4.2K 时纵向磁阻率随磁场的变化,图中 ρ_{zz1} 、 ρ_{zz2} 的含义与图 4 中相同.与图 4 对比,图 5 中纵向磁场下的负磁阻效应非常弱,只分别在 $B<1.5\text{mT}$ (ρ_{zz1}) 和 $B<3.5\text{mT}$ (ρ_{zz2}) 磁场范围隐约可以看到一点负磁阻行为,随磁场的增大很快就出现了正磁阻.

图 6 是 15K 温度时横向磁阻和纵向磁阻在弱磁场范围随磁场强度的变化.可见随温度的升高直到 15K 时,横向磁场下弱局域负磁阻效应仍然很明显.横向磁阻极小值 ρ_{xxM} 对应的磁场 $B_{\text{MIN}}=5.0\text{mT}$,最大修正 $\Delta\rho_{xx}/\rho_0=-13\%$.

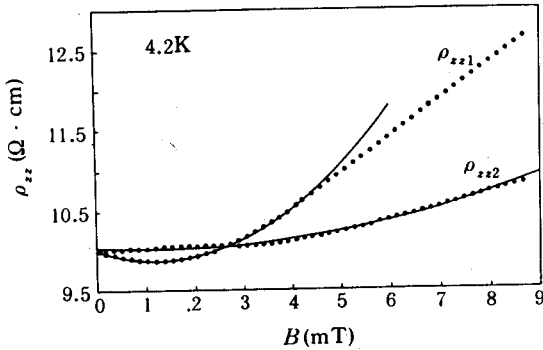


图 5 4.2K 时纵向磁阻率随磁场的变化
(点是实验值;实线是以 B^2 理论拟合的)

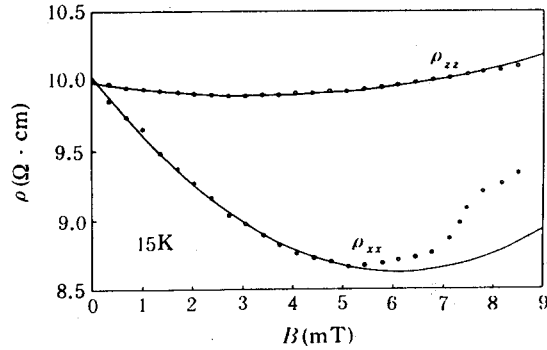


图 6 15K 时横向和纵向磁阻率随磁场的变化
(点是实验值;实线是以 B^2 理论拟合的)

3 理论分析

众所周知,在垂直磁场的方向上,半导体中电子的运动要受到磁场的约束.所以在磁场的作用下流子的定向运动比较困难,一般来说磁阻随磁场的增强而增大.当磁场增强超过一临界值(对 $x=0.2$ 左右的 Hg_{1-x}Cd_xTe 在 2.5T 附近)时,有些样品甚至会发生磁致金属-绝缘体相变,即在强磁场的作用下由金属性电导转变成非金属性电导^[6].弱磁场范围负磁阻的出现揭示出:弱磁场引起的弱局域效应提高了样品的磁电导率.这与通常的磁输运规律完全相反,也正是我们感兴趣之所在.

Kawabata 曾提出过三维电子系统的弱局域理论^[7].他把二维体系的理论推广到三维,得到三维电子系统弱局域导致的磁阻率修正:

$$\Delta\rho/\rho_0 \sim -e^2/(2\pi^2\hbar) \cdot (eB/\hbar)^{1/2} \cdot f(\delta) \quad (1)$$

其中, $f(\delta) = \sum [2(n+1+\delta)^{1/2} - 2(n+\delta)^{1/2} - (n+1/2+\delta^{-1/2})]$; $\delta = L^2/(4D\tau_i)$, D 是扩散系数, τ_i 是非弹性散射平均自由时间, $L^2 = \hbar/(eB)$ 是磁长度,所以 δ 表示了磁场作用下载流子的非弹性散射效应.

当 $\delta \gg 1$ 时, $f(\delta)$ 近似等于 $\delta^{-3/2}/48$; $\delta \ll 1$ 时, $f(\delta) \sim 0.605$.所以在 $\delta \gg 1$ 时,弱局域的磁阻修正表现为 $-B^2$ 规律; $\delta \ll 1$ 时,表现为 $-B^{1/2}$ 规律.

根据我们的样品条件,对 δ 作一简单估算.已知 $\tau_i(4.2K) \sim 5 \times 10^{-12}s$ ^[5];由爱因斯坦关系 $D_{4.2K} = \mu \cdot k_B T/e \sim 0.02m^2/s$,代入上面的式子计算得: $\delta \approx (600 \cdot B)^{-1}$,而实验中 $B < 10mT$,所以 $\delta > 0.16$;随 B 由 0 增大到 10mT, δ 由 ∞ 减少到 0.16.

