

无序 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 低温电阻和磁阻中的 相互作用和弱定域化

李 燕 飞

(哈尔滨科学技术大学技术物理系)

1987 年 3 月 23 日收到

提 要

文中报道非晶 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 低温电阻和磁阻的测量结果。这种合金是在 He 气氛中以熔化-自旋技术制备的。相互作用效果可以为 4.5K 以下的低温电阻提供一个 $-\sqrt{T}$ 形式的贡献。在稍高的温度,其变化规律也可以通过相互作用和弱定域化的联合来解释。上至 1.8T 的磁阻测量揭示出一个具有自旋-轨道散射较强影响的弱定域化效果。 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 的磁阻测量值比弱定域化预言的大。如果把弱定域化的理论预言强度增大 3 倍,则可以在整个测量磁场范围内与实验值拟合。自旋-轨道散射时间 τ_{so} 和非弹性散射时间 τ_i 作为两个拟合参量。 τ_{so} 不随温度变化,而从对电阻和磁阻分别拟合所确定的 τ_i 与温度关系是互相符合的。

一、引 言

无序金属体系在低温电传导性质中的电子定域化和相互作用问题的研究已引起人们很大兴趣^[1-8,14]。这类研究工作已由二维扩展到三维体系。在这样的金属体系中,有四种效果对磁阻有贡献:定域化^[4]、分别由轨道效应和自旋劈裂效应产生的电子-电子相互作用,以及超导起伏^[4,15]。通常这四种贡献相互迭加很难将它们区分开。非超导无序 CuY 合金是一种适当的体系,可排除超导起伏对磁阻产生的影响,从而人们可以专注于定域化效果所给出的量子校正。近来,从磁阻的测量已经可以推定出对无序金属中传导性质起决定性作用两个参量——非弹性散射时间 τ_i 和自旋-轨道散射时间 τ_{so} 。

被做过这类研究的非晶样品包括 YAl 系统^[13,16], CuZr 系统^[12], Lu 基系统^[11,9], CuY 系统^[11,17] 和一个 MgCu 样品^[11]。这些研究结果共同点有二:一是低温电阻表现 $-\sqrt{T}$ 行为。这一反常温度依赖性是由于电子的库仑相互作用引起的;另一点是弱定域化效果对磁阻起控制和支配作用。但是对于不同组成成分,甚至是相同成分只是浓度不同的非晶合金来说,磁阻实验结果及理论分析还有很大的不同。例如, Olivier 等人^[16]的结论是理论仅能对 $\text{Y}_{60}\text{Al}_{40}$ 和 $\text{Y}_{80}\text{Al}_{20}$ 的磁阻做半定量的说明。而 Poon 等人^[18]却发现 $\text{Y}_{75}\text{Al}_{25}$ 的实验结果与理论有相当大的差距。

在分析无序 $\text{Cu}_{72}\text{Y}_{28}$ 时^[17], 我们曾把由分析磁阻获得的参量 τ_i 和 τ_{so} 用来分析低温电阻,从而判定其反常低温电阻的温度依赖性和在 13K 附近的电阻最小值是由相互作用和弱定域化联合决定的。

我们已经测量了无序 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 从 1.7K 到 300K 温度范围内的电阻和磁阻, 这里有兴趣讨论的温度范围只是从 1.7K 到 24K. 在稍高的温度磁阻消失. 由于 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 有较高的 Y 浓度, 其低温电阻的负斜率, $T_{\min}$ 以及磁阻的磁场依赖性都大大增加. 磁阻也比弱定域化理论预言的大.

二、实 验

非晶 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 的原始材料是 99.9% 重量比的标称纯度的 Cu 和 Y. 在减压的 Ar 气氛中, 把适当数量和比例的原料放进一个水冷坩埚中重新电弧熔化. 试样是在 He 气氛中以融化-自旋技术制成的. 试样平均宽度 $1.30 \pm 0.04 \text{ mm}$, 平均厚度 $47.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$. 对 $\text{Cu}_{100-x}\text{Y}_x$ ($x = 28$ 和 $x = 67$) 合金系统样品的 X 射线衍射实验是在室温下由 $\text{CuK}\alpha$ 辐射进行的. 结果仅显示出典型的非晶态结构. 第一波峰衍射角 θ_p 、波矢 k_p 、半宽度 Δk_p 和最近临原子间距 $r_{\min}$ 分别列于表 1 中. Y 浓度大的样品的最近临间距合理地增长了.

