



钽酸钾界面超导的发现与研究进展

杨正帅, 谢燕武*

浙江大学物理学院, 杭州 310027

* 联系人, E-mail: ywxie@zju.edu.cn

2024-02-18 收稿, 2024-04-10 修回, 2024-04-12 接受, 2024-04-16 网络版发表

国家自然科学基金(12325402, 12074334, 11934016)资助

摘要 两个绝缘氧化物的界面可以导电, 甚至超导, 这种现象引起了研究人员的广泛关注. 在过去一二十年里, 最经典的体系是以 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ 为代表的 SrTiO_3 界面电子气及超导(2004年发现界面电子气, 2007年发现界面超导). 最近, 钽酸钾(KTaO_3)界面超导的发现为相关研究注入了新的活力. 这一新的氧化物界面超导体体系比经典的 SrTiO_3 体系具有更高的超导转变温度、更强的自旋轨道耦合以及相媲美的可调控性. 本文对钽酸钾界面超导的发现和进展进行了简要评述, 概述了钽酸钾的基本性质、钽酸钾界面超导的发现历程、主要物性特征以及调控方法, 探讨了钽酸钾界面电子气的形成机制与超导机理, 对钽酸钾界面超导的未来发展进行了展望. 希望本文能够帮助读者更好地了解氧化物界面超导领域尤其是钽酸钾界面体系的发展近况.

关键词 界面超导, 氧化物界面, 钽酸钾, 超导调控

界面超导的概念最早可以追溯到1964年Ginzburg^[1]提出的表面超导. 实验上首次报道界面超导是1968年在Al与Cu或Sn组成的超晶格中发现的超导增强现象^[2]. 最近一二十年, 随着先进薄膜制备技术的发展以及人们对非常规超导物理机理等重大基础科学问题的持续研究, 界面超导研究得以迅猛发展, 陆续出现了 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ (LAO/STO)界面^[3]、高温超导铜氧化物界面^[4]、 FeSe/STO 界面^[5]以及“魔角”石墨烯^[6]等几个重要体系. 其中, 以LAO/STO为代表的STO界面超导是第一个氧化物界面超导体体系. 2004年, Ohtomo和Hwang^[7]首次在LAO/STO界面上发现了高迁移率的电子气, 这一开创性工作极大地推动了氧化物界面领域的发展. 2007年, Triscone和Mannhart研究组^[3]合作发现了LAO/STO界面存在超导转变温度(T_c)约为0.2 K的二维超导, 这代表着氧化物界面超导的首次实验发现; 2008年, 他们又发现这一界面的超导基态可被门电压调控^[8]. 此

后, 研究人员在这一界面又陆续发现了铁磁与超导共存^[9]、类似高温超导铜氧化物的超导能隙行为^[10], 以及多重量子临界性^[11]等丰富有趣的现象. 这些工作使得STO界面超导成为研究低维超导量子现象的一个模范体系. 然而, 过低的 T_c 限制了许多后续实验工作的开展.

KTaO_3 (KTO)和STO具有相似的电子和晶格结构, KTO与LAO等氧化物结合也可以形成界面电子气^[12~14]. 2021年, 美国阿贡实验室报道了在EuO(或LAO)/KTO(111)界面存在 T_c 达到2 K的超导电性^[15]; 我们报道了在LAO/KTO(110)界面存在 T_c 接近1 K的超导电性^[16]. 这两个工作标志着第二个、性能更好的(非铜)氧化物界面超导体体系的诞生^[17]. 这一新体系不仅比STO界面体系具有更高的 T_c , 而且具有更强的自旋轨道耦合以及可比拟的其他性质, 因此有望超越STO界面超导, 成为氧化物界面超导研究领域新的代表性平台.

引用格式: 杨正帅, 谢燕武. 钽酸钾界面超导的发现与研究进展. 科学通报, 2024, 69: 1834–1845

Yang Z S, Xie Y W. The discovery and research progress of the potassium tantalate interface superconductors (in Chinese). Chin Sci Bull, 2024, 69: 1834–1845, doi: 10.1360/TB-2024-0174

本文将简要回顾KTO界面超导的研究历程, 介绍其主要性质及研究进展, 并对其导电与超导机制进行探讨。

1 钽酸钾的基本性质

KTO是一种立方晶格钙钛矿结构的极性氧化物, 晶格常数 $a = 3.989 \text{ \AA}$, 其晶格结构如图1(a)所示, 至少在温度低至4.2 K时仍能保持在立方顺电相^[19]。重金属元素Ta的存在导致了KTO中较大的自旋轨道耦合, 比STO高了约一个数量级。在低温下, KTO块体的相对介电常数可达4000以上^[20,21](图1(b))。由于量子涨落阻碍了低能横向光学声子的凝聚, 因此KTO不表现出铁电相变, 而被认为是一种量子顺电体。未掺杂的KTO是能带绝缘体(或可称为宽带半导体), 带隙宽度为3.6 eV^[22], 其价带由O的2p轨道电子形成, 导带由Ta的5d轨道电子形成^[23]。可以通过引入氧空位^[19]或掺杂^[24]等方式将KTO从绝缘变为金属导电性。

2 钽酸钾界面超导的发现

STO是第一个被发现的超导半导体^[25], 其研究不仅直接启发了铜氧化物高温超导的发现, 而且至今仍是超导物理研究中的一个模范体系。由于KTO的晶格结构、电子结构以及主要物理性质都与STO极为相似, 因此很早以前人们就猜测KTO也是超导的。早在20世纪80年代初^[24], 研究人员就已经试图在低至10 mK的温度下在Ca掺杂的KTO块体样品中探索超导电性, 载

流子浓度范围涵盖 $4 \times 10^{18} \sim 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 但没有发现超导。2011年, Iwasa和Kawasaki研究组^[26]合作, 利用离子液体门电压调控的方法在KTO(001)单晶的表面注入电子, 实现了金属导电性, 并在温度降至~50 mK时发现了超导电性。这是在KTO体系中首次报道超导。可惜由于 T_c 较低, 这一研究没有引起足够重视, 在之后近10年里都未再有更多KTO超导的报道。

2021年迎来了新的突破。美国阿贡国家实验室(Argonne National Laboratory) Liu等人^[15]在EuO(及LAO)/KTO(111)界面发现了二维超导, 其中EuO/KTO(111)界面超导 T_c 可达2.2 K(图2(a)和(b)), 比STO界面超导的 T_c 高出近一个数量级; 我们研究组在LAO/KTO(111)界面发现的二维超导 T_c 约2 K^[27](图2(c)), 并且在LAO/KTO(110)界面发现了 T_c 约为0.9 K的二维超导^[16](图2(d))。这些工作标志着第二个、性能更好的(非铜)氧化物界面超导体系的诞生^[17]。

3 主要物性特征

KTO界面超导具有丰富的物性特征, 下面我们选取几个典型特征进行介绍。

3.1 导电层厚度及二维超导

如图3(a)所示, KTO界面体系通过在KTO单晶基片上生长氧化物薄膜构筑, 电子气处于靠近界面的KTO薄层(红色区域)中。从能带的角度看, 电子气处于KTO导带形成的近似三角势阱中(图3(b))。如下文所讨论, KTO之上薄膜中的氧空位或其他形式的高能电子态从薄膜一侧向靠近界面的KTO一侧转移电子, 进而形成了界面电子势阱。从简单的静电学考虑可知, 该势阱的宽度(对应于导电层的厚度)将依赖于KTO的介电常数^[28]。如图1(b)所示, KTO的介电常数随温度降低而上升, 并在10 K以下进入量子顺电态, 趋于饱和^[20,21]。因此, KTO界面导电层的厚度也将会随温度降低由薄变厚, 并在10 K以下趋于饱和。

