

LaAlO₃/KTaO₃(111)界面超导的单轴应变调控研究^{*}

杨文龙 赵 强 王雪妍 陈星宇 陈美慧 朱芳慧 陈承雪 聂家财[†]

(北京师范大学物理学系, 100875, 北京)

摘要 将单轴应变技术应用于非晶 LaAlO₃/KTaO₃ (111)界面超导的调控研究, 结果表明, 在 $\langle 11\bar{2} \rangle$ 晶向上超导临界转变温度随拉伸应变的增大而增大, 随压缩应变的增大而减小. 弹性电阻率系数的居里-外斯型发散表明 KTaO₃ 界面超导具有各向异性. 这对于理解 KTaO₃ 界面体系超导的物理本质具有十分重要的科学意义.

关键词 LaAlO₃/KTaO₃; 界面超导; 单轴应变

中图分类号 O511+4; O484.2; O514.2

DOI: 10.12202/j.0476-0301.2023191

0 引言

近年来, 硅基半导体产业的发展遇到了瓶颈. 科学家们已经开始寻找在速度、功能、能耗和便携性方面更有优势的新材料和新设备. 由于过渡金属氧化物中电荷、轨道、自旋和晶格等多个自由度的耦合, 以及边界对这些自由度的进一步调节, 过渡金属氧化物异质结显示出传统半导体无法比拟的丰富特性和功能. 其中, LaAlO₃/SrTiO₃ (LAO/STO) 异质结界面高载流子迁移率的二维电子气 (2DEG) 备受关注^[1]. 该系统显示了许多新奇的物理性质^[2-5], 在超导电性、自旋电子学和拓扑相关应用等新器件方面具有广阔的前景.

2021 年, 美国阿贡实验室 Liu 等^[6] 首先报道了在 (111) 取向的 KTaO₃ (KTO) 衬底和 EuO 或 LAO 的绝缘覆盖层之间的界面处形成的电子气体中发现二维超导电性, 超导转变温度均 >1 K. 特别地, 在 EuO/KTO (111) 样品中, 在超导开始之前观察到自发的面内输运各向异性, 这表明在临界场附近出现了明显的“条纹相”. 随后, 浙江大学谢燕武研究组^[7-8] 也报道了 KTO 体系的界面超导. KTO (111) 界面体系的超导转变温度可达 2.2 K^[6], 比 LAO/STO 的高出整整 10 倍, 这方面的研究可为理解超导机制, 尤其是理解高温超导中的机制提供全新的素材.

目前, 关于 KTO 体系界面超导电性的研究依然有诸多未解之谜. 其中 KTO 体系界面超导是否属于非常规超导仍然没有定论^[6, 9-11]. 与 STO 基界面不同

的是 KTO 上生长薄膜的超导电性表现极强的 KTO 晶体取向依赖, 并且最近有研究组认为这与不同晶向上的电声耦合强度不同有关^[9], 这表明 KTO 体系界面超导机制仍然可以用 BCS 常规超导理论解释. 另一方面, KTO 中的 Ta⁵⁺ 属于 5 d 离子, 具有很强的自旋-轨道耦合 (SOC)^[12]. 最近, 有研究表明强 SOC 可以导致 KTO 界面超导中 *s* 波和 *p* 波配对共存^[11]. 众多研究者猜测该材料体系可能具有铁磁性和超导性的共存, 以及非常规的自旋三重态超导性, 可承载马约拉纳费米子的拓扑非平庸态等新奇的超导电性^[13-16].

在超导研究中, 静水压起到了至关重要的作用^[17-19]. 压强与温度都是决定物质状态的重要热力学参量. 压强可以独立地改变凝聚态物质在常压下稳定存在的形式, 并诱导其电子结构或者晶体结构的改变^[20]. 近些年来, 越来越多的超导相关的应力工作都围绕着单轴应变开展. 顾名思义, 单轴应变就是压强及其相关的应变是沿着某个固定的晶轴施加的. 由于单轴应变可以使样品压缩, 也可以使样品拉伸, 因而对晶体拉伸作用的效果是静水压的研究中无法实现的^[21]. 另外, 单轴应变对物理性质的改变主要和对称性有关, 这使得单轴应变的研究特别适用于与对称性相关联的物理性质, 例如超导序、反铁磁序、向列序、电荷密度波等^[22-25]. 通过对样品施加单轴应变, 我们可以研究样品对对称破缺场的响应, 进而探测其非常规超导序. 例如: 为了探测 Sr₂RuO₄ 的 $p_x \pm ip_y$ 拓扑超导态, Hicks 等^[22] 构建了一个能够同时施加