表 1

$\text{Cu}_{100-x}\text{Y}_x$	$\theta_p(^{\circ})$	$k_p(\text{\AA}^{-1})$	$\Delta k_p(\text{\AA}^{-1})$	$r_{\min}(\text{\AA})$
$x = 28$	20.15	2.81 ± 0.01	0.70 ± 0.01	2.74 ± 0.01
$x = 67$	17.45	2.45 ± 0.01	0.69 ± 0.01	3.14 ± 0.01

电阻和磁阻的测量都采用标准的直流四引线技术. 室温电阻率是通过测微计估计样品的平均横截面积得到的. 其绝对误差为 $\pm 15\%$. $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 的电阻率 $\rho = 210 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. 约化电阻率 $\Delta\rho/\rho$ 的测量准确性为 10ppm, 这里已消除了几何尺寸所引起的误差.

磁阻的测量是在一个单独的控温装置中进行的. 应用磁场与样品中电流方向垂直, 与样品平面平行. 磁场强度达 18kOe, 是由一个具有 10^{-4} 高场均匀性的电磁铁提供的. 温度可以降低至 1.5K. 在 20K 以下使用校正了的碳电阻温度计测温, 并以 He 气压计监视. 20K 以上使用 Pt 电阻温度计.

三、低温电阻的温度依赖性

无序 CuY 的电阻率及其温度依赖性表现出随成分浓度不同而有很大差别. 图 1 给出 24K 以下的约化电阻率随温度的变化. 全部这类样品都有一个电阻最小值和一段负的电阻率的温度系数. 在 4.5K 以下, 曲线示出 $-\sqrt{T}$ 行为, 已被相互作用效果所预言. 相互作用对电传导总的校正^[7,14]可以写作

$$\Delta\sigma_{\text{int}} = \delta\sigma_i(0, T) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{4\pi^2} \frac{1.3}{\sqrt{2}} \left(\frac{4}{3} - \frac{3}{2} \tilde{F}_0 \right) \cdot \left(\frac{k_B T}{\hbar D} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

这里 $\tilde{F}_0$ 为库仑屏蔽参量, 量值在 0 与 1 之间, D 为电子扩散系数. 由自由电子模型计算 D 的数值约比由实验求得的大一倍左右. 如果由关系式 $\sigma = e^2 N(0) \cdot D$ 计算 D 值, 其中 $N(0)$ 为费密面上的状态密度, 可以利用光发射实验结果^[10]计算出 CuY 的

$$N(0) = 2.15 \times 10^{19} \text{ states} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{J}^{-1}.$$

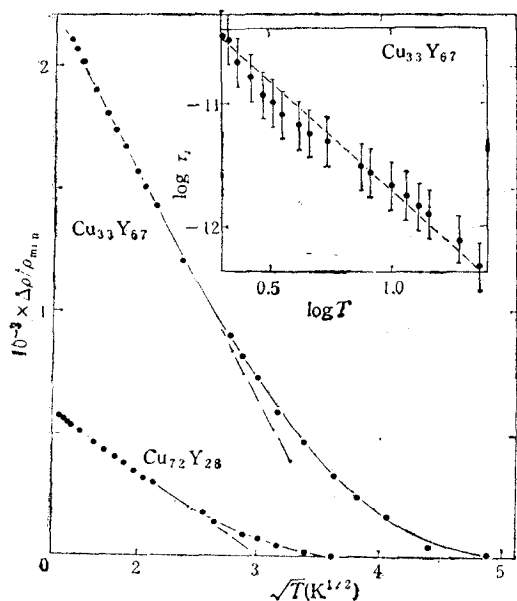


图1 无序 CuY 的约化电阻率 $(\rho - \rho_{\min})/\rho_{\min}$ 随 $\sqrt{T}$ 的变化 实线为(3)式对实验数据的最小平方拟合;插图表示 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 的 τ_i - T 关系

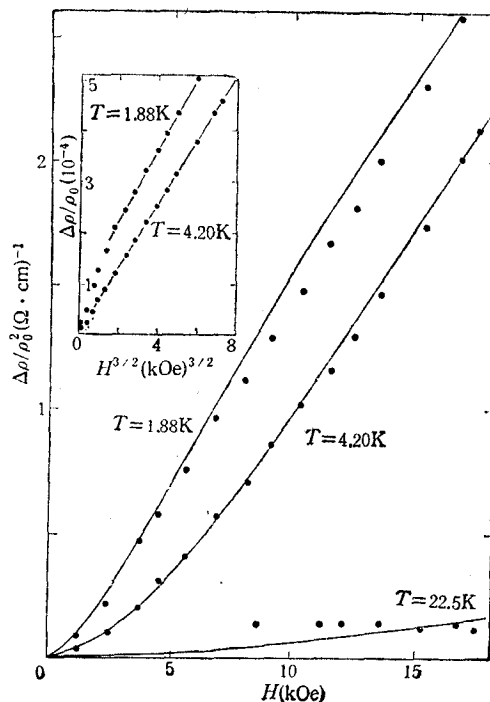


图2 在三个不同温度下, $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 的约化磁阻 $\Delta\rho/\rho^2$ 与磁场 H 的关系实线为(5)式对实验数据的拟合, 乘以常定系数;插图为 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 约化磁阻 $\Delta\rho/\rho$ 与磁场 $H^{3/2}$ 之关系

