

LaAlO₃/SrTiO₃ 异质界面磁场调控的反常金属态*

乔宇杰 张子涛 邵婷娜 赵强 陈星宇 陈美慧 朱芳慧 聂家财†

(北京师范大学物理学系, 北京 100875)

(2023年3月17日收到; 2023年4月28日收到修改稿)

自 LaAlO₃/SrTiO₃ 异质界面发现高迁移率的二维电子气以来, 其二维超导电性、界面磁性和自旋轨道耦合等诸多物理性质已经被广泛研究. 对于二维超导体, 零温下超导-反常金属相变的起源仍然是一个悬而未决的问题. 传统理论认为在超导-绝缘量子相变中只存在 2 种基态, 即库珀对的超导基态和绝缘基态. 然而在研究超导颗粒膜中超导电性的演化与厚度和温度的关系时发现, 存在一个中间金属态破坏了超导体和绝缘体之间的直接过渡. 这种中间金属态的标志性特征是, 在超导转变温度之下存在饱和的剩余电阻, 与之对应的基态称作反常金属态. 本文主要对在 LaAlO₃/SrTiO₃(001) 异质界面磁场诱导的超导-反常金属量子相变进行了系统的研究. 在没有外加磁场的情况下, 电阻-温度 (R - T) 曲线和电流-电压 (I - V) 特性曲线表明样品在超导转变温度之下处于超导态. 外加磁场会导致样品在低温下出现饱和电阻、正的巨磁阻和低电流范围内的线性 I - V 曲线. 另外, 霍尔电阻在一定的磁场之下会出现零电阻平台, 而此时纵向电阻不为零, 表现出明显的玻色金属态的特征. 研究表明, 磁场调节的 LaAlO₃/SrTiO₃(001) 异质界面可以成为一个可控研究反常金属态的理想平台.

关键词: LaAlO₃/SrTiO₃ 异质界面, 反常金属态, 饱和电阻, 玻色金属**PACS:** 73.43.Nq, 74.78.-w, 73.40.-c, 74.25.N-**DOI:** 10.7498/aps.72.20230410

1 引言

Bardeen, Cooper 和 Schrieffer 提出的 BCS 理论把超导现象看作一种宏观量子效应, 提出金属中自旋和动量相反的电子可以配对形成库珀对, 库珀对被看作是玻色子, 在晶格当中可以无损耗的运动, 形成超导电流^[1]. 库珀对的形成及其相位相干性是超导的基础, 因此可以通过破坏库珀对或破坏相位相干性而破坏超导^[2]. 传统理论认为在超导-绝缘相变中只存在 2 种基态, 即库珀对的超导基态和绝缘基态, 如果库珀对可以自由运动会形成超导态, 反之则形成绝缘态^[3].

然而, Jaeger 等^[4]在实验中发现, 存在一个中间金属态破坏了超导体和绝缘体之间的直接过渡.

他们在 Al₂O₃ 衬底上沉积了不同厚度的镓膜, 随着薄膜厚度的减小样品中的无序增大, 导致超导性被破坏, 电阻在低温下趋于饱和, 表现出类似金属特性, 随着薄膜厚度的进一步减小, 样品表现为绝缘性. 这种中间金属态在温度 $T \rightarrow 0$ 时的饱和电阻值, 远低于 Drude (正常态) 值, 无法用传统的金属理论来解释, 被称为反常金属态^[5]. 反常金属态的标志是在超导转变温度以下存在饱和的剩余电阻, 除此以外, 反常金属态的特性还包括: 低电流范围内的线性电流-电压 (I - V) 曲线、正的巨磁阻效应和异常的霍尔效应.

目前关于反常金属态的研究集中在二维超导体体系, 实验上可以通过改变样品的无序度^[4,6]、施加垂直磁场^[6-13]和施加栅极电压^[12,14-18]来调控反常金属态. 人们相继在许多二维超导系统中发现了反

* 国家自然科学基金 (批准号: 92065110, 11974048, 12074334) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jenie@bnu.edu.cn

常金属态, 包括: 强非均匀系统, 如超导颗粒薄膜^[4,6], MoGe^[7-9], TaN_x^[10] 和 InO_x^[10] 等非晶薄膜; 机械剥离的晶体二维超导体^[11]、电双层晶体管^[12,13], 以及人工制备的体系, 如石墨烯上的 Sn 圆岛阵列^[14] 和 InGaAs/InAs 异质结上的 Al 方形阵列^[15] 等. 然而, 目前对过渡金属氧化物异质界面反常金属态的研究还比较少. 有研究组报道了 LaAlO₃/KTaO₃ (111)^[16] 和 LaAlO₃/SrTiO₃(001)^[17,18] 体系栅压调控的反常金属态, 而在上述体系中, 由磁场驱动的反常金属态还缺乏系统的研究. 为了解释反常金属态, 理论物理学家提出了玻色金属 (Bose metal)^[19,20]、涡旋量子蠕变 (vortex quantum creep)^[21] 和涡旋金属 (vortex metal)^[22] 等理论模型. 这些理论模型中, 目前在实验上被证实得更多的是玻色金属理论模型. 按照玻色金属理论, 当二维超导体系的宏观相位相干性被破坏时, 超导-反常金属量子相变将在接近零温下发生. 但是, 到目前为止, 对二维系统中反常金属态的起源还不太清楚, 背后的物理机制还需要继续探索.

