

研究快讯

Sr₂RuO₄ 正常态的 *c* 方向的磁阻的研究*

郭忠诚^{1,2)} 郑萍¹⁾ 王楠林¹⁾ 陈兆甲¹⁾ Y. Maeno³⁾ Z. Q. Mao³⁾

¹⁾中国科学院物理研究所极端条件物理开放实验室, 北京 100080)

²⁾重庆大学理学院凝聚态物理实验室, 重庆 400044)

³⁾Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan)

(2001 年 4 月 10 日收到)

研究了典型的层状钙钛矿结构超导单晶 Sr₂RuO₄ 在 *c* 方向的磁阻 ($\Delta\rho/\rho_0 \propto H//ab, J//c$) 的变化. 实验发现 磁阻表现出强烈的各向异性, 并且随着温度 *T* 的降低, 磁阻效应越明显; 当在平面 *ab* 内旋转磁场 *H* 的方向时, 磁阻成周期性变化; 实验表明, 磁场沿 (110) 方向时, 出现磁阻的极大值. 分别从 Sr₂RuO₄ 的费米面的各向异性、载流子散射率、*c* 方向能带色散各向异性等方面来解释这些输运性质.

关键词: Sr₂RuO₄, 磁阻

PACC: 7215G, 7220M

1 引 言

自从人们发现钙钛矿氧化物高温超导体以来, 对其超导转变的微观机理进行了大量的研究; 但随着研究的深入, 发现高温超导体的正常态的许多输运性质出现了反常行为^[1]. 这些性质不再满足于传统的费米液体理论^[2]. 比如早期人们已经发现 *ab* 面上的电阻率 ρ_{ab} 和垂直方向电阻率 ρ_c 表现出不同的温度关系^[3,4], 电阻率和霍尔角不能用同一弛豫时间来理解^[5]. 对这些反常行为理论描述粗略可以分为两类, 一是非 Fermi 液体理论, 这是大多数人接受的观点, 如 Anderson 等的 RVB 理论^[5], 他们认为电子限制于 CuO₂ 面内, 其电荷和自旋自由度分离, 从而产生两种元激发, 一个是空穴子 (holon), 一个是自旋子 (spinon), 借助这两个元激发以及它们的相互作用, 可以解释高温超导氧化物正常态的许多反常性质. 另一类是基于 Fermi 液体的框架, 但强调一些特殊之处, 如 Fermi 面的各向异性 (包括 *c* 方向的能带色散各向异性), 载流子散射率的各向异性^[6,7]. 载流子的散射率的各向异性已经被角分辨光电子谱直接得到证实^[8]. 这些强调各向异性的散射率和 *c* 方

向色散具有各向异性的理论已成功解释 *ab* 平面和 *c* 方向的光电导谱^[9], 以及超导态的微波响应^[10]. 最近的理论研究表明 *c* 方向磁阻的测量可提供关于这些各向异性的信息, 并且已经成功用于解释过掺杂 Tl-2201 的磁阻行为^[11]. 这些理论均考虑能带沿 *c* 方向的色散, 原则上要求 *c* 方向电导应该是金属性的. 对于高 *T_c* 的氧化物超导体, *c* 方向一般是非相干的类半导体导电行为. 在该方向上, 一个更接近理论描述的体系是 Sr₂RuO₄, 它与 La_{2-x}Sr_xCuO₄ (*x* = 0.15) 具有相同的 K₂NiF₄ 四方晶体结构^[12]; 但在低温下 *c* 方向是金属性导电行为. 该工作主要研究 Sr₂RuO₄ 的 *c* 方向的磁阻, 着重点是观察 *c* 方向磁阻与 *ab* 平面内的磁场方向的关系, 并据此结合理论分析其可能的能带色散与载流子的散射寿命的各向异性.

2 实验方法

实验所用的 Sr₂RuO₄ 单晶样品 (2.5mm × 2.5mm × 30μm) 是由日本 Kyoto 大学物理系 (CREST-JST) 提供. 电阻的测量用表面电极的方法 (图 1), 在样品的

* 国家自然科学基金 (批准号: 19734001) 资助的课题.