应该指出, 它对合金浓度比分的依赖性很小。用我们测量的 σ 值可计算电子扩散系数 $D = 0.7\text{cm}^2/\text{s}$, 这里的 D 完全基于实验结果。

图1中虚线的方程 $(\rho - \rho_{\min})/\rho_{\min} = B\sqrt{T}$, 对于 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$, $B = -1.023 \times 10^{-3}$, 与(1)式相比较, 实验结果与现在的相互作用理论符合。但是库仑屏蔽参量变成负值, 即 $\tilde{F}_0 = -0.43$ 。负的 $\tilde{F}_0$ 值表明实验曲线的斜率比理论预言的稍大。近来已有报道, 某些 Lu 基合金^[9]的库仑屏蔽参量为负值。这有待进一步的理论研究。无论如何, 这表明实验结果比电子-电子相互作用理论预言的要强些。

在稍高的温度, 电阻率随温度的变化究竟由哪些因素决定, 问题比较复杂。对于不同的非晶材料, 研究结果也不尽相同。因而至今尚无定论。我们对 $\text{Cu}_{72}\text{Y}_{28}$ 已作过的分析^[17]表明, 从 1.5K 到 25K 的温度范围内, 反常的电阻温度依赖性以及电阻的最小值是由相互作用和弱定域化两种效果联合决定的。

当不存在磁场时, 包括自旋-轨道散射在内的弱定域化对电传导的贡献^[6]为

$$\Delta\sigma_{\text{loc}} = A[3\sqrt{1+t} - \sqrt{t}], \quad (2)$$

其中

$$A = (\sqrt{3} e^2 / 2\pi^2 \lambda) \sqrt{\tau/\tau_{\text{so}}},$$

$$t = \tau_{\text{so}}/4\tau_i$$

这里 λ 为传导电子平均自由程. τ , τ_{so} 和 τ_i 分别为电子弛豫时间、自旋-轨道散射时间和非弹性散射时间. 把两个量子力学校正相加, 即相互作用和定域化效果对低温电阻的联合贡献为

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{\text{int}} + \Delta\sigma_{\text{loc}} \quad (3)$$

把(3)式与 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 的实验数据比较, 以 τ_i 为拟合参量, 从后面的磁阻分析中, 推定 $\tau_{so} = 10^{-14}\text{s}$, 可以达到很好的符合. 由此得到的对应不同温度的 τ_i 数值如图 1 中插图所示. 从这里可以平均地写出非弹性散射弛豫时间的温度依赖关系 $\tau_i \approx 1.32 \times 10^{-10} T^{-1.8}$. 这个 $T^{-1.8}$ 行为比起无序 $\text{Cu}_{72}\text{Y}_{28}$ 的 $\tau_i \sim T^{-3.6}$ 要弱^[17], 但接近 $\text{Cu}_{50}\text{Y}_{50}$ 的 $\tau_i \sim T^{-2.11}$. 这里从电阻分析的结果与后面磁阻分析结果是一致的.

四、磁阻

图 2 示出 $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ 的正磁阻 $[\rho(H, T) - \rho(0, T)]/\rho^2$ 对应磁场 H 的实验曲线, 分别对应着温度 1.88, 4.2 和 22.5K. 磁场强度范围从 0 到 17.35kOe. 在 4kOe 以下, 实验数据表现出一个 H^2 的特征变化. 而在较高的场中则以 $H^{3/2}$ 的方式增加, 如图 2 中插图所示.

当没有自旋-轨道相互作用时, 从所谓扩散隧道引起的库仑相互作用对电阻的主要贡献是给出一个电传导校正^[14]

$$\delta''\sigma_i(H, T) = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \cdot \frac{1.3}{\sqrt{2}} \left[\frac{4}{3} - \left(\frac{3}{2} + \frac{g_3(h)}{1.3} \right) \tilde{F}_\sigma \right] \left(\frac{k_B T}{\hbar D} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

其中 $h = g\mu_B H/k_B T$, 而 $g_3(h)$ 函数可以渐近地写作

$$g_3(h) = \begin{cases} 0.056h^2 & \text{若 } h \ll 1; \\ \sqrt{h} - 1.3 & \text{若 } h \gg 1. \end{cases}$$

在 $T \leq 4.2\text{K}$ 范围内, $h \leq 0.05$. 因而可以忽略库仑相互作用项对磁阻的贡献.