^{*} 国家自然科学基金资助项目 (92065110)

[†] 通信作者: 聂家财 (1965—), 博士, 教授. 研究方向: 新型高温超导材料的探索及其机理和相关体系的新奇量子态构筑与探测. E-mail: jenie@bnu.edu.cn

收稿日期: 2023-05-05

0.23% 的单轴压缩和拉伸应变的装置, 沿 $\langle 100 \rangle$ 晶向施加的压缩应变和拉伸应变均导致其超导转变温度 T_c 明显地增加; Hicks 组的后续工作表明, 在施加很大的单轴应变后 T_c 达到 3.4 K 时的 Sr_2RuO_4 超导配对具有偶宇称而不是奇宇称^[26]. 目前, 关于 KTO 界面体系的超导配对机制还没有定论, 因此需要开展进一步的研究.

本文将单轴应变应用于 LAO/KTO(111) 界面超导的研究. 分别在 $\langle 11\bar{2} \rangle$ 晶向和 $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 晶向上施加单轴应变, 通过 T_c 随单轴应变的变化初步判断 KTO 界面体系不是手性 $p_x \pm ip_y$ 自旋三重态配对的超导体, 并通过弹性电阻率系数的居里-外斯型发散, 表明 KTO 界面超导为各向异超导.

1 实验手段与方法

1.1 基片切割 使用金刚石线切割机, 将同一块 10 mm×3 mm×0.2 mm 的 KTO(111) 基片(合肥科晶材

料技术有限公司)分别沿 $\langle 11\bar{2} \rangle$ 和 $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 不同的晶向切割, 切割后的尺寸为 3.0 mm×0.3 mm×0.2 mm.

1.2 薄膜生长 利用激光脉冲沉积法 (PLD) 制备 LAO 非晶薄膜. 将 2 块切割好的 $\langle 11\bar{2} \rangle$ 与 $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 晶向的 KTO(111) 基片同时放入 PLD 腔中, 在 5×10^{-6} Pa 真空环境下加热基片. 待基片温度达到 700 °C 后维持 10 min, 使基片充分受热均匀, 然后在 1.9×10^{-4} Pa 的氧压下沉积 LAO 薄膜. 本文中 PLD 所使用的激光器为 Lambda Physik COMPex 102 KrF(波长 248 nm), 激光能量密度为 $1.0 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$, 频率为 2 Hz. 待 LAO 沉积完成后, 在相同氧压下从 700 °C 降至室温.

1.3 X 射线衍射 (XRD) 结构表征 使用 XRD (Shimadzu XRD-6000) 测量膜的结构特性. 图 1 是 KTO(111) 衬底和 LAO/KTO(111) 的 XRD 图谱. 从图 1 中可以看到, 所有的峰均来自 KTO(111) 衬底. 没有观察到任何 LAO 薄膜的特征峰, 表明沉积的 LAO 薄膜是非晶的.

