

专题: 功能氧化物薄膜新奇物理性质

氧化物异质界面上的准二维超导*

冉峰 梁艳 张坚地†

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态国家实验室, 北京 100190)

(2023 年 1 月 9 日收到; 2023 年 2 月 20 日收到修改稿)

由于对称性破缺、晶格失配、电荷转移和空间限域等多自由度的协同关联作用, 氧化物异质界面演生出许多与相应体材料所不同的物理性质, 其中氧化物界面超导由于蕴含丰富物理内涵吸引了广泛的关注. 近年来, 得益于氧化物异质外延以及物性精准表征技术的迅猛发展, 研究人员已经在多种氧化物异质界面上观测到了准二维的界面超导, 并研究了与其相关的许多新奇量子现象, 不仅推动了凝聚态物理研究的发展, 也为界面超导走向实际应用奠定了重要基础. 本文主要介绍和讨论氧化物界面上的准二维超导, 以典型的 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ 界面准二维超导及 $\text{La}_2\text{CuO}_4/\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$ 等铜氧化物界面超导为例, 总结分析氧化物界面超导中新奇的物理现象, 并指出该研究体系目前存在的一些问题, 最后展望界面超导未来的发展方向.

关键词: 氧化物, 界面超导, 铜基超导, 二维电子气

PACS: 74.78.-w, 73.20.-r, 74.72.-h, 74.78.Fk, 68.37.-d

DOI: 10.7498/aps.72.20230044

1 引言

超导是物理学中最迷人的宏观量子现象之一, 是 20 世纪最伟大的发现之一, 更是日久弥新的研究领域. 1911 年, Onnes^[1] 偶然发现汞在 4.15 K 温度下电阻突然消失, 并将之命名为超导, 这一发现随即引发了科学家们对超导的研究热潮. 1957 年, Bardeen, Cooper 和 Schrieffer^[2] 提出了 BCS 理论, 即超导体是动量和自旋相反的电子通过交换虚声子形成库珀对 (Cooper pair), 而库珀对可以在晶格中无损耗地运动, 形成超导电流, 材料进入超导态. BCS 理论成功解释了当时已知常规超导体的超导形成机制, 是超导研究的一个里程碑. 然而, 1986 年铜氧化物超导体^[3] 与 2008 年铁基超导体^[4] 等非常规超导体的发现对 BCS 理论提出了挑战. 随着材料制备水平和输运测量技术的发展, 非常规超导体的转变温度 (T_c) 不断提高, 如今均超过了 BCS 理论所给出的“麦克米伦 (McMillan) 极限”^[5].

多元超导材料的研究极大地丰富和提高了人们对超导世界的认知, 同时也对超导机理的研究提出了新的挑战.

氧化物界面超导为探索高温超导机理和探寻更高 T_c 的超导材料提供了一个全新的平台. 所谓界面就是在反演对称性破缺和晶格失配的极端条件下形成的低维物理系统, 通常会表现出体材料所不具备的物理性质, 界面超导便是其中之一. 界面超导的研究最早源于 1968 年, 科学家们首次在 Al-Cu/Sn 界面上发现了超导增强现象^[6]. 不同于传统材料, 氧化物薄膜界面中存在对称性破缺及晶格失配, 再加之晶格、轨道、自旋和电荷等多种自由度的关联, 呈现许多与体材料所不同的新奇量子现象. 因此对氧化物界面形成的准二维超导系统的研究, 为解析层状结构的铜氧化物超导体和铁基超导体中的高温超导机理提供了一个很好的突破口. 此外, “界面就是器件”^[7], 过去几十年硅基半导体工业的蓬勃发展正是由于有了对半导体材料界面的精准构筑和对相对简单的界面电子态的充分理解,

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1403000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: Jiandi@iphy.ac.cn

因此,对界面超导的研究也为其在新型量子器件中的应用奠定了基础.

目前,得益于高精度薄膜制备技术的发展,如超高真空分子束外延 (molecular beam epitaxy, MBE) 和脉冲激光沉积 (pulsed laser deposition, PLD) 技术,使得原子级平整的氧化物异质界面的构筑成为可能,极大地推动了氧化物界面超导的研究.从2007年发现的 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ (LAO/STO) 异质界面超导^[8]到2008年在 $\text{La}_2\text{CuO}_4/\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$ (LCO/LSCO) 异质界面附近发现的超导^[9,10],再到2012年单层 FeSe 沉积到 STO 衬底上得到的明显的超导增强^[11],新型氧化物界面超导的研究发展迅猛.更特别地,界面超导作为一种准二维超导,维度的降低带来了许多新奇的量子现象,例如量子金属态、伊辛超导、量子格里菲斯相变、各向异性的临界磁场^[12-14]等.本文将主要介绍近些年来在氧化物薄膜界面超导方面的研究进展,并对其中发现的新奇物理现象进行总结和分析.

2 二维电子气与界面准二维超导

2.1 LAO/STO

根据 BCS 理论,形成超导态的材料,其正常态应该是金属态,费米能级附近必须要有一定的电子态密度,所以绝缘性和超导性在早期基本被认为是一个互斥的物态现象.最近,人们发现由两个绝缘体所构成的界面呈现超导态,即界面超导,其原因是在这种界面上可以形成金属性的二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG).

2DEG 的发现要追溯到 2002 年, Ohtomo 等^[15]用 PLD 方法在 STO 衬底上生长了 $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ (LTO/STO) 超晶格,其中 STO 是能带绝缘体, LTO 是莫特绝缘体,但是这两种材料组成的超晶格却表现出了金属性,这是首次报道氧化物界面 2DEG.之后在 2004 年, Ohtomo 和 Hwang^[16]又在与之类似的 LAO/STO 异质结中发现了金属性的界面态,在 2 K 时其电子迁移率高达 $10000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,并且电子能量损失谱 (electron energy loss spectroscopy, EELS) 和原子力显微镜 (atomic force microscope, AFM) 的测试结果显示^[17,18],在室温下 LAO/STO 异质界面上的导电区域被局限在界面附近的 2 nm 左右,证实这是一种界面上的 2DEG. Hwang 等^[16,19]认为这种在绝缘体界面处存在的

2DEG 是由于电荷转移所导致,具体来说是由于 LAO/STO 和 LTO/STO 界面处极性不连续,电子将从表面转移到界面从而导致界面导电. LAO 临界厚度的存在以及近年来成功制备出的 p 型 LAO/STO 界面^[20]证实了这一理论.但是后续的研究发现,非极性的绝缘体 ($\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ^[21]),甚至是非晶的氧化物^[22]和 STO 形成的界面上也存在 2DEG.因此,极性不连续理论并非界面 2DEG 形成的唯一可能原因.基于 STO 易缺氧的属性,STO 氧空位的存在也是 2DEG 出现的可能原因之一.后续的研究发现材料生长氧压的变化对载流子浓度影响很大^[23],其带来的变化远超过由于极性不连续理论所导致的载流子浓度,说明氧空位的存在对 2DEG 的形成具有重要影响.然而,氧空位模型又难以解释氧化物 2DEG 中临界厚度的存在.除此之外,研究者通过 EELS 实验发现界面存在离子的相互扩散^[19],认为界面离子的相互扩散也对 2DEG 的形成起到了一定的作用.而且近年来,部分实验和理论计算表明除 STO 本身的氧空位之外,薄膜存在氧空位也对 2DEG 形成起到了重要作用.与极性不连续理论认为的界面电荷转移来自于 LAO 价带不同,研究者发现薄膜氧空位或薄膜表面吸附也会对界面产生电荷转移,从而形成界面势阱,进而聚集更多的载流子,形成界面 2DEG^[24-27].虽然研究者们对 2DEG 的起源至今仍存在争议,但是随着研究的一步步深入,答案可能已经不远.

直到 2007 年才首次发现了氧化物界面 2DEG 的超导性^[8]. Reyren 等^[8]同样用 PLD 方法构筑了 LAO/STO 异质界面,当温度降至 0.2 K 附近时,界面 2DEG 进入超导态,且其 T_c 受 LAO 的厚度调制,见图 1(a).这是科学家首次在实验上观测到氧化物界面 2DEG 超导,是界面超导研究的一个突破.进一步, Reyren 等^[8]通过实验数据拟合得到 LAO/STO 异质界面的超导相干长度约为 70 nm,但是超导厚度仅有 10 nm 左右,超导厚度小于超导相干长度,证明了氧化物界面超导的准二维性.同时,氧化物界面超导的准二维性也被磁阻的测量以及 Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) 相变的测试及分析所证实 (图 1(b)–(e)). LAO/STO 界面超导是第一个被发现的氧化物界面 2DEG 超导,随后引起了氧化物界面 2DEG 超导的研究热潮.

二维超导-绝缘体相变作为量子相变的经典范例一直是凝聚态物理和材料领域的研究热点.

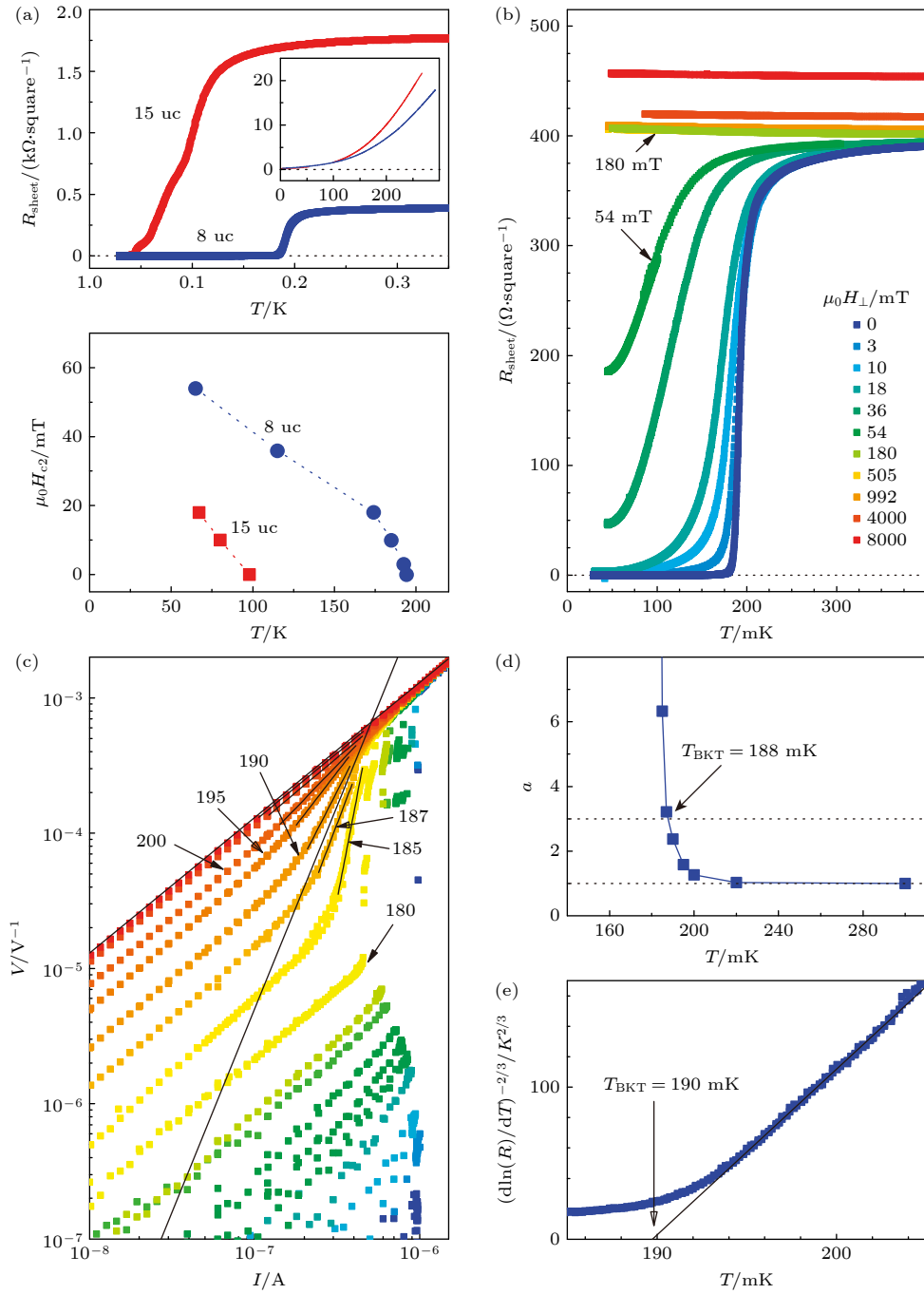


图 1 LAO/STO 界面超导^[8] (a) 8 uc (unit cells, uc) 与 15 uc 厚度样品的电阻-温度依赖关系 (上), 两样品施加垂直界面磁场下的电阻-温度依赖关系 (下). (b) 8 uc 厚度样品施加垂直界面磁场时的电阻与温度依赖关系. (c) 对数坐标下的 V - I 关系曲线. 两条长黑线对应 $V = RI$ 与 $V \sim I^3$, 数字代表 V - I 曲线测量的温度 (mK), 可以得到 $187 \text{ mK} < T_{\text{BKT}} < 190 \text{ mK}$, 其中 T_{BKT} 为 BKT 相变温度. (d) 由图 (c) 得到的幂次指数 a 的温度依赖关系, 其中 a 为 $V \sim I^a$ 的幂次指数. (e) $[\text{dln}(R)/\text{d}T]^{-2/3}$ 坐标下 8 uc 样品的 R - T 曲线, 实线为拟合的 BKT 相变温度, $T_{\text{BKT}} = 190 \text{ mK}$

Fig. 1. LAO/STO interface superconductivity^[8]. (a) The resistance-temperature dependence of 8 uc (unit cells, uc) and 15 uc thickness samples (upper), and the resistance-temperature dependence of the two samples under the vertical interface magnetic field (lower). (b) The resistance of 8 uc thick samples is temperature-dependent when the vertical interface magnetic field is applied. (c) V - I relation curve in logarithmic coordinates. The two long black lines correspond to $V = RI$ and $V \sim I^3$. The number represents the temperature measured by the V - I curve, and the unit is mK. We can obtain $187 \text{ mK} < T_{\text{BKT}} < 190 \text{ mK}$, Where T_{BKT} is the BKT phase transition temperature. (d) The temperature dependence of the power exponent a obtained from the (c) diagram temperature, where a is the power exponent of $V \sim I^a$. (e) The R - T curve of the 8 uc sample under the $[\text{dln}(R)/\text{d}T]^{-2/3}$ coordinate, the solid line is the fitted BKT phase transition temperature, $T_{\text{BKT}} = 190 \text{ mK}$.

2008年, Caviglia等^[28]在研究载流子浓度对超导的影响时发现通过施加电场(门电压)可以调控LAO/STO产生超导-绝缘体转变,如图2(c)所示.他们通过门电压调控 T_c 得到了非常漂亮的 T_c 随栅极电压变化的相图(图2(d)).对于一个连续的量子相变而言,量子临界区域分别由时间和空间关联长度刻画,表示为 $\xi \propto (\delta n_{2D})^{-\bar{\nu}}$ 与 $\xi_\tau \propto (\delta n_{2D})^{-\nu_\tau}$,其中 ξ 为量子临界区域的时间关联长度; ξ_τ 为量子临界区域的空间关联长度; ν 为相干长度临界指数;

$\bar{\nu}$ 为时间相干长度临界指数; ν_τ 为空间相干长度临界指数; δn_{2D} 为量子相变控制的载流子浓度变化, $\delta n_{2D} = n_{2D} - n_{2Dc}$,这里 n_{2Dc} 为处于量子临界点时的载流子浓度.而对于栅极调控,在量子临界点(quantum critical point, QCP)附近,载流子浓度变化与施加的栅极电压成准线性关系: $\xi \propto \delta V = V - V_c$, V_c 为发生量子相变时所施加的栅极电压,所以BKT相变在临界点附近存在 $T_{BKT} \propto (\delta n_{2D})^{z\bar{\nu}} \propto (\delta V)^{z\bar{\nu}}$,其中 z 为量子动力学临界指数, $z = \nu_\tau/\bar{\nu}$.