三维无序系统的弱定域状态中的自旋-轨道相互作用, 包括塞曼自旋分裂效果, 对传导的贡献可以写作^[6,9]

$$\begin{aligned} \Delta\sigma/A &\equiv [\sigma'(H, T) - \sigma'(0, T)]/A \\ &= \sqrt{h} F\left(\frac{1+t}{h}\right) + 0.5 \sqrt{\frac{h}{1-\gamma}} \left[F\left(\frac{t_+}{h}\right) - F\left(\frac{t_-}{h}\right) \right] \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{1-\gamma}} (\sqrt{t_-} - \sqrt{t_+}) + \sqrt{t_-} + \sqrt{t_+} + 1, \quad (5) \\ h &= (\lambda/l)^2 (\tau_{so}/3\tau) = 1.518 \times 10^{11} D\tau_{so}H; \\ A &= (\sqrt{3} e^2/2\pi^2\lambda) \sqrt{\tau/\tau_{so}} = \frac{1.23 \times 10^{-5}}{\sqrt{D\tau_{so}}}; \\ t_{\pm} &= t + 0.5(1 \pm \sqrt{1-\gamma}), t = \tau_{so}/4\tau_i \\ \gamma &= \left(\frac{0.58}{D} \right)^2 h^2; \end{aligned}$$

$$F(z) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+z} - \sqrt{N+z}) - \frac{1}{\sqrt{N + \frac{1}{2} + z}} \right].$$

从上式中不难看出,可以把磁阻测量结果与定域化理论进行一级比较。非弹性散射时间 τ_i 和自旋-轨道散射时间 τ_{so} 作为拟合程序中的两个参量。Cu₃₃Y₆₇ 的 $D = 0.7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 是从状态密度 $N(0)$ 和电导率的测量值得出的。在低温达 1.5K 的电阻测量中,没有观察到任何超导起伏的迹象。可以判定 $T_c < 0.5\text{K}$, 这里可以忽略超导起伏对磁阻的贡献。对 Cu₃₃Y₆₇ 拟合结果表明,定域化理论预言的磁阻仅仅是实际测量值的 30% 左右。如果把某一温度下的理论预言的强度除以一个相应的百分数,则可以在整个测量磁场范围内得到理论曲线与实验数据的良好拟合。这表明弱定域化理论至少可以半定量的说明无序 Cu₃₃Y₆₇ 中的磁阻行为。图 2 中实线表示理论拟合曲线。这里确定了 $\tau_{so} \sim 10^{-14}\text{s}$, 是一个相当强的自旋-轨道相互作用。同时确定了温度 $T = 1.88\text{K}$ 时, $\tau_i = 3 \times 10^{-11}\text{s}$; $T = 4.2\text{K}$, $\tau_i = 8 \times 10^{-12}\text{s}$; $T = 22.5\text{K}$, $\tau_i = 6 \times 10^{-13}\text{s}$ 。这两个参量与前节中分析电阻与温度关系时所得结果基本一致。换言之,从电阻与磁阻两个完全不同的实验中研究 Cu₃₃Y₆₇ 中电子相互作用和定域化迭加效果是一致的,是互相支持的。

由此得到的传导电子非弹性寿命随温度变化的关系为 $\tau_i \simeq 1.32 \times 10^{-10} T^{-1.8}\text{s}$ 。或写成散射率 $1/\tau_i = 7.6 \times 10^9 T^{1.8}$ 。Bergmann^[19] 导出的纯金属中电子-声子散射率为

$$\begin{aligned} 1/\tau_{e-ph} &= (2\pi^2\alpha/k_F l)(k_B T)^2/\hbar^2 \omega_D \\ &\simeq 4.6 \times 10^9 T^2. \end{aligned}$$

这里采用了耦合常数 $\alpha \simeq 1$, Y 的德拜温度 $\theta_D = 280\text{K}$, $E_F \sim 1\text{eV}$ 和 $k_F l \simeq 2$ 。从这种数量级比较中似乎可以说明,从 1.8K 到 23K 的温度范围内,电子非弹性散射主要是电子-声子散射过程。电子-电子散射率比电子-声子散射率小很多。