上下表面(即 ab 面)上均匀地涂上银胶,中间刻出一个岛(使中间小岛尽可能小)然后分别在表面电极 1、2 和岛电极 3、4 上焊上金引线,在 400℃ 时热处理 2h,使其接触电阻小于 2Ω。电阻测量程序用计算机控制,包括电流倒向和数据的采集和记录。

我们让 1、2 引线通电流(为了在 c 方向上的电流能均匀地分布, $J \parallel c$) 3、4 取电压,测量了在零场下 c 方向的电阻-温度曲线,如图 2。然后在 Sr₂RuO₄ 的 ab 平面内施加磁场,磁场强度从 0 到 7T 变化。由于 Sr₂RuO₄ 是典型的四方结构,我们选择磁场 H 在 ab 平面内与 a 轴(100 方向)的夹角分别为($\phi = 0^\circ, 25^\circ, 45^\circ$)的 3 个特殊方向,用控温仪将温度分别控制在 $T = 6.72\text{K}, 12.88\text{K}, 17.71\text{K}, 43.81\text{K}$ 的温度下,测量磁阻($\Delta\rho/\rho_0$)随磁场的变化,如图 3。

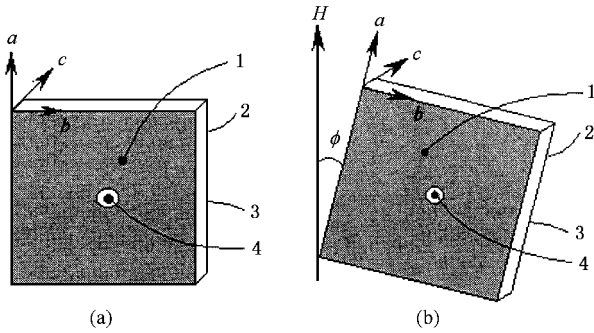


图 1 (a) 表面电极接线图, 1、2 电流引线, 3、4 电压引线 (b) 磁场在 ab 平面内, 与 a 轴的夹角为 ϕ

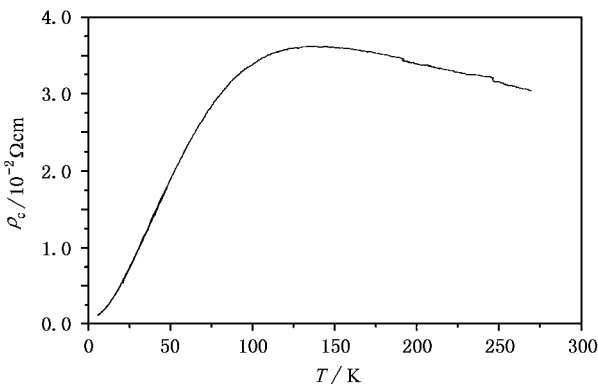


图 2 零场下 Sr₂RuO₄ 的 c 方向的电阻曲线

3 结果与讨论

Machenzie 等人^[13]用 de Haas-van Alphen 量子振荡实验得到单晶 Sr₂RuO₄ 有三个有轻微扭曲的柱形

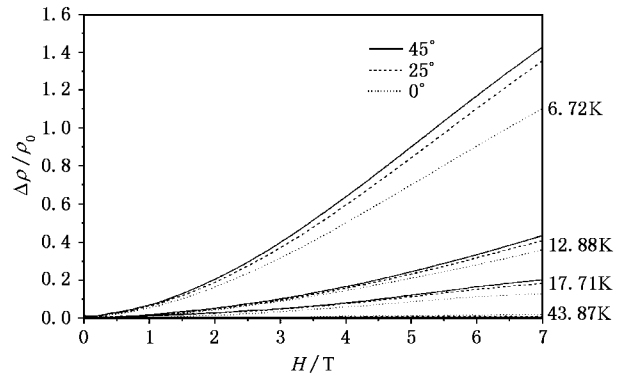


图 3 取磁场与 a 轴的夹角($\phi = 0^\circ, 25^\circ, 45^\circ$)测量在不同温度下($T = 6.72, 12.88, 17.71, 43.87\text{K}$)的磁阻随磁场的变化曲线