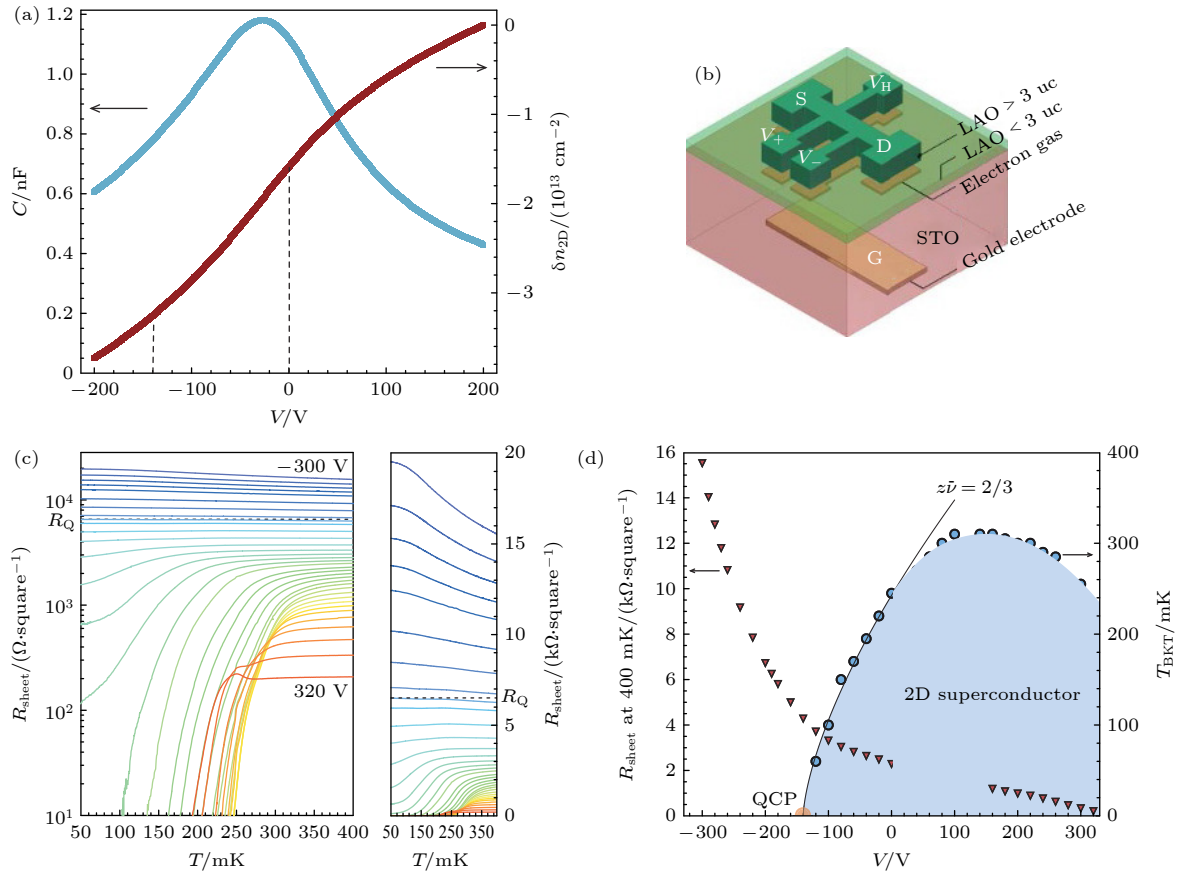


图2 LAO/ATO界面绝缘-超导相变^[28] (a)蓝色曲线为1.5 K测得的不同电容的电介质可调性曲线,电容 C - V 曲线施加了1 V的直流电压;红色曲线为栅极电压调控流子浓度曲线.在虚线区域发现量子临界行为,所以在此区域应满足 $\delta n_{2D} \propto \delta V$. (b)场效应器件示意图. (c)左图为半对数坐标下施加不同栅极电压的 $R_{\text{sheet}}-T$ 依赖关系曲线,其中虚线是电阻量子 R_Q ;右图为线性坐标下施加不同栅极电压的 $R_{\text{sheet}}-T$ 依赖关系曲线. (d) LAO/STO界面超导随电压调控相图.右边坐标轴和蓝点是BKT相变温度 T_{BKT} 随栅极电压的变化,揭示了超导区域的相图.左边坐标轴和红三角是400 mK的正常态随栅极电压变化曲线,实线是利用标度关系 $T_{\text{BKT}} \propto (V - V_c)^{z\bar{\nu}}$ 得到的量子临界点,其中 $z\bar{\nu} = 2/3$

Fig. 2. LAO/ATO interface insulation-superconducting phase transition^[28]. (a) Blue curve: the adjustable curve of dielectric with different capacitance measured at 1.5 K, and the capacitance C - V curve applies 1 V DC voltage. Red curve: grid voltage regulated streamer concentration curve. The dashed lines indicate the region where the quantum critical behavior is observed. Note that in this region $\delta n_{2D} \propto \delta V$. (b) Schematic diagram of field effect device. (c) Left: $R_{\text{sheet}}-T$ dependence curve of different grid voltage applied in semi-logarithmic coordinates. The dotted line is the resistance quantum R_Q . Right: $R_{\text{sheet}}-T$ dependence curve of different grid voltage applied in linear coordinates. (d) The phase diagram of LAO/STO interface superconductivity is regulated by voltage. The right coordinate axis and blue point are the changes of BKT phase transition temperature T_{BKT} with grid voltage, revealing the phase diagram of superconducting region. The left coordinate axis and the red triangle are the normal state curve of 400 mK versus grid voltage, and the solid line is based on the scale relationship $T_{\text{BKT}} \propto (V - V_c)^{z\bar{\nu}}$. The obtained quantum critical point, where $z\bar{\nu} = 2/3$.

通过相图发现在 QCP 附近可以用 $T_{\text{BKT}} \propto (\delta V)^{2/3}$ 完美拟合, 这与之前在无定形的 Bi 膜^[29] 和 Nb_{0.15}Se_{0.85} 薄膜^[30] 上通过磁场和电场调控得到的准二维超导-绝缘体相变现象一致 ($z\nu = 2/3$). 而且 $z\nu = 2/3$, 与 (2+1)D-XY^[31] 模型一致, 意味着这是一个受量子涨落支配、干净的或只有弱无序的二维系统, 干净的系统更有助于超导机理的研究.

随着 LAO/STO 界面 2DEG 超导研究的不断进行, 各种界面 2DEG 超导不断被发现. 2010 年, Biscaras 等^[32,33] 又在最早发现的 2DEG 系统 LTO/STO 异质界面上发现了 $T_c = 0.3$ K 左右的界面超导, 与 LAO/STO 异质界面有所区别的是 LTO 本身为莫特绝缘体. 同时为研究准二维体系的量子相变, Biscaras 等^[33] 利用磁场和电场对 LTO/STO 异质界面进行了调控, 发现 LTO/STO 异质界面也存在准二维超导-绝缘体相变 (图 3). 对于此体系他们认为可以用一个由 2DEG 耦合的超导区域的无序阵列来描述, 超导区域内部和不同超导区域之间的相位相干分别由 B_X 和 B_C 控制. 并且 Biscaras 等^[33] 发现, 在干净极限和脏极限下, LTO/STO 异

质界面对应两种临界行为, 均可以被门电压调控. 根据图 3(b) 所示的相图, LTO/STO 异质界面在磁场下存在多个 QCP, 其中在高温下 $z\nu \sim 2/3$, 超导电子处于一个可以用干净的 (2+1)D-XY 模型描述的弱关联的金属态, 其超导-绝缘体相变应该是由量子涨落所引起; 而在低温下 $z\nu > 3/2$, 电子状态则需要用脏的 (2+1)D-XY 模型描述, 量子相变由无序所控制. 因此, 利用外场调控氧化物界面 2DEG 的超导是研究低维超导的有效手段.

由于不同晶格取向的 STO 表面具有不同的对称性, 对称性的差异将极大地影响氧化物界面物性. 早期的氧化物 2DEG 界面超导的研究主要集中在 (001) 取向的 STO 表面生长薄膜构建的异质界面. 直到 2015 年, Herranz 等^[34] 在 (110) 取向的 STO 上构建 LAO/STO 异质界面, 也发现了超导现象. 如图 4(a) 所示, 相比 (001) 取向的 LAO/STO 界面, (110) 取向的 LAO/STO 界面超导 T_c 稍低, 仅有 0.1 K 左右. 图 4(a) 和图 4(b) 展示了 (110) 取向的 STO 与 (001) 取向的 LAO/STO 异质界面超导的上临界场. 与 T_c 的变化类似, (110) 取向的

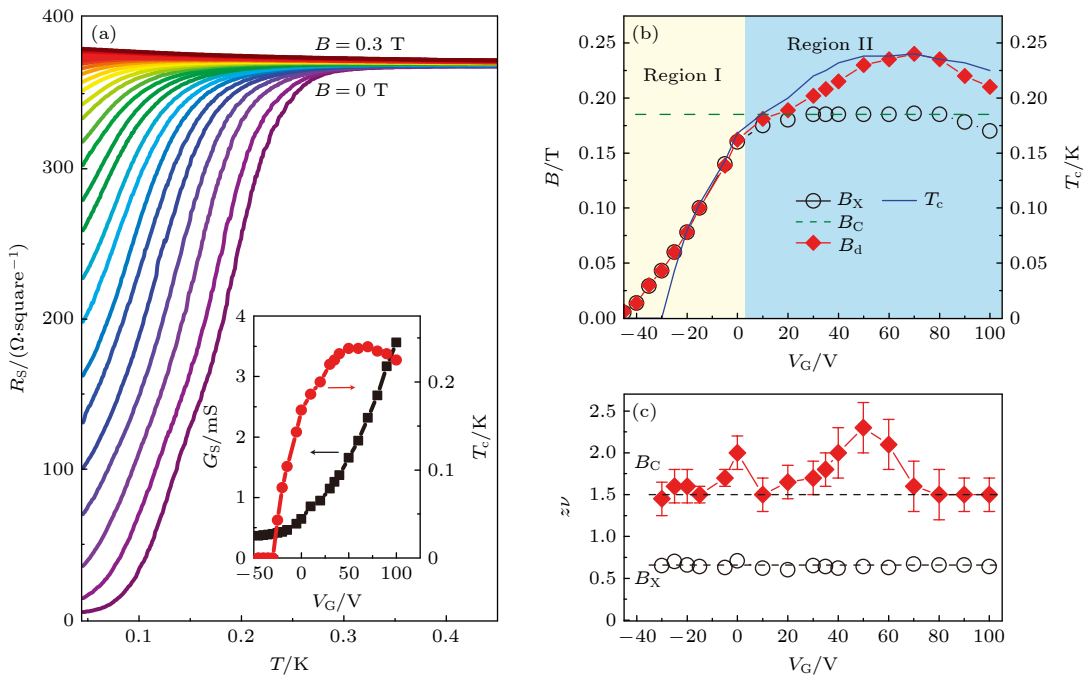


图 3 LTO/STO 界面准二维超导-绝缘体相变^[33] (a) 不同磁场下电阻 R_S 与温度的依赖关系, 其中插图为 T_c , $G_S = 1/R_S$ 与调控电压 V_G 的依赖关系; (b) B_C , B_X (左坐标), T_c (右坐标) 与调控电压关系图; (c) 在两个转变时 $z\nu$ 与 V_G 关系, B_C 是低温区域, B_X 是高温区域, 其中 B_X 随调控电压 V_G 单调变化, 最后趋于饱和, 其饱和值为 B_d

Fig. 3. LTO/STO interface quasi-two-dimensional superconduction-insulator phase transition^[33]: (a) Sheet resistance R_S as a function of temperature for different magnetic fields, where the inset shows T_c and $G_S = 1/R_S$ as a function of the gate voltage V_G ; (b) relation diagram of B_C , B_X (left coordinate), T_c (right coordinate) and regulated voltage; (c) at two transitions, $z\nu$ in relation to V_G , B_C is the low temperature region and B_X is the high temperature region, where B_X increases with V_G and then saturates to a value B_d .

界面超导上临界场比 (001) 取向的更低. 不同取向的界面超导 T_c 差异的来源可能是界面电子轨道结构的差异. 如图 4(c) 所示, 对于 (001) 取向的 STO, 界面能量最低的 Ti 3d 电子轨道是 d_{xy} , 而 (110) 取向的 STO 界面能量最低则是 d_{xz} 和 d_{yz} 轨道, 不同轨道导致了 T_c 和上临界场的差异. 同时调控不同取向的 STO 上的界面超导, 从中提取自旋-轨道耦合 (spin orbit coupling, SOC) 项, 如图 4(d) 所示, (001) 取向的 STO 中 SOC 项在调控下具有明显的响应, 表现出很强的不对称性, 但是 (110) 取向的 STO 的 SOC 项对于调控的响应很弱, 这

说明 (110) 取向 STO 界面超导的 Rashba SOC 场与 (001) 取向 STO 界面超导的 Rashba SOC 场存在差异. 由此说明, SOC 场的强度可以被异质界面轨道所调控. 由于 STO(111) 表面具有蜂窝状的晶格结构, 其轨道与 (001) 和 (110) 方向的 STO 有极大差别, 因此对于 (111) 方向界面超导的研究具有重要意义. 2017 年, Monteiro 等^[35] 构筑了 LAO/STO(111) 异质界面, 并观测到超导现象, 如图 4(e) 所示, LAO/STO(111) 界面 T_c 在 120 mK 左右, 与 (110) 方向的界面超导相近. 他们通过 BKT 相变和上临界场测试确定了超导也是发生在 LAO/STO