实验上可以通过分别测量面内和面外的超导上临界场, 进而利用二维超导的Ginzburg-Landau公式来获得超导层的厚度^[29,30], 并以此来衡量导电层的厚度。如此得到的KTO(111)和KTO(110)界面(导电层)超导厚度分别约为5 nm^[15,27]和6~8 nm^[16,31]。此外, 通过角分辨光电子能谱测量界面的费米面大小, 再结合霍尔效应测量二维载流子浓度, 也可以估算出界面导电层的厚度。这一方法给出了与直接测量超导层厚度类似的结果^[32]。

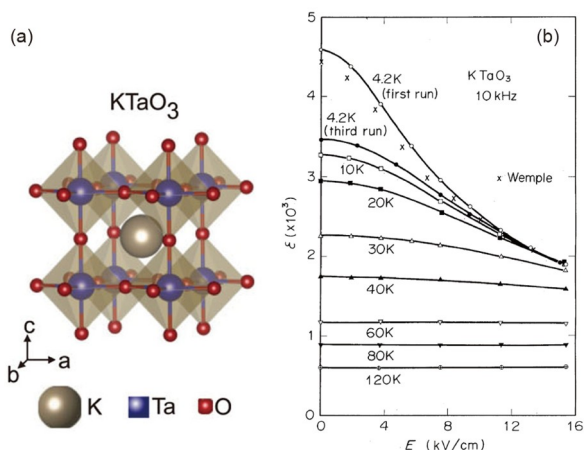


图1 KTaO₃(KTO)的晶格结构示意图(a)^[18], 以及KTO在不同温度和电场下的介电常数(b)^[21]。Copyright © 1976, The Physical Society of Japan

Figure 1 Schematic crystal structure of KTaO₃(KTO) (a)^[18], and dielectric constant of KTO at various temperatures and electric fields (b)^[21]. Copyright © 1976, The Physical Society of Japan

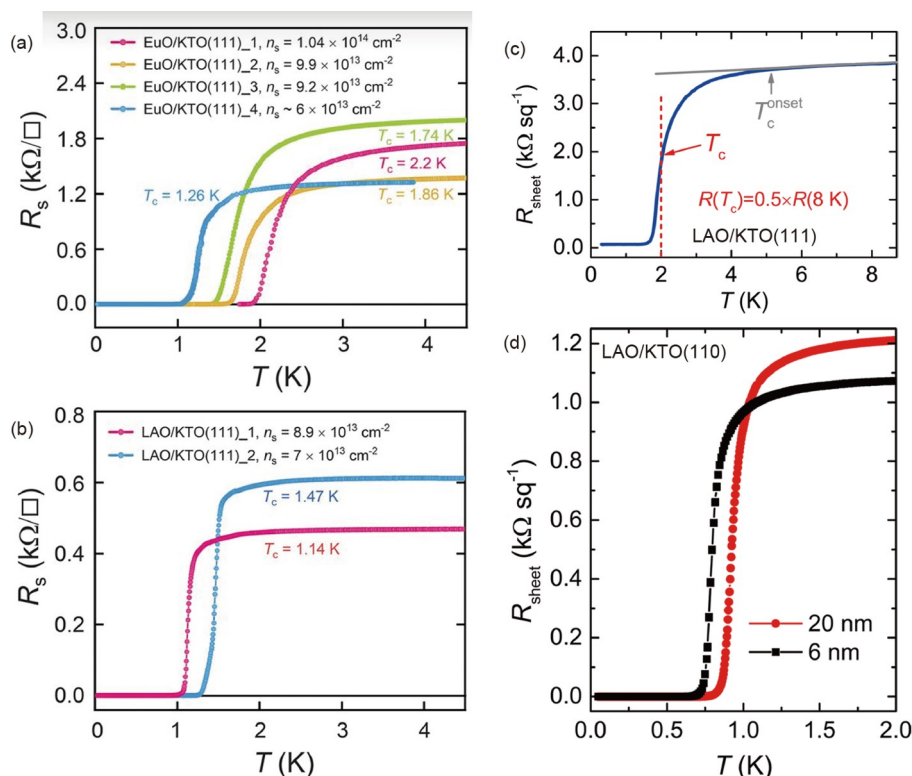


图 2 KTO界面超导的发现. (a) EuO/KTO(111)界面的低温超导转变^[15]. Copyright © 2021, AAAS. (b)~(d) LAO/KTO界面的低温超导转变. (b) 来自文献^[15], Copyright © 2021, AAAS. (c) 来自文献^[27], Copyright © 2021, AAAS. (d) 来自文献^[16], Copyright © 2021, The American Physical Society

Figure 2 Discovery of KTO interface superconductivity. (a) Low-temperature superconducting transition at the EuO/KTO(111) interface^[15]. Copyright © 2021, AAAS. (b)~(d) Low-temperature superconducting transitions at the LAO/KTO interface. (b) is from Ref. ^[15]. Copyright © 2021, AAAS. (c) is from Ref. ^[27]. Copyright © 2021, AAAS. (d) is from Ref. ^[16]. Copyright © 2021, The American Physical Society

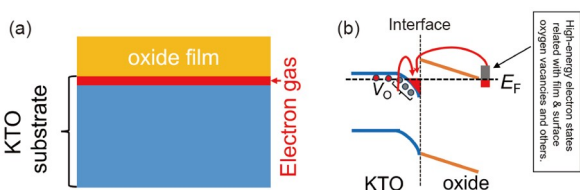


图 3 KTO界面体系的结构和能带示意图. (a) 横切视角结构示意图; (b) 电荷转移及能带弯曲示意图

Figure 3 Structure and band diagram of KTO interfaces. (a) Cross-sectional view of the structure; (b) schematic representation of electron transfer and band alignment

同样利用Ginzburg-Landau公式, 从面外超导上临界场可以得知KTO(111)和(110)界面的超导相干长度分别约为18 nm^[15,27]和30 nm^[16,31], 明显大于超导层的厚度, 因此KTO界面超导属于二维超导. 电流-电压关系测量^[15,16,27]以及超流密度测量^[33]进一步确认了KTO界面超导满足Berezinskii-Kosterlitz-Thouless转变, 支持二维超导图像.

3.2 丰富的界面组合

除了EuO和LAO外, KTO单晶基片还可以与AlO_x^[33]、TiO_x^[34]、YAlO₃^[35]、LaVO₃^[36]、La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃^[37]、LaTiO₃^[18]、Hf_{0.5}Zr_{0.5}O₂^[38]、CaHfO₃、LSAT等众多不同氧化物薄膜形成界面导电和超导(表1). 在这些界面组合中, LaTiO₃、LaVO₃和LSMO能实现外延生长, 而其他大部分氧化物薄膜则是非晶或多晶的. 目前, LAO等薄膜在KTO基片上不仅难以外延生长, 而且形成非晶(而非多晶)的机理仍不清楚. 我们猜测一个可能的原因是晶格失配大, 另一个可能的原因是KTO基片在高温生长条件下表面K的丢失导致了表面晶格的紊乱无序. 不过, 外延生长对KTO界面的超导性能并不起正面作用. 以LaVO₃/KTO界面为例, 尽管在(001)、(110)和(111)晶面取向的KTO基片上构筑的界面都是导电的, 但是只有LaVO₃/KTO(111)界面能够超导, 其 $T_c \sim 0.5$ K, 低于相应的EuO(多晶)/KTO或LAO(非晶)/KTO等界面. 此外, 由于K缺失主要出现在靠近界面

表 1 部分已知的KTO界面、表面和块体样品及它们的超导情况^{a)}

Table 1 Some known interface, surface, and bulk KTO samples, and their superconducting properties