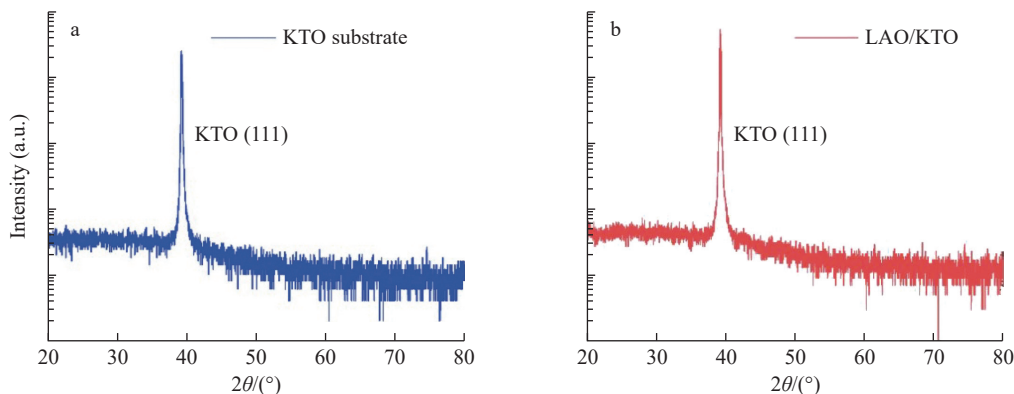


图 1 KTO(111) 衬底(a)和非晶 LAO/KTO(111)(b)的 XRD 图谱

1.4 原子力显微镜 (AFM) 形貌表征 图 2-a 为 KTO(111) 衬底的表面形貌, 可以看出未生长薄膜前的衬底表面原子级平坦, 均方根 (RMS) 表面粗糙度约为 0.08 nm. 图 2-b 是 LAO/KTO(111) 的 AFM 表面形貌图. KTO(111) 衬底表面在 LAO 薄膜沉积后被完全覆盖, 图片中的 LAO 薄膜也很平整, RMS 约为 0.3 nm.

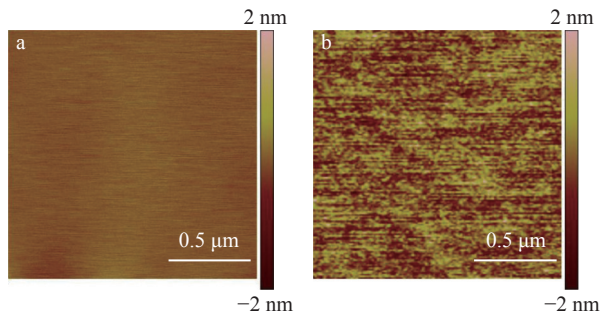


图 2 KTO(111) 基片(a)和 LAO/KTO(111) (b)的 AFM 表面形貌

1.5 电输运测试 在 CS100 型 (Razorbill Instruments Ltd) 低温单轴应变装置 (strain cell) 上开展单轴应力实验. 该设备是由 Hicks 等^[27] 设计, 使用 3 个压电堆垛构成. 样品用 Stycast 2850FT 环氧树脂胶粘在样品安装板上. 安装好后的样品如图 3 所示. 样品长度的变化可以使用 strain cell 内部的平行板电容传感器来测量. 采用 Keysight E4980AL LCR 电容表对电容进行测量. 使用 Keithley 2400 数字多用表给压电堆垛施加电压, 从而实现对样品的拉伸或压缩. 该应力平台基于压电效应, 且样品与压电堆分离, 不仅具有快速响应、精确控制、原位可调等功能, 在高强度应变下还能保持样品内部应力的均匀性, 解决了单轴应力实验技术应变不均匀性的难点.

使用锁相放大器 (stanford research system, SR830) 在稀释制冷机 Triton-400 系统 (Oxford instruments, 温度可以低至 10 mK) 中进行低温交流测量. 在测试之

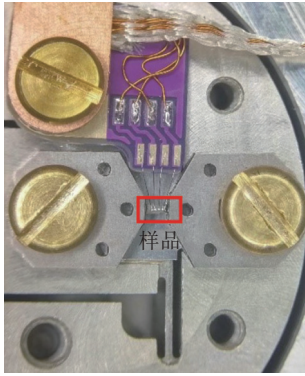
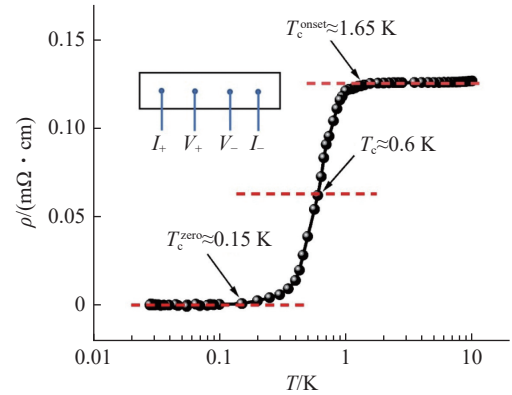