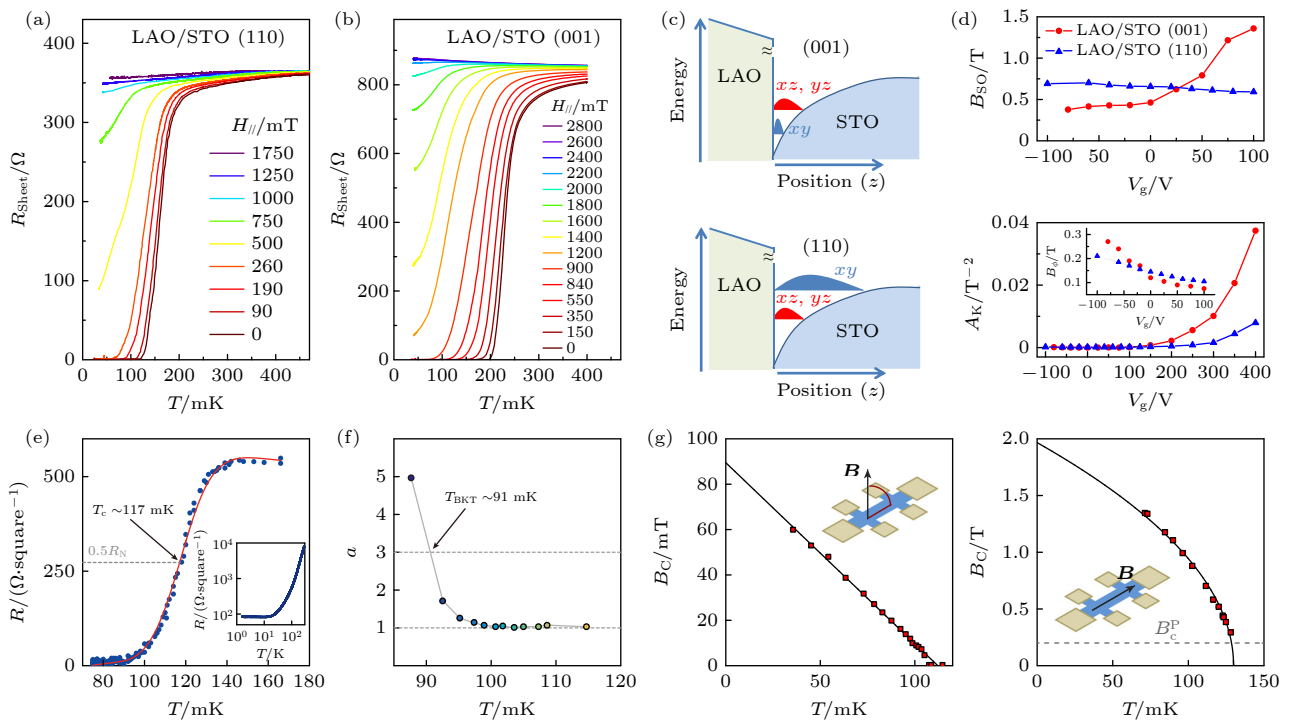


图 4 不同取向 STO 上构筑的 LAO/STO 异质界面的输运测试 (a) (110) 取向 STO 上界面超导受平行于界面磁场调控的电阻-温度依赖关系, 样品厚度为 14 MLs (monolayers, MLs), 约为 3.8 nm^[34]. (b) (001) 取向 STO 界面超导受平行于界面磁场调控的电阻-温度依赖关系, 样品厚度为 10 MLs, 约为 3.8 nm^[34]. (c) 不同取向 STO 上 LAO/STO 异质界面能带示意图. 上: 对于 (001) 取向的 STO, d_{xz}/d_{yz} 轨道能量高于 d_{xy} 轨道能量; 下: 对于 (110) 取向的 STO, d_{xz}/d_{yz} 轨道能量低于 d_{xy} 轨道能量^[34]. (d) 上: SOC 项与调控电压的依赖关系; 下: Kohler A_K 和非弹性的 B_ϕ (插图) 与调控电压依赖关系^[34]. (e) LAO/STO(111) 异质界面施加 30 V 栅极电压下的电阻-温度依赖关系, 插图为 R - T 曲线^[35]. (f) LAO/STO(111) 异质界面根据 $V \sim I^a$ 拟合 V - I 关系得到的参数 a 随温度的变化曲线^[35]. (g) LAO/STO(111) 异质界面的面外和面内上临界场-温度依赖关系, 虚线对应 Pauli 极限磁场大小^[35]

Fig. 4. Transport test of LAO/STO heterointerface constructed on different orientation STO. (a) The interface superconductivity on (110) oriented STO is controlled by a resistance-temperature dependence parallel to the interface magnetic field, and the sample thickness is 14 MLs (monolayers, MLs), corresponding to 3.8 nm^[34]. (b) (001) oriented STO interface superconductivity is controlled by a resistance-temperature dependence parallel to the interface magnetic field, and the sample thickness is 10 MLs, corresponding to 3.8 nm^[34]. (c) Schematic diagram of LAO/STO heterointerface energy band on different orientation STO. Above: for STO with (001) orientation, d_{xz}/d_{yz} orbital energy is higher than d_{xy} orbital energy; Below: for the (110) oriented STO, the d_{xz}/d_{yz} orbital energy is lower than the d_{xy} orbital energy^[34]. (d) Above: the dependence of SOC term on regulated voltage; Below: Kohler A_K and inelastic B_ϕ (Illustration) dependence on regulated voltage^[34]. (e) The resistance-temperature dependence under 30 V grid voltage of LAO/STO (111) heterointerface. Illustrated: R - T curve^[35]. (f) Curve of parameter a with temperature of LAO/STO (111) heterointerface obtained by fitting V - I relationship with $V \sim I^a$ ^[35]. (g) The out-of-plane and in-plane upper critical field-temperature dependence of LAO/STO(111) heterointerface, and the dotted line corresponds to the Pauli limit magnetic field size^[35].

界面上 (图 4(f) 和图 4(g)), 泡利参数约为 10, 说明体系中存在很强的 SOC, 但其对超导的影响还需进一步研究. 轨道和晶格对称性作为界面 2DEG 超导中新的自由度, 对其进一步的研究或许可以帮助我们理解轨道对称性与超导和磁性的关系.

Rashba 型界面普遍被认为是实现自旋流和电荷流高效互相转化的理想界面. 2010 年, Caviglia 等^[36]报道了在 LAO/STO (001) 界面存在可以被电场调控的 Rashba 型 SOC. 2017 年, Rout 等^[37]在研究 LAO/STO(111) 体系的自旋-轨道相互作用时也发现体系的超导 T_c 可以由门电压调控. 如图 5(a) 和图 5(b) 所示, 随温度变化的异质界面电阻, 包括电阻为零的温度点, 均显著地受门电压调控. 由弱反局域化输运得到的自旋-轨道场参数 H_{SO} 和由超导电性得到的自旋-轨道能参数 ϵ_{SO} 也都随门电压变化 (图 5(c)). 并且 Rout 等^[37]发现 T_c , H_{SO} 和 ϵ_{SO} 的最大值都处于同一个门电压下, 这说明在 LAO/STO(111) 中超导电性和 SOC 存在关联. 2013 年, Zhong 等^[38]通过密度泛函理论 (DFT) 计算能带结构, 发现在界面上 d_{xy} 与 d_{yz} (d_{zx}) 的能带交界处存在最大的 SOC, 而界面超导可能与 SOC 相关的 Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov 态有关^[39]. 但是, 目前仍然不清楚如何建立相应的理论模型来理解

SOC 和界面超导的联系, 还需要进一步的理论研究和实验验证.

对于不同维度的电子系统, Anderson 等^[40]有一个非常经典的理论: 在有杂质的情况下 (现实中任何材料都有杂质), 足够大的二维电子系统在接近零温时, 要么处于电阻无穷大的绝缘态, 要么处于电阻为零的超导态, 不存在金属基态. 原因在于, 对于二维系统中运动的电子, 当接近零温时, 受到杂质散射影响, 电阻会趋于无穷大, 而当电子配对并相干凝聚进入超导态, 则不再受到杂质散射, 从而电阻为零. 但是在实验领域, 研究者在很多二维系统中都观测到了一个超导态附近的金属基态^[41,42], 这与 Anderson 等^[40]的理论不符, 引起了理论与实验界的争论^[43-45]. 2018 年, Chen 等^[46]通过对 LAO/STO 异质界面超导进行双栅极调控, 给出了界面超导-量子金属相变在两个自由度上的相图, 同时提出了一种可能的物理图像: 超导-量子金属相变出现的关键是超导相位的量子涨落. 如图 6(a) 所示, 通过顶部栅极调控, LAO/STO 异质界面可以实现超导-量子金属相变, 且降温过程中电阻率经历了两个起伏, 将电阻率二阶微分后的两个峰位定义为 T_P 和 T_F (图 6(b)), 这可能是由于在正常态和超导态之间还存在两个中间态: 局域化超导态和相

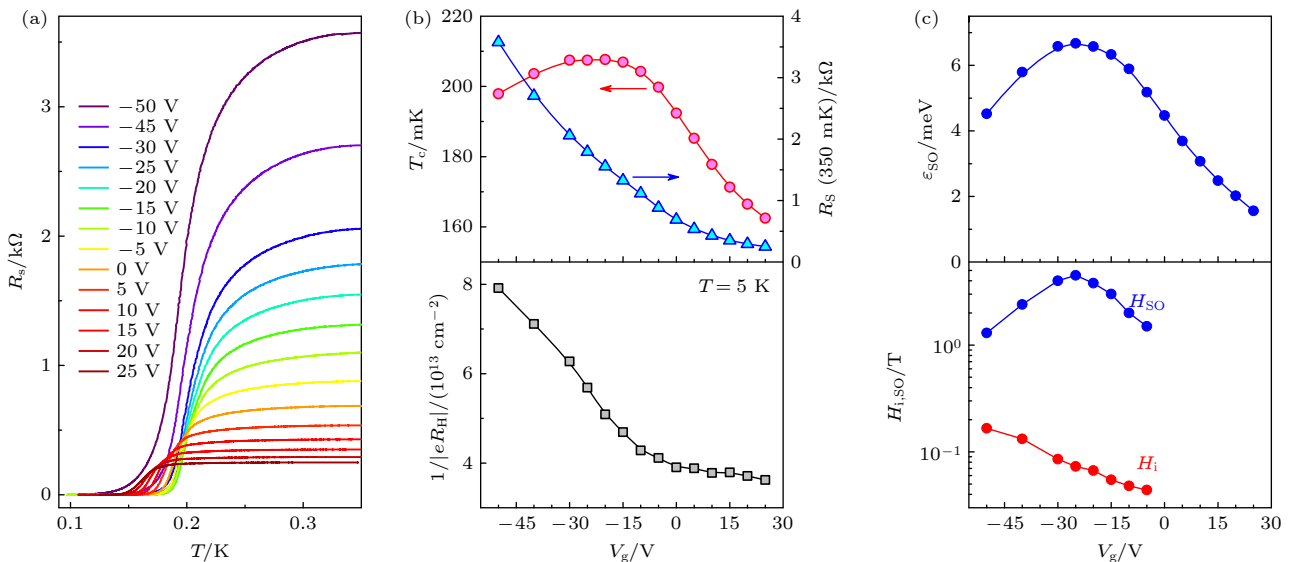


图 5 LAO/STO(111) 异质界面上不同参数在门电压调控下的变化^[37] (a) 不同栅极电压下的电阻-温度依赖关系; (b) T_c , R_S (350 mK) 与逆霍尔系数 $1/|eR_H|$ 随栅极电压变化曲线; (c) 上图为 ϵ_{SO} 随栅极电压变化曲线, 下图为拟合弱反局域化得到的非弹性场参数 H_i 、自旋-轨道场参数 H_{SO} 随栅极电压变化曲线

Fig. 5. Changes of different parameters on LAO/STO(111) heterostructure under gate voltage regulation^[37]: (a) Resistance-temperature dependence at different grid voltages; (b) T_c , R_S (350 mK), inverse Hall coefficient $1/|eR_H|$ change curve with grid voltage; (c) the figure above shows ϵ_{SO} versus grid voltage, below shows the curve of inelastic fields H_i and d spin-orbit fields H_{SO} with grid voltage obtained by fitting weak anti-localization.

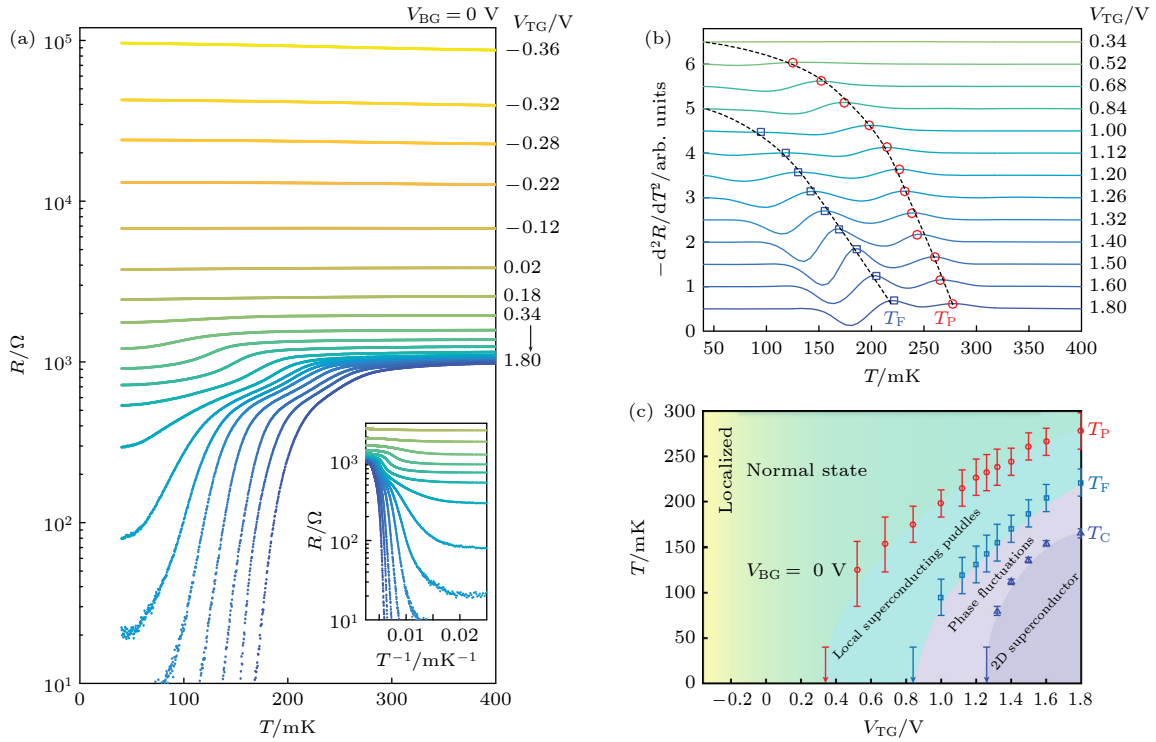


图 6 顶栅调控下 LAO/STO 异质界面输运测试^[46] (a) 8 uc 厚度的 LAO/STO 异质界面在不同顶栅电压下电阻-温度依赖关系; (b) 对图 (a) 曲线进行二阶微分, 两个峰位分别定义为温度 T_P 和 T_F ; (c) 根据图 (a) 和图 (b) 得到的顶栅调控的相图

Fig. 6. Transport test of LAO/STO heterointerface under top gate control^[46]: (a) Resistance-temperature dependence of LAO/STO heterostructure with 8 uc thickness at different top gate voltages; (b) second order differential is performed on the curve of panel (a), and the two peak positions are defined as temperature T_P and T_F , respectively; (c) the phase diagram of top grid control obtained according to panel (a), (b).

位涨落态^[46]. 系统从正常态开始降温, 当温度降至 T_P 时, 部分区域的电子配对凝聚进入超导态, 但是这些区域之间没有耦合, 系统处于局域化超导态. 随着温度进一步降低, 超导区域逐渐增大、耦合, 但是仍然受到量子涨落的影响, 这时系统处于相位涨落态. 当温度低于临界温度 T_c , 全局相位相干形成, 系统进入超导态. 根据图 7(a), 在背栅调控时, T_P 随栅压单调变化, 但 T_F 在栅压为负时偏离了单调变化, 整体表现为非单调变化, 同时相图上 T_c 和 T_P 的表现与隧穿谱实验得到的费能隙的穹顶关系一致^[47] (图 7(b)), 所以 T_P 可能是费能隙形成的温度, 即电子配对温度. 根据这个实验的结果可以推论: 顶栅主要通过调控界面载流子浓度来影响超导配对, 从而调控界面超导; 而背栅则是通过调控界面无序度来影响相位相干的形成, 进而影响界面超导的形成. 超导-量子金属相变出现的原因就是宏观的量子涨落导致界面无法形成全局的超导相位相干, 从而系统无法进入超导态, 而是处于量子金属态.