本文利用脉冲激光沉积法在 SrTiO₃(001) 衬底上制备了高质量的 LaAlO₃ 薄膜, 极低温电输运测量结果表明, 样品在无外加磁场时表现出很好的超导电性, 超导转变温度约为 304.6 mK. 当施加一个垂直于样品表面的小磁场时, 零电阻态的超导电性消失, 电阻在低温下趋于饱和, 表明在 LaAlO₃/SrTiO₃ (001) 体系中观察到了由磁场引起的反常金属态. 分析表明, 所观察到的反常金属态符合玻色金属理论中描述的玻色金属态.

2 实验方法

首先将经氢氟酸腐蚀后的 SrTiO₃ (001) 单晶片放在一个大气压的氧压下高温 (930 °C) 退火 2 h, 得到具有原子级台阶的 SrTiO₃(001) 单晶衬底. 然后通过脉冲激光沉积法在处理之后的 SrTiO₃ (001) 单晶衬底上外延生长 LaAlO₃ 薄膜, 生长温度为 600 °C, 生长氧压为 4.6×10^{-3} Pa, 脉冲激光的频率为 1 Hz, 能量密度约为 0.75 J·cm⁻². 生长完成之后, 样品在生长氧压下原位冷却到室温.

由于沉积的 LaAlO₃ 薄膜表面是绝缘的, 通过超声引线仪 (West Bond, WL 2042) 将直径约 25 μm 的铝线直接穿过表面的 LaAlO₃ 层从而与界面导电层相连接. 电阻-温度 ($R-T$) 曲线和 $I-V$ 曲线采

用常规四引线法测量, 霍尔电阻 R_{xy} 采用范德堡法测量. 极低温下的电输运测量在稀释制冷机 (Oxford Instruments, Triton 400) 中用锁相放大器 (Stanford Research System, SR830) 测量完成. 为了避免外界高频噪声 (MHz 和 GHz 级别) 对实验测量的影响, 根据文献^[23] 中滤波器的制作方法, 在稀释制冷机中安装了自制滤波器, 实现了对外界高频噪声的过滤. 除此以外, 还使用自制电阻-电容 (resistor-capacitor, RC) 滤波器来降低 kHz 范围内的噪声. 在测量中, 所有施加的磁场都垂直于样品表面, 测量电流为 1 μA, 交流频率为 7.9 Hz, 这里的电流足够低, 可以避免焦耳加热.

3 实验结果与讨论

3.1 反常金属态

图 1(a) 是无外加磁场时 LaAlO₃/SrTiO₃(001) 异质界面的 $R-T$ 曲线. 随温度的降低, 电阻在 0.4 K 附近发生骤降, 随着温度的进一步降低, 电阻变为 0, 说明样品在无外加磁场的情况下表现为超导性. 电阻开始偏离线性温度依赖关系所对应的温度 $T_c^{\text{onset}} = 0.62$ K, 如图 1(a) 中左上角插图所示; 电阻信号开始达到仪器测量极限的温度 $T_c^{\text{zero}} = 0.19$ K, 即样品电阻开始出现零值时的温度. 本文将 0.62 K 温度下的电阻定义为正常态电阻 R_N , 并将 50% 正常态电阻对应的温度定义为超导转变温度 $T_c = 304.6$ mK [$R(T_c) = 50\%R_N$]. 图 1(a) 中右下角的插图展示的是 LaAlO₃/SrTiO₃(001) 异质界面与温度相关的上临界场 $H_{c2}^{50\%}$, 上临界场 $H_{c2}^{50\%}$ 是由图 1(b) 中不同磁场下 $R-T$ 曲线中的 50% R_N 定义的. 在温度接近 T_c 时, $H_{c2}^{50\%}$ 满足^[24,25]:

$$H_{c2}^{50\%} = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0^2} \right) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right), \quad (1)$$

其中, $\Phi_0 = h/2e$ 是磁通量子, h 是普朗克常数, e 是元电荷; ξ_0 是在零温度下的面内相干长度. 图 1(a) 插图中红色实线是对数据进行的线性拟合, 根据最佳拟合斜率计算得到面内相干长度 $\xi_0 \approx 35.6$ nm, 与其他相关工作^[26] 中报道的面内相干长度处于同一数量级.

