



2M-WS₂中的马约拉纳零能模、与晶格解耦的电荷序及其相互作用

苏莘栋^{1,2}, 薛其坤^{1,2,3,4,5*}, 李渭^{1,2,5*}

1. 清华大学物理系, 低维量子物理全国重点实验室, 北京 100084

2. 量子信息前沿科学中心, 北京 100084

3. 南方科技大学物理系, 量子功能材料全国重点实验室, 深圳 518055

4. 北京量子信息科学研究院, 北京 100193

5. 合肥国家实验室, 合肥 230088

*联系人, 薛其坤, E-mail: qkxue@mail.tsinghua.edu.cn; 李渭, E-mail: weili83@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2026-01-13; 接受日期: 2026-02-05; 网络出版日期: 2026-07-16

国家自然科学基金(编号: 92365201, 11427903)和国家重点基础研究发展计划(编号: 2022YFA1403100)资助项目

摘要 马约拉纳零能模是凝聚态物理中的一种非阿贝尔任意子激发, 是实现拓扑量子计算的核心载体. 本文从马约拉纳零能模的理论背景与实验现状出发, 介绍了对Fu-Kane拓扑超导体2M-WS₂开展的扫描隧道显微镜实验研究, 相关进展包括: (1) 在其超导磁通涡旋中观测到与常规Caroli-de Gennes-Matricon束缚态共存的各向异性马约拉纳零能模. (2) 首次发现一种与超导共存、可旋转且与晶格解耦的条纹状电荷序, 其转变温度位于奇异金属相区间. (3) 该电荷序可将马约拉纳零能模压制至表面以下, 这为后续MZM的空间操纵与编织提供了可控的新途径.

关键词 马约拉纳零能模, 2M-WS₂, 磁通涡旋, 条纹状电荷序, 扫描隧道显微镜

PACS: 74.90.+n, 74.25.-q, 71.45.Lr, 73.22.-f, 74.55.+v

1 引言

1937年, 意大利物理学家埃托雷·马约拉纳在求解狄拉克方程时, 指出其存在实数解, 并由此预言了一类特殊的粒子——马约拉纳费米子, 其最本质的特征在于该粒子的反粒子是其自身^[1]. 在粒子物理标准模型中, 电中性的中微子被认为是马约拉纳费米子的重要候选者, 但这一假说目前仍缺乏直接的实验证据^[2]. 凝聚态物理体系则为研究此类粒子提供独特的实现平

台, 其优势在于材料中电子等粒子的集体行为可产生丰富多样的准粒子激发. 例如, 理论预言在超流³He^[3]和分数量子霍尔效应 $\nu=5/2$ 的Moore-Read态^[4]中可能形成马约拉纳准粒子激发.

超导体中电子和空穴相干叠加形成的低能激发Bogoliubov准粒子具有本征的粒子-空穴对称性, 因此在特定的超导体中可产生反粒子是其本身的准粒子激发. 该对称性要求超导体中的马约拉纳准粒子必须是零能准粒子, 因此也被称为马约拉纳零能模(Majorana

引用格式: 苏莘栋, 薛其坤, 李渭. 2M-WS₂中的马约拉纳零能模、与晶格解耦的电荷序及其相互作用. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 280005
Su S D, Xue Q-K, Li W. Majorana zero modes, lattice-decoupled charge order, and their interactions in 2M-WS₂ (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 280005, doi: 10.1360/SSPMA-2026-0028

zero mode, MZM). 其中, 拓扑超导体是实现此类激发的关键体系. 这类超导体存在与拓扑绝缘体类似的体边对应关系: 其体态单粒子激发具有能隙, 但边界或缺陷处则可能产生无能隙的边界态, 这种边界态受到体态的全局拓扑不变量保护. 这些受保护的边界态, 在适当条件下即对应MZM^[5]. 此拓扑分类框架还可进一步推广至无能隙系统, 例如拓扑节线超导体^[6]. 该类体系可通过动量依赖的拓扑不变量描述, 并同样可承载受拓扑保护的MZM. MZM服从非阿贝尔任意子统计, 并且受到材料拓扑性质的保护. 这一特性赋予其独特的量子信息应用潜力: 理论上, 通过对MZM进行编织操作, 可构造具有本征容错能力的量子比特, 从而解决量子计算中的退相干问题^[7]. 因此, MZM的实现与编织是迈向拓扑量子计算的重要物理基础.

常规自旋单态超导体中形成Bogoliubov准粒子的电子与空穴自旋取向相反, 因此其准粒子构型无法满足马约拉纳费米子所要求的反粒子即自身的特性. 为实现MZM, 还需在超导配对时有效消除自旋自由度的限制^[8]. 此时, 根据泡利不相容原理, 配对序参量必须具有奇宇称, 即自旋三重态配对. 理论研究表明 p 波超导体^[9-11]在适当条件时即可成为本征拓扑超导体, 可在边界或缺陷处承载MZM. 但是自然界中的 p 波超导体候选材料极少, 可能的候选材料包括 Sr_2RuO_4 ^[12,13], $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ^[14,15], UTe_2 ^[16]等. 2008年, Fu和Kane^[17]提出突破性理论模型: s 波超导体与拓扑绝缘体构成的异质结可以通过近邻效应等效实现 p 波超导配对. 此时, 拓扑边界态能带的自旋Berry相位取代 p 波超导体序参量相位的拓扑缠绕数, 同时其自旋-动量锁定破除了电子的自旋简并^[18]. 这种构造规避了直接寻找 p 波超导体的困难, 为在超导材料体系中设计拓扑超导态开辟新的道路. 基于近邻效应的思想, 研究人员在多种异质结体系中观测到MZM存在的证据, 其中包括与 s 波超导体近邻的Rashba半导体纳米线^[19-21]、具有强交换相互作用的磁性原子链^[22,23]、二维磁体^[24,25]等.

磁通涡旋是第二类超导体在外加磁场下自发形成的一种拓扑缺陷, 同样为实现MZM提供了重要的实空间载体. 当磁场强度大于超导体的下临界场时, 磁场会以量子化磁通涡旋的形式穿透超导体. 在涡旋中心, 超导序参量被完全抑制为零; 在远离涡旋中心处超导序参量逐渐恢复, 由此形成的序参量空间梯度构成Bogoliubov准粒子的势阱结构. 1964年, Caroli等人通过求解

各向同性 s 波超导体的BdG方程, 在磁通涡旋中预言了一类束缚态, 其能级在低能近似下满足 $E_\mu = \mu\Delta^2/E_F$, 其中角动量量子数 μ 取半整数值, 这种束缚态被称为Caroli-de Gennes-Matricon束缚态(Caroli-de Gennes-Matricon bound states, CBSs)^[26-28]. 然而, CBSs不存在零能束缚态. 这源于束缚态波函数在环绕涡旋中心时因超导序参量相位的变化而积累额外相位, 导致其满足反周期性边界条件. 为在涡旋中获得MZM, 需要引入一个大小为 π 的额外几何相位来改变边界条件. 这除了可以在手性的 p 波超导体^[9,29,30]中实现, 在Fu-Kane模型所描述的磁通涡旋中^[17], 拓扑边界态也能够提供这样的几何相位, 从而可以承载MZM. 基于Fu-Kane模型的思想, 贾金锋院士团队利用分子束外延技术制备了三维拓扑绝缘体 Bi_2Te_3 与常规超导体 NbSe_2 构成的异质结, 并利用扫描隧道显微镜(scanning tunneling microscopy, STM)在该体系的磁通涡旋中心观测到了零能束缚态. 该束缚态在一定的空间范围内表现出稳定的零能且不随空间位置劈裂的特征^[31,32]. 更进一步, 他们使用自旋极化的STM针尖, 在磁通涡旋中探测到具有自旋选择特性的零能峰^[33], 进一步为该体系中存在MZM提供重要实验证据. 此外, 该团队还构建了拓扑晶体绝缘体 $\text{Sn}_{1-x}\text{Pb}_x\text{Te}$ 与常规超导体 Pb 的异质结^[34,35], 并在其表面的磁通涡旋中发现受到磁镜面对称性保护的多重MZM的实验证据^[36], 将MZM的研究拓展至更广泛的对称性保护拓扑超导体体系.

上述方法是基于实空间超导近邻效应在磁通涡旋中诱导MZM, 与之平行的另一种重要路径则是利用材料自身的自近邻效应实现MZM. 当材料同时具备拓扑非平庸的能带结构与体态超导电性时, 其体态超导电性可通过近邻效应耦合至表面, 从而有可能在表面诱导出拓扑超导态, 进而在磁通涡旋中产生MZM. 铁基超导体是此类“自赋型”拓扑超导体的典型代表. 理论计算和实验研究发现, 铁基超导体中的 p 轨道与 d 轨道之间的能带交叉和杂化可导致丰富的拓扑非平庸电子结构^[37-41]. 当体态的高温超导电性与这些拓扑表面态发生内禀耦合时, 便为MZM的实现提供可能. 2018年, 高鸿钧、丁洪院士研究团队^[42]在铁基超导体 $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ 的磁通涡旋中观测到零能且不随空间位置发生劈裂的束缚态. 后续研究进一步揭示该体系的拓扑特性: 由于拓扑表面态贡献大小为 π 的几何相位, 涡旋束缚态的能级序列相对于传统CBSs出现了半整

数移动^[43]. 此外, 在该零能态上观测到了由MZM粒子-空穴等价性导致的共振安德列夫反射, 表现为量子化的电导平台^[44]. 这些发现为MZM的存在提供有力证据. 研究人员还在其他铁基超导体如 $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$ ^[45–47], LiFeAs ^[48–50], $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ ^[51]以及其他的“自赋型”拓扑超导体包括 $\beta\text{-Bi}_2\text{Pd}$ ^[52], 2M-WS_2 ^[53,54]以及Kagome超导体 CsV_3Sb_5 ^[55]中的超导磁通涡旋内也都观测到MZM存在的证据.

虽然在多种超导体系的磁通涡旋中已观测到MZM存在的迹象, 然而如何在实验上实现对涡旋(尤其是纳米尺度)的可控操纵, 仍是当前面临的主要挑战. 2022年, 高鸿钧院士团队^[50]在铁基超导体 LiFeAs 中取得重要进展: 他们发现在存在应力拉伸的区域, 磁通涡旋被钉扎于沿As-As方向的电荷密度波条纹上, 形成周期性的MZM阵列; 进一步, 通过调节外加磁场, 可改变磁通晶格结构, 从而调控MZM之间的相互作用. 此外, LiFeAs 表面存在的纳米级褶皱结构能够钉扎承载MZM的磁通涡旋. 通过STM针尖与表面的相互作用, 可以对褶皱结构进行原位调控, 进而实现对MZM位置的纳米级操纵^[56].