图3 样品安装在应变装置上的实物

前: 首先使用超声压焊机(使用的是直径为 $25\ \mu\text{m}$ 的 Al 线)将电极触点与样品键合; 然后通过标准的四引线法在 $0.1\ \mu\text{A}$ 的激励电流下进行测试, 以避免在低温下对电子进行任何加热, 信号频率为 $7.9\ \text{Hz}$. $2\ \text{K}$ 以上的电输运测试是在综合物性测量系统(PPMS, Quantum Design 公司)仪器上进行的, 测试使用的直流电流为 $10\ \mu\text{A}$.

2 实验结果与分析

图4是未施加单轴应变下样品的电阻率随温度的变化曲线. 从图4中可以看出, 该样品起始超导转变温度 T_c^{onset} 约为 $1.65\ \text{K}$, T_c^{zero} 约为 $0.15\ \text{K}$. 将超导转变温度 T_c 定义为 T_c^{onset} 时的电阻率的 50% 所对应的温

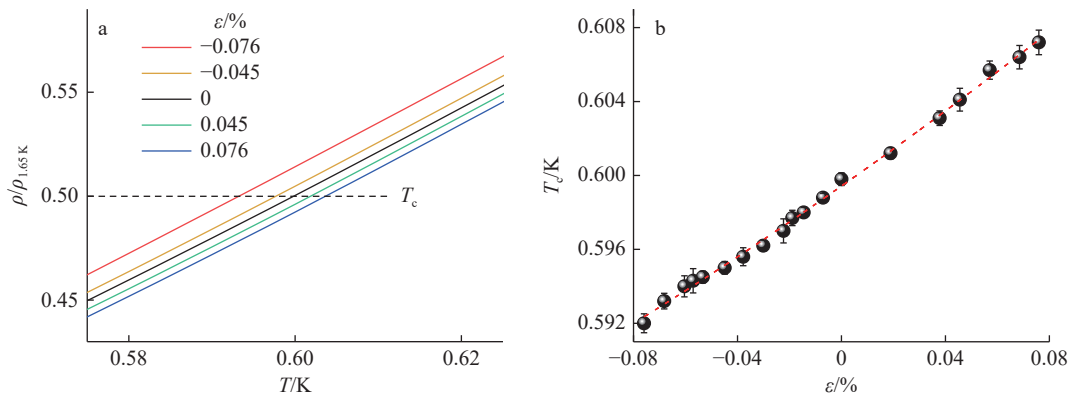


注: 温度 T 使用对数坐标;
插图所示的是四点法测电阻的示意.

图4 未施加应变时 $\text{LAO}/\text{KTO}(111)$ 的电阻率 ρ 随温度依赖关系

度, T_c 约为 $0.6\ \text{K}$.

图5-a 为在 $0.575\sim 0.625\ \text{K}$ 温度区间内, 将各个应变下的电阻率 ρ 对 $1.65\ \text{K}$ (T_c^{onset}) 时的电阻率 $\rho_{1.65\ \text{K}}$ 进行归一化, 得到 $\rho/\rho_{1.65\ \text{K}}$ 随温度 T 的变化曲线. 应变 ε 的大小由未加单轴应变时的样品尺寸 L_0 与施加单轴应变后的尺寸 L 计算得出: $\varepsilon = (L - L_0)/L_0$. 从图5中可以看到: 随着压应变 ($\varepsilon < 0$) 的增大, 电阻率略有上升; 反之, 随着拉应变 ($\varepsilon > 0$) 的增大, 电阻率减小. 这一现象可能是单轴应变对超导转变温度的调控产生的影响.



注: 误差棒的大小为测量精度, 红色虚线是多项式拟合后的结果.