图 1(b) 给出了 0—300 mT 垂直磁场下的 $R-T$ 曲线, 可以观测到由磁场诱导的超导-反常金属相变. 如图 1(b) 所示, 当施加一个小的磁场 (约 15 mT)

时, 低温下的零电阻态消失, 在超导转变温度之下出现了随温度降低趋于饱和的剩余电阻. 饱和电阻随着磁场的增大逐渐增大, 当磁场大于 250 mT 时, 样品在整个温区表现为正常态.

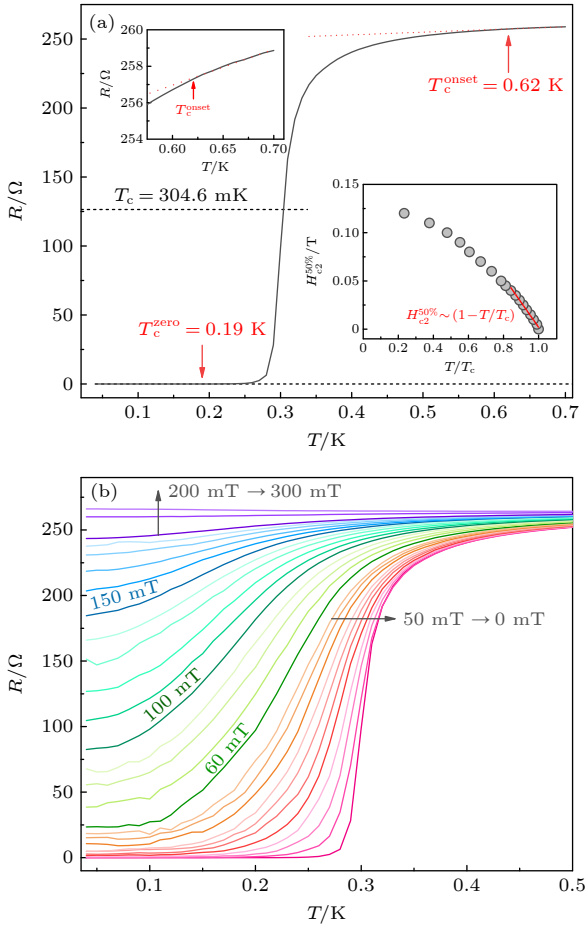


图 1 (a) 无外加磁场时 LaAlO₃/SrTiO₃(001) 异质界面的 R - T 曲线, 左上角插图是 R - T 曲线在高温区的放大图, 右下角插图展示了和温度相关的上临界场 $H_{c2}^{50\%}$ 与 T/T_c 的依赖关系; (b) 不同垂直磁场下的 R - T 曲线

Fig. 1. (a) R - T curves of LaAlO₃/SrTiO₃ (001) heterointerface in zero magnetic field. Inset in upper left corner is an enlarged view of R - T curve in high temperature region. Inset in lower right corner shows dependency relationship between temperature-dependent upper critical fields $H_{c2}^{50\%}$ and T/T_c ; (b) R - T curves in different perpendicular magnetic fields.

图 2 是在 $T = 50$ mK 时不同磁场下的 I - V 曲线. 在零磁场下, I - V 曲线存在一个约 20 μ A 的临界电流 ($I_c \approx 20 \mu$ A), 表明此时样品处于超导态. 插图是 I - V 曲线的局域放大图, 发现当施加大于 20 mT 的磁场时, I - V 曲线在 2.5 μ A 电流以下表现为欧姆线性. 图中的黑色实线是对数据进行的线性拟合, 说明此时存在一个固有的欧姆电阻. 这种

线性 I - V 曲线是反常金属态存在的另一特征^[16,27]. 实验结果表明, 随着磁场的增大, LaAlO₃/SrTiO₃ (001) 异质界面从超导态过渡到了反常金属态.

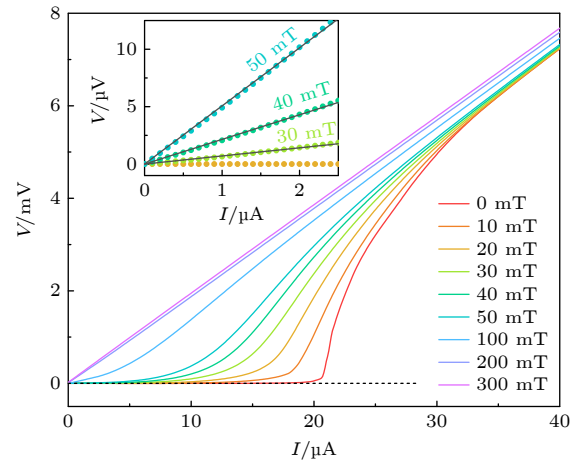


图 2 $T = 50$ mK 时, 不同垂直磁场下的 I - V 曲线, 插图是局域放大图, 其中黑色实线是对数据的线性拟合

Fig. 2. I - V curves in different perpendicular magnetic fields at $T = 50$ mK. Inset is a magnification, black lines are linear fitting.