费米面;Bergemann 等人^[14,15]将 Sr₂RuO₄ 的费米面进行了很准确地描述,他们认为它的费米面由一个类空穴型 α 和 2 个类电子型 β, γ 三个不同的费米面组成,其中 β 和 γ 出现有沿 c 轴方向的能带色散,并且 β 费米面的色散最大。为了简化问题的分析,我们只考虑其中的一个电子的费米面即 β 的情形。这种简化已经得到 Ohmichi 等^[16]的实验和低温下的 Hall 测量实验^[17]支持,他们认为 c 方向的输运性质 86% 是由 β 费米面决定的。于是我们只画出了 Sr₂RuO₄ 的 β 费米面。为了便于理解,我们夸大了在 c 方向的能带色散。如图 4(a)。

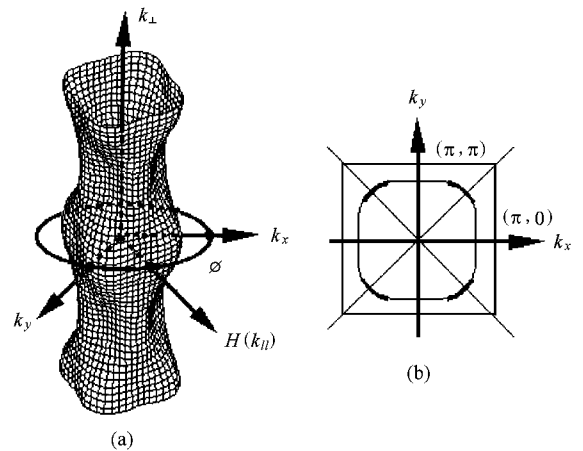


图 4 (a) Sr₂RuO₄ 的 β 费米面(其中夸大了 c 方向的能带色散), 所加磁场与 k_x 的夹角为 ϕ (b) 平面内的费米分布, 热点位于(0, 0)到($\pi, 0$)或($0, \pi$)的轴线区域, 冷点位于($0, \pi$)到(π, π)的方向的对角区域

当我们在不同温度下观察电阻率随磁场强度的变化,发现温度越低,磁阻越明显(当 $T = 6.72\text{K}$ 时, $\Delta\rho/\rho_0 > 100\%$)如图 3。这说明在垂直于 H 方向,即

沿 c 轴方向上,费米面应该存在能带的色散,不然在 c 方向就不可能观察到磁阻,这正好符合上面对 Sr_2RuO_4 在 c 方向存在色散一致.同时我们发现,当磁场 H 沿 ab 平面转动时,若 H 沿 (100) 方向,磁阻效应最小,而沿 (110) 方向时,磁阻最明显,如图 5. 出现这种各向异性的磁阻,也进一步证实了沿 c 方向出现的能带色散是各向异性的,否则也观察不到这种磁阻随夹角的变化.

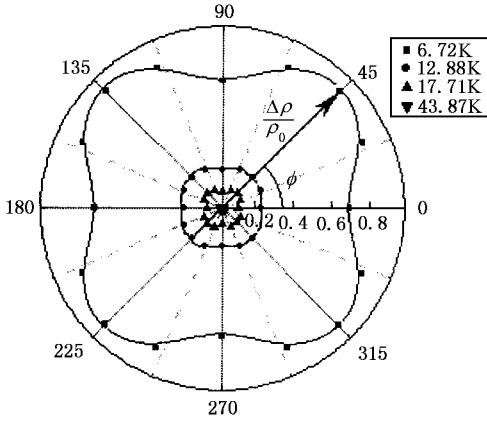


图 5 当磁场 $H = 5\text{T}$ 时,磁阻随磁场角度的变化关系(在对角区域,磁阻最大,轴线上磁阻最小,并且磁阻随温度的升高越不明显)