图5 归一化电阻率 $\rho/\rho_{1.65\ \text{K}}$ 随 T 的变化曲线(a)、样品 T_c 与应变 ε 的依赖关系(b)

在图5-a中, 通过 $\rho/\rho_{1.65\ \text{K}} = 0.5$ 确定 T_c , 图5-b中展示了在沿着 $\langle 11\bar{2} \rangle$ 晶向施加不同的单轴压缩和拉伸应变后样品的 T_c 变化. 而沿着 $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 晶向施加不同的单轴压缩和拉伸应变后样品的 T_c 则基本无明显变化.

分析图5-b可以看出, T_c 随着拉伸应变的增大而增大, 随着压缩应变的增大而减小. 使用多项式拟合

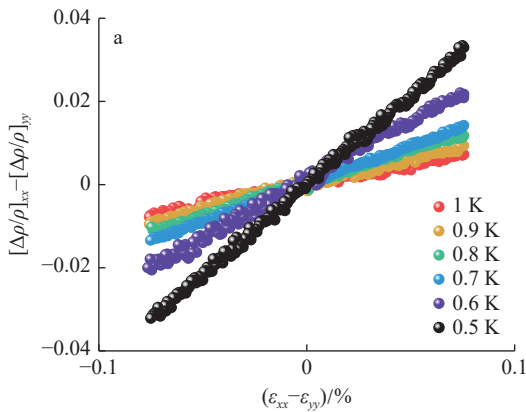
$$T_c(\varepsilon) = 0.599 + 0.099\varepsilon + 0.073\varepsilon^2, \quad (1)$$

其中线性项系数与二次项的系数相差不大, 上述现象与单轴应变研究笼目超导体 CsV_3Sb_5 中的 ρ - ε 、 T_c - ε 变化关系相一致^[28]. 目前实验上已有部分证据证明 Sr_2RuO_4 属于自旋三重态配对的手性 p 波超导体^[29-30]. Hicks 研究组在沿 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4(100)$ 晶向施加单轴应力后, 其 T_c 对于应变 ε 只有二次项依赖性, 表明其超导配对不是单一成分的 p 波, 支持了手性 p 波配对 ($p_x \pm ip_y$)^[22, 26]. 而这里, $\text{LAO}/\text{KTO}(111)$ 的 T_c - ε 依赖关系既有线性部

分,又有二次项部分,这表明 KTO 界面体系具有与 Sr_2RuO_4 体系不同的超导配对性. $T_c(\varepsilon)$ 关系中性线项为超导态的影响,至于二次分量,我们推测可能与其他量子序,如向列相、条纹相、电荷密度波等有关.最近,李世亮团队系统地研究了铁基超导体中单轴应力对超导转变温度 T_c 的影响,他们将 T_c 随单轴应力的变化表现出线性分量和非线性分量的行为归因于超导序和向列序之间的耦合^[31].

应用单轴应变技术测量出的“弹性电阻率”,也是一种能够探测复杂系统对称性破缺的有效实验手段^[32-33],它可以通过测量样品受到外加应力时产生的线性响应探测材料的电子属性.由应变 ε 所引起的电阻率变化可以用弹性电阻率张量 m_{ij} 来描述^[34]

$$(\Delta\rho/\rho)_i = \sum_{j=1}^6 m_{ij}\varepsilon_j, \quad (2)$$



注: 红色虚线是居里-外斯拟合曲线; 误差棒是线性拟合的标准偏差.

图 6 $[\Delta\rho/\rho]_{xx} - [\Delta\rho/\rho]_{yy}$ 随应变 $(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})$ 的线性关系(a)、弹性电阻率系数 $(m_{11} - m_{12})$ 随温度的关系(b)

故各向异超导序参量的极化率 $\chi = d\Psi/d\varepsilon = [\Delta\rho/\rho]_{xx} - [\Delta\rho/\rho]_{yy}/(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})$, 即为弹性电阻率系数 $(m_{11} - m_{12})$, 可以通过图 6-a 中线性拟合的斜率得到. 设 T^* 为相变温度, 根据平均场模型拟合^[36]