氧化物/KTO界面		不同晶面的超导 T_c (K)		
氧化物薄膜	结晶形式	(111)	(110)	(001)
EuO	多晶	2.2 ^[15]	1 ^[39]	低至25 mK不超导 ^[15]
EuO	外延		1.35(onset), 门电压可调至 1.7 ^[31]	
LAO	非晶	2 ^[27]	0.9 ^[16]	低至25 mK不超导 ^[15]
AlO _x	非晶	1.7 ^[33]		
TiO _x	非晶	1.1 ^[34]		
YAlO ₃	非晶	1.86 ^[35]		
LSAT*	非晶	2		
Hf _{0.5} Zr _{0.5} O ₂	非晶		0.62 ^[38]	
LaVO ₃	外延	0.5 ^[36]	低至50 mK不超导 ^[36]	低至50 mK不超导 ^[36]
LaTiO ₃	外延	1.4 ^[18]	0.9 ^[18]	低至40 mK不超导 ^[18]
La _{2/3} Sr _{1/3} MnO ₃	外延	1.5 ^[37]		
CaHfO ₃ *	外延	0.6		
离子液体调控的KTO表面		2 ^[40]	1 ^[40]	0.05 ^[26]
电子掺杂的块体KTO			低至10 mK无超导 ^[24]	

a) “*”表示本组未正式发表数据

1 nm以内区域^[16], 远小于超导层的厚度, 因此其对界面超导应该不起决定性作用.

与STO体系不同, 到目前为止, 人们在电子掺杂的块体KTO中仍未发现超导. 这表明表、界面效应在KTO界面超导中可能起着比STO界面超导中更为关键的作用. 由于KTO界面超导可以形成于KTO单晶基片与多种不同氧化物薄膜组成的界面, 并且不依赖于薄膜是否外延生长, 因此可推论该超导是表面、界面KTO的本征性质, 薄膜层的主要作用仅是提供电子形成界面势阱. 我们利用离子液体调控的方法在KTO表面实现了与KTO界面类似的超导^[40], 支持这一推论. 丰富的界面组合让研究人员可以根据所关注的问题或器件需求而灵活地选择与KTO基片相匹配的氧化物薄膜层, 这为相关研究提供了便利.

3.3 依赖于KTO晶面取向的超导电性

KTO界面超导的一个重要特征是其超导性能强烈地依赖于KTO的晶面方向. (001)、(110)和(111)是立方钙钛矿结构的3个基本晶面方向. 在STO界面超导体系中, 人们发现3个晶面方向都可以超导, 并且 T_c 相似^[3,41,42]. 然而, 与此不同, 在KTO界面超导体系中, T_c

却高度依赖于晶面方向. 尽管 T_c 与具体的界面组合以及生长条件等细节有关, 但是, 如表1所示, 我们仍可看出超导电性从(001)、(110)到(111)依次增强: (001)表面有~50 mK的超导, (001)界面几乎不超导; (110)表、界面有~1 K的超导; (111)表、界面有~2 K的超导. 对晶面取向的高度依赖性进一步表明在KTO超导中表、界面效应起着关键作用, 这为揭示KTO界面超导的配对机制提供了一个重要视角. 相关讨论见下文“6 超导机制”.

3.4 低超流密度与强超导涨落

超流密度(superfluid density)是衡量超导性质的一个重要物理量^[43,44]. 一般来说, 其值越高, 超导相(phase)的相干性越好; 反之, 则会出现强的超导相涨落^[43], 其与超导预配对^[45]、量子金属态^[46]以及超导量子相变^[46]等诸多重要的物理现象密切相关. 在传统金属超导中, 载流子浓度高(三维载流子浓度 $n_{3D} \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$), 超流密度高, 超导相干性好, 超导 T_c 由库珀对的形成温度决定. 与之对比, 高温超导铜氧化物的载流子浓度($n_{3D} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$)比传统金属低了约2个数量级, 因此, 其超流密度相对较低, 超导相涨落强, 超导 T_c 由库

珀对的相干温度决定^[43]。而氧化物界面超导的载流子浓度比铜氧化物又低了1~2个数量级(STO与KTO界面体系分别为 $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 与 $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)。不仅如此,氧化物界面的二维特性及无序进一步降低了超流密度^[33,47],实验表明在KTO界面超导中仅有2.5%左右的载流子对超导有贡献^[33]。因此,KTO界面超导(也包括STO界面超导)是非常典型的极低超流密度二维超导体,预期将具有非常强的超导相涨落以及演生的颗粒性(granular)超导^[46]。

4 调控

KTO界面超导具有非常好的可调控性,特别是电场调控,既可以通过KTO基片进行调控,也可以通过薄膜进行调控。这为探索其物理机理、寻找新颖的低维超导量子现象,以及发展相应电子器件提供了契机。下面我们介绍针对KTO界面超导的几种调控技术,重点是通过KTO基片的门电压调控(图4(a)),以及导电原子力显微镜扫描探针调控(图4(b))。

4.1 通过KTO基片的门电压调控

如图4(a)所示,类似于传统的固态场效应晶体管调控,可以将KTO基片本身作为介电材料,电极一端连接界面,另一端连接制备在KTO基片背后的底电极,通过施加在2个电极上的门电压来调控界面性能。这种调控方法可带来2种主要效应:一是对界面载流子浓度的调控,调控大小可以通过平行板电容模型(把界面和底电极分别看作电容的两个极板)来估算^[8];二是对界面载流子空间分布的影响,体现在迁移率随电场的显著变化^[27,49-51]。在以往研究的绝大多数材料体系中,调控效果主要来自载流子浓度的改变。然而,在KTO界面超导

体系,这一情况发生了变化。

我们可以估算门电压对KTO界面载流子浓度的调控能力。假定KTO的相对介电常数为5000,施加的最大门电压为200 V(基片厚度0.5 mm),从电容模型可知对载流子浓度的调控能力为 $1.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 。考虑到强电场会抑制介电常数(图1(b)),预期由电容效应带来的载流子调控能力会更小。因此,仅有当KTO界面体系的载流子浓度非常低时,电场对载流子浓度的调控带来的效应才会比较显著^[14,39];而对于典型的KTO界面超导样品,载流子浓度一般在 $(5 \sim 10) \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 范围,电场难以显著调控载流子浓度,这与实验结果一致^[27,31,39,52]。

然而,门电压仍然可以通过第二种效应高效调控KTO界面。我们利用施加在KTO上的门电压调控了LAO/KTO(111)界面超导^[27]。如图5(a)所示,实现了从超导态到绝缘态的连续调控,并观察到低温下可被连续调控的电阻平台。Hall效应测量表明载流子浓度在相当大的门电压范围内几乎不变(图5(c));与之对比,迁移率显著地连续单调变化(图5(c))。调控效果可由载流子的空间分布变化以及界面附近KTO中的无序梯度来理解(图5(d, e)):一方面,门电压改变了界面势阱的形状,进而改变了载流子的空间分布;另一方面,靠近界面的KTO不可避免地会出现由扩散等带来的无序,并且越靠近界面,无序度越强。因此,当负门电压把载流子向界面压缩时,会带来迁移率的明显下降;并且当通道变得非常窄、无序非常强时,会发生载流子的局域化,进入绝缘状态。因此,这一电场效应事实是通过改变载流子(电子及库珀对)的空间分布,进而调控了其无序的相互作用来实现的。

值得一提的是,受限于KTO所能承受的最大门电压以及界面区域的无序强度及分布难以精确控制,目前仅在少数样品中能够实现从超导态到绝缘态的连续电场调控。然而,迁移率随门电压的显著变化(与之对比,载流子浓度变化微弱)在几乎所有的KTO界面超导样品中普遍存在。此外,电场在调控载流子空间分布的同时,也调控了界面超导的 T_c (图5(b))。在无序度不太强的情况下,变化趋势是载流子越靠向界面,迁移率越低, T_c 越高^[27,31,39]。陈仙辉、项子霖团队^[31]调控了EuO/KTO(110)界面,发现电场在调控迁移率和 T_c 的同时,也调控了自旋轨道耦合度 ε_{so} :当门电压从150 V变化到-180 V时, ε_{so} 从1.2 meV增加到21.1 meV。他们认为在该 V_G 范围内, T_c 的增加与自旋轨道耦合的增强直接相关,自旋轨道耦合应该被认为是决定氧化物界面二维超导性的一