为探索更普适、更灵活的MZM调控方案, 需要在更多的拓扑超导体系中发展新的调控机制. 基于此背景, 本文将结合我们研究团队近期的工作, 介绍在Fu-Kane拓扑超导体 2M-WS_2 中基于STM取得的最新研究进展. 首先, 我们在其磁通涡旋中观测到与CBSs共存且具有高度各向异性的MZM. 其次, 我们在该体系中首次发现了一种与超导性共存且与晶格解耦的可旋转条纹状电荷序. 进一步地, 我们发现这种条纹状电荷序能够实现对MZM空间位置的精确调控, 这为MZM的操纵与编织提供了新思路. 最后, 本文将对上述进展进行总结并展望后续研究方向.

2 2M-WS_2 中的各向异性马约拉纳零能模的发现

过渡金属二硫族化合物(transition metal dichalcogenide, TMDC)是一类近年来备受关注的材料. TMDC通常以硫族原子-过渡金属原子-硫族原子的三明治结构堆叠而成, 单层的结构根据硫族原子配位方式的不同, 可分为1H, 1T, 1T'三种. 这种结构多样性使得TMDC能够呈现出丰富的电子态与量子现象. 其中,

1T'相TMDC因其潜在的拓扑性质而备受关注. 其结构单元为畸变的八面体(图1(a)), 其中Peierls畸变导致过渡金属原子偏离八面体中心, 并沿 a 轴方向形成zigzag状原子链^[57](图1(b)). 对于第VI族的1T'相TMDC, Peierls畸变会降低过渡金属 d 轨道的能级, 促使其与硫族原子 p 轨道发生能带反转, 从而进入拓扑非平庸相; 在强自旋轨道耦合的作用下, 体系打开能隙成为二维拓扑绝缘体^[58]. 例如, 针对单层1T'- WTe_2 中的研究中, 角分辨光电子能谱和扫描隧道显微镜观测到与理论一致的能带结构和拓扑边缘态^[59], 并且调节栅极电压进行电输运测量在100 K下仍观测到量子化电导^[60,61]. 此外, $\text{T}_d\text{-MoTe}_2$ 也被发现具有第二类外尔半金属的特征^[62–64]. 这些拓扑特性为实现MZM提供重要的先决条件. 然而, 此前在TMDC中发现的超导电性极为有限, 本征的超导性质只在 $\text{T}_d\text{-MoTe}_2$ 中被发现, 且超导转变温度仅有0.1 K^[65], 这严重制约其中MZM的探索与研究.

2019年, 中国科学院上海硅酸盐研究所黄富强研究团队^[66]合成了一种新型TMDC材料—— 2M-WS_2 . 不同于1T'相TMDC相邻单层通过滑移面操作形成(图1(c)), 2M-WS_2 则通过沿 c 轴的简单平移堆垛形成(图1(d)). 我们在超高真空环境下对 2M-WS_2 单晶样品进行原位解理, 利用STM获得了样品(001)面的原子分辨形貌图(图1(e)). 原子分辨形貌图显示出清晰的矩形晶格, 且沿 a 轴方向呈zigzag原子链状排列, 表明其结构单元为1T'相的 WS_2 单层^[53,66], 预示着该体系可能具有拓扑非平庸的电子结构. 第一性原理计算表明, 2M-WS_2 在 Γ 点处发生能带反转, 并在自旋轨道耦合的作用下打开能隙. Z_2 拓扑不变量的计算确认其属于拓扑非平庸相, 并且表面态的计算显示出强烈的各向异性和自旋-动量锁定特征^[66]. 尤为重要的是, 磁性和电输运测量发现 2M-WS_2 具有本征超导电性, 其超导转变温度可达8.8 K, 是常压下本征TMDC材料中报道的最高值^[66]. 因此, 同时具备体超导与拓扑表面态的 2M-WS_2 可视为一种天然的Fu-Kane拓扑超导体, 为探索MZM的实现与调控提供一个极具潜力的实验平台.

2.1 拓扑超导性质

为获得样品的本征电子性质, 我们在400 mK极低温下利用STM测量 dI/dV 谱以探测费米能附近的准粒子态密度随能量的变化关系. 如图1(f)插图所示, 大能

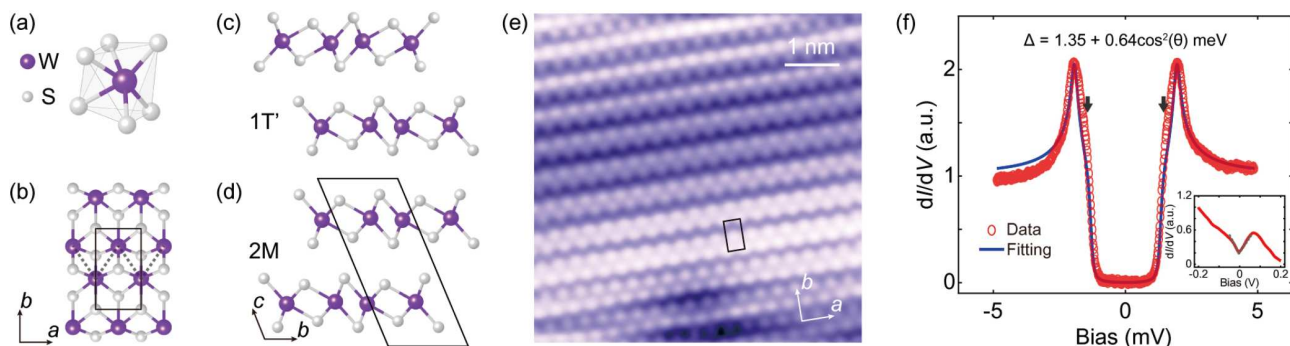


图 1 (a) $[\text{WS}_6]^{8-}$ 结构示意图; (b) 2M- WS_2 顶视图; (c) 1T' 相 TMDC 的侧视结构; (d) 2M- WS_2 的侧视结构; (e) WS_2 原子分辨 STM 形貌图; (f) 2M- WS_2 的 dI/dV 谱. 小能量范围的 dI/dV 谱呈现出“U”形超导能隙, 且可以用二重对称性的能隙函数进行拟合. 插图为大能量范围 dI/dV 谱^[53]

Figure 1 (a) Schematic of $[\text{WS}_6]^{8-}$ structure; (b) top view of 2M- WS_2 ; (c) side views of the 1T' phase TMDC; (d) side views of the 2M- WS_2 ; (e) atomic resolved STM topography of WS_2 ; (f) dI/dV spectrum of 2M- WS_2 . The low energy dI/dV spectrum shows a U-shaped superconducting gap, which can be fitted with a gap function of two-fold symmetry. The inset is large-scale dI/dV spectrum [53].

量范围的 dI/dV 谱在费米能附近态密度与能量之间呈线性依赖关系, 这与拓扑表面态的典型特征相符. 在 400 mK 下获取的小能量范围 dI/dV 谱(图 1(f))呈现出 U 形超导能隙, 表明该体系具有全能隙的准粒子激发谱. 此外, 超导相干峰内出现两处拐点(图 1(f)黑色箭头标示), 可能源于超导能隙的二重旋转对称性. 通过在能隙函数中加入二重旋转对称性项后可以用 Dynes 模型对 dI/dV 谱进行较好的拟合.

杂质散射行为为揭示超导配对对称性提供重要线索. STM 形貌图观察到两类本征杂质, 形貌分别如图 2(a)和(b)插图所示. 杂质 1 出现在硫位点, 可能对应硫空位; 杂质 2 的性质暂未明确. 鉴于硫原子本身无磁性且实验中未引入磁性杂质, 两者均为非磁性散射源. 重要的是, 两类杂质附近均未引起超导能隙的明显变化, 也未出现能隙内束缚态(如图 2(a)和(b)所示), 这表明超导序参量不具有相位变化. 该结果支持体态为 s 波配对对称性, 同时与时间反演对称性保护的拓扑表面态相容——后者能抑制背散射过程^[53].

此外, 在施加面外磁场时超导能隙逐渐变小, 并在 2.5–3.0 T 完全消失(图 2(c)). 对零偏压电导(Zero-bias conductance, ZBC)随磁场关系进行拟合, 得到上临界场约为 2.6 T(图 2(d)), 与此前输运得到的结果吻合^[66].

2.2 各向异性马约拉纳零能模

2M- WS_2 兼具 s 波超导配对与拓扑表面态的特征, 这使其成为实现拓扑超导态的潜在材料体系. 当施加

外磁场时, 第二类超导体内会形成磁通涡旋, 理论上涡旋中心可能束缚 MZM. 零偏压微分电导图成像清晰地显示出磁通涡旋(图 3(a)), 从而进一步确认 2M- WS_2 属于第二类超导体. 该磁通涡旋的形状呈现出明显的各向异性, 其沿 a 轴方向被显著拉长, 这源于金兹堡-朗道相干长度在晶格方向上的差异: a 轴方向的相干长度大于 b 轴方向^[53].

为了研究 MZM 是否存在, 还需对磁通内束缚态的空间演化行为进行系统研究. 磁通涡旋的中心和远离磁通涡旋的区域的 dI/dV 谱表现出显著差异. 其中, 磁通中心的 dI/dV 谱表现出显著的零能电导峰(图 3(b)), 说明磁通中心存在涡旋束缚态. 然而, 仅凭零能峰的出现尚不足以确认 MZM 的存在, 因为超导体处于 BCS 区间时磁通涡旋中的束缚态能量间隔较小, 受仪器分辨率限制及无序散射等因素影响, 单个能级往往难以被分辨, 例如常规超导体 NbSe_2 在其磁通中心只能观测到许多磁通束缚态形成展宽很大的零偏压电导峰^[67–69]. 理论上 MZM 的波函数在空间上存在一定的展宽, 其特征尺度与超导相干长度相当^[17,70]. 因此, 在磁通涡旋的空间范围内, 零偏压电导峰应保持稳定且不发生能级劈裂, 这是观测 MZM 的重要实验判据. 沿图 3(a) a 轴方向 Cut 1 的一系列 dI/dV 谱(图 3(c)和(d))显示, 随着远离涡旋中心, 零能峰在能量上对称地劈裂为两支, 并逐渐融入超导能隙边缘. 相比之下, 沿图 3(a) b 轴方向 Cut 2 的一系列 dI/dV 谱零能峰在偏离涡旋中心处演化为三个特征峰(图 3(e)–(g)). 其中两支表现出与 a 轴方向类似