以上的一些研究表明, LAO/STO 界面 2DEG

超导与薄膜晶格方向、SOC 强弱等均有关联, 这有助于非常规超导机理的研究与新型超导材料的探索, 但同时 LAO/STO 体系 2DEG 超导研究本身也还存在很多悬而未决的问题. 首先, 2DEG 超导的起源是什么? 由于体相 STO 在缺氧的情况下就可以导电和超导, 那界面超导与 STO 的表面超导是否存在关联. 其次, 通过实验可以得出 SOC 对 LAO/STO 界面超导有显著的影响, 这意味着 2DEG 超导可能是一种非常规的超导, 那其配对机制是什么? 由于 2DEG 超导 T_c 极低, 且谱学很难对界面进行直接测量, 实验上难以直观地确定其配对机制, 所以对更高 T_c 的 2DEG 超导的探索是极其必要的.

2.2 EuO/ KTaO₃ 界面

在 2DEG 的研究过程中, 具有磁性的 2DEG 一直是研究者们探索的方向之一. 2018 年, 孙继荣与韩伟课题组^[48] 合作在 KTaO₃(KTO)(001) 衬底上生长 EuO 薄膜, 成功得到了居里温度高达 70 K 的高磁化温度、高迁移率 2DEG. 既然 LAO/STO

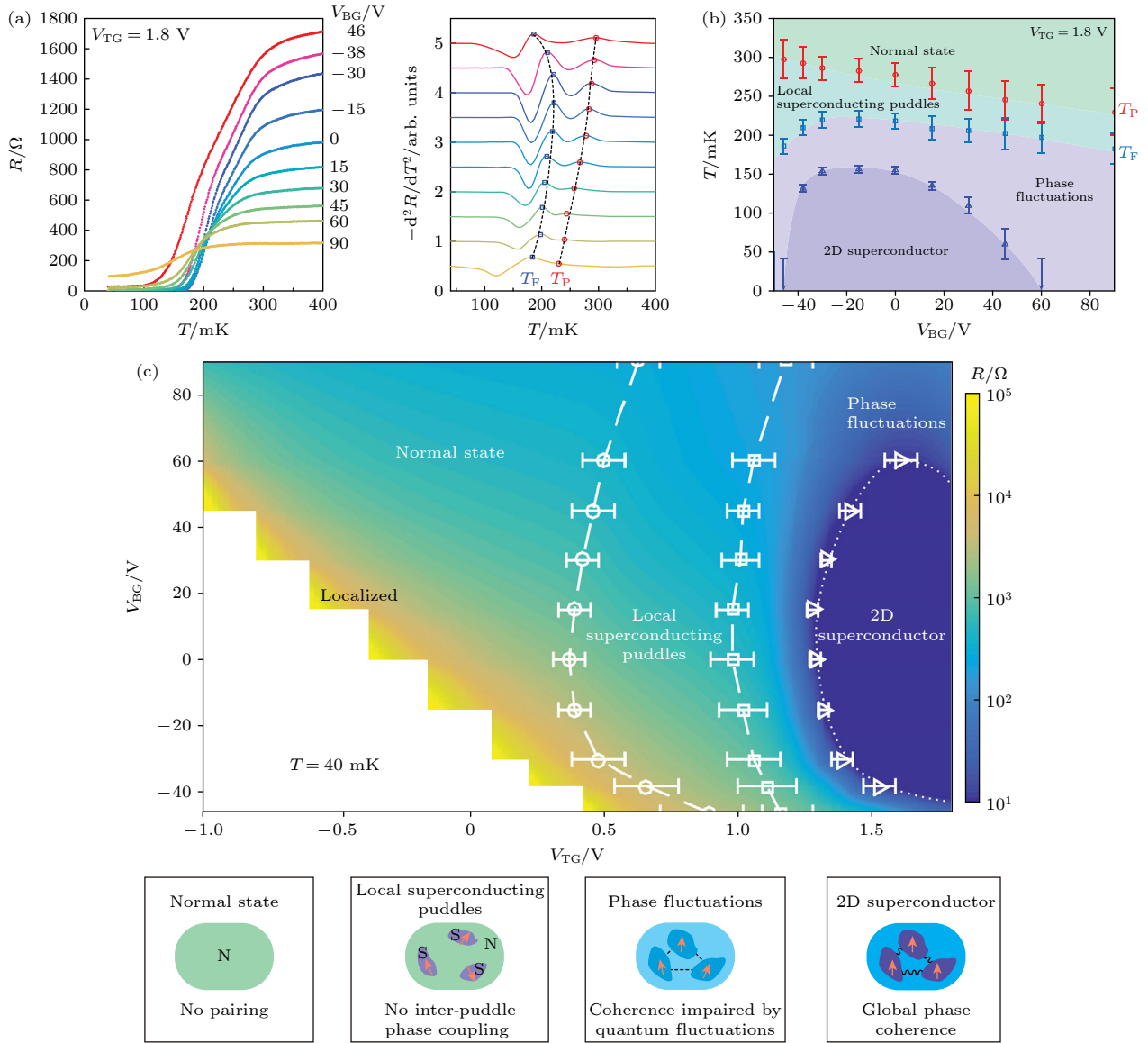


图 7 背栅调控下 LAO/STO 异质界面输运测试与得到的相图^[46] (a) 左图不同背栅电压下的电阻-温度依赖关系, 右图对左图曲线进行二阶微分, 两个峰位分别定义为温度 T_P 和 T_F ; (b) 根据图 (a) 得到的背栅调控的相图; (c) 综合顶栅极、背栅极调控得到的相图以及相图中不同基态的示意图

Fig. 7. Transport test and phase diagram of LAO/STO heterointerface under back gate control^[46]: (a) Left figure shows resistance-temperature dependence under different back-gate voltages; right shows that the second order differential is performed on the curve of left figure, and the two peak positions are defined as temperature T_P and T_F respectively; (b) the phase diagram of back gate regulation obtained according to panel (a); (c) the phase diagram of top gate and back gate regulation and the schematic diagram of different ground states in the phase diagram.

异质界面 2DEG 存在超导, 那 EuO/KTO(001) 异质界面是否也可以存在超导? 可惜在 25 mK 的极低温下依然没有发现 EuO/KTO(001) 异质界面存在超导的迹象. 有趣的是, 2021 年美国阿贡实验室刘长江等^[49] 在 KTO(111) 衬底表面利用 MBE 生长多晶的 EuO 或使用 PLD 生长非晶的 LAO, 在界面上探测到了 T_c 达 2.2 K 左右的界面超导, 如图 8(a) 所示, 这比 LAO/STO 的超导 T_c 高了约 10 倍, 这一温度不再需要稀释制冷机或 He_3 制冷

机便可实现, 为准二维超导甚至于超导机理的研究提供了一个新的平台, 也为今后开发和利用界面超导器件提供了更多的可能.

KTO 与 STO 有很多相似之处: 两者都是钙钛矿结构, 都是带隙绝缘体, 同时介电常数随温度降低会迅速增大. 不同之处在于, KTO 中 Ta 是 5D 族元素, 自旋极易被极化, 这也是在 KTO 界面能发现高迁移率自旋极化 2DEG 的原因之一. 相比于 STO 中 3D 族元素的 Ti, KTO 中 Ta 作为 5D 族

元素, 具有更强的 SOC, KTO 中的 SOC 比 STO 高 1 个量级. 有趣的是, KTO 体系中超导 T_c 也比 STO 体系高 1 个数量级, 更高的 T_c 或许就是由更强的 SOC 作用所导致. 而且研究者们之前也通过调控研究发现超导与 SOC 具有关联, 正好与之相呼应. 图 8(b) 展示了 LAO/KTO 和 EuO/KTO 的扫描透射电子显微镜 (STEM) 数据图, 研究者发现无论是覆盖 LAO 还是 EuO, 界面上都可以产生界面超导, 而且覆盖层不需要是单晶, 这为今后的实验和应用研究带来了便利. 通过对样品进行 BKT 相变、上临界场的各向异性测试, 刘长江等^[49]

确定了在 EuO/KTO(111) 界面上的超导为准二维超导 (图 8(c) 和图 8(d)). 同时对样品进行 STEM 表征发现与 (001) 取向的 KTO 相比, (111) 取向的 KTO 生长薄膜之后界面上的元素并无明显变化, 因此超导的产生与界面元素组成应没有直接关联. 而且他们在实验中发现随着温度的降低会出现面内电阻的各向异性 (图 8(e)), 直到降到 T_c 以下, 各向电阻均变为零, 进入超导态, 这说明界面上可能存在一个类条纹相, 但是这个各向异性也有可能只是由于样品的不均匀等原因导致的, 后续对此超导的空间依赖研究或许可以解开这个疑问.

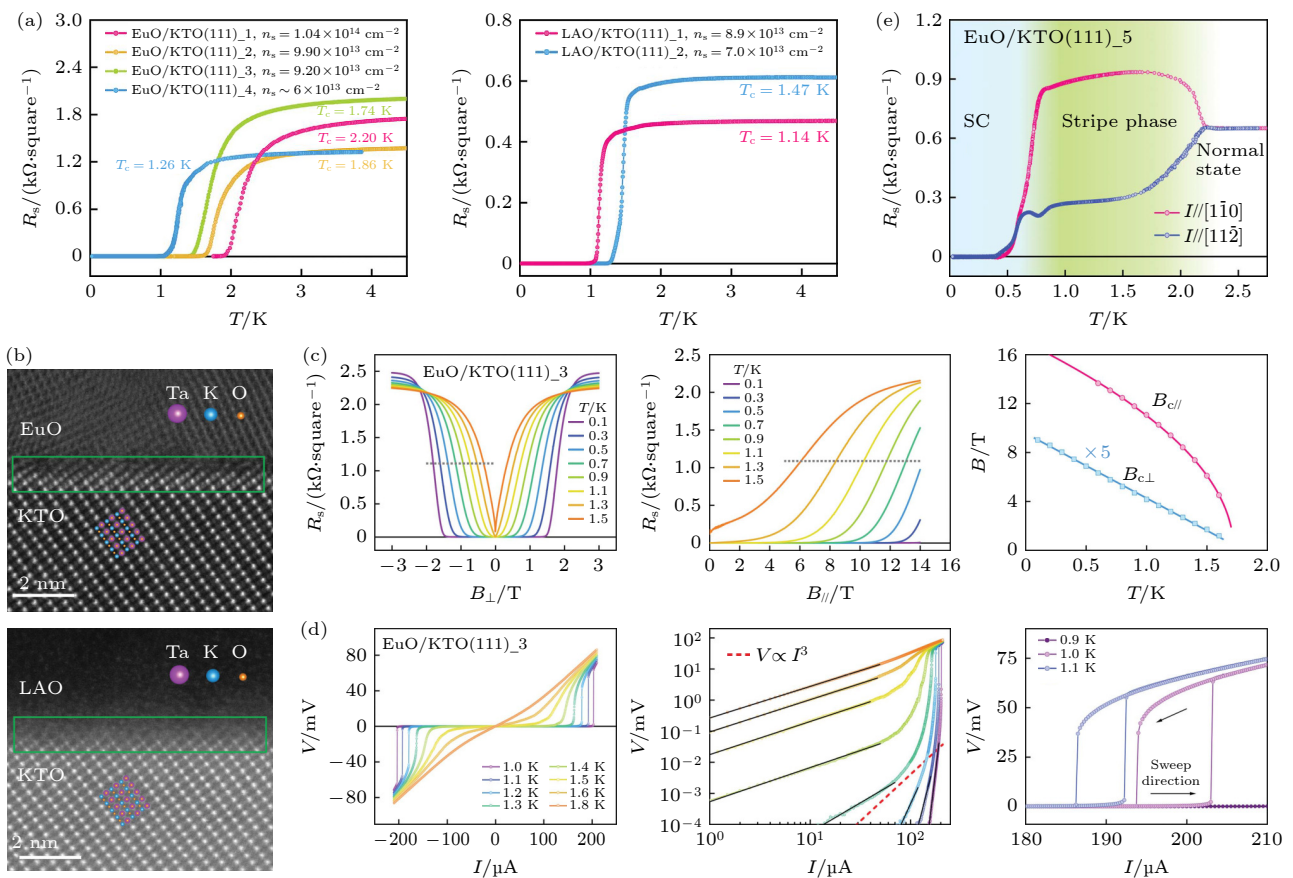


图 8 EuO/KTO(111) 异质界面超导^[49] (a) KTO(111) 衬底上多个样品的 R_s - T 曲线, 不同材料和载流子浓度都表现出超导. (b) KTO(111) 衬底上生长 EuO (上) 和 LAO (下) 的 STEM 图, 绿线框区域为界面附近. (c) 左: EuO/KTO 样品施加垂直于界面的磁场下的 R_{sheet} - T 依赖关系; 中: EuO/KTO 样品施加平行于界面的磁场下的 R_{sheet} - T 依赖关系; 右: 根据前两图得到的面内面外上临界场-温度依赖关系. (d) 左: EuO/KTO 样品 I - V 曲线; 中: 对数坐标下 EuO/KTO 样品 I - V 曲线; 右: 在零电阻温度 T_{c0} 以下, I - V 在临界电流附近出现的回滞. (e) 电流沿不同方向的 R_s - T 依赖关系

Fig. 8. EuO/KTO (111) heterostructure superconductivity^[49]. (a) R_s - T curves of several samples on the KTO (111) substrate, different materials and carrier concentrations show superconductivity. (b) STEM diagrams of EuO (upper) and LAO (lower) are grown on the KTO (111) substrate. The area shown by the green line is near the interface. (c) Left: the R_s - T dependence of EuO/KTO samples under a magnetic field perpendicular to the interface; Middle: the R_s - T dependence of EuO/KTO samples under the magnetic field parallel to the interface; Right: the in-plane and out-of-plane critical field-temperature dependence obtained from the first two figures. (d) Left: EuO/KTO sample I - V curve; Middle: I - V curve of EuO/KTO sample in logarithmic coordinates; Right: below zero resistance temperature T_{c0} , I - V hysteresis occurs near the critical current. (e) R_s - T dependence of current in different directions.