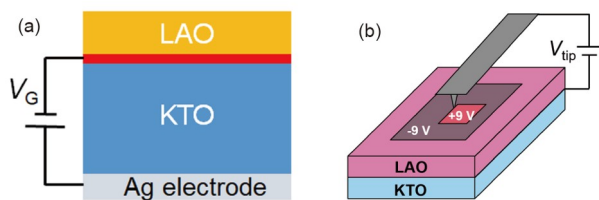


图4 两种高效的电场调控KTO界面的方法。(a) 通过KTO基片施加门电压^[27]。Copyright © 2021, AAAS. (b) 通过导电探针扫描LAO表面^[48]。Copyright © 2022, the American Physical Society
Figure 4 Two powerful electric-field-effect based methods in controlling KTO interfaces. (a) Gating across KTO^[27]. Copyright © 2021, AAAS. (b) Scanning LAO surfaces with electrically biased probes^[48]. Copyright © 2022, the American Physical Society

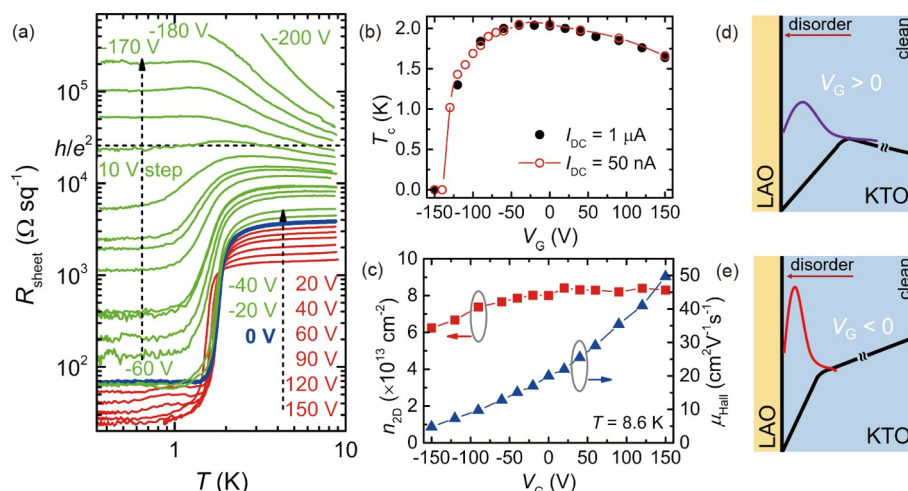


图 5 通过KTO基片施加门电压调控LAO/KTO(111)界面电输运性质^[27]. (a) 不同门电压下的电阻-温度依赖关系. (b) 不同门电压下的 T_c . (c) 不同门电压下的载流子浓度和迁移率. (d, e) $V_G > 0$ 和 $V_G < 0$ 时门电压调控效果示意图. 紫色和红色线条代表垂直于界面的电子包络波函数, 与相应势阱(粗黑色实线)相匹配. 越靠近界面, KTO中的无序越强. Copyright © 2021, AAAS

Figure 5 Modulation of the LAO/KTO(111) interface electrical transport properties^[27] by applying gate voltages to the KTO substrate. (a) Resistance-temperature dependence at different V_G . (b) T_c at different V_G . (c) Carrier density and mobility at different V_G . (d, e) Schematic diagrams of the operations for $V_G > 0$ and $V_G < 0$, respectively. The purple and red lines represent the electron envelope wave function perpendicular to the interface, matching the potential well (thick solid lines) at the corresponding V_G . A higher degree of disorder is expected in the region closer to the interface. Copyright © 2021, AAAS

个重要因素.

4.2 导电原子力显微镜扫描探针调控

这是在氧化物界面领域发展起来的一种独特的调控技术, 最初由美国匹兹堡大学的Levy小组在经典的LAO/STO界面实现. 该技术主要利用了LAO的高度绝缘性和稳定性, 以及加电偏压的导电原子力显微镜探针产生的局域强电场所导致的空气中的水汽在针尖的凝结和分解^[53,54]. 通过在LAO表面扫描探针, 表面电荷(束缚在LAO表面)被写入, 根据屏蔽效应, 界面相应位置的导电性能被调控, 而LAO自身的物理性质则仍然保持不变. 这种调控是局部的(由微探针的针尖大小等因素决定)、可逆的以及非挥发性的.

由于LAO/KTO在结构上与LAO/STO非常相似, 因此, 也可以用此技术来调控LAO/KTO界面超导. 我们首先利用此技术调控了LAO/KTO(111)界面, 实现了通道在导电和绝缘状态间的切换以及对超导性能的调控^[48]. Levy小组利用此技术在LAO/KTO(110)界面刻画了超导纳米线^[55]以及纳米尺度的超导量子干涉器件^[56]. 以上工作表明该技术可以完美地从LAO/STO体系移植到LAO/KTO体系. 相较于一般调控技术, 该技术的最大优势是可以在微纳尺度灵活地刻画各种电子器件结构. 在经典的LAO/STO体系, 研究人员借助此技

术不仅构筑了大量新奇的氧化物纳米电子器件^[57~59], 而且观察到非超导电子配对^[60]和Pascal序列电导^[61]等一系列新颖的物理现象. 与LAO/STO相比, LAO/KTO具有更高的超导 T_c 和更强的自旋轨道耦合, 结合这一技术, 有望构筑出性能更好的氧化物纳米电子器件以及发现新的低维超导量子现象.

4.3 其他调控

除了上述两种调控手段之外, 光照^[38,62]、电子束^[55]、离子液体门电压调控^[40,63]等也可以有效调控KTO界面导电及超导. 此外, 通过调整生长参数, 可以在很大程度上调控KTO界面的性质^[64]. 在此不再一一展开.

5 导电机制

在KTO界面体系, 目前已经清楚导电是电子型的, 导电层是靠近界面的约几个纳米厚的KTO薄层, 导电电子(界面电子气)占据Ta 5d轨道. 这一绝缘的界面KTO薄层是如何变为导电的, 或换言之, KTO界面电子气是如何形成的呢?

KTO界面电子气与STO界面电子气具有高度相似性. 以LAO/STO为代表的STO界面电子气的形成机制曾引起广泛争议. 笼统地说, 有4种主要机制: (a) 界面

极化不连续与电荷重构; (b) 界面扩散; (c) STO中的氧空位; (d) 氧化物(如LAO)薄膜层(及表面)中的氧空位与电荷重构。目前, 人们对KTO界面电子气形成机制的系统研究还不多, 往往借用STO界面电子气的已有机制来理解前者。如表1所示, KTO与多种氧化物薄膜组合都可以形成界面电子气。对于这些不同的界面, 研究者也给出了不同的解释。比如, Zou等人^[12]把LaTiO₃/KTO、Wadehra等人^[13]把LaVO₃/KTO界面电子气归因于界面极化不连续与电荷重构。Liu等人^[15]把EuO/KTO和LAO/KTO界面电子气归因于KTO中的氧空位以及界面扩散。在这里, 我们打算针对不同体系做过多详细讨论, 而是根据我们在LAO/KTO界面的研究结果, 给出一个一般性的理解: 首级因素是氧化物(比如LAO)薄膜层(及表面)中的氧空位及由此带来的电荷重构; 次级因素是KTO中的氧空位。我们认为这一理解对于不同组合的KTO界面以及STO界面具有通用性。