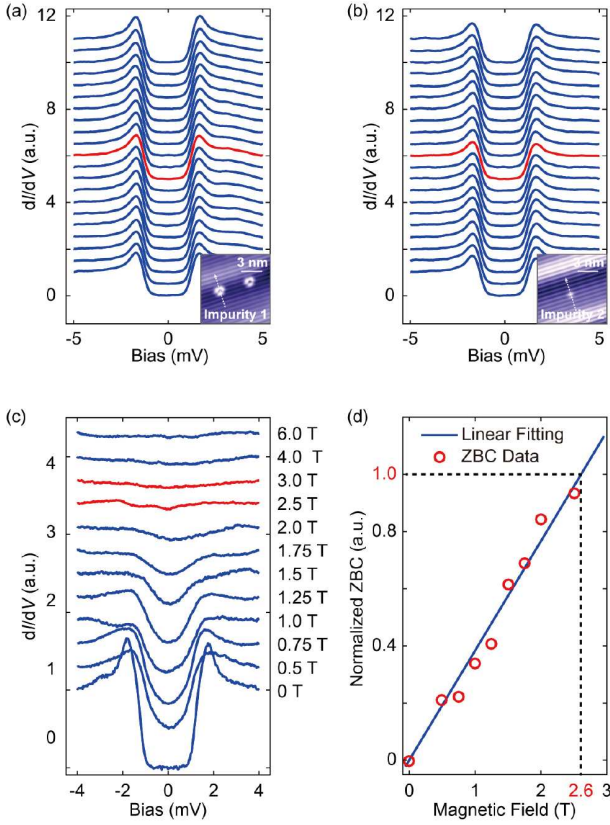


图 2 2M-WS₂的杂质和磁场响应. (a), (b) 在两种本征杂质 (a) 1和(b) 2附近(插图中虚线所示)获取的两组 dI/dV 拉线谱. 红线为在杂质位点上采的谱. (c) 磁场依赖超导能隙. (d) 从图(c)中提取的零偏压电导. 线性拟合表明上临界磁场约为 2.6 T^[53]

Figure 2 Impurity and magnetic field response of 2M-WS₂. (a), (b) Two series of dI/dV spectra acquired across two intrinsic impurities (a) 1 and (b) 2 (marked by dashed lines in the insets). Red lines correspond to spectra taken at the impurity sites. (c) Magnetic field dependent superconducting gap. (d) Zero-bias conductance extracted from the data in (c). Linear fitting indicates an upper critical field of approximately 2.6 T^[53].

的劈裂行为, 而第三支始终稳定在零能位置. 涡旋中心上侧(图3(e))和下侧(图3(g))的 dI/dV 谱中峰值位置对应磁通束缚态, 其随空间的演化清晰展示了劈裂峰(黑点)与未分裂峰(红点)的共存. 这些结果可通过不同束缚态的叠加来理解. 劈裂的一支可归因于常规的CBSs: 当能级间隔 Δ^2/E_F 较小时, 能级 $E_\mu = \mu\Delta^2/E_F$ 的波函数模方的最大值位于 $r_\mu \approx |\mu|/k_F$ ^[68,71]处; 由于STM能量分辨率的限制, 多个CBSs能级的包络线形成远离磁通涡旋中心的劈裂峰^[67,69]. 而始终保持在零能、不随空间劈裂的峰, 则对应MZM的信号. 在2M-WS₂中, 未劈裂的零能峰与CBSs在 dI/dV 谱中清晰分离且空间共存, 这

为MZM的存在提供了有力的证据^[53].

对比两个方向的 dI/dV 谱可以发现, 与沿 a 轴方向束缚态的扩展行为不同, 零能峰在 b 轴方向上被限制在狭窄的空间范围内, 这表明MZM具有强烈的各向异性. 类似的行为在Bi₂Te₃/FeTe_{0.55}Se_{0.45}中也被报道过^[72]. 这种各向异性程度的差异进一步体现在不同能量的超导能隙内束缚态的空间分布中. 图4(a)展示了涡旋区域在不同能量下的微分电导图, 每个能量对应的态密度等值线反映了束缚态的空间分布(图4(a)和(b)). 随着能量升高, 等值线沿 b 轴方向扩张, 而沿 a 轴方向收缩. 两个方向特征长度的比值随能量升高近似线性下降(图4(c)), 表明低能束缚态的各向异性更强. 这一现象可从各束缚态的能带来源理解: 较高能量处的态密度主要来自CBSs的贡献; 而在费米能附近, MZM的贡献使态密度轮廓在 b 轴方向被进一步拉长. 这种能量依赖的各向异性源于2M-WS₂中体态与拓扑表面态的共存: MZM仅与拓扑表面态相关, 而CBSs则由体态和表面态共同贡献, 体态与表面态能带的各向异性程度不同导致不同能量束缚态的空间形状呈现差异. 具体到MZM, 其特征长度约为 $\hbar v_F/\Delta$, 不同方向的费米速度差异及超导能隙的各向异性共同决定了其空间分布的高度各向异性^[53].

综上, STM实验在2M-WS₂观测到了与常规CBSs共存且具有显著空间各向异性的MZM, 验证了2M-WS₂是一种本征的Fu-Kane拓扑超导体. 角分辨光电子能谱研究也为此提供了进一步支持: 实验不仅观测到了与理论高度一致的自旋极化拓扑表面态^[73,74], 还发现其体态能带与拓扑表面态在超导转变温度以下均能打开超导能隙^[73], 从电子结构层面印证了该体系的拓扑超导特性. 该体系不仅为深入研究MZM的微观物性提供了理想平台, 也为进一步探索其可控操纵奠定了重要的材料基础.

3 2M-WS₂中与晶格解耦的条纹状电荷序

电荷密度波是量子材料中一种常见的电子有序态. 近年来, 其与拓扑性质、超导电性等量子现象之间的关联备受关注, 并可能直接影响MZM的行为与调控^[50]. 目前实验中观测到的电荷密度波大多与晶格周期紧密耦合, 并沿特定晶向排列. 而在2M-WS₂中, 除zigzag状原子链外, STM实验中还发现了一种与晶格

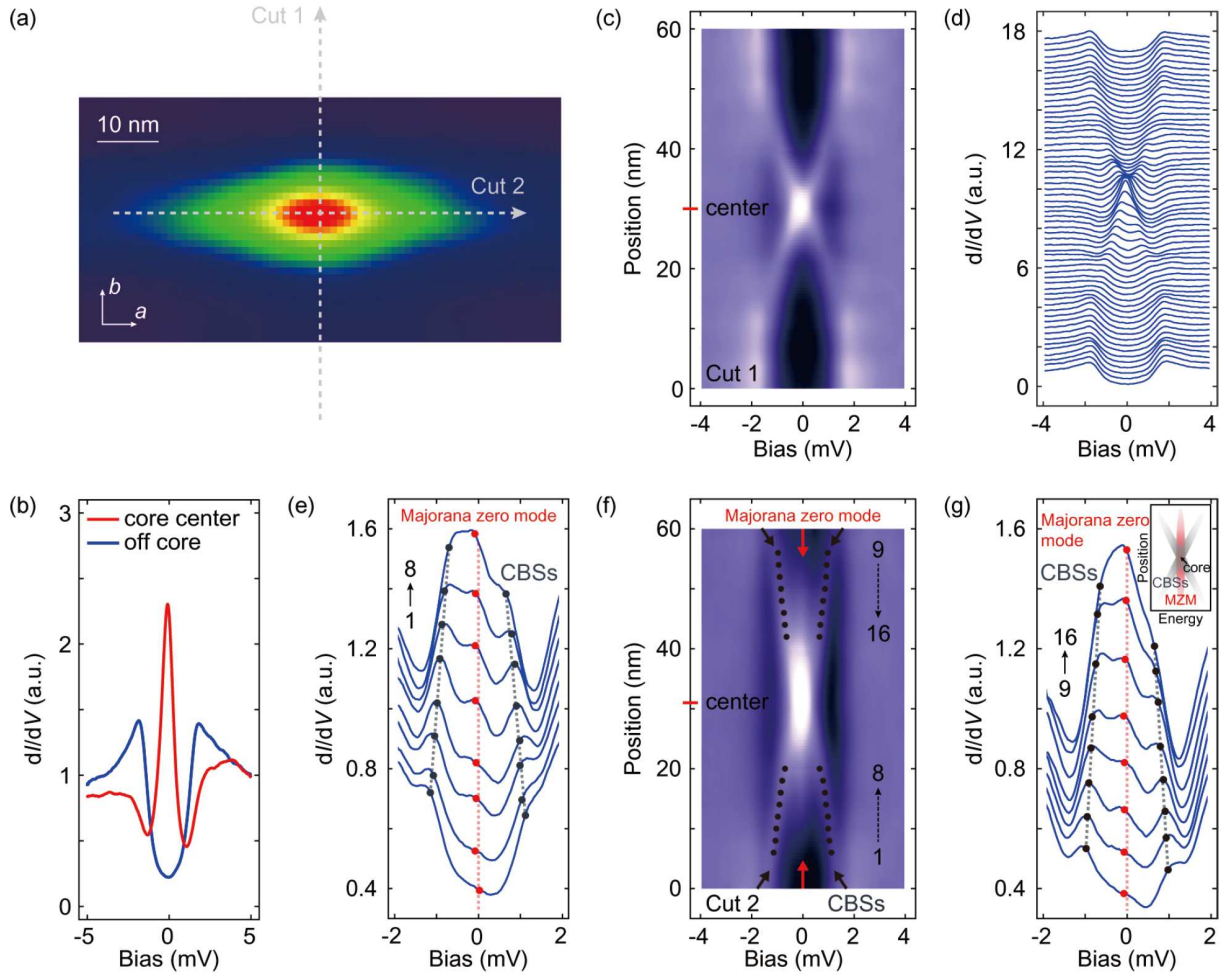


图 3 2M-WS₂超导磁通涡旋中的MZM. (a) 单个涡旋的零偏压微分电导图; (b) 磁通中心(红色曲线)与远离磁通区域(蓝色曲线)测得的 dI/dV 谱; (c), (d) 穿过(a)磁通中心 b 轴方向测得的一系列 dI/dV 谱的(c)伪彩色图和(d)原始数据; (e)–(g), 穿过(a)磁通中心 a 轴方向测得的 dI/dV 谱的(f)伪彩色图以及(e)位置1–8和(g)位置9–16的原始数据. (g) 插图为共存MZM与CBSs演化的示意图[53]

Figure 3 MZM in the superconducting vortex core of 2M-WS₂. (a) Zero-bias differential conductance mapping of a single vortex; (b) dI/dV spectra measured on the vortex center (red curve) away from the vortex (blue curve); (c), (d) a series of dI/dV spectra measured along the b direction through the vortex center in (a), presented as (c) false-color image and (d) raw data; (e)–(g) a series of dI/dV spectra measured along the a direction through the vortex center in (a), presented as (f) false-color image and the raw data from positions 1–8 (e) and 9–16 (g). The inset in (g) is the schematic illustrating the evolution of the coexisting MZM and CBSs [53].

脱耦的条纹状电荷序, 其排列方式突破了传统电荷密度波的范式^[75]. 对该电荷序的深入研究有望为调控MZM提供新的物理思路和实验途径.