早期的轨道理论认为^[18],当运动在费米面闭合轨道上的电子在强磁场的的作用下,有可能在它的弛豫时间内运动一周而回到原处,而一旦这种情况出现时,磁阻行为将被改变,即在高场作用下, $\Delta\rho/\rho_0$ 将可能达到一个饱和值,电子运动在费米面上的轨迹是开轨道时,它可能到达 Brillouin 区边界经过晶格散射而继续运动,磁阻就不能达到饱和,所以磁阻变得更大.当磁场沿 (100) 方向时,在 Sr_2RuO_4 的 β 费米面上电子运动的轨道平面垂直于磁场方向,如图 (a) 所示,有开轨道和闭合轨道,而沿 (110) 方向时,形成的轨道全是开轨道,如图 (b). 所以可以用开放和闭合轨道的模型来定性的解释沿 (110) 方向磁阻最大、沿 (100) 方向磁阻最小的原因. 这一点说明了 Sr_2RuO_4 费米面的各向异性是影响磁阻各向异性的一个因素.

由于 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ 和 Sr_2RuO_4 具有相同的四方结构,Dragulescu 等人^[19]在对 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ 的磁阻随磁场方向变化而周期振荡的理论中得到 c 方向的电导率公式

$$\sigma_c(\phi) = \frac{8e^2 t_{\perp}^2 \tau d}{\pi^2 \hbar^3} \oint \oint \frac{dk_{\parallel}}{v} \frac{\cos^2(ak_x/2) \cos(ak_y/2)}{1 + [\omega_c(\phi)\tau]^2}, \quad (1)$$

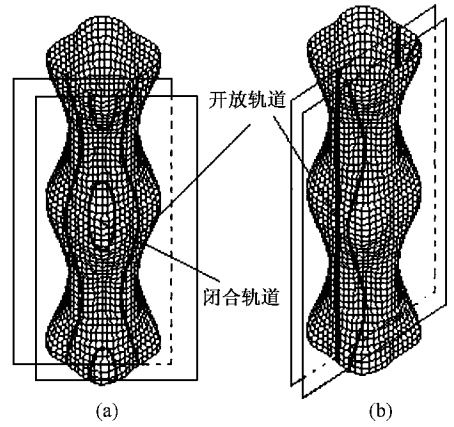


图 6 (a) Sr_2RuO_4 的 β 费米面与 (100) 切面形成的轨道(其中有开放和闭合两种轨道) (b) β 费米面与 (110) 切面形成的轨道(可以看出这些轨道全是开放的,并且在沿对角线方向, c 方向的色散为零)

$$\omega_c(\phi) = \frac{ed}{\hbar c} |V \times H| = \frac{edH}{\hbar c} |v_x \sin(\phi) - v_y \cos(\phi)|, \quad (2)$$

其中 ϕ 是平面内磁场 H 和 a 轴的夹角.他们还计算了在不同 ϕ 时,电阻率 $\rho_c(\phi)$ (即 $1/\sigma_c(\phi)$) 的变化. 并且发现当 $\phi = 0^\circ$ 时, $\Delta\rho_c(0^\circ)/\rho_0$ 最小; 当 $\phi = 45^\circ$ 时 $\Delta\rho_c(45^\circ)/\rho_0$ 最大,这和我们实验测的数据完全一致,如图 5 所示.从 (1) (2) 式中可以看到, $\sigma_c(\phi)$ 是波矢 k_{\parallel} 在费米面上的积分,对 (1) 式积分贡献最大的主要来自使 $\omega_c(\phi)$ 取最小值时的费米区域,也就是载流子速度 V 平行于磁场 H 的那些费米区域; 从图 4(b) 可以看到,磁场沿 a 轴方向时,与 H 垂直的费米区相对较大,且很平,所以在 (1) 式中对电导率的积分的贡献就最大,当然,磁阻沿这个方向就最小.相反,在磁场沿对角区时,由于沿这个方向的费米面的曲率很大,那些速度 V 与 H 平行的费米区域在该方向上就相对很窄,所以对电导率的积分贡献就很小,磁阻就最大.因此,从 Sr_2RuO_4 的费米面的平面波矢 k_{\parallel} 的各向异性可解释磁阻随磁场与 a 轴夹角的变化.