将图 1(b) 不同磁场下的 R - T 曲线纵坐标取对数, 横坐标取倒数 ($1/T$), 绘制成如图 3(a) 所示的 Arrhenius 曲线. 正常态到反常金属态之间的耗散状态可以用热激活磁通流 (thermally activated flux flow, TAFF) 描述^[7,28]:

$$R(T, H) = R_0(H) \exp[-U(H)/k_B T], \quad (2)$$

其中, R_0 是前因子, $U(H)$ 表示磁场下的激活能, k_B 是玻尔兹曼常数. 图 3(b) 是 Arrhenius 曲线在高温区的局域放大图, 其中彩色实线是利用 (2) 式对数据进行的拟合. 将拟合直线的斜率提取出来, 可以得到热激活能 U , U 与 H 满足^[7,28]:

$$U(H) = U_0 \ln(H_0/H), \quad (3)$$

其中, $U_0 = \Phi_0^2 d / (256\pi^3 \lambda^2)$ 是涡旋-反涡旋结合能, Φ_0 是磁通量子, d 是导电层厚度, λ 是磁场穿透深度. 图 3(c) 是 U/k_B 与 H 的半对数图, 其中红色实线是利用 (3) 式对数据进行的拟合, 最佳拟合结果为 $U_0 = 1.52k_B$ K, $H_0 = 70.6$ mT, 表明这里是典型的 TAFF 区. U_0 与超导转变温度 T_c 有关, T_c 越高, 涡旋-反涡旋结合能越大. 根据在其他二维体系中报道的结果 ($T_c = 0.32$ K, $U_0 = 1.75k_B$ K)^[6], 本文拟合值是合理的 ($T_c = 0.30$ K, $U_0 = 1.52k_B$ K). 这里的 $H_0 \sim H_{c2}^{50\%}$, 因为 (3) 式是启发式的^[7], 所以拟合得到的 H_0 约为样品的上临界磁场 $H_{c2}^{50\%}$ ($T = 0$)

的 $1/2$, 这个误差范围是合理的. 在一定磁场下, 随着温度的降低样品从正常态过渡到 TAFF 区, 并随着温度的进一步降低样品从 TAFF 区过渡到反常金属态或超导态.

3.2 反常金属态的标度分析

图 4(a) 是不同温度下电阻随垂直磁场的变化, 插图是 175, 200 和 240 mK 温度下的磁阻 (magnetoresistance, MR), 定义 $MR = [R(H) - R]/R(0)$, 其中 $R(0)$ 表示 $H = 0$ 时的电阻. 如图 4(a) 中插图所示, 样品表现出正的巨磁阻效应, 这也是反常金属态的特征之一 [27]. 为了解释反常金属态的起源, 理论物理学家提出了各种理论模型, 其中由 Das 和 Doniach [19,20] 提出的玻色金属模型可以很好地

解释一些实验结果 [6,11,13]. 玻色金属理论认为库珀对同时存在于超导态和反常金属态中, 当库珀对形成宏观相位相干态时, 系统表现为超导态; 而当库珀对的相位相干性消失时, 系统表现为反常金属态. 关于反常金属态是否为玻色子的问题, 在 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) 纳米多孔薄膜中也得到证实 [27]. 该实验运用反应离子束刻蚀技术在 YBCO 薄膜上刻蚀出孔洞阵列, 通过控制刻蚀时间, 在 YBCO 薄膜中观测到了超导-反常金属-绝缘量子相变. 由于 YBCO 薄膜的孔洞十分均匀, 在超导态、反常金属态与绝缘态对应的 3 种样品中, 均观测到电阻随磁场的周期性振荡, 振荡周期对应于库珀对的量子磁通 $h/2e$. 该研究结果表明, 库珀对在反常金属态的形成过程中起到了非常重要的作用, 为库珀对 (即

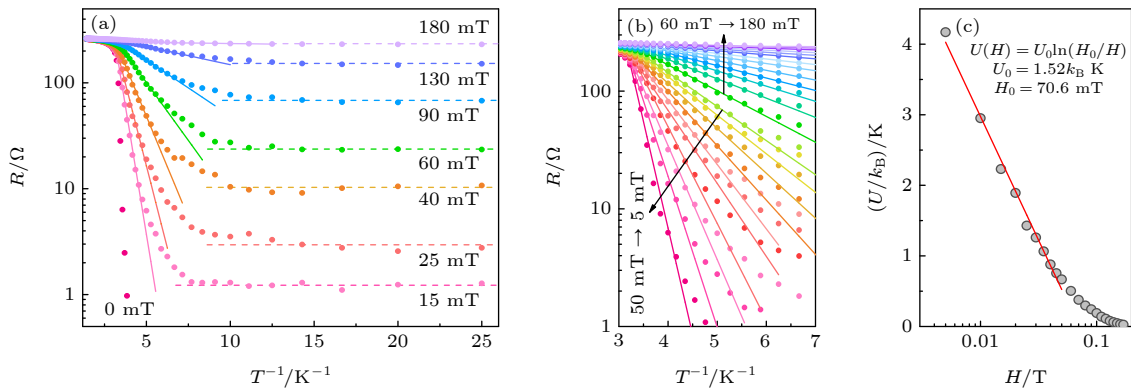


图 3 (a) 不同磁场下的 Arrhenius 曲线; (b) 不同磁场下 Arrhenius 曲线的高温区局部放大图 (彩色实线是利用 (2) 式对数据进行的拟合); (c) 热激活能 U/k_B 与 $\ln H$ 的关系 (红色实线是利用 (3) 式对数据进行的拟合)