在STM形貌图中, 除zigzag状原子链外, 还可以清晰观测到一种长程条纹状电荷序调制(图5(a)). 值得注意的是, 该条纹状电荷序的取向与底层 a 轴方向的zigzag状原子链之间不存在固定夹角; 在不同区域乃至不同样品中, 其相对取向均可发生改变(图5(b)–(e)). 进一步分析表明: 在条纹取向与zigzag状原子链夹角较小的区

域, 调制方向高度一致, 其快速傅里叶变换(Fast Fourier transform, FFT)图中呈现一对尖锐的点状 q_{stripe} 信号(图5(f)–(g)插图). 而在夹角接近90°的区域, 条纹状电荷序呈现不规则取向, 对应弥散的线状FFT信号. 通过逆FFT提取出 q_{stripe} 信号, 可以直观地看出小角度区域的单向条纹状电荷序与近90°区域的扭曲条纹状电荷序(图5(f)–(g)). 尽管不同区域的条纹状电荷序取向各异, 但其条纹调制波矢 q_{stripe} 的长度却始终保持一致, 对应的实空间周期始终稳定在1.22 nm左右(图5(j))^[75].

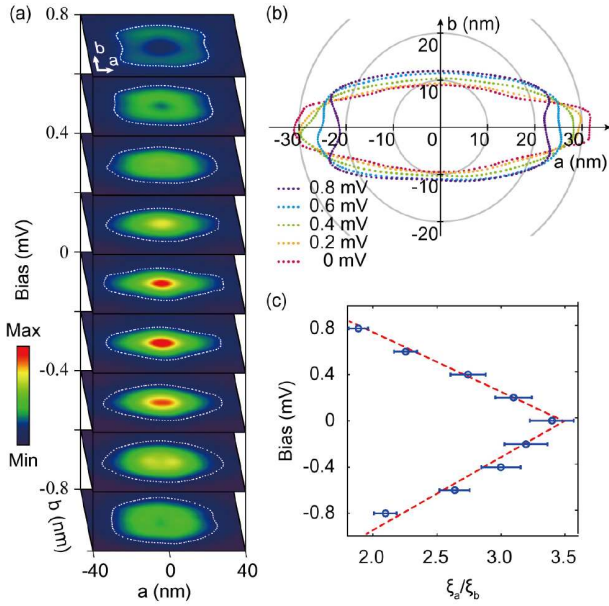


图 4 超导能隙内束缚态的空间分布. (a) 不同能量下磁通涡旋的微分电导图; (b) 从(a)中提取的态密度等高线; (c) 磁通束缚态各向异性强度随能量的变化^[53]

Figure 4 Spatial distribution of bound states within superconducting gap. (a) Differential conductance maps of a vortex at different energies; (b) constant density of states contours extracted from (a); (c) energy dependence of the anisotropy strength for the vortex bound states ^[53].

变温实验表明, 条纹状电荷序的强度随温度升高

逐渐减弱, 最终在某一特征温度以上完全消失(图6(a)). 这一趋势在形貌图的FFT结果中同样清晰可见(图6(b)). 通过提取不同温度下的 q_{stripe} 信号进行逆FFT, 可直观地呈现条纹状电荷序在高温下消失的现象. 通过统计 q_{stripe} 信号随着温度的变化关系可以发现条纹状电荷序在超导转变温度 T_c 以上持续存在, 直至在 $T^* \approx 21$ K处消失(图6(c)). 对不同位置和样品的测量表明, 条纹状电荷序的转变温度大致落在2M-WS₂中报道的奇异金属相的温度区间^[76], 表明其形成可能与奇异金属存在关联^[75].

在特定区域还观测到了双向条纹状电荷序, 两种取向关于zigzag原子链方向呈镜面对称分布(图7(a)左图). 将样品温度升至条纹状电荷序转变温度 T^* 以上并冷却至4 K时, 初始的双向条纹会转变为沿单一方向排列(图7(a)和(b)). 在后续多次升降温的退火循环中, 该条纹状电荷序的取向保持不变(图7(a)). 对应的FFT信号中, 两种条纹状电荷序 q_{stripe} 和 q'_{stripe} 在多次退火循环后仅 q_{stripe} 得以保留(图7(b)和(c)), 这表明热弛豫过程促使条纹状电荷序重新排列为更稳定的单向构型, 体现出取向具有热历史依赖性^[75].

最后, 我们对这种可旋转条纹状电荷序的可能起源进行初步探讨. 首先, Lindhard函数的计算未能复现

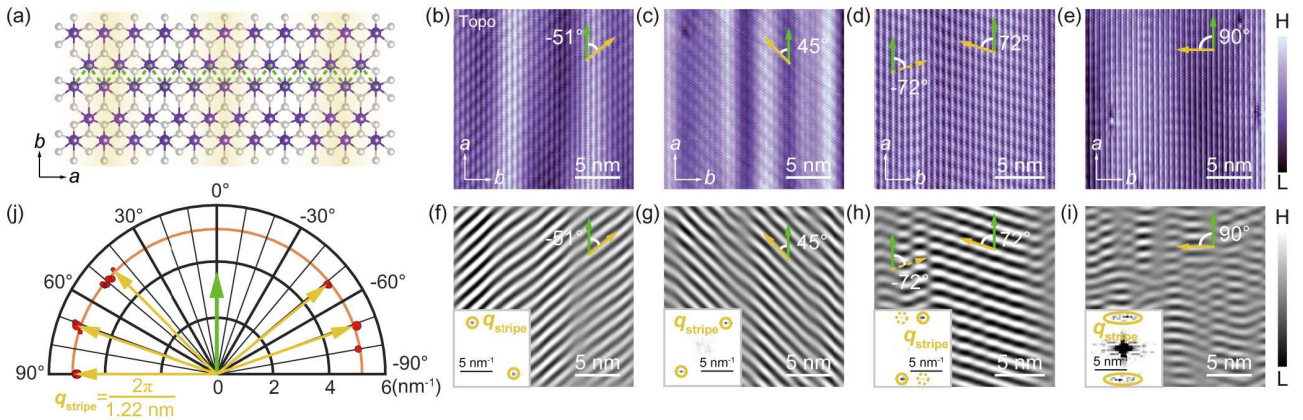


图 5 晶格解耦条纹状电荷序. (a) 2M-WS₂俯视图. 绿色虚线代表zigzag原子链. 黄色区域为非公度条纹状电荷序示意图. (b)–(e) 沿不同方向的条纹调制STM形貌图. 黄色与绿色箭头分别标示条纹状电荷序调制方向与zigzag原子链方向. (f)–(i) 条纹状电荷序波矢 q_{stripe} 的逆FFT结果. 插图分别为(b)–(e)的FFT结果. (j) 不同区域的 q_{stripe} 统计数据. 绿色箭头表示zigzag原子链的方向. 黄色箭头分别表示(b)–(i)中的 q_{stripe} . 棕色线条表示 q_{stripe} 的平均值^[75]

Figure 5 Lattice-decoupled stripe-like charge order. (a) Top view of 2M-WS₂. The green dashed lines represent the zigzag atomic chains. The yellow region schematically illustrates the incommensurate stripe-like charge order. (b)–(e) STM topographic images of stripe modulations along different directions. The yellow and green arrows denote the directions of the stripe-like charge order modulation and the zigzag atomic chains, respectively. (f)–(i) Inverse FFT results of the stripe-like charge order wave vector q_{stripe} . Insets show the corresponding FFT results of (b)–(e). (j) The statistics of the q_{stripe} in different regions. The green and yellow arrows denote the directions of the zigzag atomic chains and the q_{stripe} in (b)–(i), respectively. The brown line indicates the average value of the q_{stripe} ^[75].

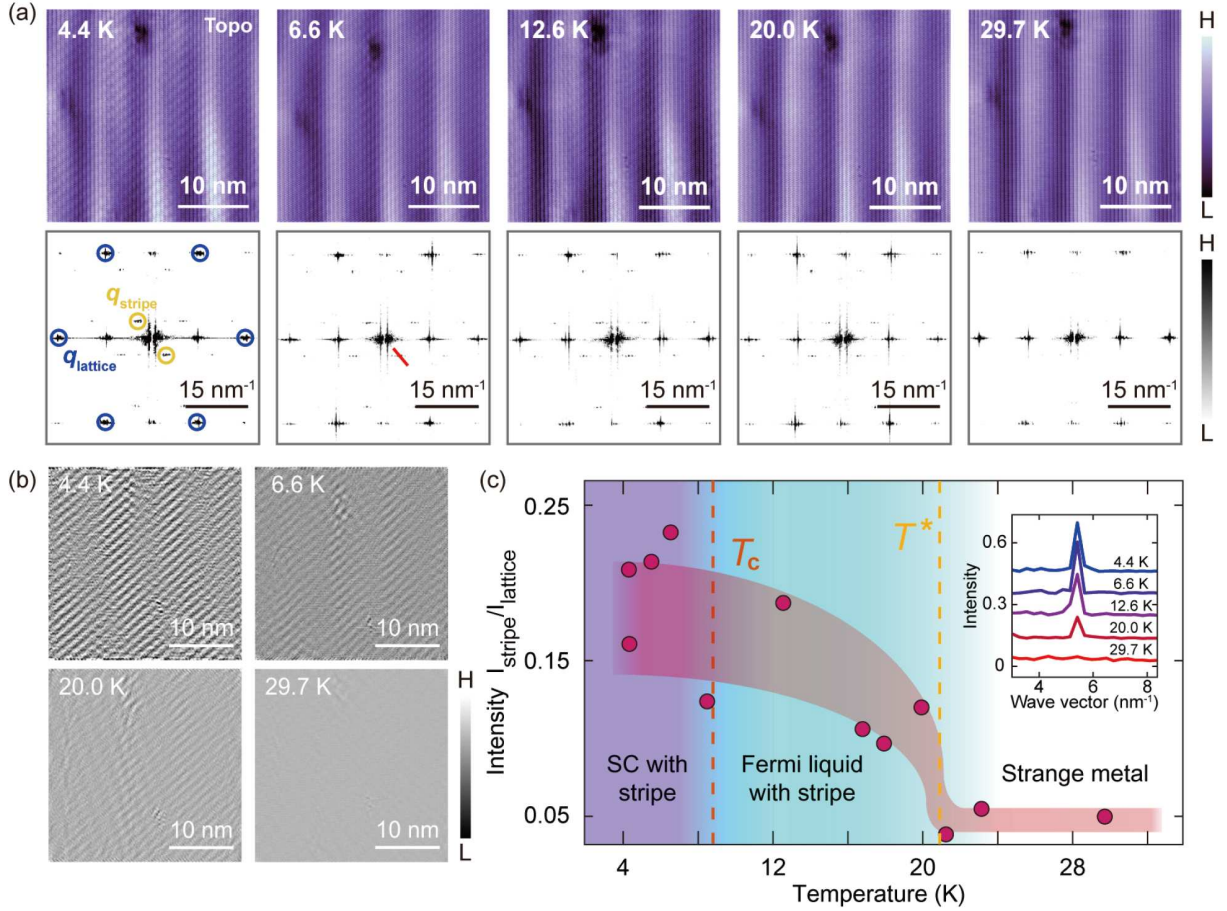


图 6 2M-WS₂中奇异金属相附近形成的条纹状电荷序调制. (a) 不同温度下的条纹调制形貌及其对应FFT结果; (b) 条纹调制信号 q_{stripe} 的逆FFT结果; (c) 波矢 q_{stripe} 强度随温度变化的关系. 红色宽线为引导线. 橙色和黄色虚线分别表示超导转变温度 T_c 和条纹状电荷序转变温度 T^* . 插图为(a)中不同温度FFT结果沿标记红线的强度分布^[75]

Figure 6 Stripe-like charge order modulation developed in the vicinity of a strange metal phase in 2M-WS₂. (a) Topographic images of the stripe modulations and their corresponding FFT results at different temperatures; (b) inverse FFT results of the stripe modulation signal q_{stripe} ; (c) temperature dependence of the wavevector q_{stripe} intensity. The broad red line serves as a guide. The orange and yellow dashed lines indicate the superconducting transition temperature T_c and the stripe-like charge order transition temperature T^* , respectively. Inset shows the profiles of the FFT intensity along the red line in (a) at different temperatures ^[75].