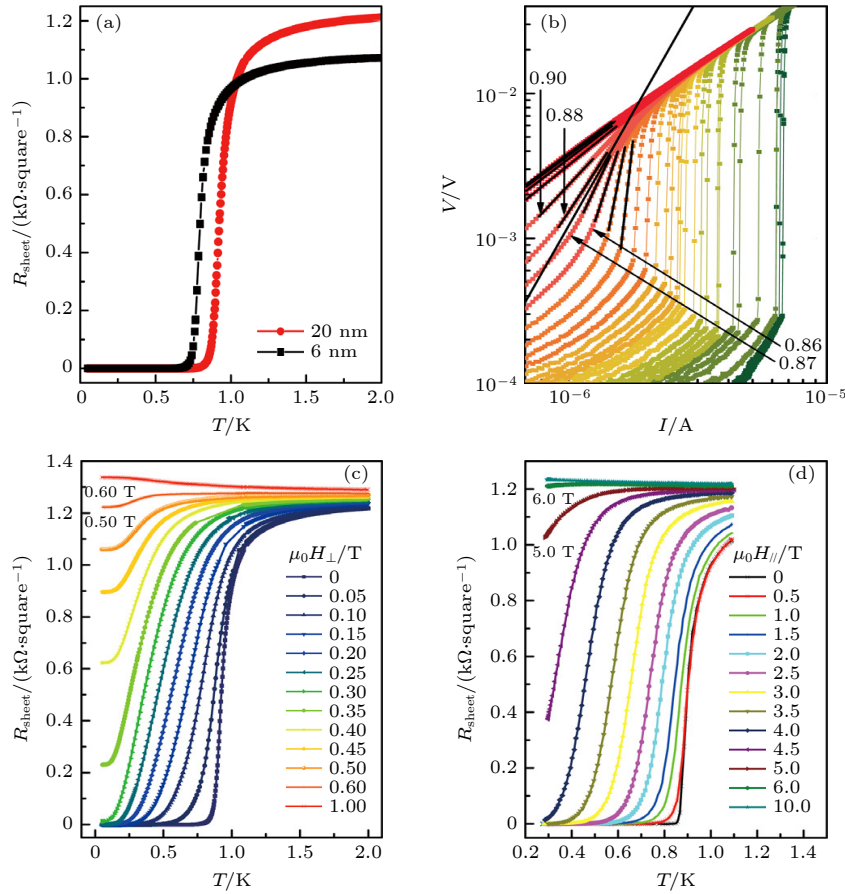


图9 LAO/KTO(110) 异质界面超导^[50] (a) 不同厚度样品低温下的 $R_{\text{sheet}}-T$ 依赖关系; (b) 指数坐标下的 $V-I$ 曲线, 黑色长直线对应 $V \sim I^3$ 依赖关系, 得到 $0.87 \text{ K} < T_{\text{BKT}} < 0.88 \text{ K}$; (c) 对于 20 nm 厚度的样品施加垂直于界面磁场的 $R_{\text{sheet}}-T$ 依赖关系; (d) 对于 20 nm 厚度的样品施加平行于界面磁场的 $R_{\text{sheet}}-T$ 依赖关系

Fig. 9. LAO/KTO (110) heterostructure superconductivity^[50]: (a) $R_{\text{sheet}}-T$ dependence of samples with different thickness at low temperature; (b) black long line of the $V-I$ curve in exponential coordinates corresponds to the dependence of $V \sim I^3$, and $0.87 \text{ K} < T_{\text{BKT}} < 0.88 \text{ K}$ can be obtained; (c) $R_{\text{sheet}}-T$ dependence of the magnetic field perpendicular to the interface is applied to the sample with a thickness of 20 nm; (d) $R_{\text{sheet}}-T$ dependence of the magnetic field parallel to the interface is applied to the sample with a thickness of 20 nm.

同一时期, 谢燕武等^[50] 在 LAO/KTO(110) 界面上也发现了界面超导, T_c 在 0.9 K 左右 (图 9(a)), 同样也不需要 LAO 为单晶相就存在界面超导. 如图 9(b)—(d) 所示, 超导上临界场的测试和 BKT 相变实验也证实了此超导的准二维性.

为了研究 KTO 体系中界面超导的起因与影响因素, 研究者们对 KTO(111) 体系进行了详细的研究. 2021 年谢燕武课题组^[51] 对 LAO/KTO(111) 的界面超导和 LAO 的厚度的依赖关系进行了研究, 如图 10(a) 所示. 他们发现当 LAO 的厚度小于 3 nm 时, LAO/KTO 异质界面将不再表现出金属性和超导性, 而且在富氧条件下生长的样品也都表现出绝缘性, 这说明氧空位的存在对 LAO/KTO (111) 异质界面中 2DEG 和界面超导的产生至关重要. 谢燕武等^[51] 认为氧空位的存在会使 LAO

和 KTO 之间形成一个势阱, 导致 LAO 上的电子向 KTO 转移, 从而形成 2DEG 和界面超导, 而 LAO 的临界厚度就是维持足够的氧空位存在的最小厚度. 此外, 他们利用真空原位输运测试发现 LAO/KTO(111) 异质界面如果不暴露氧气的话临界厚度将会减小 (图 10(b)), 这也说明氧空位在 2DEG 和 2DEG 超导中扮演着重要的角色^[51].

和 STO 体系类似, 研究者们也研究了栅压对 KTO 体系的调控. 图 11(a)—(c) 展示了谢燕武课题组^[52] 对 LAO/KTO(111) 异质界面进行调控的结果, 在电场的调控下 LAO/KTO(111) 异质界面可以连续地从界面超导态转变为绝缘态, 从而得到了穹顶状的 T_c-V_G 关系曲线. 这与之前在薄膜中发现的无序驱动的超导-绝缘体量子相变类似^[53], 所以他们认为这也是一种由无序驱动的效应, 进而

LAO/KTO(111) 异质界面可能是一个研究无序准二维超导体中丰富物理的理想平台. 刘长江等^[54]于 2022 年对 EuO/KTO(111) 界面超导进行了栅压调控, 发现对于以 KTO(111) 为衬底的界面超导的 T_c 与载流子浓度 (n_{2D}) 在一定范围内呈线性相关, 而且即使经过电场调控这一线性关系依然存在 (图 11(d) 和图 11(e)). 这种线性关系的存在, 一种可能是 T_c 由超导相位劲度决定, 而相位劲度正

比于超流密度 (n_s), 同时 $n_s(0\text{ K}) \propto n_{2D}$, 故 $T_c \propto n_{2D}$. 还有一种可能是 LAO/KTO(111) 上发现的界面超导不是常规 BCS 超导, 其超导能隙 (Δ) 大小正比于费米能 E_F 而不是德拜温度对应的能量, 由于二维情况下 E_F 与 n_{2D} 呈正相关, 从而就可以得到 $T_c \propto \Delta \propto n_{2D}$. 然而在谢燕武课题组^[52]关于 LAO/KTO(111) 异质界面的实验结果中, 在电场调控下 T_c 与 n_{2D} 显然不是简单的线性关系 (图 11(b) 和

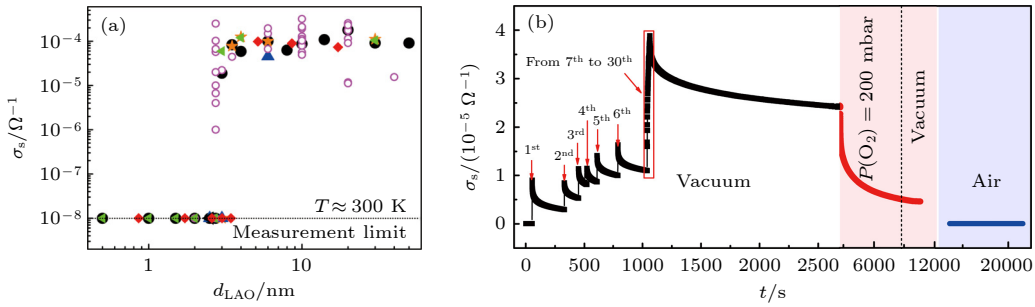


图 10 LAO/KTO(111) 异质界面电导率与临界厚度^[51] (a) LAO/KTO(111) 异质界面中 LAO 厚度与界面电导率关系图, 数据是在室温下 (约 300 K) 测量得到; (b) 室温下对 1 nm 厚度的样品上沉积 LAO 的原位输运测试结果, 红色箭头指示激光脉冲数
Fig. 10. Conductivity and critical thickness of LAO/KTO (111) heterointerface^[51]: (a) The relationship between LAO thickness and interface conductivity in LAO/KTO (111) heterointerface is measured at room temperature ($\sim 300\text{ K}$); (b) *in situ* transport test results of LAO deposited on samples with thickness of 1 nm at room temperature. The number of laser pulses is indicated by the red arrow.

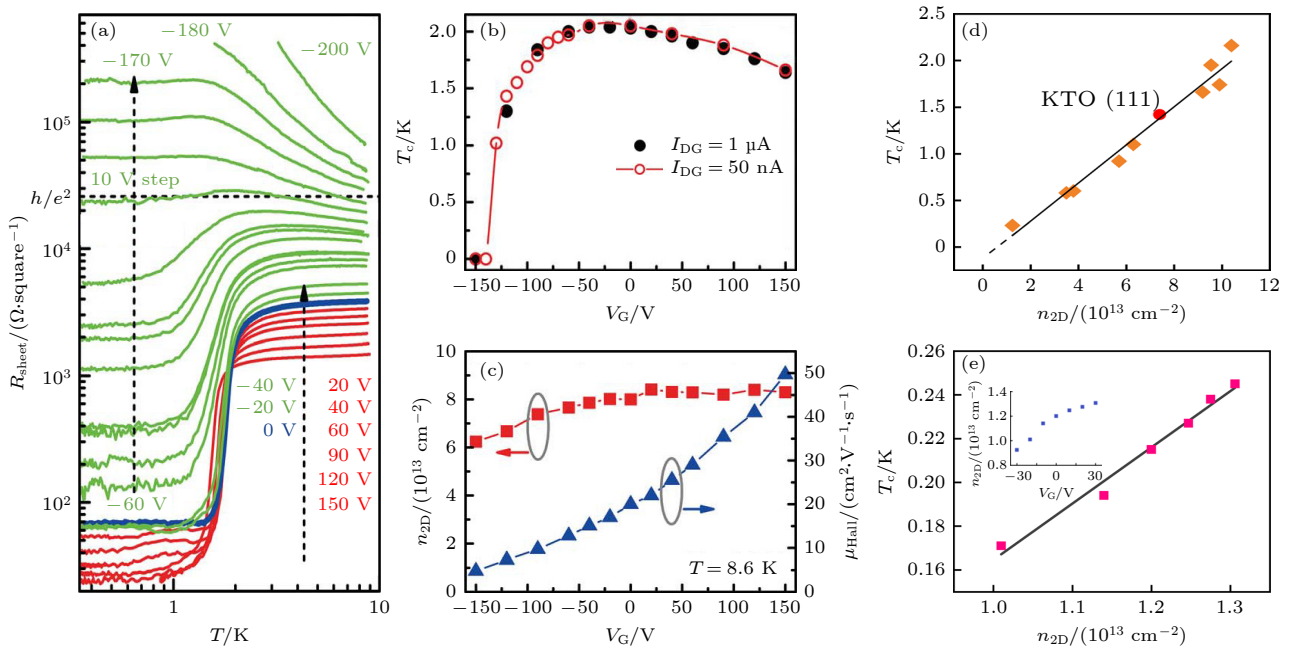


图 11 电场调控的 LAO/KTO(111) 异质界面超导 (a) 不同调控电压下 LAO/KTO(111) 异质界面的电阻-温度依赖关系^[52]; (b) 不同直流电流驱动下, T_c 与调控电压关系图^[52]; (c) 调控电压与载流子浓度和迁移率关系图^[52]. (d) EuO/KTO(111) 异质界面 T_c 与载流子浓度关系图^[54]; (e) 电场调控下 EuO/KTO(111) T_c 与载流子浓度关系图, 插图为载流子浓度与调控电压关系曲线^[54]
Fig. 11. LAO/KTO (111) heterostructure superconductivity regulated by electric field. (a) Resistance-temperature dependence of LAO/KTO (111) heterostructure at different control voltages^[52]; (b) the relationship between T_c and gate voltage under different DC current drives^[52]; (c) diagram of the relationship between gate voltage and carrier concentration and mobility^[52]. (d) EuO/KTO (111) heterointerface T_c versus carrier concentration^[54]; (e) the relationship between EuO/KTO (111) T_c and carrier concentration under the control of electric field; the illustration shows relation curve between carrier concentration and regulated voltage^[54].

图 11(c)), 这说明“ $T_c \propto n_{2D}$ ”这一规律并不适用于所有异质界面, 因此具有一定的局限性, 但在探索 2DEG 超导更高 T_c 的过程中, 考虑“ $T_c \propto n_{2D}$ ”这一规律, 仍然是一种很有价值的思路.

STO 体系和 KTO 体系的界面 2DEG 超导存在诸多相似之处, 比如氧空位、轨道以及 SOC 在其中都发挥了重要作用. 同时其中又存在诸多差异, 对于现阶段观测到的 STO 体系的界面 2DEG 超导, (001) 界面具有最高的 T_c , 但对于 KTO 体系的界面 2DEG 超导, 其 (001) 界面至今都没有发现超导存在. 要理解这些实验现象唯有从界面 2DEG 超导的起源出发, 尽管目前界面 2DEG 超导的起源仍存在争议, 但是我们可以基于 STO 和 KTO 的体材料、表面与界面 2DEG 的超导关联做一些推论. 对体材料的 STO 进行化学掺杂, 或者对 STO 表面进行电场调控, 均可以得到超导, 并且 T_c 与 STO 体系的 2DEG 界面超导相近 [55,56]. 但对于 KTO, 化学掺杂的 KTO 体材料上并未发现超导, 然而研究者们通过电双层 (electric double layer, EDL) 晶体管调控, 在 KTO(001) 表面得到 T_c 在 50 mK 左右的超导 [57], 同时利用离子液体 (ionic liquid, IL) 调控技术在 KTO(111) 表面和 KTO(110) 表面分别得到了 T_c 为 2 K 和 1 K 左右的超导 [58], 这与 KTO 体系的 2DEG 界面超导的 T_c 接近, 那 STO 和 KTO 的表面超导与 STO 和 KTO 体系的 2DEG 界面超导之间是否是同一起源? 界面超导与表面超导有何区别? 这仍需要更多的理论和实验去验证. 如果 KTO 体系的表面超导与界面超导确实存在关联, 那在 KTO(001) 界面上很可能也存在界面超导, 现阶段在 KTO(001) 界面上未能发现超导可能是由于载流子浓度不够或者覆盖层不合适等原因所导致, 如果能够提高界面载流子浓度或更换合适的覆盖层, 或许在 KTO(001) 界面上也能观测到超导. 尽管目前对于界面 2DEG 超导的起源等依然存在很多争议, 但由于其潜在的研究和应用价值还是引发了广泛的研究热潮, 十余年来, 界面 2DEG 超导的 T_c 已经从 LAO/STO 的 0.2 K 提升到了 EuO/KTO 的 2.2 K, 实现了数量级的跨越, 这对其进一步研究和应用提供了便利.

3 铜氧化物准二维超导

铜氧化物超导体由于其相对较高的 T_c , 自发

现以来便广受超导研究者的青睐. 铜氧化物超导体通常由导电的铜氧层和提供载流子的电荷库层 (绝缘层) 组成, 其超导发生在铜氧层上. 铜氧化物超导体的母体一般是反铁磁绝缘体 [59], 可以通过掺杂来压制反铁磁序从而获得超导, 但当掺杂量的进一步增加, 超导消失, 材料进入费米液体态, 整个超导区域随着掺杂的变化呈一个穹顶状. 对于铜氧化物超导体而言, T_c 和单个元胞内铜氧面数呈正相关 [60], 而且很多铜氧化物超导体的 T_c 都远超 BCS 理论所得到的麦克米伦极限, 所以一般认为铜氧化物超导体是非常规超导体. 同时铜氧化物超导的电子配对对称性也不是常规超导体的 s 波配对, 现阶段接受最广泛的是 $d_{x^2-y^2}$ 配对 [61]. 目前 2DEG 界面超导 T_c 最高只有 2.2 K 左右, 远远低于铜氧化物超导体, 研究以铜氧化物为基础的界面准二维超导或许是实现界面高温超导的一个研究方向. 而且构筑和控制铜氧化物界面超导, 有助于研究高温超导产生机理以及探索更高 T_c 的新材料, 对于今后超导的实用化极其重要.