Fig. 3. (a) Arrhenius curves in different magnetic fields; (b) magnification of Arrhenius curves in high temperature region in the different magnetic fields (Color lines are linear fitting by Eq. (2)); (c) relationship between activation energy U/k_B and $\ln H$ (Red line is empirical fit by Eq. (3)).

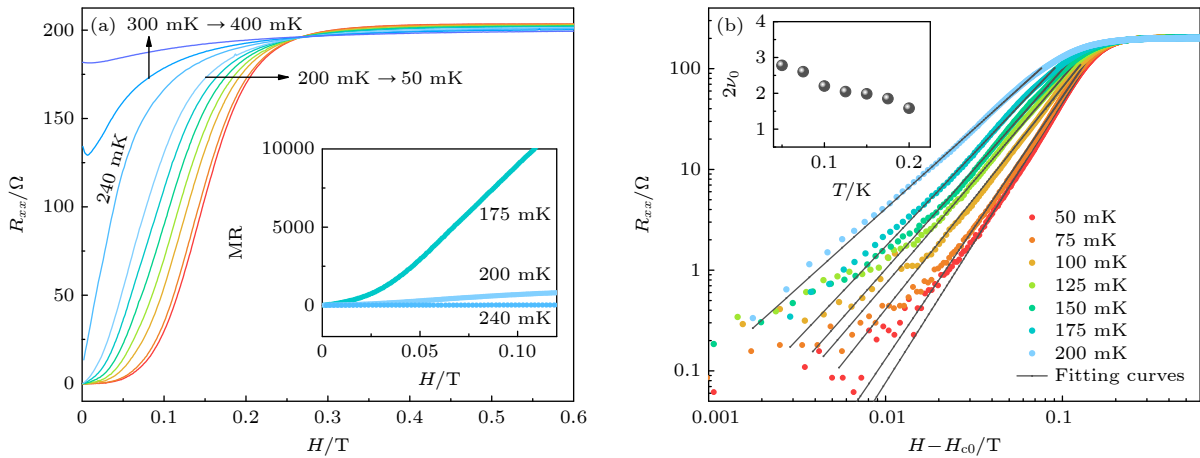


图 4 (a) 不同温度下的 $R_{xx}-H$ 曲线, 插图是 MR 曲线; (b) 不同温度下的 $\lg R - \lg(H - H_{c0})$ 曲线, 其中黑色实线是利用 (4) 式对数据进行的拟合, 插图是 $2\nu_0$ 随温度的变化关系

Fig. 4. (a) $R_{xx}-H$ curves at different temperatures, and inset is MR curves; (b) $\lg R - \lg(H - H_{c0})$ curves at different temperatures. Black lines are fitting curves by Eq. (4), and inset shows $2\nu_0$ vs. T .

玻色子) 可以存在金属基态提供了实验证据. 非凝聚玻色子在 $H > H_{c0}$ (H_{c0} 为超导-反常金属相变的临界磁场) 时开始出现, 驱动系统进入玻色金属态. 按照玻色金属模型, 在超导-反常金属相变中, 电阻与磁场满足 [20]:

$$R \sim (H - H_{c0})^{2\nu_0}, \quad (4)$$

其中, ν_0 是标度参数. 图 4(b) 展示了不同温度下的 $\lg R - \lg(H - H_{c0})$ 曲线, 图中的黑色实线是利用 (4) 式对数据进行的拟合, 插图是 $2\nu_0$ 随温度的变化关系. R 和 $(H - H_{c0})$ 在双对数坐标下的线性行为表明, 在 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ 体系中观察到的反常金属态是玻色金属态.