简单讨论如下。由于LAO是非晶的, LAO/KTO界面不存在极化不连续, 因此可以排除界面极化不连续与电荷重构机制。扫描透射电子显微镜研究表明, 界面扩散不足1 nm尺度^[16], 远小于界面导电层的厚度, 因此可以排除界面扩散为主要机制。值得强调的是, 在已报道的所有KTO界面电子气体系中, 薄膜都是在缺氧环境下生长的(如在富氧环境下生长, 界面则变为绝缘)。因此, 可以非常确定地说, 氧空位在界面导电中一定起着关键作用。这一结论在STO界面体系也被广泛认知。然而, 氧空位既存在于KTO(或STO)基片, 也存在于其上的氧化物薄膜。因此, 这两种不同氧空位的作用都需要考虑。

由于存在(大量)氧空位的KTO(或STO)本身可以导电, 因此许多研究人员往往默认界面导电也来自KTO(或STO)中的氧空位(图6(a))。我们认为这一理解是不全面的, 忽视了薄膜中氧空位的作用(图6(b))。一个简单的事实是: 经历同样的生长过程, 但不真正沉积薄膜的KTO(或STO)基片, 尽管存在氧空位, 但并不导电。为了澄清这两种不同的氧空位机制, 我们曾开展了一系列边生长边原位测量实验(图6(c, d))^[65,66]。结果表明, 在真空环境下, 生长一旦开始界面就立即导电, 因此LAO薄膜的临界厚度不是本征的; 对于LAO薄膜小于临界厚度的样品, 在原位真空中其导电性保持, 但在氧气或空气环境下其导电性则消失, 表明填充薄膜中的氧空位会扼杀界面导电。结合其他对比实验, 我们的结果支持以下设想(图3b, 6b): 氧化物(比如LAO)薄膜层

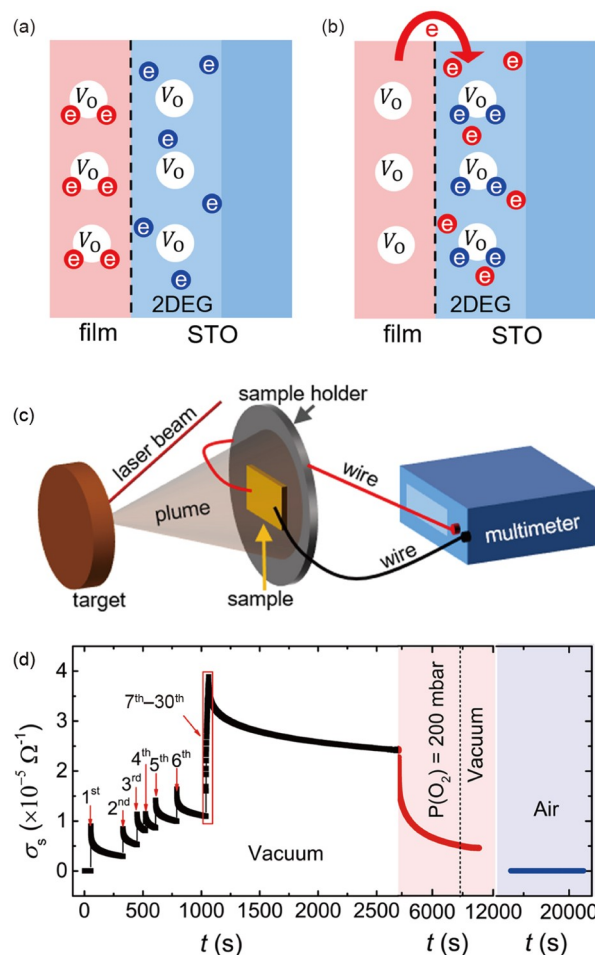


图6 甄别两种不同的氧空位机制。(a) STO(KTO)中的氧空位直接形成界面电子气^[65]。(b) 薄膜中的氧空位向STO(KTO)转移电子, 形成界面势阱和电子气^[65]。(c) 边生长边测量电输运实验示意图^[65]。Copyright © 2019, Institute of Physics. (d) 一组典型的界面电导 σ_s 随生长过程及环境变化的实验数据^[66]。红色箭头表示激光脉冲, 每个脉冲生长 ~ 0.014 nm LAO薄膜。不同时间段的样品环境如图所示。Copyright © 2022, The American Physical Society

(及表面)中的氧空位作为源头向靠近界面的KTO(或STO)层转移电荷, 形成界面势阱, 这是电子气形成的首要机制; 之后, KTO(或STO)中氧空位束缚的部分电子(能级略低于导带底)进入势阱, 达到新的静电平衡, 这进一步增强了界面导电性。更多讨论可参考我们近年

的文章^[65-68]. 在这一设想下, LAO薄膜的临界厚度可以理解为维持薄膜中足够氧空位存在所需要的最小厚度.

此外, 我们发现在生长LAO的过程中同时添加少量的水汽有利于界面导电^[16,27], 具体机制目前还不清楚. 一种可能性是水汽在氧空位处分解, 有利于向界面提供电子^[67]; 另一种可能是水汽有利于薄膜中氧空位的形成.

6 超导机制

KTO界面超导与STO界面超导相似, 应该也是非常规超导. STO超导是第一个被发现的非常规超导, 发现于BCS理论(1957年)提出7年之后^[25]. 其非常规性主要体现在超导配对机制不满足典型的BCS电声理论^[69,70]. 在BCS理论中, 费米能远高于德拜能; 而在STO中, 费米能接近甚至小于德拜能. 同样的情况也出现在KTO界面超导中. 尽管KTO界面超导是二维的, 软X射线角分辨光电子能谱测量表明KTO界面的电子结构仍是三维的^[32]. 实验测得的KTO界面超导的二维载流子浓度 n_{2D} 一般在 $(5\sim10)\times10^{13}\text{ cm}^{-2}$. 假定超导层的厚度为5 nm, 那么相应的体载流子浓度 n_{3D} 为 $(1\sim2)\times10^{20}\text{ cm}^{-3}$, 对应的费米能约为几十至100 meV, 与KTO的纵向光学声子模能量相近^[71]. 显然, 这与传统BCS电声理论中的费米能远高于德拜能这一条件不符.

目前, KTO界面超导的配对机制仍是一个谜团. 尽管有KTO界面存在磁性的报道^[72,73], 但是综合来看这一界面并不存在明显的磁有序, 基本可以排除磁涨落

相关机制. 最近, 陈仙辉团队^[74]报道了在铁磁性EuO和(110)取向的KTO构成的界面中由铁磁近邻效应导致的一维超导条纹相, 展现了超导电性与磁性的耦合效应. 不过, 最有可能的超导配对机制仍是电声相互作用. 然而, 如上所述, 其电声相互作用并不是典型的BCS电声机制. 到目前为止, 已知的KTO超导只发生在界面(或表面), 并且对晶面方向敏感. 对这些现象的深入研究有望揭开KTO界面超导配对机制的神秘面纱.

Liu等人^[15]发现对于KTO(111)界面, T_c 与 n_{2D} 在近一个数量级的范围内存在显著的线性依赖关系(图7(a)). 据此, 他们提出了通过软横向光学(TO1)声子进行电子配对的模型^[15]. 如图7(b)所示, 由黑色箭头表示的Ta和O位置在垂直方向上的位移打破了关于d轨道中心水平面的反演对称性, 使得电子沿着Ta-O-Ta键的轨道间跳跃幅度不再为零. 通过这一模型, 他们成功得到了KTO(111)界面上 T_c 与 n_{2D} 的近似线性关系, 以及对晶面方向的高度敏感. 不过, 该模型的正确性还有待进一步的实验验证. 有两点值得讨论: 一是该模型假定界面电子结构是二维的, 这与软X射线角分辨光电子能谱实验结果不一致^[32]; 二是 T_c 与 n_{2D} 的线性关系在实验上并非是普适的, 比如, 在电场调控实验中, 对于高 n_{2D} 的样品(也是最典型的KTO界面超导样品), T_c 与 n_{2D} 并不呈现明显依赖关系^[27,31,39].