实验观测到的五种不同取向所对应的波矢, 排除了单纯费米面失稳的机制^[75]. 其次, 声子谱计算中未发现明显的声子软化, 表明其并非由电-声耦合直接驱动^[54]. 此外, 若将其解释为莫尔条纹, 则需在亚表面层引入大幅度应变, 因此该可能性也被排除^[75]. 值得注意的是, 实验观测到的条纹状电荷序在保持固定周期的同时, 其取向可与底层晶格解耦, 这一特征强烈指向其本质为电子驱动的有序态. 条纹状电荷序的转变温度(21–46 K)恰位于奇异金属相的低温边界范围内, 在该温区存在奇异金属行为^[76]和显著增强的电子-声子耦合^[77], 因此我们推测被显著增强的电子关联效应

与强电子-声子耦合协同驱动了这一非常规有序态.

4 2M-WS₂中条纹状电荷序对MZM的调控

4.1 条纹状电荷序对马约拉纳零能模的抑制

条纹状电荷序与超导态在2M-WS₂中可实现共存, 因此我们研究了条纹状电荷序对超导性质以及磁通涡旋分布的影响, 以期理解其对MZM调控的潜在作用. 实验发现, 在条纹状电荷序区域采集的 dI/dV 谱显示, 超导相干峰受到电荷序的周期性调制, 峰高与条纹状电荷序的空间调制具有同步性和相同周期(图8(a)和

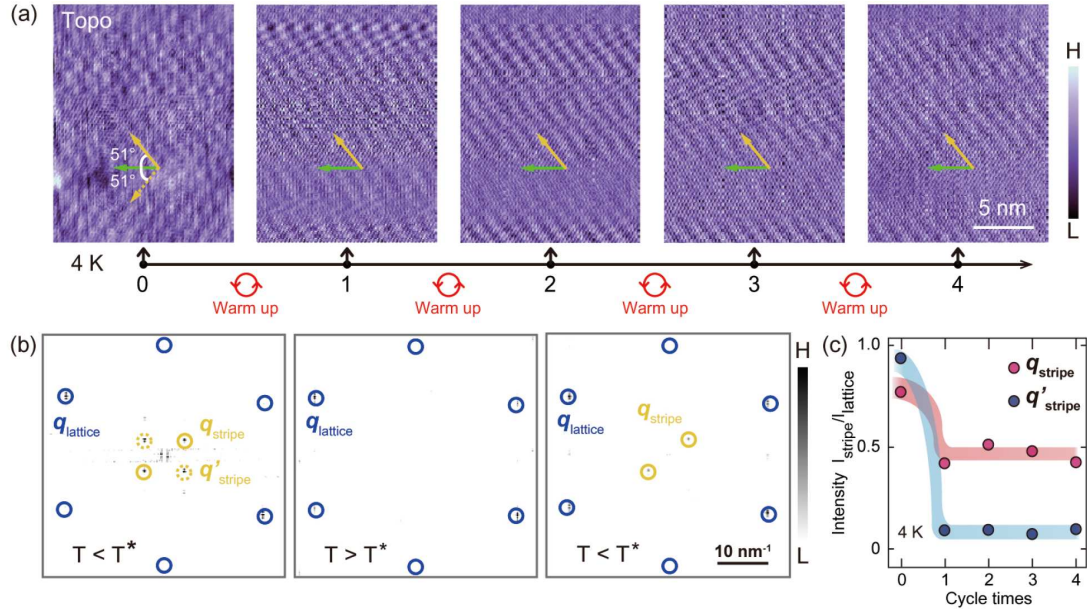


图 7 条纹调制的弛豫. (a) 不同退火周期下条纹调制的形貌. 黄色和绿色箭头分别表示条纹调制方向和zigzag状原子链方向; (b) 不同温度下2M-WS₂形貌图像的FFT结果. 最后一张是在4 K下经过四次退火循环后的结果; (c) 波矢 q_{stripe} 和 q'_{stripe} 强度的退火周期次数依赖性^[75]

Figure 7 Relaxation of stripe modulation. (a) Topographic images showing the evolution of stripe modulation after different numbers of annealing cycles. Yellow and green arrows indicate the directions of the stripe modulation and the zigzag atomic chains, respectively; (b) FFT results of the 2M-WS₂ topography at different temperatures. The last panel corresponds to the result after four annealing cycles at 4 K; (c) intensity of the wave vectors q_{stripe} and q'_{stripe} as a function of the number of annealing cycles [75].

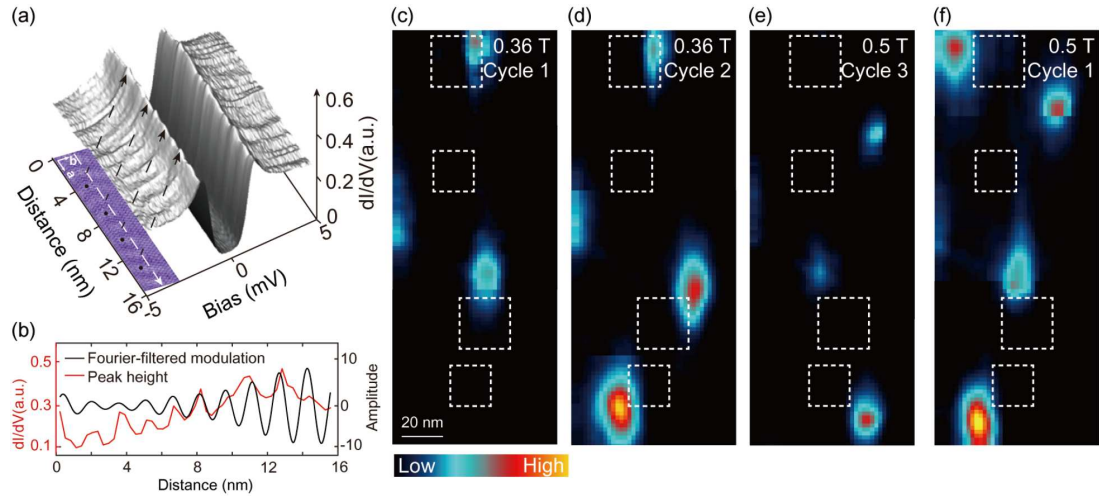


图 8 条纹状电荷序与超导之间的相互作用. (a) 条纹状电荷序区域采集的一系列 dI/dV 谱. 黑色虚线箭头连接插图条纹状电荷序区域中选定的峰值及其在这些位置获得的 dI/dV 谱; (b) 条纹状电荷序区域的超导相干峰调制. 红线表示从(a)中提取的相干峰高度. 黑线为对应的条纹调制; (c)–(f) 不同磁场施加周期下的零偏压微分电导图. 虚线框表示条纹状电荷序区域. 相同磁场条件下涡旋分布的差异表明条纹状电荷序对涡旋的钉扎效应较弱^[75]

Figure 8 Interplay between stripe-like charge order and superconductivity in 2M-WS₂. (a) Series of dI/dV spectra acquired across a stripe-like charge order region. The black dashed arrows connect selected peaks within the stripe-like charge order region (shown in the inset) to their corresponding spectra measured at those locations; (b) modulation of the superconducting coherence peaks across the stripe-like charge order region. The red line traces the height of the coherence peaks extracted from (a). The black line indicates the corresponding stripe modulation profile; (c)–(f) zero-bias conductance maps acquired after different cycles of magnetic field application. The dashed boxes indicate the stripe charge order region. The different vortex distributions under identical magnetic field conditions indicate a weak vortex pinning effect by the stripe-like charge order [75].

(b)). 通过升降磁场循环实验, 可观察到磁通涡旋的空间分布会发生重构, 但其分布与条纹状电荷序的分布之间无空间关联(图8(c)和(d)), 这表明条纹状电荷序对磁通涡旋的钉扎效应较弱^[75].

在明确条纹状电荷序对超导与磁通涡旋分布的影响后, 我们进一步研究了条纹状电荷序区域磁通涡旋中的MZM行为. 随着磁场增强, 磁通涡旋密度相应上升(图9(a)和(b)). 在这些区域, 尽管磁通涡旋的零偏压微分电导图仍呈现沿着 a 轴拉长的趋势(图9(c)), 但之前研究^[53]不同的是, 沿 a 轴方向的Cut 1路径测得的 dI/dV 谱仅显示从涡旋中心出发, 随空间位置劈裂为两个对称分支的CBSs, 并未出现与之共存的不劈裂的零偏压电导峰(图9(d)). 这表明在2M-WS₂的条纹状电荷序区域内, 磁通涡旋中并未出现MZM, 即条纹状电荷序对磁通涡旋中MZM的产生具有明显抑制作用^[54].

为理解条纹状电荷序对MZM抑制的机理, 我们在一个包含三层WS₂结构的区域(分别标记为顶层、中层和底层, 相邻层间台阶高度与单原胞层厚度一致)进行测量. 结果显示, 条纹状电荷序仅出现在顶层, 而中层和底层均未出现条纹状电荷序(图10(a)–(c)), 这表明条纹状电荷序具有二维特性. 此外, 在无条纹序的底层中观察到超导性略有增强, dI/dV 谱显示出更尖锐的相干峰和更清晰的超导能隙(图10(d)). 在底层的磁通涡旋中, 涡旋中心测得的 dI/dV 谱出现零偏压电导峰(图10(e)). 沿 a 轴穿过磁通涡旋中心的 dI/dV 谱清晰呈现出三峰特征, 并同时展现出CBSs对应的劈裂支与MZM对应的非分裂支的演化(图10(f)和(g)). 这表明在无条纹状电荷序的底层, MZM在磁通涡旋中得以恢复, 进而证明表面条纹状电荷序与MZM之间存在竞争关系^[54].