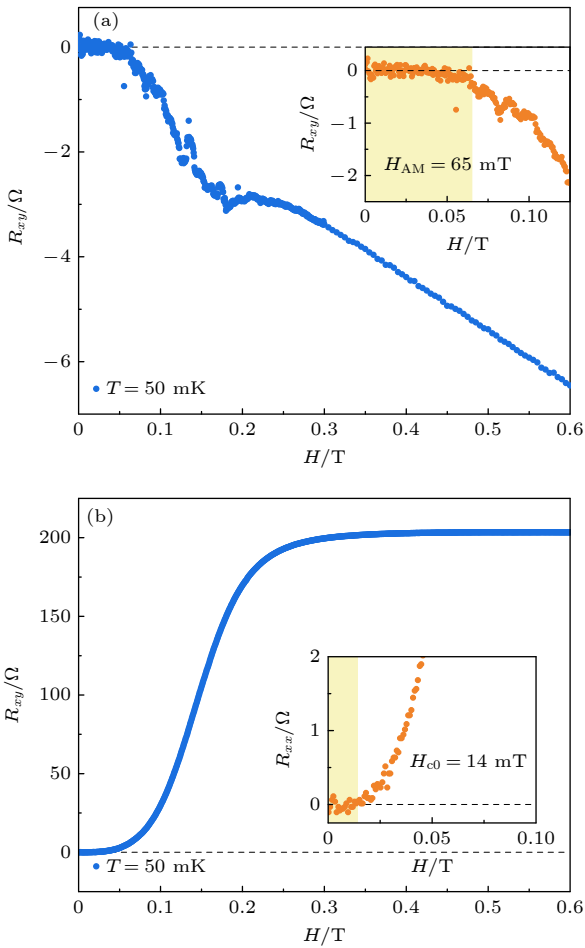


图 5 (a) $T = 50$ mK 下的霍尔电阻 R_{xy} 与外加磁场的变化关系, 插图是低磁场下的局域放大图; (b) $T = 50$ mK 下的纵向电阻 R_{xx} 与外加磁场的变化关系, 插图是低磁场下的局域放大图.

Fig. 5. (a) Hall resistance R_{xy} as a function of magnetic field at $T = 50$ mK, and inset is a magnification of low magnetic field; (b) longitudinal resistance R_{xx} as a function of magnetic field at $T = 50$ mK, and inset is a magnification of low magnetic field.

玻色金属态的另一重要特征是霍尔电阻的消失 [10,18,27]. 图 5(a) 是 $T = 50$ mK 时霍尔电阻 R_{xy} 随外加磁场的变化关系. 如图 5(a) 插图所示, 霍尔电阻在磁场约为 65 mT 时降为零 (H_{AM} 表示反常金属态消失的临界磁场). 图 5(b) 是 $T = 50$ mK 时纵向电阻 R_{xx} 与外加磁场的变化关系, 插图展示了纵向电阻在 14 mT 以下存在一个零电阻平台. 所以当 $T = 50$ mK, 磁场处于 $14 \text{ mT} < H < 65 \text{ mT}$ 时, 纵向电阻为一有限值, 但霍尔电阻为零. 霍尔电阻的消失, 表明反常金属态具有与超导体类似的粒子-空穴对称性 [10,18,27].

3.3 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ 体系的 $H-T$ 相图

补充材料 (online) 中给出了不同温度下的霍尔电阻 R_{xy} 和纵向电阻 R_{xx} . 这里将 R_{xx} 偏离零电阻平台所对应的磁场定义为超导态的临界磁场 H_{c0} , 图 6 中的红色三角形表示超导-反常金属相变点. 将 R_{xy} 偏离零电阻平台的磁场定义为反常金属态消失的临界磁场 H_{AM} , 黄色菱形给出了 $H-T$ 相图中的反常金属态边界. 结合不同磁场下的 $R-T$ 曲线, 以 $H_{c2}^{90\%}$ (90% 正常态电阻 R_N) 来界定正常态和其他态的边界, 用蓝色三角形表示. 将图 1(b) 中不同磁场下的 $R-T$ 曲线绘制成的二维彩图, 如图 6 所示, 颜色表示电阻的值, 颜色越深, 电阻越小.

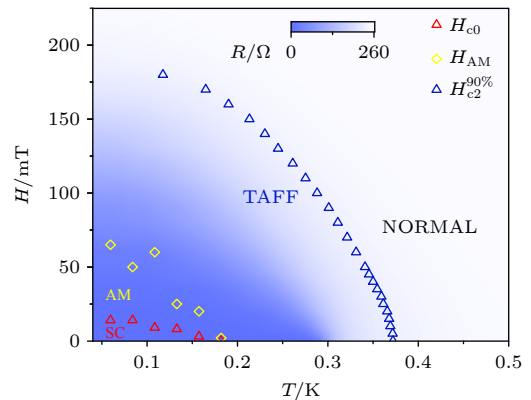


图 6 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ 体系的 $H-T$ 相图, 背景是不同磁场下 $R-T$ 曲线的二维彩图. 缩写分别表示样品处于 SC, 超导态; AM, 反常金属态; NORMAL, 正常态; TAFF, 热激活磁通流区

Fig. 6. $H-T$ phase diagram of $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ system, and the background is a 2D color plot of $R-T$ curves at differential magnetic field. Abbreviations indicate that sample is in SC, superconducting state; AM, anomalous metal state; NORMAL, normal state; TAFF, thermally activated flux flow regime.