Chen等人^[32]利用软X射线角分辨光电子能谱测量了(001)、(110)和(111)三种不同晶面取向LAO/KTO界面样品的电子结构, 发现界面电子结构是三维的, 并且

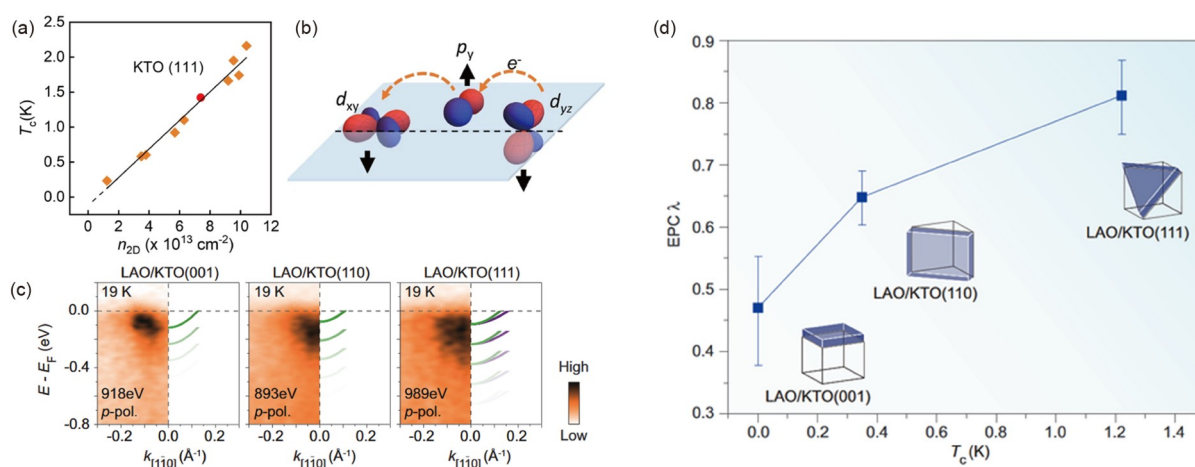


图7 可能的超导配对机制迹象. (a) 在KTO(111)样品中 T_c 与 n_{2D} 的线性依赖关系^[39]. (b) 通过TO声子的超导配对模型^[39]. (c) LAO/KTO(001), LAO/KTO(110)和LAO/KTO(111)沿 $k_{[110]}$ 方向的光电子能谱^[32]. (d) 依赖KTO界面取向的电声耦合^[32].
Figure 7 Indication of possible superconducting pairing mechanisms. (a) n_{2D} dependence of T_c for KTO(111) samples^[39]. (b) pairing via transverse optical phonons^[39]. (c) Photoemission spectra along $k_{[110]}$ for LAO/KTO(001), LAO/KTO(110), and LAO/KTO(111)^[32]. (d) Orientation-dependent electron-phonon coupling in LAO/KTO interfaces^[32].

电声耦合明显依赖于晶面方向。如图7(c)所示,从(001)、(110)到(111),电子能谱上的“拖尾”现象依次增强。该“拖尾”现象是一种典型的极化子效应,可归因于电子与小波矢Fuchs-Kliwer表面声子的耦合。从(001)、(110)到(111),电声子耦合依次增强,超导 T_c 也依次增加(图7(d))。由此可见,电子与Fuchs-Kliwer表面声子的相互作用对KTO界面超导起着重要作用。至于这一相互作用是否就是KTO界面超导的配对机制,还需进一步的实验验证。

除了超导配对机制,另一个重要的未解问题是KTO超导波函数的对称性。Zhang等人^[35]在 $\text{YAlO}_3/\text{KTO}(111)$ 界面发现其面内磁阻和上临界场在超导态时发生了自发旋转对称性破缺,呈现二重对称性,将其归因于s波和p波混合配对超导态。不过更多实验迹象暗示KTO界面超导可能仍是s波或以s波为主导。其中很重要的一点是KTO界面超导对无序有很强的抵抗能力。我们^[27]利用电场调控 LAO/KTO 界面超导,通过把载流子的分布向界面压缩,可显著增强有效无序度,电子的平均自由程可以从大于8 nm连续调控至小于1 nm。我们发现除了极端无序情况,超导一直存在,并且 T_c 在很大的门电压范围内随着有效无序度的增强而提高(图5b)。此外, Mallik等人^[33]测量了 $\text{AlO}_x/\text{KTO}(111)$ 界面超导的超流刚度,结果与无节点的超导序参量一致,也支持s波超导。

7 总结与展望

在本文中,我们简单梳理了KTO界面超导自发现以来的研究进展,并对KTO界面电子气的起源以及界面超导的可能机制进行了讨论。KTO界面体系与STO界面体系有许多相似之处,如相似的物理结构、电子气、调控手段等,这使得基于STO体系的研究方法具有很强的可移植性。同时,KTO界面体系比STO体系具有高近一个数量级的超导 T_c 以及自旋轨道耦合,这使得它在构筑氧化物超导电子器件、探索拓扑超导以及Majorana物理等方面更有优势^[75]。

KTO界面超导的发现也为非常规超导物理研究提供了新的机会。一方面,它极低的超流密度、优异的可调控性以及相对较高的 T_c 使其有潜力成为研究超导涨落相关现象的模范体系。另一方面,KTO界面超导的各向异性特征以及块体超导的缺失或许隐藏着超导性起源的重要信息。STO超导作为第一个非常规超导,其研究经久不衰。然而,STO界面超导的配对机制是否和STO块体超导一样,仍是一个未知问题。KTO界面超导的出现为解决这一类问题提供了新的素材和突破口。此外,对于KTO体系是s波还是p波超导,现在仍存在争论,这也激发了进一步的研究兴趣。基于KTO的氧化物界面超导体系已经成为凝聚态物理领域的一个新的研究热点,将有机会推动界面超导领域的未来发展。

参考文献

- Ginzburg V L, Kirzhnits D A. On the superconductivity of electrons at the surface levels. *J Exp Theor Phys*, 1964, 19: 269
- Strongin M, Kammerer O F, Crow J E, et al. Enhanced superconductivity in layered metallic films. *Phys Rev Lett*, 1968, 21: 1320–1323
- Reyren N, Thiel S, Caviglia A D, et al. Superconducting interfaces between insulating oxides. *Science*, 2007, 317: 1196–1199
- Gozar A, Logvenov G, Kourkoutis L F, et al. High-temperature interface superconductivity between metallic and insulating copper oxides. *Nature*, 2008, 455: 782–785
- Wang Q Y, Li Z, Zhang W H, et al. Interface-induced high-temperature superconductivity in single unit-cell FeSe films on SrTiO_3 . *Chin Phys Lett*, 2012, 29: 037402
- Cao Y, Fatemi V, Fang S, et al. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices. *Nature*, 2018, 556: 43–50
- Ohtomo A, Hwang H Y. A high-mobility electron gas at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterointerface. *Nature*, 2004, 427: 423–426
- Caviglia A D, Gariglio S, Reyren N, et al. Electric field control of the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface ground state. *Nature*, 2008, 456: 624–627
- Bert J A, Kalisky B, Bell C, et al. Direct imaging of the coexistence of ferromagnetism and superconductivity at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Nat Phys*, 2011, 7: 767–771
- Richter C, Boschker H, Dietsche W, et al. Interface superconductor with gap behaviour like a high-temperature superconductor. *Nature*, 2013, 502: 528–531
- Biscaras J, Bergeal N, Hurand S, et al. Multiple quantum criticality in a two-dimensional superconductor. *Nat Mater*, 2013, 12: 542–548
- Zou K, Ismail-Beigi S, Kisslinger K, et al. $\text{LaTiO}_3/\text{KTaO}_3$ interfaces: A new two-dimensional electron gas system. *APL Mater*, 2015, 3: 036104
- Wadehra N, Tomar R, Varma R M, et al. Planar Hall effect and anisotropic magnetoresistance in polar-polar interface of $\text{LaVO}_3\text{-KTaO}_3$ with strong spin-orbit coupling. *Nat Commun*, 2020, 11: 874
- Zhang H, Zhang H, Yan X, et al. Highly mobile two-dimensional electron gases with a strong gating effect at the amorphous $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3$