近几年 Ioffe 和 Millis 等^[20]用角分辨率光电子谱得到在 Brillouin 区对角方向附近的费米面的载流子有相当长的寿命,散射率最低,这些费米面区域被称为冷点,如图 4(b) 粗线所示,即 $(0,0)$ 到 (π,π) 的对角区域附近的点,而离开这些特殊点外,载流子的寿命逐渐变短,从而散射率变强,当在轴线方向即 $(0,0)$ 到 $(\pi,0)$ 或者 $(0,\pi)$ 方向的轴线区域散射率最强,

被称为热点. Sandeman 和 Schofield^[21]进一步得到这些准粒子的散射率的一般公式

$$\Gamma(k_{\parallel}, \phi, k_{\perp}) = \Gamma_0[1 + \alpha \cos(4\phi)]. \quad (3)$$

当 $\alpha = 0$ 表示各向同性散射率, 当 $\alpha = 1, -1$ 时, 分别表示沿对角区域和轴线区域的各向异性散射率.

由于 c 方向的能带色散主要依赖于在平面内的动量的变化^[22-24], Sandeman 等^[21]计算出能带表达式为

$$\begin{aligned} \epsilon(k_{\parallel}, \phi, k_{\perp}) = \\ \epsilon(k_{\parallel}^2) - 2t_{\perp}[1 + \gamma \cos(4\phi)]\cos(k_{\perp}c). \end{aligned} \quad (4)$$

由于考虑到其他的能带色散机理的存在, 他们还引入了参数 γ 来表示这种色散的各向异性. γ 可从 0 到 1 变化; 从图 6(b) 可以看出, 当 $\phi = 45^\circ$ 时, 该方向的 c 轴上没有能带色散, 即 $\gamma = 1$, 这样我们就可以完全排除沿对角区域的那些冷点上的载流子对 c 方向输运性质的贡献.

此外他们还认为, 准粒子的散射率和 c 方向的色散的各向异性共同决定了磁阻的这种周期性振荡式的变化. 这一点也可以直观地看出, 如果只考虑准粒子的散射率的各向异性, 当磁场沿(110)方向时, 由于这些在对角区域上冷点附近的准粒子的散射率很小, 它们对电阻率的变化贡献就很小, 从而使得

在这个方向上似乎应该出现磁阻的最小值, 但考虑到能带色散的各向异性的原因, 在对角区域方向, $\gamma = 1$, 从上面的分析可见, 由于没有 c 方向色散, 对角区域附近的准粒子对 c 方向的电阻率的贡献可以忽略, 这时主要应该考虑沿轴线方向附近的热点上的准粒子, 因其大散射率而对 c 方向的电阻率的贡献, 导致该方向的磁阻最大. 所以, 准粒子的散射率各向异性和能带色散的各向异性也造成磁阻随磁场方向的变化.

4 结 论

本文研究了 Sr_2RuO_4 单晶样品的 c 方向磁阻随 ab 平面内的磁场方向的变化关系, 我们定性地从费米面的各向异性形成的开放和闭合轨道、费米波矢在平面内的各向异性、冷点和热点上的载流子散射率和能带色散的各向异性等因素解释了磁阻随磁场方向在 ab 平面内的转动而呈现周期性振荡, 并且分析了磁场沿(110)方向磁阻效应最强烈的原因, 从而为研究钙钛矿结构超导体的其他输运性质提供了有益的参考.