4 结 论

本文在 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ 异质界面观察到了磁场诱导的超导-反常金属量子相变. 反常金属态应具有的特征: 在超导转变温度之下电阻趋于饱和、存在线性 I - V 特性、正的巨磁阻效应及霍尔电阻的消失, 在 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ 体系中均被观察到. 在较大的磁场范围内观察到了反常金属态, 并将主要观察结果总结在 H - T 相图中. 根据低温下电阻与磁场的标度分析以及霍尔电阻的消失, 推断在 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ 体系中观察到的反常金属态是玻色金属态.

参考文献

- [1] Tinkham M 2004 *Introduction to Superconductivity* (New York: Courier Corporation) p110
- [2] Phillips P, Dalidovich D 2003 *Science* **302** 243
- [3] Goldman A M 2010 *Int. J. Mod. Phys. B* **24** 4081
- [4] Jaeger H M, Haviland D B, Orr B G, Goldman A M 1989 *Phys. Rev. B* **40** 182
- [5] Kapitulnik A, Kivelson S A, Spivak B 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 011002
- [6] He Z H, Tu H Y, Gao K H, Yu G L, Li Z Q 2020 *Phys. Rev. B* **102** 224502
- [7] Ephron D, Yazdani A, Kapitulnik A, Beasley M R 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1529
- [8] Mason N, Kapitulnik A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5341
- [9] Mason N, Kapitulnik A 2002 *Phys. Rev. B* **65** 220505
- [10] Breznay N P, Kapitulnik A 2017 *Sci. Adv.* **3** e1700612
- [11] Tsen A W, Hunt B, Kim Y D, Yuan Z J, Jia S, Cava R J, Hone J, Kim P, Dean C R, Pasupathy A N 2016 *Nat. Phys.* **12** 208
- [12] Saito Y, Kasahara Y, Ye J, Iwasa Y, Nojima T 2015 *Science* **350** 409
- [13] Li L, Chen C, Watanabe K, Taniguchi T, Zheng Y, Xu Z, Pereira V M, Loh K P, Neto A H C 2019 *Nano Lett.* **19** 4126
- [14] Han Z, Allain A, Arjmandi-Tash H, Tikhonov K, Feigel'man M, Sacépé B, Bouchiat V 2014 *Nat. Phys.* **10** 380
- [15] Böttcher C G L, Nichele F, Kjaergaard M, Suominen H J, Shabani J, Palmstrøm C J, Marcus C M 2018 *Nat. Phys.* **14** 1138
- [16] Chen Z, Liu Y, Zhang H, Liu Z R, Tian H, Sun Y Q, Zhang M, Zhou Y, Sun J R, Xie Y W 2021 *Science* **372** 721
- [17] Chen Z Y, Adrian G, Swartz A G, Yoon H, Inoue H, Merz T A, Lu D, Xie Y W, Yuan H T, Hikita Y, Raghu S, Hwang H Y 2018 *Nat. Commun.* **9** 4008
- [18] Chen Z Y, Wang B Y, Swartz A G, Yoon H, Hikita Y, Raghu S, Hwang H Y 2021 *npj Quantum Mater.* **6** 15
- [19] Das D, Doniach S 1999 *Phys. Rev. B* **60** 1621
- [20] Das D, Doniach S 2001 *Phys. Rev. B* **64** 134511
- [21] Shimshoni E, Auerbach A, Kapitulnik A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3352
- [22] Galitski V M, Refael G, Fisher M P A, Senthil T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 077002
- [23] Wang P J, Huang K, Sun J, Hu J J, Fu H L, Lin X 2019 *Appl. Phys. Lett.* **90** 023905
- [24] Saito Y, Nakamura Y, Bahramy M S, Kohama Y, Ye J, Kasahara Y, Nakagawa Y, Onga M, Tokunaga M, Nojima T, Yanase Y, Iwasa Y 2016 *Nat. Phys.* **12** 144
- [25] Kozuka Y, Kim M, Bell C, Kim B G, Hikita Y, Hwang H Y 2009 *Nature* **462** 487
- [26] Reyren N, Thiel S, Cavaglia A D, Fitting Kourkoutis L, Hammerl G, Richter C, Schneider C W, Kopp T, Rüetschi A S, Jaccard D, Gabay M, Müller D A, Triscone J M, Mannhart J 2007 *Science* **317** 1196
- [27] Yang C, Liu Y, Wang Y, Feng L, He Q M, Sun J, Tang Y, Wu C C, Xiong J, Zhang W L, Lin X, Yao H, Liu H W, Fernandes G, Xu J, Valles J M, Wang J, Li Y R 2019 *Science* **366** 1505
- [28] Feigel'man M V, Geshkenbein V B, Larkin A I 1990 *Physica C* **167** 177

Anomalous metallic state regulated by magnetic field at LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface*

Qiao Yu-Jie Zhang Zi-Tao Shao Ting-Na Zhao Qiang Chen Xing-Yu
Chen Mei-Hui Zhu Fang-Hui Nie Jia-Cai[†]

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

(Received 17 March 2023; revised manuscript received 28 April 2023)

Abstract

Since the discovery of two-dimensional electron gas with high mobility at the LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface, many physical properties such as two-dimensional superconductivity, magnetism and spin-orbit coupling have been widely studied. The origin of the transition from quantum superconductor to metal at zero temperature in two-dimensional superconductor is still an open problem, which has been discussed intensely. According to the conventional theory, when the temperature is close to zero, the superconductor-insulator transition can be observed by applying a magnetic field or magnetic field effect of disorder, and the ground state should be superconducting or insulating.