五、结 论

测量了非晶态 Cu₃₃Y₆₇ 合金的低温电阻和磁阻。这个系统的简单性允许把磁阻与定域化理论直接地比较。结果表明 Cu₃₃Y₆₇ 的磁阻性质仍然可以用弱定域化 ($k_F l > 1$) 来解释。虽然理论只预言了 Cu₃₃Y₆₇ 磁阻值的 30% 左右,但是整个磁阻与场的依赖性却与实验符合得相当好。电阻与温度依赖性可以用电子相互作用和弱定域化两个效果的迭加来解释。在 4.5K 以下,电阻的 $1/\sqrt{T}$ 行为可以被相互作用效果很好地说明。温度逐渐增高时,定域化效果对电阻率的贡献也逐渐增加,两个相反符号的效果在 23K 附近形成电阻率的最小值。在这个温度范围内的传导电子非弹性散射主要是电子-声子散射过程。为拟合电阻和磁阻而确定的两套参量彼此相当接近。这大大强化了这一领域的研究。

参 考 文 献

- [1] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello and T. Y. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 673.
- [2] B. L. A'l'tshuler, A. G. Aronov and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, (1980), 1288.
- [3] B. L. A'l'tshuler, A. G. Aronov, *Sov. Phys. JETP*, **50**(1980), 968.

- [4] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, A. I. Larkin and D. E. Khmel'nitskij *Sov. Phys. JETP*, **54** (1981), 411.
- [5] A. Kawabata, *Solid State Commun.*, **34**, (1980), 431.
- [6] H. Fukuyama, K. Hoshino, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **50**, (1981), 2131.
- [7] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev.*, **B26**(1982), 4009.
- [8] Ö. Rapp, S. M. Bhagat and H. Gudmunsson, *Solid State Commun.*, **42**(1982), 741—744.
- [9] S. J. Poon, K. M. Wong, A. J. Drehman, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 1668.
- [10] M. Tenhover, Lukco, *J. Non-crys. Solids*, **61 & 62** (1984), 1049.
- [11] J. B. Bieri, A. Fert, G. Greuzet, Proc. Int. Conf. on localization, Interaction and transport in impure metals, Eds. Schweitzer and Kramer, Springer, (1984), p. 94.
- [12] J. B. Bieri, A. Fert, G. Greuzet, *J. Appl. Phys.*, **55**(6) (1984), 1948—1950.
- [13] J. O. Strom-Olsen, M. Olivier, Z. Altounian, R. W. Cochrane, Proc. Int. Conf. on Localization & Interaction & Transport in Impure Metals, (1984), p. 55.
- [14] P. A. Lee & Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.*, **57**(1985), 287.
- [15] A. I. Larkin, *Pis'ma Sov. Phys. JETP Lett.*, **31** (1980), 219.
- [16] M. Olivier, J. O. Strom-Olsen, Z. Altounian, R. W. Cochrane and M. Trudeau, *Phys. Rev.*, **B33** (1986), 2799.
- [17] Y. F. Li (李燕飞) and Ö. Rapp, Proc. 6th Int. Conf. on Liquid and Amorphous Metals, Garmisch Partenkirchen, (1986), in press.
- [18] S. J. Poon, E. J. Cotts and K. M. Wong, *Solid State Commun.*, **52** (1984), 519.
- [19] G. Bergmann, *Z. Phys.*, **B48** (1982), 5.

WEAK LOCALIZATION AND INTERACTION EFFECTS IN THE LOW TEMPERATURE RESISTIVITY AND MAGNETORESISTANCE OF DISORDERED $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$

LI YAN-FEI

(Department of Technical Physics, Harbin University of Science and Technology)

ABSTRACT

The electrical resistivity and magnetoresistance of amorphous $\text{Cu}_{33}\text{Y}_{67}$ alloy has been measured. The alloy was prepared by melt-spinning in He gas.

Interaction effect can provide a good quantitative explanation for the temperature dependence of the electrical resistivity at low temperatures with a main contribution of the form of $\sqrt{T}$ below 4.5 K. Its variation at higher temperatures can also be explained by a combination of interaction and weak localization effects.

The magnetoresistance measurements up to 1.8 Tesla reveals predominant localization effects with a strong influence of the spin-orbit scattering. The data are rather larger than that predicted by weak localization. An overall good fit is obtained if one increases the theoretically predicted strength of localization by 3 times. One fitting parameter, spin-orbit scattering time τ_{so} , is unchanged, while inelastic scattering time τ_1 's used fitting to two set of the data of resistivity and magnetoresistance are close to each other.