4.2 条纹状电荷序对马约拉纳零能模调控的机制

从对称性角度出发, 一维磁通涡旋线属于D类, 其拓扑不变量为 Z_2 . 在拓扑表面态与体态共存的体系中, 仅当体态化学势和配对强度匹配时, 涡旋线两端才可能出现Kitaev型MZM^[32,39,78,79]. 调节这些参数可引发拓扑相变, 改变MZM波函数向体材料延伸的程度^[32,78], 从而调控MZM的出现与消失. 在2M-WS₂无条纹状电荷序的底层观测到MZM, 这表明体态参数已满足MZM出现的条件. 原则上, 若表面涡旋未发生横向重叠, MZM不应因为表面条纹电荷序而湮灭为普通

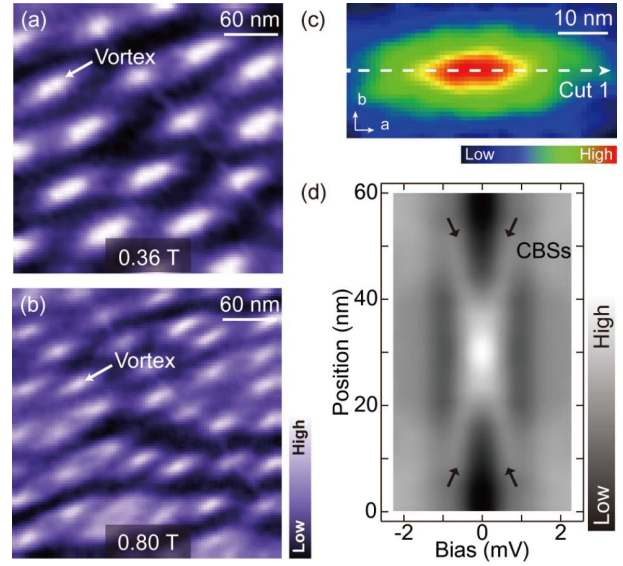


图 9 (a), (b) 条纹状电荷序区域在(a) 0.36 T与(b) 0.8 T磁场下磁通涡旋晶格的空间分布; (c) 单个涡旋的零偏压微分电导图; (d) 沿(c)中Cut 1方向测量的 dI/dV 谱的伪彩色图, 仅观测到CBSs^[54]

Figure 9 (a), (b) Spatial distribution of the vortex lattice within the stripe-like charge order region under magnetic fields of (a) 0.36 T and (b) 0.8 T; (c) zero-bias differential conductance map of a single vortex; (d) false-color image of dI/dV spectra measured along the Cut 1 in (c), showing only CBSs^[54].

费米子, 但实验观测结果却显示其缺失. 同时, 由于远离表面的超导能隙相较于表面仅发生轻微改变(图10(d)), MZM受抑制的驱动力很可能源自表面的条纹状电荷序(图11(a)). 一种合理的猜测是: MZM依然存在于条纹状电荷序的区域, 但其波函数受条纹状电荷序影响, 向体材料更深处偏移而远离顶层(图11(b)).

为验证这一物理图像, 我们构建了具有非平庸拓扑特性的紧束缚晶格模型, 并将超导态与电荷序作为平均场势进行模拟^[54]. 数值模拟表明: 当存在磁通涡旋且条纹状电荷序强度超过临界值时, MZM的波函数确实会被推向样品更深的区域(图11(c)). 这可以理解为: 若在材料表面附近因电荷序进入拓扑平庸相, 而其下方体态仍保持拓扑非平庸, 则两者之间形成的畴壁可以承载MZM(图11(d)). 通过计算畴壁两侧磁通涡旋线的Zak相位, 可获得对应的拓扑相图(图11(e)), 进一步说明了该图像的合理性.

相较于随机杂质等偶然性机制, 本体系发现的条纹状电荷序提供一种精准的调控手段: 通过诱导表面进入拓扑平庸相, 可在磁通涡旋处构造出拓扑平庸相

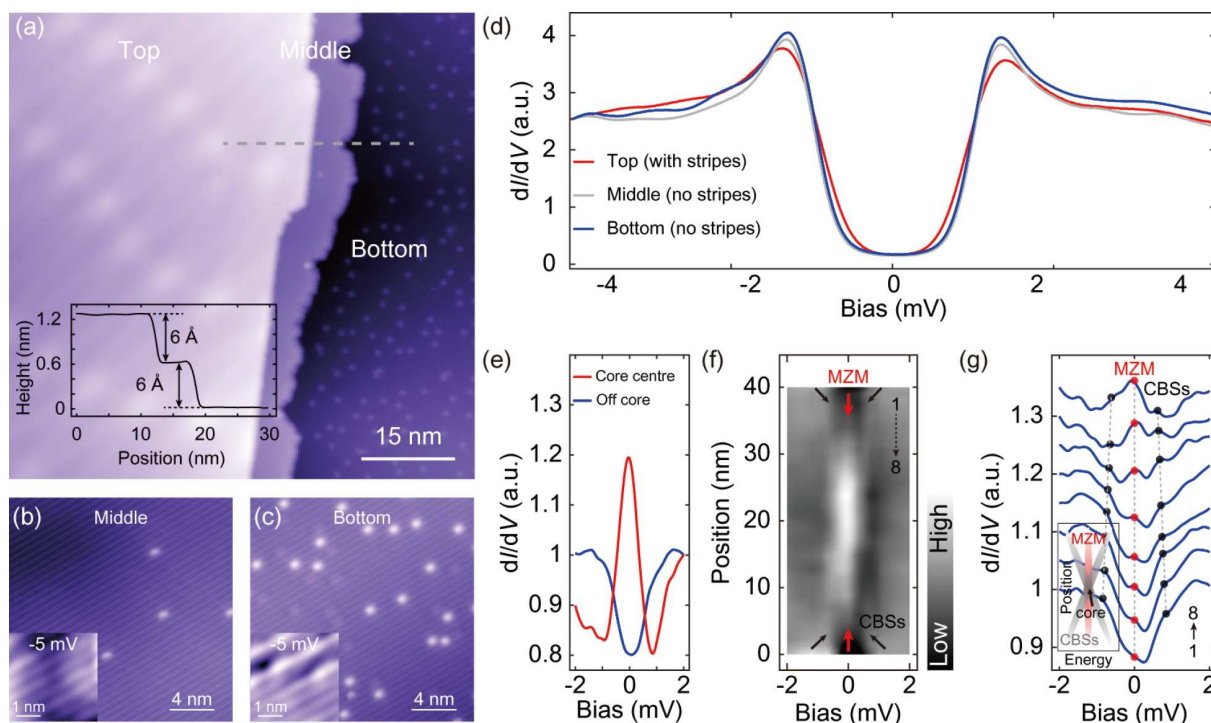


图 10 无条纹区域中MZM的恢复。(a) 包含三层 WS_2 区域的面貌图像。插图为沿灰色虚线跨越台阶的STM地貌截面；(b), (c) 中间层(b)与底层(c)的面貌图。插图为硫原子的zigzag状原子链结构；(d) 三层的平均 dI/dV 谱；(e) 底层磁通中心(红色曲线)与远离磁通区域(蓝色曲线)测得的 dI/dV 谱；(f), (g) 沿底层磁通涡旋 a 轴方向测得的 dI/dV 谱的(f)伪彩色图和(g)原始数据。(g)插图为共存MZM与CBSs演化的示意图^[54]

Figure 10 Recovery of MZM in a stripe-free region. (a) Topographic image of a region containing three WS_2 layers. Inset is the line profile of the STM topography across the step edges, taken along the gray dashed line; (b), (c) topographic images of the middle (b) and bottom (c) layers. Insets are the zigzag atomic chains of sulfur atoms; (d) averaged dI/dV spectra acquired across the three layers; (e) dI/dV spectra measured on the vortex center (red curve) away from the vortex (blue curve) in the bottom layer; (f), (g) a series of dI/dV spectra measured along the a axis of a vortex core in the bottom layer, presented as (f) false-color image and (g) the raw data. The inset in (g) is the schematic illustrating the evolution of the coexisting MZM and CBSs ^[54].

与非平庸相之间的畴壁, 从而精确调节MZM距离表面的深度^[54]。这为实现MZM的空间操纵与编织提供了新的可行路径。

5 总结和展望

本文系统介绍了在Fu-Kane拓扑超导体 2M-WS_2 中MZM及其调控的最新研究进展。STM实验在该体系的磁通涡旋中观测到与常规CBSs共存且具有显著各向异性的MZM信号。同时, 我们首次发现一种与超导共存、取向可变且与晶格解耦的条纹状电荷序。该电荷序通过诱导表面拓扑相变, 可在磁通涡旋处构建拓扑平庸与拓扑非平庸相的畴壁, 进而将MZM的波函数精准调控至表面以下。 2M-WS_2 体系所展现出的本征

拓扑超导性、各向异性MZM以及晶格解耦的条纹状电荷序具有多重优势。首先, 作为单一化学计量的化合物, 其兼具的体态超导与拓扑表面态避免了复杂异质结的界面问题。其次, 2M-WS_2 易于通过机械解理获得原子级平整表面, 既有利于STM表征和研究, 也适合与栅极、超导电路等集成, 构建量子器件。此外, 各向异性的相干长度导致涡旋中的MZM与邻近模或外部电极的耦合强度具有显著的方向依赖性^[80,81]。这一特性可用于基于超导涡旋的拓扑量子比特器件^[82-85], 通过定向调控有望抑制非期望的杂化效应^[86,87]、增强拓扑保护能力。最后, 晶格解耦的条纹状电荷序与拓扑超导电性共存, 对MZM的空间编码与保护提供全新手段。