研究者们对铜氧化物界面超导的研究其实比 2DEG 界面超导要早. 早在 1994 年, Norton 等 [62] 就在 SrCuO₂/BaCuO₂ (SCO/BCO) 超晶格中发现了 T_c 高达 70 K 的超导, 其中 SCO 和 BCO 本身都是绝缘体, 结构为无限层结构, 由铜氧层和电荷库层组成. 无限层结构中并没有顶点氧来构成氧八面体, 但是热电测试结果表明 (SCO)_n/(BCO)_m 超晶格也是空穴型导电, 与一般的具有氧八面体结构的空穴型铜氧化物超导体相似, 所以研究者认为 BCO 在超晶格中并不是无限层结构, 而是 CuO-BaO 结构, 从而形成了氧八面体结构, 进而产生了超导. 但通过改变超晶格周期的组成, T_c 会发生改变, 由此可见 (SCO)_n/(BCO)_m 超晶格超导并非简单发生在单个 SCO/BCO 界面上, (SCO)_n/(BCO)_m 超晶格的超导并不一定属于界面超导. 虽然如此, 铜氧化物的超晶格上可能存在的界面超导还是吸引了很多研究者的兴趣. 1998 年, Balestrino 等 [63] 发现在 (BCO)₂/(CaCuO₂)_m (CCO) 结构中存在 T_c 高达 80 K 的高温超导. 实验上还观测到随着超晶格中 CCO 层数的增加, T_c 会先上升再降低, 最大值出现在 $m = 2, 3$ 处, 如图 12(a) 所示, 当 CCO 层数超过 3 层后, T_c 随 CCO 层数增加而单调降低. 研究者认为 (BCO)₂/(CCO)_m 超导发生的原因是 BCO 的无限层结构非常不稳定, 容易被氧化

成 $\text{BaCuO}_{2+\delta}$ 结构, 并充当一个电荷库层. 由于 $\text{BaCuO}_{2+\delta}$ 的层数确定, 所以掺杂的空穴载流子总量是一定的, 且分布在整个超晶格中. 随着 CCO 层数增加, 整个超晶格掺杂浓度变低, 相当于从过掺杂逐渐变为欠掺杂, 从而 T_c 会先上升后下降. 但是对于掺杂处于最佳的 $m = 2, 3$ 的情况, 单个元胞内包含 3—4 个铜氧面, 对于一般铜氧化物超导体, T_c 应该在 100 K 以上, 但是实际上并没有达到, 其中原因还需要进一步研究.

不同于无限层结构铜氧化物的超晶格, 在铜氧化物绝缘体中间插入其他绝缘体充当电荷库层来调节载流子浓度也可出现界面超导, 且可控性更高. 2012 年, Di Castro 等^[64] 发现在 $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_m$ 超晶格中存在 T_c 最高 40 K 的超导, 如图 12(b) 所示, 而且可以通过调整样品生长氧压和改变超晶格构成调控 T_c , 如图 12(c) 所示. 无限层结构的 CCO 为反铁磁绝缘体, 其 CuO_2 平面被 Ca 原子分割开来, 在进行掺杂的情况下可以超导, 由于无限层结

构的 CCO 和钙钛矿结构的 STO 的界面结构不同, STO 的氧可能会进入到 CCO 中, 从而对 CuO_2 平面进行空穴掺杂, 进而产生超导. 在 $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_m$ 超晶格中, 界面层相当于一个电荷库层, 为 CuO_2 平面提供空穴载流子, 进而使其超导, 而后续的研究也表明高氧压生长的样品可以增加界面上的氧, 从而导致 CCO 掺杂, 产生超导^[65]. 在这种铜氧化物/非铜氧化物的异质界面或超晶格中, 铜氧面、电荷库层、面外组成等都可以独立地改变, 或许可通过构建不同组成的类似结构来研究铜氧化物高温超导的性质和超导机理. 为证明 $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_m$ 体系超导的二维性, 2015 年 Salvato 等^[66,67] 基于 $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_m$ 超晶格, 构造了 $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_m$ 异质界面, 利用输运测试研究发现其面内和面外的上临界场具有明显的各向异性 (图 13(a) 和图 13(b)). 另外异质界面内 CCO 的层数对 BKT 相变温度没有明显影响, 这说明 BKT 相变与异质界面内 CCO 的层数无关 (图 13(c)). 在这个前提下拟合超导厚

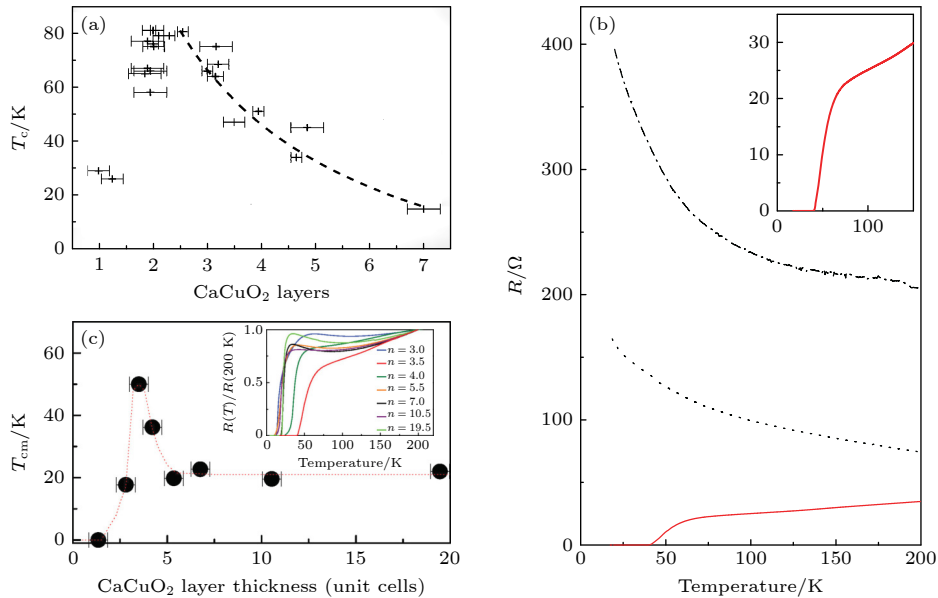


图 12 $(\text{BCO})_2/(\text{CCO})_m$ 超晶格超导 (a) $(\text{BCO})_2/(\text{CCO})_m$ 超晶格中 CCO 层数 m 与 T_c 依赖关系, 虚线为 $m > 3$ 时单个 CuO_2 上有效载流子掺杂减少导致的 T_c 降低^[63]. (b) CCO-STO 超晶格不同生长条件下的温度-电阻依赖关系. 点划线表示低氧压生长; 点线表示低氧压生长, 高氧压淬火; 红线表示高氧压生长, 高氧压淬火. 插图显示超导转变区放大图^[64]. (c) $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_2$ 超晶格中 T_{cm} 与 CCO 厚度依赖关系, 其中 T_{cm} 为电阻转变的中点. 插图显示不同 CCO 厚度的 $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_2$ 超晶格归一化的电阻-温度依赖关系^[64].

Fig. 12. $(\text{BCO})_2/(\text{CCO})_m$ superlattice superconductivity. (a) The number of CCO layers m in the $(\text{BCO})_2/(\text{CCO})_m$ superlattice is dependent on T_c . When the dotted line is $m > 3$, the effective carrier doping on a single CuO_2 decreases, resulting in the decrease of T_c ^[63]. (b) The temperature-resistance dependence of CCO-STO superlattice under different growth conditions. Dash line shows low oxygen pressure growth; dot line shows low oxygen pressure growth, high oxygen pressure quenching; red line shows high oxygen pressure growth, high oxygen pressure quenching. Illustration shows enlarged view of superconducting transition region^[64]. (c) T_{cm} in $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_2$ superlattice depends on the thickness of CCO, where T_{cm} defined as the midpoint of the resistive transitions. Illustration shows normalized resistance-temperature dependence of $(\text{CCO})_n/(\text{STO})_2$ superlattices with different CCO thicknesses^[64].

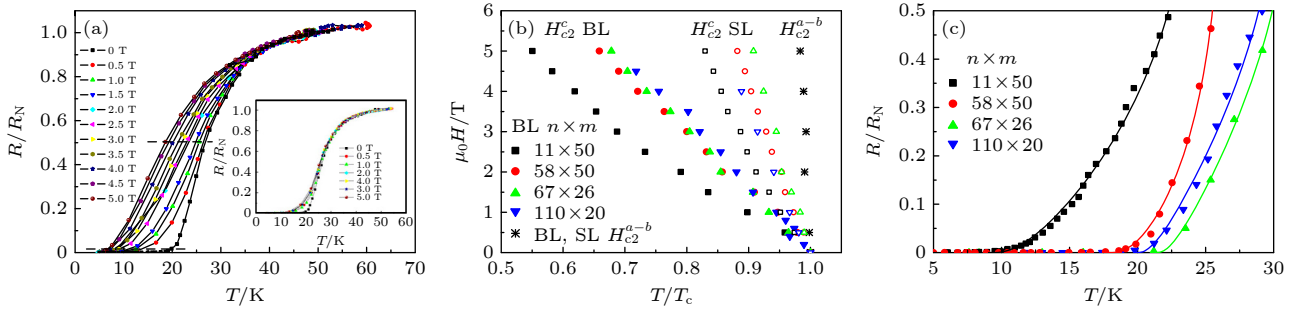


图 13 (CCO)_n/(STO)_m 异质界面运输测试^[66] (a) 对于 $n = 58, m = 50$ 的 (CCO)_n/(STO)_m 样品施加垂直于界面方向磁场的归一化电阻-温度依赖关系, 插图显示施加平行于界面方向磁场的归一化电阻-温度依赖关系. (b) 所有样品垂直 (闭合符号) 和平行 (星号) 界面的上临界场-温度依赖关系. (c) 不同构成的样品的归一化电阻-温度依赖关系, 实线是拟合 BKT 相变表达式: $R(T) = R_N e^{-A/\sqrt{X(T)-1}}$, 其中 R_N 为 60 K 时异质界面的电阻, $X(T) = (T_c - T_{BKT})T / (T_c - T)T_{BKT}$, A 和 T_{BKT} 为拟合参量

Fig. 13. (CCO)_n/(STO)_m heterointerface transport test^[66]. (a) For (CCO)_n/(STO)_m samples with $n = 58$ and $m = 50$, the normalized resistance-temperature dependence of the magnetic field perpendicular to the interface direction is applied. Illustration shows the normalized resistance-temperature dependence of magnetic field applied parallel to the interface direction. (b) The upper critical field-temperature dependence of the vertical (closed symbol) and parallel (asterisk) interfaces of all samples. (c) The normalized resistance-temperature dependence of samples with different compositions, the solid line is the fitting BKT phase transformation expression: $R(T) = R_N e^{-A/\sqrt{X(T)-1}}$ Where R_N is the resistance of the heterointerface at 60 K, $X(T) = (T_c - T_{BKT})T / (T_c - T)T_{BKT}$, A and T_{BKT} are the fitting parameters.

度 d 可以得到 $d = 0.8\text{--}1.0$ nm (2—3 个 CCO 单胞厚度), 这与 STEM 和 EELS 测试分析得到的厚度相吻合. 与之前 LAO/STO 异质界面实验数据对比, 在 (CCO)_n/(STO)_m 异质界面中超导层厚度非常薄, 具有准二维超导的特性. 因此, 对于 (CCO)_n/(STO)_m 异质界面, 界面上确实存在准二维超导, 这也是超导与异质界面内 CCO 层数无关的原因, 而对 (CCO)_n/(STO)_m 超晶格而言, 不同 CCO 上的超导之间存在弱关联, 整个超导表现出弱关联的三维特性.

铜氧化物超导体的母体一般为反铁磁绝缘体, 但是过掺杂之后会表现出金属行为, 那么利用绝缘体母体 (insulator, I) 和过掺杂金属 (metal, M) 构建异质界面, 利用界面上的元素扩散、电荷转移等也可以得到界面超导. 2008 年, Gorzar 等^[9,10] 在 La₂CuO₄(LCO) 与 La_{1.56}Sr_{0.44}CuO₄(LSCO) 异质界面上发现了超导, 且 T_c 与两种材料的堆叠顺序有关. 其中 LCO 是一种铜氧化物超导体的母体, 本身是反铁磁绝缘体, 通过掺杂氧或者 Sr 等元素向其掺杂空穴可以产生超导, 超导掺杂浓度区间为 0.06—0.26 左右^[68]. 如图 14(a) 所示, 对于 M-I 和 I-M 组成的异质界面, T_c 分别为 15 K 和 30 K, 如果将绝缘的 LCO 换成超导的 LCO_{4+δ} 构成 M-S 异质界面的话, T_c 将高达 50 K, 这远高于单一组分 LSCO 薄膜的最高 T_c 约为 40 K. EELS 实验结果表明阳离子扩散深度在 1 uc 以内, 这无法很好

地解释运输得到的结果. 由此可见, 相比于界面附近的阳离子扩散, 界面附近的电子重构或者非化学计量的氧才是导致界面超导出现的主要原因. 尤其是对于 M-I 和 I-M 异质界面表现出不同 T_c 的现象, 可能正是因为氧空位和间隙氧的存在. 而对于超导增强现象的出现, Gorzar 等^[9,10] 认为一种可能是实现此界面超导的掺杂是通过电荷转移实现的, 相对于直接化学掺杂, 电荷转移不会引入无序, 无序的减少带来了超导增强, 还有一种可能是本征 LSCO 的 T_c 就是 50 K, 但在一般情况下会受到一些竞争相影响, 而在 M-S 异质界面中那些竞争相被长程的应变或者静电场压制, 从而观测到超导增强. 但目前关于 M-S 异质界面的超导增强现象还没有一个明确的结论, 需要更多的实验验证. 同年, Logvenov 等^[69] 通过一个巧妙的实验证明了在 M-I 异质界面超导只发生在一个单胞内. 由于向 LSCO 中掺杂浓度 3% 的 Zn 就可以将超导明显地压制, 利用这一现象, Logvenov 等^[69] 精准地逐层向 LCO 中掺杂浓度 3% 的 Zn, 如图 14(b) 所示, 他们发现只有掺杂在第 2 层时会明显抑制超导, 掺杂其他层对超导没有明显的影响, 这也就说明最高超导 T_c 只发生在第 2 层 LCO 之中, 证实了准二维超导特性. 另外, 通过 EELS 和软共振 X 射线散射 (soft resonant X-ray scattering, SRXRS)^[70] 等手段分析各 LCO 层中 Sr 浓度和载流子浓度的变化, 如图 14(c) 所示, 确定了只有第 2 层具有最佳