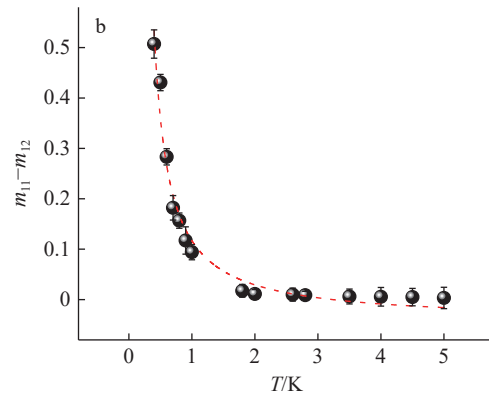
$$\frac{d\Psi}{d\varepsilon} = \frac{a}{b(T - T^*) + c} + d, \quad (3)$$

式中: a 是应变与超导序参量耦合常数; b 是 Ginzburg-Landau 自由能理论中高阶展开的二阶项序参量前的系数; c 是与超导竞争的量子序的影响; d 是与超导态无关的内禀项.

图 6-b 是根据上述拟合后的结果, 得到 $T^* \approx 0.58$ K, 其值与根据 ρ - T 曲线得到的临界转变温度 T_c 相一致. 这表明, “弹性电阻率”也是研究各向异超导的一种有效手段. 不仅如此, 近年来, 人们广泛地将“弹性电阻率”的测量应用于探测高温超导体中与超导相关

式中: ρ 指的是未加应力前的电阻率; i 和 j 分别表示电阻率张量和应变张量的分量 ($i, j = xx, yy, zz, yz, zx, xy$). 这里, 定义 $\langle 11\bar{2} \rangle$ 方向为 x 方向, $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 方向为 y 方向.

超导转变是一种典型的二级相变, 根据美国阿贡实验室的 Liu 等^[6] 和复旦大学李炜等^[11] 的研究, KTO 界面超导为各向异性. 我们的工作表明在 LAO/KTO $\langle 11\bar{2} \rangle$ 方向上电阻率变化较大, 在 $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 方向电阻率变化非常小, 所以弹性电阻率系数 $(m_{11} - m_{12})$ ^[35] 表现出居里-外斯型发散行为, 证明了 KTO 界面超导确实存在各向异性的行为, 由于 KTO(111) 界面的六角晶格点群对称性是 C_{3v} , $m_{11} - m_{12} = ([\Delta\rho/\rho]_{xx} - [\Delta\rho/\rho]_{yy})/(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})$, 具体的公式推导可见参考文献^[34-35]. 定义各向异超导序参量为 $\psi = [\Delta\rho/\rho]_{xx} - [\Delta\rho/\rho]_{yy}$, 图 6-a 为不同温度下各向异性电阻率的变化 $[\Delta\rho/\rho]_{xx} - [\Delta\rho/\rho]_{yy}$ 随应变 $\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}$ 的依赖关系, 表现出线性的响应关系.



联的各类交织序^[25, 36-37]. 我们将在以后的研究中给出更多的实验与理论证据, 以探测 KTO 界面体系可能存在的电子向列相、条纹相等响应.

3 结论

KTO 界面体系的超导性质, 对于我们理解第二类超导体乃至非常规超导体具有参考价值. 与静水压相比, 单轴应变研究特别适用于与对称性相关联的物理性质, 在研究非常规超导体中被越来越广泛地应用. 本文将单轴应变技术应用于非晶 LAO/KTO(111) 界面超导的调控研究. 研究结果表明: 电阻率随拉伸应变的增大而减小, 随压缩应变的增大而增大, 其变化趋势与超导临界转变温度随应变的变化相反; KTO 界面体系的超导临界转变温度 T_c 与 ε 关系中的二次分量可能与其他量子序有关. 通过分析弹性电阻率系数的温度依赖关系, 其在超导转变附近的居里-外

斯发散行为,表明了各向异性超导的存在. 上述研究结果不仅有助于我们进一步理解 KTO 界面体系超导的物理起源,而且对于新型量子功能材料构筑与新奇量子态的检测有借鉴作用.