由上述理论分析可以知道:在磁场由 0 开始逐步增大到 10mT 的过程中,弱局域导致的负磁阻修正首先是 B^2 规律,并且这一规律维持很久,最后逐步过渡到 $B^{1/2}$.对照图 4、6 的实验结果,和上述理论推测符合得很好.图中点是实验数据,线是按 B_2 拟合的理论结果.

4 讨论

迄今为止,三维电子系统的弱局域工作报道得较少,实验中的许多问题,还缺乏有效的

理论解释,只能给予定性的说明.这里针对我们实验中观测到的新现象,提一些看法.

4.1 弱局域修正的尺寸效应

对比图 4 中的 ρ_{xx1} 和 ρ_{xx2} , 可见由于电极间位置的不同测得的负磁阻修正是有差别的, 尽管它们所遵循的规律是相同的. 这一实验事实的出现, 我们认为正反映了弱局域效应的量子特征. 弱局域的物理起源是输运过程中电子波函数之间的干涉^[8], 电子经非弹性散射后失去相位记忆, 就会导致量子修正减少. 所测量的样品尺寸越大, 电子从样品一端(电极)输运到另一端(另一电极)所经历的非弹性散射就越多, 弱局域的量子修正就会被逐步平均掉. 由此可以预期样品尺寸越小, 对弱局域的负磁阻效应观测越有利.

4.2 横向和纵向磁阻修正的差别

横向磁场下电子沿电场方向的运动要受到磁场的约束; 而纵向磁场下电子的定向运动与磁场方向相同, 不受到磁场约束. 这就是横向和纵向磁场下电子输运的主要差别. 所以纵向磁场对电子输运的影响显然要比横向磁场的影响小, 相应的弱局域负磁阻修正也就小. 当然这只是一个半经典的解释. 从图 5、6 可见, 用 B^2 修正规律也可以较好地描述实验结果, 这与二维电子系统的情况相差较大. 在 GaAs/AlGaAs 异质结二维系统中, 只存在横向磁场下的弱局域负磁阻修正, 而不存在纵向磁场下的修正^[9]. 这说明: 三维电子系统的弱局域与二维系统还是存在一定差别的.

4.3 弱局域的温度行为

所有量子输运行为的观测都必须要在一定的低温条件下, 弱局域的负磁阻效应也不例外. Mani 等提出, 弱局域效应只有在 L (磁长度) $> L_{e1}$ (弹性散射平均自由程) 的条件下才能被观测到^[5]. 基于这一关系我们可以分析一下弱局域效应所要求的温度条件.

磁长度 $L = (\hbar/eB)^{1/2}$ 随 B 增大而减少, 与温度无关; 而弹性散射平均自由程 L_{e1} 由样品温度决定, 温度升高 L_{e1} 减小. 所以从这一点上来说, 温度的适当升高对弱局域的观测是有利的. 但是特别要注意由于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) 的禁带宽度只有 100meV 左右(杂质态能级就更小), 升高温度又会带来其它效应, 破坏弱局域的观测. 如图 6 所示.

5 结论

综上所述, 三维电子系统的弱局域的负磁阻特征基本上和二维电子系统的类似. ①随磁场从 0 开始升高, 负磁阻修正先是以 B^2 规律变化, 然后逐步转变为 $B^{1/2}$ 规律; ②样品尺寸越大修正越小; ③横向磁阻的修正比纵向明显得多; ④弱局域的负磁阻特征存在于一定的低温范围.

参 考 文 献

- [1] D. E. Khmel'nitskii, *Physica*, 1984, **126B**: 235.
- [2] H. Fukuyama, *Surface Sci.*, 1982, **111**: 489.
- [3] Y. Nagaoka and H. Fukuyama, *Anderson Localization* (Springer, Berlin 1982)
- [4] S. Kawaji, *Surface Sci.*, 1980, **170**: 682.
- [5] R. G. Mani *et al.*, *Solid State Commun.*, 1991, **79** (8): 693.
- [6] B. A. Aronzon and I. M. Tsidilkovskii, *Phys. Stat. Sol. (b)* 1990, **157**: 17.
- [7] A. Kawabata, *Solid State Communications*, 1980, **34**: 431—432.
- [8] G. Bergman, *Phys. Rep.*, 1984, **107**: 1.
- [9] S. Kawaji, *Surface Science*, 1986, **170**: 682—700.

Weak Localization of Low Compensated $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Wei Yayi, Zheng Guozhen, Shen Jinxi, Shen Jie, Guo Shaoling and Tang Dingyuan

(*National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083*)

Received 1 January 1994, revised manuscript received 14 April 1994

Abstract Transverse and longitudinal magnetoresistivities have been measured in weak magnetic field ranging from 0 to 10 mT. Negative magnetoresistances induced by weak localization have been observed. Based on the experimental results, we analysed size effect and temperature effect of weak localization.

PACC: 7220M, 7215, 7280E