[1] X. R. Zhu, H. L. Shen *et al.*, *Acta. Phys. Sin.*, **48**(1999), 40 [in Chinese] 祝向荣, 沈鸿烈等 *物理学报* **48**(1999), 40].
 [2] X. Xu, J. Song, X. P. Feng, *Acta. Phys. Sin.*, **45**(1996), 1390 [in Chinese] 徐 鑫, 宋 筠, 冯世平, *物理学报* **45**(1996), 1390].
 [3] M. Deng, N. L. Wang *et al.*, *Acta. Phys. Sin.*, **44**(1995), 1263 [in Chinese] 邓 明, 王楠林等 *物理学报* **44**(1995), 1263].
 [4] T. Kimura, S. Miyasaka, H. Takagi, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 8733.
 [5] P. W. Anderson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 2092.
 [6] R. Hlubina, T. M. Rice, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 9253.
 [7] A. T. Zheleznyak, V. M. Yakovenko, H. D. Drew, *Phys. Rev.*, **B59**(1999), 207.
 [8] Z. X. Shen, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 1771.
 [9] D. Van der Marel, *Phys. Rev.*, **B60**(1999), R765.
 [10] T. Xiang, C. Panagopoulos, J. R. Cooper, *International J. Mod. Phys.*, **B12**(1998), 1067.
 [11] A. Dragulescu, V. M. Yakovenko, *Phys. Rev.*, **B60**(1999), 6312.
 [12] Y. Maeno, H. Hahsimoto *et al.*, *Nature*, **372**(1994), 532.

[13] A. P. Machenzie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 3786.
 [14] C. Bergenann, S. Y. Julian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **84**(2000), 2662.
 [15] A. P. Mackenzie, S. R. Julian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 3786.
 [16] E. Ohmichi *et al.*, *Phys. Rev.*, **B59**(1999), 7263.
 [17] A. P. Machenzie, N. E. Hussey *et al.*, *Phys. Rev.*, **B54**(1996), 7425.
 [18] H. M. Rosenberg, *Low temperature solid state physics* (Oxford university, 1963), p. 108.
 [19] A. Dragulescu, V. M. Yakovenko, *Phys. Rev.*, **B60**(1999), 6312.
 [20] L. B. Ioffe, A. J. Millis, *Phys. Rev.*, **B58**(1998), 11631.
 [21] K. G. Sandeman, A. J. Schofield, *Phys. Rev.*, **B63**(2001), 094510.
 [22] T. Xiang, J. M. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 4632.
 [23] O. K. Anderson, O. Jepsen, A. I. Liechtenstein, I. I. Mazin, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 4145.
 [24] A. I. Liechtenstein, O. Gunnarson *et al.*, *Phys. Rev.*, **B54**(1996), 12505.

THE c -AXIS MAGNETORESISTANCE STUDY IN THE NORMAL-STATE Sr_2RuO_4 *

GUO ZHONG-CHENG^{1,2)} ZHENG PING¹⁾ WANG NAN-LIN¹⁾ CHEN ZHAO-JIA¹⁾

Y. MAENO³⁾ Z. Q. MAO³⁾

¹⁾*Institute of Physics, Extreme Condition Physics Laboratory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

²⁾*Condensed Laboratory, Institute of Science, Chongqing University, Chongqing 400044, China)*

³⁾*Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan)*

(Received 10 April 2001)

ABSTRACT

We studied the c -axis magnetoresistance ($H // ab, J \perp c$) of a typical layered perovskite superconducting single crystals Sr_2RuO_4 . It is shown that the magnetoresistance is anisotropic and strongly temperature dependent. When rotating the direction of magnetic field in the ab -plane, the magnetoresistance varies periodically, and the maximum appears as the applied magnetic field is in the (110) direction. We analyze this transport property with respect to the Fermi surface anisotropy, the quasiparticle scattering rate anisotropy and the band dispersion anisotropy, respectively.

Keywords : Sr_2RuO_4 , magnetoresistance

PACC : 7215G, 7220M

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19734001).