4 参考文献

- [1] OHTOMO A, HWANG H Y. A high-mobility electron gas at the LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface[J]. *Nature*, 2004, 427(6973): 423
- [2] REYREN N, THIEL S, CAVIGLIA A D, et al. Superconducting interfaces between insulating oxides[J]. *Science*, 2007, 317(5842): 1196
- [3] BERT J A, KALISKY B, BELL C, et al. Direct imaging of the coexistence of ferromagnetism and superconductivity at the LaAlO₃/SrTiO₃ interface[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(10): 767
- [4] CAVIGLIA A D, GARIGLIO S, REYREN N, et al. Electric field control of the LaAlO₃/SrTiO₃ interface ground state[J]. *Nature*, 2008, 456(7222): 624
- [5] BEN SHALOM M, SACHS M, RAKHMELEVITCH D, et al. Tuning spin-orbit coupling and superconductivity at the SrTiO₃/LaAlO₃ interface: a magneto-transport study[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(12): 126802
- [6] LIU C J, YAN X, JIN D F, et al. Two-dimensional superconductivity and anisotropic transport at KTaO₃ (111) interfaces[J]. *Science*, 2021, 371(6530): 716
- [7] CHEN Z, LIU Y, ZHANG H, et al. Electric field control of superconductivity at the LaAlO₃/KTaO₃(111) interface[J]. *Science*, 2021, 372(6543): 721
- [8] CHEN Z, LIU Z, SUN Y, et al. Two-dimensional superconductivity at the LaAlO₃/KTaO₃(110) heterointerface[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(2): 026802
- [9] CHEN X, YU T, LIU Y, et al. Orientation-dependent electron-phonon coupling in interfacial superconductors LaAlO₃/KTaO₃[J/OL]. (2023-01-31)[2023-05-01]. <https://arxiv.org/abs/2301.13488>
- [10] GUO Y H, QIU D, SHAO M X, et al. Modulations in superconductors: probes of underlying physics[J]. *Advanced Materials*, 2023, 35(22): 2209457
- [11] ZHANG G Q, WANG L J, WANG J H, et al. Spontaneous rotational symmetry breaking in KTaO₃ heterointerface superconductors[J]. *Nature Communications*, 2023, 14(1): 3046
- [12] ZHANG H, YAN X, ZHANG X J, et al. Unusual electric and optical tuning of KTaO₃-based two-dimensional electron gases with 5d orbitals[J]. *ACS Nano*, 2019, 13(1): 609
- [13] MA Y, NIU J S, XING W Y, et al. Superconductor-metal quantum transition at the EuO/KTaO₃ interface[J]. *Chinese Physics Letters*, 2020, 37(11): 117401
- [14] HUA X Y, MENG F B, HUANG Z Y, et al. Tunable two-dimensional superconductivity and spin-orbit coupling at the EuO/KTaO₃(110) interface[J]. *NPJ Quantum Materials*, 2022, 7: 97
- [15] AL-TAWHID A H, KANTER J, HATEFIPOUR M, et al. Superconductivity and weak anti-localization at KTaO₃ (111) interfaces[J]. *Journal of Electronic Materials*, 2022, 51(11): 6305
- [16] CHUNG S B, CHAN C, YAO H. Dislocation Majorana zero modes in perovskite oxide 2DEG[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 25184
- [17] SUN L L, CHEN X J, GUO J, et al. Re-emerging superconductivity at 48 kelvin in iron chalcogenides[J]. *Nature*, 2012, 483(7387): 67
- [18] YAMAMOTO A, TAKESHITA N, TERAOKURA C, et al. High pressure effects revisited for the cuprate superconductor family with highest critical temperature[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8990
- [19] WANG N N, YANG M W, YANG Z, et al. Pressure-induced monotonic enhancement of T_c to over 30 K in superconducting Pr_{0.82}Sr_{0.18}NiO₂ thin films[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 4367
- [20] HOLZAPFEL W B. Physics of solids under strong compression[J]. *Reports on Progress in Physics*, 1996, 59(1): 29
- [21] 李世亮. 单轴压强技术在超导研究中的应用[J]. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2021, 51(4): 188
- [22] HICKS C W, BRODSKY D O, YELLAND E A, et al. Strong increase of T_c of Sr₂RuO₄ under both tensile and compressive strain[J]. *Science*, 2014, 344(6181): 283
- [23] LU X Y, SCHERER D D, TAM D W, et al. Spin waves in detwinned BaFe₂As₂[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(6): 067002
- [24] LIU Z Y, GU Y H, ZHANG W, et al. Nematic quantum critical fluctuations in BaFe_{2-x}Ni_xAs₂[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(15): 157002
- [25] STRAQUADINE J A W, IKEDA M S, FISHER I R. Evidence for realignment of the charge density wave state in ErTe₃ and TmTe₃ under uniaxial stress via elastocaloric and elastoresistivity measurements[J]. *Physical Review X*, 2022, 12(2): 021046
- [26] STEPPKE A, ZHAO L S, BARBER M E, et al. Strong peak in T_c of Sr₂RuO₄ under uniaxial pressure[J]. *Science*, 2017, 355(6321): eaaf9398
- [27] HICKS C W, BARBER M E, EDKINS S D, et al. Piezoelectric-based apparatus for strain tuning[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(6): 065003