- interface. *ACS Appl Mat Interfaces*, 2017, 9: 36456–36461
- 15 Liu C, Yan X, Jin D, et al. Two-dimensional superconductivity and anisotropic transport at $\text{KTaO}_3(111)$ interfaces. *Science*, 2021, 371: 716–721
 - 16 Chen Z, Liu Z, Sun Y, et al. Two-dimensional superconductivity at the $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3(110)$ heterointerface. *Phys Rev Lett*, 2021, 126: 026802
 - 17 Dirk van der Marel. Tantalates transcend titanates. *J Club Condensed Matter Physics*, 2021, doi: 10.36471/JCCM_May_2021_01
 - 18 Maryenko D, Maznichenko I V, Ostanin S, et al. Superconductivity at epitaxial $\text{LaTiO}_3\text{--KTaO}_3$ interfaces. *APL Mater*, 2023, 11: 061102
 - 19 Wemple S H. Some transport properties of oxygen-deficient single-crystal potassium tantalate (KTaO_3). *Phys Rev*, 1965, 137: A1575–A1582
 - 20 Ang C, Bhalla A S, Cross L E. Dielectric behavior of paraelectric KTaO_3 , CaTiO_3 , and $(\text{Ln}_{1/2}\text{Na}_{1/2})\text{TiO}_3$ under a dc electric field. *Phys Rev B*, 2001, 64: 184104
 - 21 Fujii Y, Sakudo T. Dielectric and optical properties of KTaO_3 . *J Phys Soc Jpn*, 1976, 41: 888–893
 - 22 Jellison G E, Paulauskas I, Boatner L A, et al. Optical functions of KTaO_3 as determined by spectroscopic ellipsometry and comparison with band structure calculations. *Phys Rev B*, 2006, 74: 155130
 - 23 King P D C, He R H, Eknapakul T, et al. Subband structure of a two-dimensional electron gas formed at the polar surface of the strong spin-orbit perovskite KTaO_3 . *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 117602
 - 24 Thompson J R, Boatner L A, Thomson J O. Very low-temperature search for superconductivity in semiconducting KTaO_3 . *J Low Temp Phys*, 1982, 47: 467–475
 - 25 Schooley J F, Hosler W R, Cohen M L. Superconductivity in semiconducting SrTiO_3 . *Phys Rev Lett*, 1964, 12: 474–475
 - 26 Ueno K, Nakamura S, Shimotani H, et al. Discovery of superconductivity in KTaO_3 by electrostatic carrier doping. *Nat Nanotech*, 2011, 6: 408–412
 - 27 Chen Z, Liu Y, Zhang H, et al. Electric field control of superconductivity at the $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3(111)$ interface. *Science*, 2021, 372: 721–724
 - 28 Minohara M, Hikita Y, Bell C, et al. Dielectric collapse at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$ heterointerface under applied electric field. *Sci Rep*, 2017, 7: 9516
 - 29 Kozuka Y, Kim M, Bell C, et al. Two-dimensional normal-state quantum oscillations in a superconducting heterostructure. *Nature*, 2009, 462: 487–490
 - 30 Saito Y, Kasahara Y, Ye J, et al. Metallic ground state in an ion-gated two-dimensional superconductor. *Science*, 2015, 350: 409–413
 - 31 Hua X, Meng F, Huang Z, et al. Tunable two-dimensional superconductivity and spin-orbit coupling at the $\text{EuO}/\text{KTaO}_3(110)$ interface. *npj Quantum Mater*, 2022, 7: 97
 - 32 Chen X, Yu T, Liu Y, et al. Orientation-dependent electron-phonon coupling in interfacial superconductors $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3$. 2023, arXiv: 2301.13488
 - 33 Mallik S, Ménard G C, Saiz G, et al. Superfluid stiffness of a KTaO_3 -based two-dimensional electron gas. *Nat Commun*, 2022, 13: 4625
 - 34 Al-Tawhid A H, Kanter J, Hatefipour M, et al. Superconductivity and weak anti-localization at $\text{KTaO}_3(111)$ interfaces. *J Electron Mater*, 2022, 51: 6305–6309
 - 35 Zhang G, Wang L, Wang J, et al. Spontaneous rotational symmetry breaking in KTaO_3 heterointerface superconductors. *Nat Commun*, 2023, 14: 3046
 - 36 Liu Y, Liu Z, Zhang M, et al. Superconductivity in epitaxially grown $\text{LaVO}_3/\text{KTaO}_3(111)$ heterostructures. *Chin Phys B*, 2023, 32: 037305
 - 37 Arnault E G, Al-Tawhid A H, Salmani-Rezaie S, et al. Anisotropic superconductivity at $\text{KTaO}_3(111)$ interfaces. *Sci Adv*, 2023, 9: eadfl414
 - 38 Gan Y, Yang F, Kong L, et al. Light-induced giant rashba spin-orbit coupling at superconducting $\text{KTaO}_3(110)$ heterointerfaces. *Adv Mater*, 2023, 35: 2300582
 - 39 Liu C, Zhou X, Hong D, et al. Tunable superconductivity and its origin at KTaO_3 interfaces. *Nat Commun*, 2023, 14: 951
 - 40 Ren T, Li M, Sun X, et al. Two-dimensional superconductivity at the surfaces of KTaO_3 gated with ionic liquid. *Sci Adv*, 2022, 8: eabn4273
 - 41 Monteiro A M R V L, Groenendijk D J, Groen I, et al. Two-dimensional superconductivity at the (111) $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Phys Rev B*, 2017, 96: 020504
 - 42 Han Y L, Shen S C, You J, et al. Two-dimensional superconductivity at (110) $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 192603
 - 43 Emery V J, Kivelson S A. Importance of phase fluctuations in superconductors with small superfluid density. *Nature*, 1995, 374: 434–437
 - 44 Božović I, He X, Wu J, et al. Dependence of the critical temperature in overdoped copper oxides on superfluid density. *Nature*, 2016, 536: 309–311
 - 45 Božović I, Levy J. Pre-formed Cooper pairs in copper oxides and $\text{LaAlO}_3\text{--SrTiO}_3$ heterostructures. *Nat Phys*, 2020, 16: 712–717
 - 46 Sacépé B, Feigel'man M, Klapwijk T M. Quantum breakdown of superconductivity in low-dimensional materials. *Nat Phys*, 2020, 16: 734–746
 - 47 Manca N, Bothner D, Monteiro A M R V L, et al. Bimodal phase diagram of the superfluid density in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ revealed by an interfacial waveguide resonator. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 036801
 - 48 Hong S, Sun Y, Liu Y, et al. Surface charge writing and nonvolatile control of superconductivity in a $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3(111)$ heterostructure. *Phys Rev Appl*, 2022, 17: L061001
 - 49 Chen Z, Yuan H, Xie Y, et al. Dual-gate modulation of carrier density and disorder in an oxide two-dimensional electron system. *Nano Lett*, 2016, 16: 6130–6136