当前MZM的研究力求从“探测存在”迈向“精准调控”的新阶段。尽管当前体系多在极低温下实现, 但

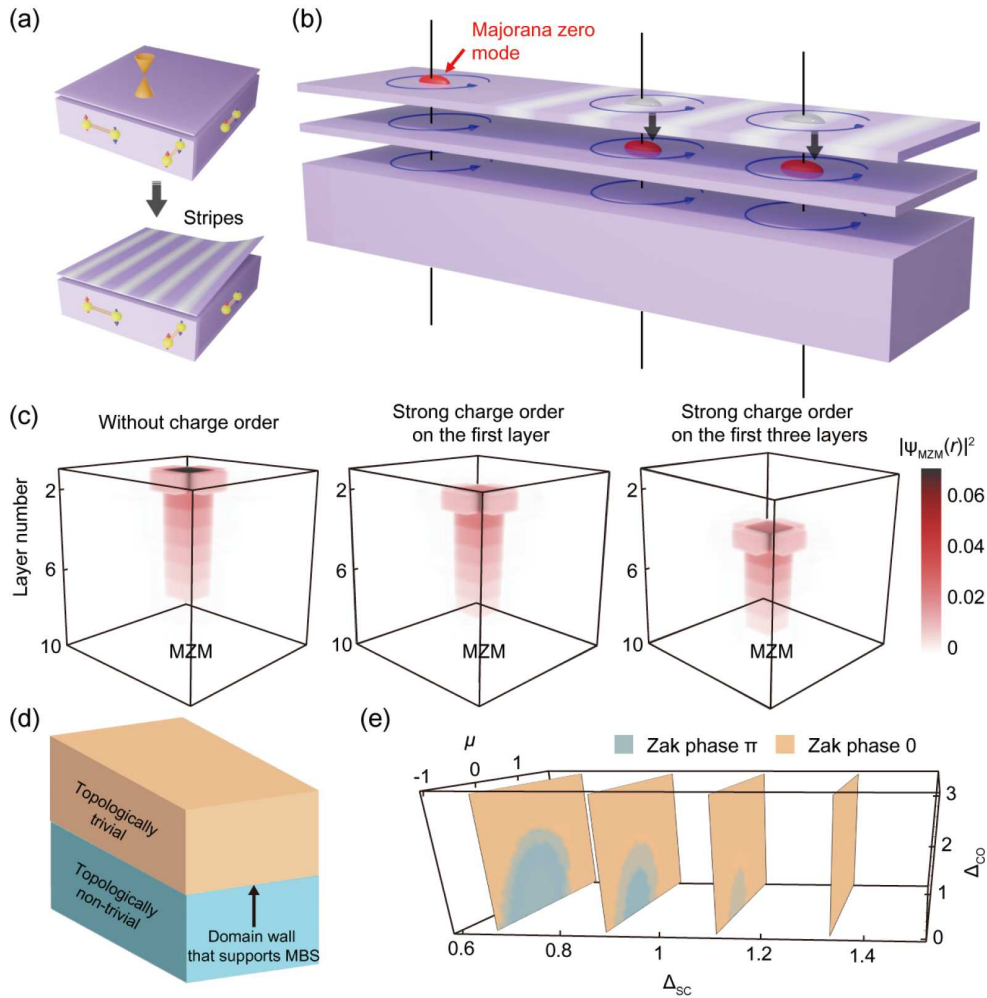


图 11 表面条纹状电荷序对MZM的抑制. (a) 样品解理过程中条纹状电荷序的形成过程; (b) 表面条纹状电荷序区域对MZM的抑制效应, MZM被推至最顶层条纹状电荷序层之下的位置; (c) 紧束缚晶格计算得到的MZM波函数在表面有无强电荷序时的分布; (d) 表面条纹状电荷序诱导的承载MZM的畴壁结构; (e) 基于紧束缚计算构建的体态参数空间相图^[54]

Figure 11 Suppression of MZM by surface stripe-like charge order. (a) Schematic of the stripe-like charge order formation process during sample cleavage; (b) schematic of the suppression effect by surface stripe-like charge order, where the MZM is downward to the location beneath the topmost layer with stripe-like charge order; (c) spatial distribution of the MZM wavefunction from tight-binding lattice calculations with and without strong surface charge order; (d) stripe-order-induced domain wall that supports the MZM; (e) bulk phase diagram in parameter space based on tight-binding calculations ^[54].

2M-WS₂中揭示的电荷序调控MZM机制具有普适性, 为后续研究提供了关键思路. 未来工作可从以下方向深入展开: 其一, 寻找更具本征优势的材料, 构筑高性能拓扑超导体. 例如, 在铁基超导体等具有更高临界温度的体系中探索类似的调控路径, 主动寻找或设计与MZM共存的、可调控的电子有序态, 深入揭示其与MZM之间的相互作用及微观机理, 力争在更宽温区实现MZM的稳定操纵; 其二, 借助分子束外延等先进材

料制备技术, 获得大面积、低无序的拓扑超导薄膜或异质结, 提升MZM的稳定性与空间上的可编织性; 其三, 利用2M-WS₂的独特物性, 尝试以下拓扑量子比特的构建途径: (1) 结合STM针尖操纵超导涡旋的技术^[88,89], 实现MZM的绝热交换, 进而实现MZM编织过程^[82,83]; (2) 利用条纹状电荷序图案可重构的特点, 探索通过热循环或原位外场等调控方式构建稳定的条纹状电荷序网络结构, 以期实现MZM点阵, 通过干涉测

量法实现无需移动超导涡旋的编织方案^[50,90]; (3) 系统研究外部场(如电场、应力场等)与MZM及条纹状电荷序的耦合机制, 发展多物理场协同的MZM操控方

案^[91], 逐步逼近拓扑量子比特的器件实现. 这些努力将共同推动MZM从基础物性研究走向未来量子技术应用.

致谢 向上述文章所有合作者和评审人表示衷心感谢.

参考文献

- Majorana E. Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. *Nuovo Cim*, 1937, 14: 171–184
- Avignone F T, Elliott S R, Engel J. Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass. *Rev Mod Phys*, 2008, 80: 481–516
- Kopnin N B, Salomaa M M. Mutual friction in superfluid ^3He : Effects of bound states in the vortex core. *Phys Rev B*, 1991, 44: 9667–9677
- Moore G, Read N. Nonabelions in the fractional quantum hall effect. *Nucl Phys B*, 1991, 360: 362–396
- Sato M, Ando Y. Topological superconductors: A review. *Rep Prog Phys*, 2017, 80: 076501
- Schnyder A P, Brydon P M R. Topological surface states in nodal superconductors. *J Phys-Condens Matter*, 2015, 27: 243201
- Kitaev A Y. Fault-tolerant quantum computation by anyons. *Ann Phys*, 2003, 303: 2–30
- Alicea J. New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems. *Rep Prog Phys*, 2012, 75: 076501
- Read N, Green D. Paired states of fermions in two dimensions with breaking of parity and time-reversal symmetries and the fractional quantum Hall effect. *Phys Rev B*, 2000, 61: 10267–10297
- Kitaev A Y. Unpaired Majorana fermions in quantum wires. *Physics-Uspekhi*, 2001, 44: 131–136
- Qi X L, Hughes T L, Raghu S, et al. Time-reversal-invariant topological superconductors and superfluids in two and three dimensions. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 187001
- Maeno Y, Hashimoto H, Yoshida K, et al. Superconductivity in a layered perovskite without copper. *Nature*, 1994, 372: 532–534
- Mackenzie A P, Maeno Y. The superconductivity of Sr_2RuO_4 and the physics of spin-triplet pairing. *Rev Mod Phys*, 2003, 75: 657–712
- Fu L, Berg E. Odd-Parity topological superconductors: Theory and application to $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 097001
- Sasaki S, Kriener M, Segawa K, et al. Topological superconductivity in $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 217001
- Ran S, Eckberg C, Ding Q P, et al. Nearly ferromagnetic spin-triplet superconductivity. *Science*, 2019, 365: 684–687
- Fu L, Kane C L. Superconducting proximity effect and Majorana fermions at the surface of a topological insulator. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 096407
- Hasan M Z, Kane C L. *Colloquium*: Topological insulators. *Rev Mod Phys*, 2010, 82: 3045–3067
- Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S. Majorana fermions and a topological phase transition in semiconductor-superconductor heterostructures. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 077001
- Sau J D, Lutchyn R M, Tewari S, et al. Generic new platform for topological quantum computation using semiconductor heterostructures. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 040502
- Mourik V, Zuo K, Frolov S M, et al. Signatures of Majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices. *Science*, 2012, 336: 1003–1007
- Nadj-Perge S, Drozdov I K, Li J, et al. Observation of Majorana fermions in ferromagnetic atomic chains on a superconductor. *Science*, 2014, 346: 602–607
- Kim H, Palacio-Morales A, Posske T, et al. Toward tailoring Majorana bound states in artificially constructed magnetic atom chains on elemental superconductors. *Sci Adv*, 2018, 4: eaar5251
- Ménard G C, Guissart S, Brun C, et al. Two-dimensional topological superconductivity in Pb/Co/Si(111) . *Nat Commun*, 2017, 8: 2040
- Palacio-Morales A, Mascot E, Cocklin S, et al. Atomic-scale interface engineering of Majorana edge modes in a 2D magnet-superconductor hybrid system. *Sci Adv*, 2019, 5: eaav6600
- Caroli C, De Gennes P G, Matricon J. Bound Fermion states on a vortex line in a type II superconductor. *Phys Lett*, 1964, 9: 307–309
- Chen M, Chen X, Yang H, et al. Discrete energy levels of Caroli-de Gennes-Matricon states in quantum limit in $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$. *Nat Commun*, 2018, 9: 970