- [28] QIAN T M, CHRISTENSEN M H, HU C W, et al. Revealing the competition between charge density wave and superconductivity in CsV_3Sb_5 through uniaxial strain[J]. *Physical Review B*, 2021, 104(14): 144506
- [29] MAENO Y, HASHIMOTO H, YOSHIDA K, et al. Superconductivity in a layered perovskite without copper[J]. *Nature*, 1994, 372(6506): 532
- [30] MACKENZIE A P, MAENO Y. The superconductivity of Sr_2RuO_4 and the physics of spin-triplet pairing[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2003, 75(2): 657
- [31] LIU Z Y, GU Y H, HONG W S, et al. Nonlinear uniaxial pressure dependence of T_c in iron-based superconductors[J]. *Physical Review Research*, 2019, 1(3): 033154
- [32] HLOBIL P, MAHARAJ A V, HOSUR P, et al. Elastoconductivity as a probe of broken mirror symmetries[J]. *Physical Review B*, 2015, 92(3): 035148
- [33] SUN Y K, THOMPSON S E, NISHIDA T. Strain effect in semiconductors: theory and device applications[M]. Boston, MA: Springer US, 2010
- [34] KUO H H, SHAPIRO M C, RIGGS S C, et al. Measurement of the elastoconductivity coefficients of the underdoped iron arsenide $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.975}\text{Co}_{0.025})_2\text{As}_2$ [J]. *Physical Review B*, 2013, 88(8): 085113
- [35] NIE L P, SUN K L, MA W R, et al. Charge-density-wave-driven electronic nematicity in a kagome superconductor[J]. *Nature*, 2022, 604(7904): 59
- [36] CHU J H, KUO H H, ANALYTIS J G, et al. Divergent nematic susceptibility in an iron arsenide superconductor[J]. *Science*, 2012, 337(6095): 710
- [37] KIM H H, SOULIOU S M, BARBER M E, et al. Uniaxial pressure control of competing orders in a high-temperature superconductor[J]. *Science*, 2018, 362(6418): 1040

Tuning superconductivity of $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3$ (111) interface by uniaxial strain

YANG Wenlong ZHAO Qiang WANG Xueyan CHEN Xingyu CHEN Meihui ZHU Fanghui
CHEN Chengxue NIE Jiakai

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

Abstract Oxide heterostructure interface material based on KTaO_3 is a key area of research in condensed matter physics, especially of discovery of its superconductivity. Uniaxial strain technology has been widely applied in unconventional superconductors, to obtain important information on superconductivity and other related quantum order parameters by studying changes in physical properties after applying strain in different crystal orientations. The present work applies uniaxial strain technology to tune interface superconductivity of amorphous $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3$ (111). Critical transition temperature of superconductivity is found to increase with increased tensile strain and to decrease with increased compressive strain along the $\langle 11\bar{2} \rangle$ direction. The Curie-Weiss type divergence of elastoconductivity coefficient indicates anisotropic superconductivity at KTaO_3 interface. This is of great scientific significance to understand the physical essence of superconductivity in KTaO_3 -based interface system.

Keywords $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3$; interface superconductivity; uniaxial strain

【责任编辑:武佳】