- 50 Bell C, Harashima S, Kozuka Y, et al. Dominant mobility modulation by the electric field effect at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 226802
- 51 Chen Z, Swartz A G, Yoon H, et al. Carrier density and disorder tuned superconductor-metal transition in a two-dimensional electron system. *Nat Commun*, 2018, 9: 4008
- 52 Qiao W, Ma Y, Yan J, et al. Gate tunability of the superconducting state at the EuO/KTaO_3 (111) interface. *Phys Rev B*, 2021, 104: 184505
- 53 Bi F, Bogorin D F, Cen C, et al. “Water-cycle” mechanism for writing and erasing nanostructures at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 173110
- 54 Cen C, Thiel S, Hammerl G, et al. Nanoscale control of an interfacial metal–insulator transition at room temperature. *Nat Mater*, 2008, 7: 298–302
- 55 Yu M, Liu C, Yang D, et al. Nanoscale control of the metal–insulator transition at $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3$ interfaces. *Nano Lett*, 2022, 22: 6062–6068
- 56 Yu M, Hougland N, Du Q, et al. Sketched nanoscale KTaO_3 -based superconducting quantum interference device. 2023, arXiv: 2310.16051
- 57 Cen C, Thiel S, Mannhart J, et al. Oxide nanoelectronics on demand. *Science*, 2009, 323: 1026–1030
- 58 Irvin P, Ma Y, Bogorin D F, et al. Rewritable nanoscale oxide photodetector. *Nat Photon*, 2010, 4: 849–852
- 59 Briggeman M, Lee H, Lee J W, et al. One-dimensional Kronig–Penney superlattices at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Nat Phys*, 2021, 17: 782–787
- 60 Cheng G, Tomczyk M, Lu S, et al. Electron pairing without superconductivity. *Nature*, 2015, 521: 196–199
- 61 Briggeman M, Tomczyk M, Tian B, et al. Pascal conductance series in ballistic one-dimensional $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ channels. *Science*, 2020, 367: 769–772
- 62 Qi S, Zhang H, Zhang J, et al. Large optical tunability of 5d 2D electron gas at the spinel/perovskite $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3/\text{KTaO}_3$ heterointerface. *Adv Mater Inter*, 2022, 9: 2200103
- 63 Yan H, Zeng S, Rubi K, et al. Ionic modulation at the $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3$ interface for extreme high-mobility two-dimensional electron gas. *Adv Mater Inter*, 2022, 9: 2201633
- 64 Sun Y, Liu Y, Pan W, et al. Effects of growth temperature, oxygen pressure, laser fluence and postannealing on transport properties of superconducting $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3(111)$ interfaces. *J Phys-Condens Matter*, 2022, 34: 444004
- 65 Chen Z, Zhang M, Ren T, et al. Unravelling oxygen-vacancy-induced electron transfer at SrTiO_3 -based heterointerfaces by transport measurement during growth. *J Phys-Condens Matter*, 2019, 31: 505002
- 66 Sun Y, Liu Y, Hong S, et al. Critical thickness in superconducting $\text{LaAlO}_3/\text{KTaO}_3(111)$ Heterostructures. *Phys Rev Lett*, 2021, 127: 086804
- 67 Zhang M, Chen Z, Mao B, et al. Origin of interfacial conductivity at complex oxide heterointerfaces: Possibility of electron transfer from water chemistry at surface oxygen vacancies. *Phys Rev Mater*, 2018, 2: 065002
- 68 Chen Z, Chen X, Mao B, et al. Surface amorphous oxides induced electron transfer into complex oxide heterointerfaces. *Adv Mater Inter*, 2018, 5: 1801216
- 69 Gastiasoro M N, Ruhman J, Fernandes R M. Superconductivity in dilute SrTiO_3 : A review. *Ann Phys*, 2020, 417: 168107
- 70 Lin X, Bridoux G, Gourgout A, et al. Critical doping for the onset of a two-band superconducting ground state in $\text{SrTiO}_{3-\delta}$. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 207002
- 71 Vogt H, Uwe H. Hyper-Raman scattering from the incipient ferroelectric KTaO_3 . *Phys Rev B*, 1984, 29: 1030–1034
- 72 Krantz P W, Tyner A, Goswami P, et al. Colossal spontaneous hall effect and emergent magnetism in KTaO_3 two-dimensional electron Gases. 2022, arXiv: 2209.10534
- 73 Ning Z, Qian J, Liu Y, et al. Signature of the coexistence of ferromagnetism and superconductivity at KTaO_3 heterointerfaces. 2023, arXiv: 2302.01549
- 74 Hua X, Zeng Z, Meng F, et al. Superconducting stripes induced by ferromagnetic proximity in an oxide heterostructure. *Nat Phys*, 2024, <https://doi.org/10.1038/s41567-024-02443-x>
- 75 Vicente-Arche L M, Bréhin J, Varotto S, et al. Spin-charge interconversion in KTaO_3 2D electron gases. *Adv Mat*, 2021, 33: 2102102

Summary for “钽酸钾界面超导的发现与研究进展”

The discovery and research progress of the potassium tantalate interface superconductors

Zhengshuai Yang & Yanwu Xie*

School of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China

* Corresponding author, E-mail: ywxie@zju.edu.cn

Very recently, superconductivity with a transition temperature (T_c) up to 2.2 K was discovered at KTaO_3 (KTO)-based interfaces. Compared with the classic SrTiO_3 interface superconductors, this new oxide interface superconductivity has a higher T_c , a stronger spin-orbit coupling, and a comparable tunability. These excellent properties make KTO interface superconductors an exciting platform to explore rich low-dimensional superconducting physics, as well as to push forward the frontier of oxide electronics. In this paper, we aim to give a brief review of this rapidly developing field of KTO interface superconductors, in order to instruct readers who are interested in, but not familiar with, it. We are not intended to include all the relevant published literatures thoroughly. Rather, we choose materials in a way that can provide readers a consistent story, and let them have a big picture in a short time. For those who are interested in deep details, please refer to the original research papers. The contents are arranged as follows. The first part provides the basic properties of KTO, including its crystalline structure, the dielectric constant, the spin-orbit coupling, orbitals, conduction, etc. The second part reviews the history of the discovery of the KTO interface superconductors. In the third part, we introduce the important physical properties of KTO interface superconductors: (1) The thickness of the interface conducting layer and the two-dimensional superconductivity. (2) The fruitful combinations of a variety of KTO-based interfaces. Here we note that the key role of the deposited films is to supply electrons to the KTO layer near the interface. It is not so crucial whether the deposited films are epitaxial or not. (3) The dependence of superconductivity on the orientations of KTO. (4) The extremely low superfluid density and the strong superconducting fluctuations. We believe that many interesting properties of KTO interface superconductors are related to them. (5) The tuning. We introduce a few methods in tuning the KTO interface superconductors. More attentions are paid to the back gating across KTO, the most useful technique in controlling this system. In the fifth part we discuss the conduction mechanism of the KTO interfaces. In the classic STO interfaces, the conduction mechanism has been a long-standing debate. Here we would like to point out that the conduction of KTO (as well as STO) interfaces can be well understood by taking into account of the effects of oxygen vacancies in films (in addition to oxygen vacancies in KTO and STO substrates). In the sixth part, we review and discuss the developments in understanding the mechanism of KTO interface superconductivity. At the present stage, the superconducting mechanism is still an open question. It is mostly likely that the pairing glue is still electron-phonon coupling. However, it is also rather clear that the superconductivity is unconventional. It is because that the Fermi energy is comparable or even lower than the Debye energy of optical phonons, which violates the conditions of applicability of the standard BCS theory.

interface superconductor, oxide interface, potassium tantalate, tuning superconductivity

doi: [10.1360/TB-2024-0174](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0174)