However, when Jaeger et al. (Jaeger H M, Haviland D B, Orr B G, Goldman A M 1989 *Phys. Rev. B* **40** 182) studied the relationship between superconductivity evolution and thickness and temperature in a superconducting granular film, they found that there exists an intermediate metal state that can destroy the direct transition between superconducting and insulating. The intermediate metal state is characterized by the existence of saturation resistance at superconducting transition temperature, and the corresponding ground state is called anomalous metallic state. In addition to the saturation of resistance at low temperature, the characteristics of an anomalous metallic state also include the linear current-voltage (I - V) characteristics in the low current range, the giant positive magnetoresistance (MR), the vanishing of Hall resistance (R_{xy}), and the tuning capability adjusted by changing a variety of parameters including degree of disorder, gate voltage and magnetic field.

In this work, we systematically investigate the electrical transport properties of LaAlO₃/SrTiO₃ (001) heterointerface in a perpendicular magnetic field at low temperature. The R - T curves and the I - V characteristics in zero magnetic field show that LaAlO₃/SrTiO₃ (001) heterointerface is in a superconducting state. However, after a small magnetic field is applied, the LaAlO₃/SrTiO₃ (001) heterointerface has the characteristics of resistance saturation at low temperature, linear I - V characteristics, giant positive MR, abnormal Hall response, indicating the clear characteristics of an anomalous metallic state. The sample undergoes a transition from quantum superconductor to metal at temperatures approaching to zero.

In addition, we observe that the anomalous metallic state in an unusually large region under the action of magnetic field, and our main observations are summarized in the H - T phase diagram. By analyzing the relationship between the resistance of the anomalous metallic regime and the magnetic field, and the vanish of Hall resistance, we infer that the anomalous metallic state observed in LaAlO₃/SrTiO₃ (001) heterointerface can be explained by Bose metal model. According to our findings, the magnetic field regulated LaAlO₃/SrTiO₃ (001) heterointerface appears as a special platform to study the details of anomalous metallic state in a controllable way.

Keywords: LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface, anomalous metallic state, saturation resistance, Bose metal

PACS: 73.43.Nq, 74.78.-w, 73.40.-c, 74.25.N-

DOI: 10.7498/aps.72.20230410

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92065110, 11974048, 12074334).

† Corresponding author. E-mail: jcnie@bnu.edu.cn



LaAlO₃/SrTiO₃异质界面磁场调控的反常金属态

乔宇杰 张子涛 邵婷娜 赵强 陈星宇 陈美慧 朱芳慧 聂家财

Anomalous metallic state regulated by magnetic field at LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface

Qiao Yu-Jie Zhang Zi-Tao Shao Ting-Na Zhao Qiang Chen Xing-Yu Chen Mei-Hui Zhu Fang-Hui
Nie Jia-Cai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 137302 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230410

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230410>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

LaAlO₃/SrTiO₃界面增强光伏效应

Enhanced photovoltaic effect in LaAlO₃/SrTiO₃ interface

物理学报. 2021, 70(8): 086802 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201330>

飞秒激光泵浦LaAlO₃/SrTiO₃异质结产生太赫兹波辐射

Terahertz emission from LaAlO₃/SrTiO₃ heterostructures pumped with femtosecond laser

物理学报. 2022, 71(9): 090702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20201139>

光电协同增强的场效应对LaAlO₃/SrTiO₃界面中持续光电导的调控

Light-enhanced gating effect on the persistent photoconductivity at LaAlO₃/SrTiO₃ interface

物理学报. 2019, 68(6): 067302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182204>

(SrVO₃)₅/(SrTiO₃)₁(111)异质结金属-绝缘体转变和磁性调控的第一性原理研究

First principle study of tuning metal-insulator transition and magnetic properties of (SrVO₃)₅/(SrTiO₃)₁ (111) heterostructures

物理学报. 2022, 71(18): 187301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220627>

间隔层调控SrVO₃/SrTiO₃超晶格铁磁半金属-铁磁绝缘体转变

Spacer-layer-tunable ferromagnetic half-metal-ferromagnetic insulator transition in SrVO₃/SrTiO₃ superlattice

物理学报. 2022, 71(23): 237301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221765>

掺杂维度和浓度调控的δ掺杂的La:SrTiO₃超晶格结构金属-绝缘体转变

Tuning metal-insulator transition in δ-doped La:SrTiO₃ superlattice by varying doping dimensionality and concentration

物理学报. 2021, 70(22): 227102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210830>