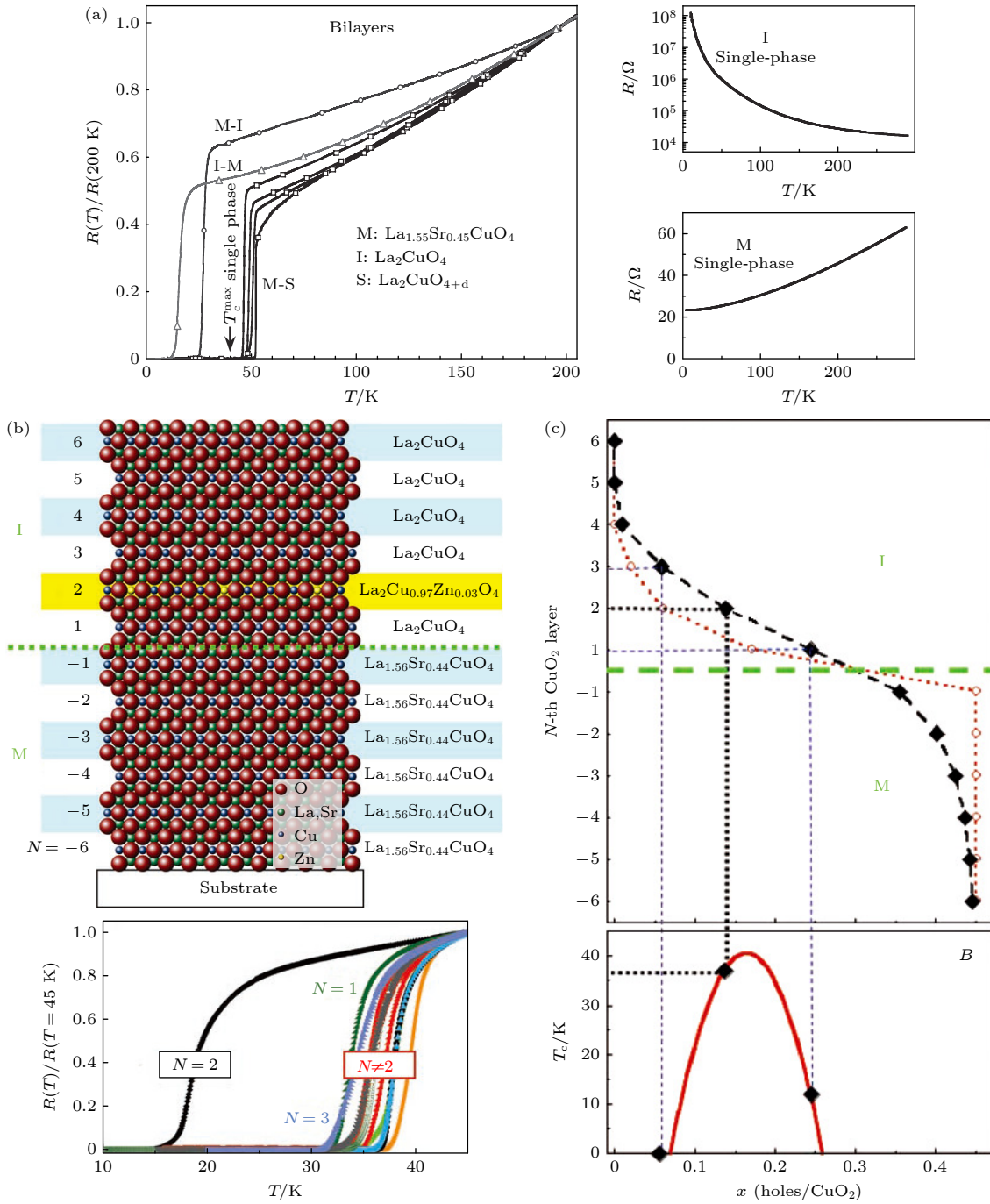


图 14 LCO-LSCO 异质界面超导 (a) LCO 与 $\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$ 的电阻-温度依赖关系以及不同异质界面构成的归一化电阻-温度依赖关系。对于 I-M 异质界面, $T_c \sim 15\text{ K}$; M-I 异质界面, $T_c \sim 30\text{ K}$; M-S 异质界面, $T_c \sim 50\text{ K}$ ^[9]。 (b) 上: 对于 6 uc 厚的 M-S 异质界面进行 δ -掺杂 Zn 原子示意图。下: δ -掺杂 Zn 原子不同掺杂位置对超导转变的影响, 超导转变温度只有掺杂 Zn 在第 2 层时会发生急剧减小。 (c) 上: 在 6 uc 厚度的 M-I 异质界面中不同位置 Sr 原子浓度 (空心圆) 和载流子浓度 (实心方块)。下: LCO 超导相图, 可以看出第 2 层的载流子浓度在异质界面中对应的 T_c 最高^[69]。

Fig. 14. LCO-LSCO heterostructure superconductivity. (a) The resistance-temperature dependence of LCO and $\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$ and the normalized resistance-temperature dependence of different heterointerface. For I-M heterointerface, $T_c \sim 15\text{ K}$, M-I heterointerface, $T_c \sim 30\text{ K}$, M-S heterointerface, $T_c \sim 50\text{ K}$ ^[9]. (b) For the M-S heterointerface with a thickness of 6 uc, the schematic diagram of δ -doped Zn atoms (above). The effect of different δ -doping positions of doped Zn atoms on the superconductivity transition (below). The superconductivity transition temperature will decrease sharply only when doped Zn is in the second layer. (c) Above: Sr atom concentration (hollow circle) and carrier concentration (solid block) at different positions in the M-I heterostructure with a thickness of 6 uc. Below: LCO superconducting phase diagram, it can be seen that the carrier concentration of the second layer corresponds to the highest T_c in the heterointerface^[69].

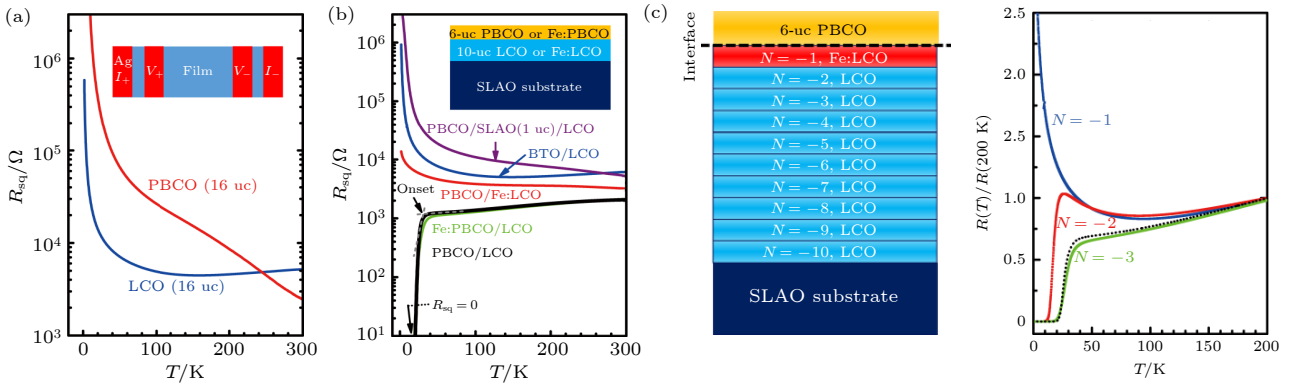


图 15 LCO/PBCO 界面超导^[71] (a) 单一组分的 LCO 与 PBCO 的电阻-温度依赖关系. (b) 不同构成异质界面的电阻-温度依赖关系, 分别为 PBCO/LCO 异质界面、PBCO 掺杂 Fe 的 Fe:PBCO/LCO 异质界面、LCO 掺杂 Fe 的 PBCO/Fe:LCO 异质界面以及 PBCO/SLAO/LCO 异质界面和 BTO/LCO 异质界面. (c) 左: Fe 掺杂 LCO/PBCO 异质界面中不同位置的 LCO 示意图. 右: Fe 掺杂不同位置 LCO 后异质界面的电阻-温度依赖关系

Fig. 15. LCO/PBCO interface superconductivity^[71]. (a) The resistance-temperature dependence of single component LCO and PBCO. (b) The resistance-temperature dependence of different components of heterointerface are PBCO/LCO heterointerface, PBCO doped Fe:PBCO/LCO heterointerface LCO doped Fe PBCO/Fe:LCO heterointerface, PBCO/SLAO/LCO heterointerface and BTO/LCO heterointerface. (c) Left: Schematic diagram of LCO at different positions in Fe-doped LCO/PBCO heterointerface. Right: The resistance-temperature dependence of the heterointerface after Fe doping with LCO at different positions.

掺杂浓度, 与输运结果相符合. 该研究表明在异质界面一定范围内可以形成一个准二维的超导, 但由于 LCO 与 LSCO 本质为不同掺杂浓度的同种材料, 因此通过选择合适的衬底, 也许无需构建异质界面便有机会得到单层的超导薄膜.

除了无限层结构的电子型铜氧化物绝缘体, 空穴型铜氧化物绝缘也可以构筑超导异质界面. 2022 年, 谢燕武等^[71]发现在 LCO/PrBa₂Cu₃O₇ (PBCO) 异质界面上存在 T_c 约为 30 K 的超导, 如图 15(b) 所示, 其中 LCO 和 PBCO 两者均为空穴型铜氧化物超导体, 为反铁磁绝缘体, 通过掺杂均可以超导. 与 Logvenov 的研究类似^[69], 谢燕武课题组^[71]对异质界面中 LCO 层逐层掺杂 Fe 原子, 通过测量异质界面 T_c 的变化研究超导发生的范围, 其中掺杂 Fe 与掺杂 Zn 的作用一致, 只需掺杂 5% 的 Fe 就可以将超导压制. 如图 15(c) 所示, 谢燕武等^[71]发现 LCO/PBCO 异质界面中超导发生在 2 个单胞之内, 是一种准二维超导. 谢燕武等^[71]经过多种实验和分析, 认为该体系中的界面超导并不是电荷转移、元素扩散替代或者氧掺杂所导致, 而是由于界面两侧的氧化学计量不同, 导致 PBCO 的氧转移到 LCO 中形成空穴掺杂, 从而界面附近 LCO 超导. 对比 LCO/LSCO 界面超导, 或许 LCO/PBCO 界面上也会存在 Ba 的元素扩散, 从而引起界面超导, 这可能需要更加详细的 STEM 和 EELS

实验表征确认.

氧化物作为自然界中存在最广泛的物质之一, 有非常多奇特的物理性质和广泛的应用前景. 在当前铜氧化物高温超导体研究陷入困境之际, 铜氧化物界面准二维超导的研究为其提供了一些新的研究思路. 通过研究铜氧化物界面超导, 我们可以从更低维度研究铜氧化物高温超导的产生机理. 同时由于界面超导具有更高的可控性, 能通过调整界面的构成等调控界面超导, 这使我们可以更加方便地构建和探索新的高温超导材料. 另外, 不同于 2DEG 界面超导起源和配对对称性的争议, 铜氧化物界面超导起源更加清晰, 对铜氧化物界面超导的研究为寻找更高 T_c 材料和高温超导机理提供了新的可能.

4 总结与展望

本文介绍了几类以氧化物异质界面为基础结构的准二维超导研究, 包括 2DEG 界面超导和铜氧化物界面超导. 对于 2DEG 界面超导, 首先介绍了 LAO/STO 异质界面的 2DEG 研究, 从发现 LAO/STO(001) 界面存在 $T_c = 0.2$ K 的界面超导开始, 详细地介绍了研究者们通过改变衬底晶向来调控界面的对称性, 研究轨道等对界面超导的影响, 并且通过施加栅极电压调控界面超导, 说明了 2DEG 界面超导可能与 SOC 相关. 再到近些年来在 EuO/KTO(001) 异质界面发现的自旋极化的

2DEG, 并未发现界面超导, 但是在 EuO/KTO(110) 和 EuO/KTO(111) 异质界面分别发现了 T_c 约为 1 K 和 2 K 的界面超导, 表现出与 STO 体系不同的界面依赖特征与更高的 T_c . LAO/STO 和 EuO/KTO 体系的差异或许源于 KTO 比 STO 有更高的 SOC, 栅极调控实验也确实证明了 SOC 在 KTO 体系界面超导中起到了重要作用. 最后根据 2DEG 界面超导近年来的实验进展总结了现阶段 2DEG 准二维超导所存在的问题: 起源和机理. 通过对实验的总结可以发现氧空位的存在对 2DEG 超导的形成非常重要, 可能是 2DEG 超导起源之一, 而且栅极调控、界面选择等实验表明 SOC 在 2DEG 超导形成中起到了重要作用, 这说明 2DEG 界面超导可能是一种非常规超导. 对于包含铜氧化物材料的界面超导, 首先详细介绍了 SCO/BCO, CCO/STO 超晶格体系界面超导的发现与进一步研究, 虽然这些超晶格体系超导具有高的 T_c , 但可能并不是准二维超导, 而是一种弱关联的三维超导. 之后以超晶格界面超导为基础的 CCO/STO 异质界面被证实存在准二维的界面超导, 同时近些年来在 LCO/LSCO, LCO/PBCO 异质界面发现了界面超导, 并利用 Zn 或 Fe 的 δ 掺杂证明超导只发生在界面附近的一到两个原子层中, LCO/LSCO 异质界面存在超导增强现象引发了研究者对于铜氧化物界面超导的广泛研究. 相对于 2DEG 超导, 铜氧化物界面超导具有更高的 T_c , 其起源一般被认为是界面附近的电荷转移 (包括元素扩散和氧空位移动) 对铜氧化物形成掺杂, 进而在界面附近产生超导, 即准二维的铜氧化物超导. 铜氧化物超导体作为一种非常规高温超导体, 研究其在准二维情况下的超导有助于对其本身更深一步的理解.

超导是凝聚态物理领域的研究重点和热点, 室温超导更被称作是凝聚态物理研究的皇冠. 近年来随着 MBE 和 PLD 等薄膜生长技术的发展和完善, 氧化物薄膜异质界面、超晶格的原子级平整界面生长成为可能, 极大地推动了氧化物界面准二维超导的研究. 高质量界面超导材料中包含着丰富的物理, 研究者们从中发现了很多新奇的物理现象, 包括量子金属态、伊辛超导、量子格里菲斯相变、各向异性的临界磁场等, 极大地丰富了超导机理的研究. 同时, 还在 LAO/STO 异质界面发现了超导和磁性并存的迹象 [72–74], 由于现阶段发现的超导材料的超导配对均为自旋单态配对, 磁场的存在会破

坏库珀对形成, 进而压制超导, 所以一般情况下超导和磁性被认为是不能共存的. 但是如果能够构造包含磁性材料的超导异质界面, 比如将 EuO/KTO(111) 异质界面的多晶 EuO 变为具有铁磁性的单晶 EuO, 或更换为其他具有磁性的单晶层, 利用界面超导易调控的优势, 对超导与磁性的相互作用进一步研究与设计, 这对于超导理论与新型超导材料探索甚至于整个凝聚态领域的发展都会起到积极的推动作用, 甚至可能实现研究者们追求的 p 波超导, 用于实现量子计算 [75]. 此外, “界面即是器件”, 几乎所有器件的应用都是源自于对界面处势垒形成机制的理解和对界面处电子和磁性结构的控制, 所以界面超导丰富的物理性质具有极大的潜在应用价值. 现阶段为了提升器件性能, 只能不断减小器件的体积、提升器件的集成度, 但随之而来的发热等问题难以避免, 界面超导的研究或许能为解决这一困境提供新的途径: 利用超导电流的无损耗特性, 将大大减少器件的发热问题. 二极管是现代电子工业最重要的元器件之一, 如果可以利用界面超导构造单向导通的超导二极管 [76], 比如利用电子型掺杂的铜氧化物和空穴型掺杂的铜氧化物构造异质界面, 形成“超导 PN 结”, 其性能必将进一步提升, 而且可以有效降低发热带来的能量损耗, 极大地推动科技进步和能源的利用. 氧化物界面超导从研究走向应用还有很长的路, 不仅要进一步提高 T_c , 而且还要进一步提升器件的可重复性和性能的稳定性, 这就对超导微观机理的研究提出了更高的要求, 只有清楚超导机理才能更高效地提升超导性能, 推动超导应用研究. 随着实验技术及理论模型的进步, 界面准二维超导将会发掘出更多新奇的物理, 推动整个超导机理和超导应用甚至整个凝聚态物理的发展.