- 28 Chen C, Liu Q, Bao W C, et al. Observation of discrete conventional Caroli-de Gennes-Matricon states in the vortex core of single-layer FeSe/SrTiO₃. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 097001
- 29 Volovik G E. Fermion zero modes on vortices in chiral superconductors. *Jetp Lett*, 1999, 70: 609–614
- 30 Ivanov D A. Non-Abelian statistics of half-quantum vortices in *p*-wave superconductors. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 268–271
- 31 Xu J P, Liu C, Wang M X, et al. Artificial topological superconductor by the proximity effect. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 217001
- 32 Xu J P, Wang M X, Liu Z L, et al. Experimental detection of a Majorana mode in the core of a magnetic vortex inside a topological insulator-superconductor Bi₂Te₃/NbSe₂ heterostructure. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 017001
- 33 Sun H H, Zhang K W, Hu L H, et al. Majorana zero mode detected with spin selective andreev reflection in the vortex of a topological superconductor. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 257003
- 34 Yang H, Li Y, Liu T, et al. Superconductivity of topological surface states and strong proximity effect in Sn_{1-x}Pb_xTe–Pb heterostructures. *Adv Mater*, 2019, 31: 1905582
- 35 Yang H, Li Y Y, Liu T T, et al. Multiple in-gap states induced by topological surface states in the superconducting topological crystalline insulator heterostructure Sn_{1-x}Pb_xTe–Pb. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 136802
- 36 Liu T, Wan C Y, Yang H, et al. Signatures of hybridization of multiple Majorana zero modes in a vortex. *Nature*, 2024, 633: 71–76
- 37 Hao N, Hu J. Topological phases in the single-layer FeSe. *Phys Rev X*, 2014, 4: 031053
- 38 Wang Z, Zhang P, Xu G, et al. Topological nature of the FeSe_{0.5}Te_{0.5} superconductor. *Phys Rev B*, 2015, 92: 115119
- 39 Xu G, Lian B, Tang P, et al. Topological superconductivity on the surface of Fe-based superconductors. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 047001
- 40 Zhang P, Yaji K, Hashimoto T, et al. Observation of topological superconductivity on the surface of an iron-based superconductor. *Science*, 2018, 360: 182–186
- 41 Zhang P, Wang Z, Wu X, et al. Multiple topological states in iron-based superconductors. *Nat Phys*, 2019, 15: 41–47
- 42 Wang D, Kong L, Fan P, et al. Evidence for Majorana bound states in an iron-based superconductor. *Science*, 2018, 362: 333–335
- 43 Kong L, Zhu S, Papaj M, et al. Half-integer level shift of vortex bound states in an iron-based superconductor. *Nat Phys*, 2019, 15: 1181–1187
- 44 Zhu S, Kong L, Cao L, et al. Nearly quantized conductance plateau of vortex zero mode in an iron-based superconductor. *Science*, 2020, 367: 189–192
- 45 Liu Q, Chen C, Zhang T, et al. Robust and clean majorana zero mode in the vortex core of high-temperature superconductor (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe. *Phys Rev X*, 2018, 8: 041056
- 46 Chen C, Liu Q, Zhang T Z, et al. Quantized conductance of majorana zero mode in the vortex of the topological superconductor (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe. *Chin Phys Lett*, 2019, 36: 057403
- 47 Zhang T, Bao W, Chen C, et al. Observation of distinct spatial distributions of the zero and nonzero energy vortex modes in (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe. *Phys Rev Lett*, 2021, 126: 127001
- 48 Kong L, Cao L, Zhu S, et al. Majorana zero modes in impurity-assisted vortex of LiFeAs superconductor. *Nat Commun*, 2021, 12: 4146
- 49 Liu W, Hu Q, Wang X, et al. Tunable vortex Majorana modes controlled by strain in homogeneous LiFeAs. *Quantum Front*, 2022, 1: 20
- 50 Li M, Li G, Cao L, et al. Ordered and tunable Majorana-zero-mode lattice in naturally strained LiFeAs. *Nature*, 2022, 606: 890–895
- 51 Liu W, Cao L, Zhu S, et al. A new Majorana platform in an Fe-As bilayer superconductor. *Nat Commun*, 2020, 11: 5688
- 52 Lv Y F, Wang W L, Zhang Y M, et al. Experimental signature of topological superconductivity and Majorana zero modes on β -Bi₂Pd thin films. *Sci Bull*, 2017, 62: 852–856
- 53 Yuan Y, Pan J, Wang X, et al. Evidence of anisotropic Majorana bound states in 2M-WS₂. *Nat Phys*, 2019, 15: 1046–1051
- 54 Fan X, Sun X Q, Zhu P, et al. Stripe charge order and its interaction with Majorana bound states in 2M-WS₂ topological superconductors. *Natl Sci Rev*, 2025, 12: nwae312
- 55 Liang Z, Hou X, Zhang F, et al. Three-dimensional charge density wave and surface-dependent vortex-core states in a kagome superconductor CsV₃Sb₅. *Phys Rev X*, 2021, 11: 031026
- 56 Fan P, Chen H, Zhou X, et al. Nanoscale manipulation of wrinkle-pinned vortices in iron-based superconductors. *Nano Lett*, 2023, 23: 4541–4547
- 57 Yang H, Kim S W, Chhowalla M, et al. Structural and quantum-state phase transitions in van der Waals layered materials. *Nat Phys*, 2017, 13: 931–937
- 58 Qian X, Liu J, Fu L, et al. Quantum spin Hall effect in two-dimensional transition metal dichalcogenides. *Science*, 2014, 346: 1344–1347

- 59 Tang S, Zhang C, Wong D, et al. Quantum spin Hall state in monolayer 1T'-WTe₂. *Nat Phys*, 2017, 13: 683–687
- 60 Fei Z, Palomaki T, Wu S, et al. Edge conduction in monolayer WTe₂. *Nat Phys*, 2017, 13: 677–682
- 61 Wu S, Fatemi V, Gibson Q D, et al. Observation of the quantum spin Hall effect up to 100 kelvin in a monolayer crystal. *Science*, 2018, 359: 76–79
- 62 Deng K, Wan G, Deng P, et al. Experimental observation of topological Fermi arcs in type-II Weyl semimetal MoTe₂. *Nat Phys*, 2016, 12: 1105–1110
- 63 Huang L, McCormick T M, Ochi M, et al. Spectroscopic evidence for a type II Weyl semimetallic state in MoTe₂. *Nat Mater*, 2016, 15: 1155–1160
- 64 Jiang J, Liu Z K, Sun Y, et al. Signature of type-II Weyl semimetal phase in MoTe₂. *Nat Commun*, 2017, 8: 13973
- 65 Qi Y, Naumov P G, Ali M N, et al. Superconductivity in Weyl semimetal candidate MoTe₂. *Nat Commun*, 2016, 7: 11038
- 66 Fang Y, Pan J, Zhang D, et al. Discovery of superconductivity in 2M WS₂ with possible topological surface states. *Adv Mater*, 2019, 31: 1901942
- 67 Hess H F, Robinson R B, Dynes R C, et al. Scanning-tunneling-microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid. *Phys Rev Lett*, 1989, 62: 214–216
- 68 Shore J D, Huang M, Dorsey A T, et al. Density of states in a vortex core and the zero-bias tunneling peak. *Phys Rev Lett*, 1989, 62: 3089–3092
- 69 Hess H F, Robinson R B, Waszczak J V. Vortex-core structure observed with a scanning tunneling microscope. *Phys Rev Lett*, 1990, 64: 2711–2714
- 70 Chiu C K, Gilbert M J, Hughes T L. Vortex lines in topological insulator-superconductor heterostructures. *Phys Rev B*, 2011, 84: 144507
- 71 Hayashi N, Isoshima T, Ichioka M, et al. Low-lying quasiparticle excitations around a vortex core in quantum limit. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 2921–2924
- 72 Chen M, Chen X, Yang H, et al. Superconductivity with twofold symmetry in Bi₂Te₃/FeTe_{0.55}Se_{0.45} heterostructures. *Sci Adv*, 2018, 4: eaat1084
- 73 Li Y W, Zheng H J, Fang Y Q, et al. Observation of topological superconductivity in a stoichiometric transition metal dichalcogenide 2M-WS₂. *Nat Commun*, 2021, 12: 2874
- 74 Cho S, Huh S, Fang Y, et al. Direct observation of the topological surface state in the topological superconductor 2M-WS₂. *Nano Lett*, 2022, 22: 8827–8834
- 75 Xiao K, Guo Y, Fu D, et al. Lattice-decoupled rotatable stripe-like charge order within the strange metal phase of 2M-WS₂. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2025, 122: e2513493122
- 76 Yang Y, Tao Q, Fang Y, et al. Anomalous enhancement of the Nernst effect at the crossover between a Fermi liquid and a strange metal. *Nat Phys*, 2023, 19: 379–385
- 77 Li Y, Xu L, Liu G, et al. Evidence of strong and mode-selective electron-phonon coupling in the topological superconductor candidate 2M-WS₂. *Nat Commun*, 2024, 15: 6235
- 78 Hosur P, Ghaemi P, Mong R S K, et al. Majorana modes at the ends of superconductor vortices in doped topological insulators. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 097001
- 79 Hu L H, Wu X, Liu C X, et al. Competing vortex topologies in iron-based superconductors. *Phys Rev Lett*, 2022, 129: 277001
- 80 Cheng M, Lutchyn R M, Galitski V, et al. Tunneling of anyonic Majorana excitations in topological superconductors. *Phys Rev B*, 2010, 82: 094504
- 81 Cheng M, Lutchyn R M, Galitski V, et al. Splitting of Majorana-fermion modes due to intervortex tunneling in a p_x+ip_y superconductor. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 107001
- 82 Liu C X, Liu D E, Zhang F C, et al. Protocol for reading out Majorana vortex qubits and testing non-Abelian statistics. *Phys Rev Appl*, 2019, 12: 054035
- 83 Posske T, Chiu C K, Thorwart M. Vortex Majorana braiding in a finite time. *Phys Rev Res*, 2020, 2: 023205
- 84 Hou J X, Westström A, Wang R, et al. Embedded Majorana islands. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2024, 67: 297212
- 85 Li C, Luo X J, Chen L, et al. Controllable Majorana vortex states in iron-based superconducting nanowires. *Natl Sci Rev*, 2022, 9: nwac095
- 86 Machida T, Sun Y, Pyon S, et al. Zero-energy vortex bound state in the superconducting topological surface state of Fe(Se,Te). *Nat Mater*, 2019, 18: 811–815
- 87 Chiu C K, Machida T, Huang Y, et al. Scalable Majorana vortex modes in iron-based superconductors. *Sci Adv*, 2020, 6: eaay0443
- 88 Ge J Y, Gladilin V N, Tempere J, et al. Nanoscale assembly of superconducting vortices with scanning tunnelling microscope tip. *Nat Commun*,

2016, 7: 13880

- 89 Ge J Y, Gladilin V N, Tempere J, et al. Controlled generation of quantized vortex-Antivortex pairs in a superconducting condensate. [Nano Lett](#), 2017, 17: 5003–5007
- 90 Bonderson P, Freedman M, Nayak C. Measurement-only topological quantum computation via anyonic interferometry. [Ann Phys](#), 2009, 324: 787–826
- 91 Liu W, Ding H. Roadmap of the iron-based superconductor Majorana platform. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2023, 66: 267002

Majorana zero modes, lattice-decoupled charge order, and their interactions in 2M-WS₂

SU ShenDong^{1,2}, XUE Qi-Kun^{1,2,3,4,5*} & LI Wei^{1,2,5*}

¹ State Key Laboratory of Low Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China

² Frontier Science Center for Quantum Information, Beijing 100084, China

³ State Key Laboratory of Quantum Functional Materials, Department of Physics, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China

⁴ Beijing Academy of Quantum Information Sciences, Beijing 100193, China

⁵ Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China

*Corresponding authors (XUE Qi-Kun, email: qkxue@mail.tsinghua.edu.cn; LI Wei, email: weili83@tsinghua.edu.cn)

Majorana zero modes, as non-Abelian anyonic excitations in condensed matter physics, are pivotal building blocks for topological quantum computing. Beginning with their theoretical background and recent experimental advances, this article presents scanning tunneling microscopy studies of the Fu-Kane topological superconductor 2M-WS₂. Our work reveals, first, the coexistence of anisotropic Majorana zero modes and conventional Caroli-de Gennes-Matricon bound states within superconducting vortices. Second, we report the discovery of a novel stripe-like charge order that coexists with superconductivity, exhibits rotatable symmetry, and is decoupled from the host lattice—its transition temperature residing within the strange metal phase. Further studies show that this charge order can modulate Majorana zero modes, pushing them away from the surface into deeper layers, offering a controllable route toward their spatial manipulation and braiding.

Majorana zero mode, 2M-WS₂, magnetic vortex, stripe-like charge order, scanning tunneling microscopy

PACS: 74.90.+n, 74.25.-q, 71.45.Lr, 73.22.-f, 74.55.+v

doi: [10.1360/SSPMA-2026-0028](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2026-0028)