参考文献

- [1] Onnes H K 1911 *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden* **120b** 122
- [2] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R 1957 *Phys. Rev.* **106** 162
- [3] Bednorz J G, Müller K A 1986 *Z. Phys. B:Condens. Matter* **64** 189
- [4] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, Hosono H 2008 *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296
- [5] McMillan W L 1968 *Phys. Rev.* **167** 331
- [6] Strongin M, Kammerer O F, Crow J E, Parks R D, Douglass D H, Jensen M A 1968 *Phys. Rev. Lett.* **21** 1320
- [7] Kroemer H 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 783
- [8] Reyren N, Thiel S, Cavaglia A D, Kourkoutis L F, Hammerl G, Richter C, Schneider C W, Kopp T, Rüetschi A S, Jaccard

- D, Gabay M, Muller D A, Triscone J M, Mannhart J 2007 *Science* **317** 1196
- [9] Gozar A, Logvenov G, Kourkoutis L F, Bollinger A T, Giannuzzi L A, Muller D A, Bozovic I 2008 *Nature* **455** 782
- [10] Bozovic I 2001 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** 2686
- [11] Wang Q Y, Li Z, Zhang W H, Zhang Z C, Zhang J S, Li W, Ding H, Ou Y B, Deng P, Chang K, Wen J, Song C L, He K, Jia J F, Ji S H, Wang Y Y, Wang L L, Chen X, Ma X C, Xue Q K 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 037402
- [12] Saito Y, Nojima T, Iwasa Y 2016 *Nat. Rev. Mater.* **2** 16094
- [13] Uchihashi T 2017 *Supercond. Sci. Technol.* **30** 013002
- [14] Xing Y, Zhang H M, Fu H L, Liu H, Sun Y, Peng J P, Wang F, Lin X, Ma X C, Xue Q K, Wang J, Xie X C 2015 *Science* **350** 542
- [15] Ohtomo A, Muller D A, Grazul J L, Hwang H Y 2002 *Nature* **419** 378
- [16] Ohtomo A, Hwang H Y 2004 *Nature* **427** 423
- [17] Cantoni C, Gazquez J, Miletto Granozio F, Oxley M P, Varela M, Lupini A R, Pennycook S J, Aruta C, di Uccio U S, Perna P, Maccariello D 2012 *Adv. Mater.* **24** 3952
- [18] Cen C, Thiel S, Hammerl G, Schneider C W, Andersen K E, Hellberg C S, Mannhart J, Levy J 2008 *Nat. Mater.* **7** 298
- [19] Nakagawa N, Hwang H Y, Muller D A 2006 *Nat. Mater.* **5** 204
- [20] Lee H, Campbell N, Lee J, Asel T J, Paudel T R, Zhou H, Lee J W, Noesges B, Seo J, Park B, Brillson L J, Oh S H, Tsymbal E Y, Rzechowski M S, Eom C B 2018 *Nat. Mater.* **17** 231
- [21] Chen Y Z, Bovet N, Trier F, Christensen D V, Qu F M, Andersen N H, Kasama T, Zhang W, Giraud R, Dufouleur J, Jespersen T S, Sun J R, Smith A, Nygård J, Lu L, Büchner B, Shen B G, Linderoth S, Pryds N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1371
- [22] Lee S W, Liu Y, Heo J, Gordon R G 2012 *Nano Lett.* **12** 4775
- [23] Liu Z Q, Li C J, Lit W M, Huang X H, Huang Z, Zeng S W, Qiu X P, Huang L S, Annadi A, Chen J S, Coey J M D, Venkatesan T, Ariando 2013 *Phys. Rev. X* **3** 021010
- [24] Zhang M, Chen Z, Mao B, Li Q, Bo H, Ren T, He P, Liu Z, Xie Y 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 065002
- [25] Chen Z, Chen X, Mao B, Li Q, Zhang M, Bo H, Liu Z, Tian H, Zhang Z, Xie Y 2018 *Adv. Mater. Interfaces* **5** 1801216
- [26] Chen Z, Zhang M, Ren T, Xie Y 2019 *J. Phys. Condens. Matter* **31** 505002
- [27] Yu L, Zunger A 2014 *Nat. Commun.* **5** 5118
- [28] Caviglia A D, Gariglio S, Reyren N, Jaccard D, Schneider T, Gabay M, Thiel S, Hammerl G, Mannhart J, Triscone J M 2008 *Nature* **456** 624
- [29] Parendo K A, Tan K H S B, Bhattacharya A, Eblen Zayas M, Staley N E, Goldman A M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 197004
- [30] Aubin H, Marrache Kikuchi C A, Pourret A, Behnia K, Bergé L, Dumoulin L, Lesueur J 2006 *Phys. Rev. B* **73** 094521
- [31] Sachdev S 2011 *Quantum Phase Transitions* (2nd Ed.) (Cambridge: Cambridge University Press) pp293–331
- [32] Biscaras J, Bergeal N, Kushwaha A, Wolf T, Rastogi A, Budhani R C, Lesueur J 2010 *Nat. Commun.* **1** 89
- [33] Biscaras J, Bergeal N, Hurand S, Feuillet-Palma C, Rastogi A, Budhani R C, Grilli M, Caprara S, Lesueur J 2013 *Nat. Mater.* **12** 542
- [34] Herranz G, Singh G, Bergeal N, Jouan A, Lesueur J, Gázquez J, Varela M, Scigaj M, Dix N, Sánchez F, Fontcuberta J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6028
- [35] Monteiro A M R V L, Groenendijk D J, Groen I, de Bruijckere J, Gaudenzi R, van der Zant H S J, Caviglia A D 2017 *Phys. Rev. B* **96** 020504
- [36] Caviglia A D, Gabay M, Gariglio S, Reyren N, Cancellieri C, Triscone J M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 126803
- [37] Rout P K, Maniv E, Dagan Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 237002
- [38] Zhong Z, Tóth A, Held K 2013 *Phys. Rev. B* **87** 161102
- [39] Michaeli K, Potter A C, Lee P A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 117003
- [40] Abrahams E, Anderson P W, Licciardello D C, Ramakrishnan T V 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 673
- [41] Jaeger H M, Haviland D B, Orr B G, Goldman A M 1989 *Phys. Rev. B* **40** 182
- [42] Böttcher C G L, Nichele F, Kjaergaard M, Suominen H J, Shabani J, Palmstrøm C J, Marcus C M 2018 *Nat. Phys.* **14** 1138
- [43] Chakravarty S, Yin L, Abrahams E 1998 *Phys. Rev. B* **58** R559
- [44] Phillips P, Dalidovich D 2003 *Science* **302** 243
- [45] Spivak B, Kravchenko S V, Kivelson S A, Gao X P A 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1743
- [46] Chen Z, Swartz A G, Yoon H, Inoue H, Merz T A, Lu D, Xie Y, Yuan H, Hikita Y, Raghu S, Hwang H Y 2018 *Nat. Commun.* **9** 4008
- [47] Richter C, Boschker H, Dietsche W, Fillis Tsirakis E, Jany R, Loder F, Kourkoutis L F, Muller D A, Kirtley J R, Schneider C W, Mannhart J 2013 *Nature* **502** 528
- [48] Zhang H, Yun Y, Zhang X, Zhang H, Ma Y, Yan X, Wang F, Li G, Li R, Khan T, Chen Y, Liu W, Hu F, Liu B, Shen B, Han W, Sun J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 116803
- [49] Liu C, Yan X, Jin D, Ma Y, Hsiao H W, Lin Y, Bretz Sullivan T M, Zhou X, Pearson J, Fisher B, Jiang J S, Han W, Zuo J M, Wen J, Fong D D, Sun J, Zhou H, Bhattacharya A 2021 *Science* **371** 716
- [50] Chen Z, Liu Z, Sun Y, Chen X, Liu Y, Zhang H, Li H, Zhang M, Hong S, Ren T, Zhang C, Tian H, Zhou Y, Sun J, Xie Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 026802
- [51] Sun Y, Liu Y, Hong S, Chen Z, Zhang M, Xie Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 086804
- [52] Chen Z, Liu Y, Zhang H, Liu Z, Tian H, Sun Y, Zhang M, Zhou Y, Sun J, Xie Y 2021 *Science* **372** 721
- [53] Christiansen C, Hernandez L M, Goldman A M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 037004
- [54] Liu C, Zhou X, Hong D, Fisher B, Zheng H, Pearson J, Jiang J S, Jin D, Norman M R, Bhattacharya A 2023 *Nat. Commun.* **14** 951
- [55] Schooley J F, Hosler W R, Cohen M L 1964 *Phys. Rev. Lett.* **12** 474
- [56] Ueno K, Nakamura S, Shimotani H, Ohtomo A, Kimura N, Nojima T, Aoki H, Iwasa Y, Kawasaki M 2008 *Nat. Mater.* **7** 855
- [57] Ueno K, Nakamura S, Shimotani H, Yuan H T, Kimura N, Nojima T, Aoki H, Iwasa Y, Kawasaki M 2011 *Nat. Nanotech.* **6** 408
- [58] Ren T, Li M, Sun X, Ju L, Liu Y, Hong S, Sun Y, Tao Q, Zhou Y, Xu Z A, Xie Y 2022 *Sci. Adv.* **8** eabn4273
- [59] Imada M, Fujimori A, Tokura Y 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 1039
- [60] Di Stasio M, Müller K A, Pietronero L 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2827
- [61] Shen Z X, Dessau D S, Wells B O, King D M, Spicer W E, Arko A J, Marshall D, Lombardo L W, Kapitulnik A, Dickinson P, Doniach S, DiCarlo J, Loeser T, Park C H 1993

Phys. Rev. Lett. **70** 1553

- [62] Norton D P, Chakoumakos B C, Budai J D, Lowndes D H, Sales B C, Thompson J R, Christen D K 1994 *Science* **265** 2074
- [63] Balestrino G, Martellucci S, Medaglia P G, Paoletti A, Petrocelli G, Varlamov A A 1998 *Phys. Rev. B* **58** R8925
- [64] Di Castro D, Salvato M, Tebano A, Innocenti D, Aruta C, Prellier W, Lebedev O I, Ottaviani I, Brookes N B, Minola M, Moretti Sala M, Mazzoli C, Medaglia P G, Ghiringhelli G, Braicovich L, Cirillo M, Balestrino G 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134524
- [65] Aruta C, Schlueter C, Lee T L, Di Castro D, Innocenti D, Tebano A, Zegenhagen J, Balestrino G 2013 *Phys. Rev. B* **87** 155145
- [66] Salvato M, Tieri G, Balestrino G, Di Castro D 2015 *Supercond. Sci. Technol.* **28** 095012
- [67] Salvato M, Ottaviani I, Lucci M, Cirillo M, Di Castro D, Innocenti D, Tebano A, Balestrino G 2013 *J. Phys. Condens. Matter* **25** 335702
- [68] Kitazawa K, Sakai M, Uchida S i, Takagi H, Kishio K, Kanbe S, Tanaka S, Fueki K 1987 *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** L342
- [69] Logvenov G, Gozar A, Bozovic I 2009 *Science* **326** 699
- [70] Smadici S, Lee J C T, Wang S, Abbamonte P, Logvenov G, Gozar A, Cavellin C D, Bozovic I 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 107004
- [71] Ju L, Ren T, Li Z, Liu Z, Shi C, Liu Y, Hong S, Wu J, Tian H, Zhou Y, Xie Y 2022 *Phys. Rev. B* **105** 024516
- [72] Bert J A, Kalisky B, Bell C, Kim M, Hikita Y, Hwang H Y, Moler K A 2011 *Nat. Phys.* **7** 767
- [73] Li L, Richter C, Mannhart J, Ashoori R C 2011 *Nat. Phys.* **7** 762
- [74] Dikin D A, Mehta M, Bark C W, Folkman C M, Eom C B, Chandrasekhar V 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 056802
- [75] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [76] Zhang Y, Gu Y, Li P, Hu J, Jiang K 2022 *Phys. Rev. X* **12** 041013

SPECIAL TOPIC—Novel physical properties of functional oxide thin films

Quasi-two-dimensional superconductivity at oxide heterostructures*

Ran Feng Liang Yan Jiandi Zhang[†]*(Beijing National Laboratory of Condensed Matter, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)*

(Received 9 January 2023; revised manuscript received 20 February 2023)

Abstract

Oxide interfaces manifest many fascinating phenomena with synergetic correlations among multiple degrees of freedom, including the interplay of broken symmetry, lattice mismatch, charge transfer, spatial confinement. In particular, the interface superconductivity in oxide heterostructure has attracted extensive attention due to the rich underlying physical connotations. The interfaces not only provide alternative research platforms with respect to the bulk material counterpart for exploring new superconductors and investigating superconducting mechanisms, but also create new opportunities for applying superconductors to future electronic devices. In recent years, owing to the rapid development of heteroepitaxial techniques and accurate characterization methods, researchers have found quasi-two-dimensional interface superconductivity in various oxide heterostructures and revealed numerous novel quantum phenomena associated with interface superconductivity, which not only promotes the development of condensed matter physics, but also lays important foundation for the practical application of interface superconductivity. In this brief review, we mainly focus on the quasi-two-dimensional superconductivity at oxide interface. Taking the typical quasi-two-dimensional superconductivity at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface and copper oxides such as $\text{La}_2\text{CuO}_4/\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$ for example, we summarize and examine some novel physical phenomena with interface superconductivity in complex oxide heterostructures. Then we address the related problems that remain to be solved, and finally we prospect the possible future development of the interface superconductivity.

Keywords: oxide, interface superconductivity, cuprate superconductor, two-dimensional electron gas**PACS:** 74.78.-w, 73.20.-r, 74.72.-h, 74.78.Fk, 68.37.-d**DOI:** 10.7498/aps.72.20230044

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1403000).

[†] Corresponding author. E-mail: Jiandi@iphy.ac.cn



氧化物异质界面上的准二维超导

冉峰 梁艳 张坚地

Quasi-two-dimensional superconductivity at oxide heterostructures

Ran Feng Liang Yan Jiandi Zhang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 097401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230044

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230044>

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

IV–VI族化合物半导体异质结二维电子气研究进展

Recent progress on IV–VI compound semiconductor heterojunction two-dimensional electron gas

物理学报. 2019, 68(16): 166801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191074>

氧化物基忆阻型神经突触器件

Oxide-based memristive neuromorphic synaptic devices

物理学报. 2019, 68(16): 168504 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191262>

AlGa_N/Ga_N高电子迁移率晶体管中二维电子气的极化光学声子散射

Polar optical phonon scattering of two-dimensional electron gas in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistor

物理学报. 2020, 69(15): 157303 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200250>

InAlN/GaN异质结二维电子气波函数的变分法研究

Variational study of the 2DEG wave function in InAlN/GaN heterostructures

物理学报. 2018, 67(2): 027303 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171827>

氧化物玻璃中的类分子结构单元

Molecule-like structural units in silicate-glass-forming oxides

物理学报. 2020, 69(13): 136101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191892>

单层FeSe薄膜/氧化物界面高温超导

Interface enhanced superconductivity in monolayer FeSe film on oxide substrate

物理学报. 2018, 67(20): 207415 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181681>