单层 $Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结涡旋中马约拉纳零能模的迹象*

方展伯[1)2)#] 吴双祥[1)2)3)#] 王宇[1)2)] 范致远[1)2)] 程广珲[3)] 曹国花[1)2)]

崔萍[1)2)] 张汇[1)2)3)†] 曾长淦[1)2)3)††]

1)（中国科学技术大学合肥微尺度物质科学国家研究中心，合肥 230026）

2)（合肥国家实验室，合肥 230088）

3)（中国科学技术大学物理学院，合肥 230026）

摘 要

马约拉纳零能模的非阿贝尔统计为拓扑量子计算提供了核心物理基础。将强自旋轨道耦合材料或拓扑材料与 *s* 波超导体相结合，利用异质结的近邻效应实现拓扑超导电性并探测马约拉纳零能模，是该领域的重要技术路线。本文在二硒化铌（$NbSe_2$）单晶衬底上利用分子束外延技术生长了碲化银（Ag_2Te）薄膜，构建了范德瓦尔斯异质结，借助 Ag_2Te 的强自旋轨道耦合和 $NbSe_2$ 的近邻超导效应成功诱导近邻超导能隙约 1.16 meV。借助扫描隧道显微镜/谱测量，在 $NbSe_2$ 上单层 Ag_2Te 表面的磁通涡旋中同时观测到两类量子束缚态：其中部分涡旋零偏压电导峰随空间位置劈裂，属于平庸的 Caroli-de Gennes-Matricon 态；部分涡旋中的零偏压电导峰始终不随空间位置劈裂，与马约拉纳零能模的预期特征相符。上述结果提示，$Ag_2Te/NbSe_2$ 体系是潜在的二维马约拉纳零能模载体平台。

关键词：范德瓦尔斯异质结，马约拉纳零能模，拓扑超导，扫描隧道显微镜

PACS： 74.45.+c, 74.78.Fk, 68.37.Ef, 74.55.+v

***基金:** “量子通信与量子计算机”国家科技重大专项(批准号：2021ZD0302801).

同等贡献作者

† 通信作者.E-mail: huiz@ustc.edu.cn

†† 通信作者.E-mail: cgzeng@ustc.edu.cn

第一作者.E-mail: bureaucracy@mail.ustc.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿

1 引 言

拓扑超导体中涌现的马约拉纳零能模（Majorana zero modes, MZMs）在相互交换编织时遵从非阿贝尔任意子统计，是构建容错拓扑量子比特的核心准粒子单元[1]。在众多实现拓扑超导的实验方案中，将强自旋轨道耦合（Spin-orbit coupling, SOC）或拓扑材料与 *s* 波超导体结合，通过近邻效应在异质界面处诱导等效 *p* 波配对，是目前备受关注的路线[2-4]。该方案的核心思路是将非平庸能带特性与超导电性分置于两种不同材料，通过层间堆叠实现二者共存，从而可对 SOC 强度、近邻能隙大小和界面化学势等关键参数进行独立调控。二维范德瓦尔斯异质结因界面干净、无刻蚀引入的无序等优势，成为该方案的重要实现形式[5]。$Bi_2Te_3/NbSe_2$[6]与 SnTe/Pb[7]等异质结已在磁通涡旋中观测到不随空间劈裂的零偏压电导峰，证实了该方案的实验可行性。在其他体系中，Fe(Te, Se)[8, 9]、(Li, Fe)OHFeSe[10]、2M-WS_2[11]等材料也在涡旋核心中展示了不随空间劈裂的零偏压电导峰、半整数能级位移等 MZMs 特征信号。然而，迄今为止已被实验研究的二维异质结 MZMs 载体体系仍然极为有限，寻找具有不同 SOC 强度、拓扑表面态位置以及不同界面特性的新型材料组合，是当前该方向的核心课题之一。

β-Ag_2Te 是一类拓扑绝缘体，其强 SOC 源于重 Te 原子 5p 轨道。第一性原理计算和输运实验已相继验证 *β*-Ag_2Te 存在拓扑表面态[12, 13]，但将其与 *s* 波超导体耦合并通过近邻效应构造拓扑超导异质结的实验尚属空白。本研究利用分子束外延技术在 $NbSe_2$ 单晶衬底上生长了 Ag_2Te 薄膜，构建了 $Ag_2Te/NbSe_2$ 范德瓦尔斯异质结，借助 400 mK 扫描隧道显微镜/谱测量，在单层 Ag_2Te 表面的磁通涡旋中观测到了不随空间位置劈裂的零偏压电导峰，该特征与马约拉纳零能模的预

录用稿件，非最终出版稿

期行为一致。上述结果表明，$Ag_2Te/NbSe_2$ 有望成为“强 SOC+超导近邻”路线下的一类新的二维 MZMs 载体平台。

2 实验方法

$Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结的生长与表征在扫描隧道显微镜与分子束外延联合系统中完成（Unisoku USM-1300，本底真空优于 5×10^{-10} mbar）。$NbSe_2$ 单晶衬底用银胶（EPO-TEK H20E）固定（银胶量约 0.05g，150℃固化 30 分钟）在钼样品托上传入超高真空系统，约 200℃去气 1 小时后，在室温下原位解理获得洁净的表面。薄膜生长采用两步法：第一步，在衬底维持室温的条件下，使用标准 Knudsen 蒸发源（230℃）沉积 20 分钟得到覆盖度约为一层的 Te（Alfa Aesar，99.999%）；第二步，将样品加热至 150°C 进行退火 20 分钟处理，这时银胶中的 Ag 原子扩散至表面与 Te 反应形成薄层 Ag_2Te 薄膜。有关生长过程、表面清洁度等实验细节,见补充材料。

扫描隧道显微镜（Scanning Tunneling Microscope, STM）测量使用电化学腐蚀的钨针尖作为探针，测量前在 Au(111)表面进行谱线和形貌的标定。隧穿谱通过标准的锁相技术获得，调制电压频率为 973 Hz，测试温度 400 mK（该温度下实验能量分辨率约为 0.2 meV），最大垂直磁场 9 T。

高角环形暗场扫描透射电子显微镜（High-Angle Annular Dark-Field Scanning Transmission Electron Microscope, HAADF-STEM）采用双束聚焦离子束（FEI Helios Nanolab G3）标准流程制备 STEM 截面样品。在配备 CEOS 球差校正器的 FEI Themis TEM 下进行 STEM 成像，加速电压 300 kV。

3 实验结果

录用稿件，非最终出版稿

3.1 异质结界面原子结构

Ag_2Te 薄膜大范围扫描隧道显微镜（STM）形貌如图 1(a)所示。沿虚线提取高度分布（图 1(b)），测得薄膜台阶高度约 7.4 Å，与 β-Ag_2Te [001]晶向晶胞垂直高度匹配[14]，区别于螺旋 Te 相 3.9 Å 的台阶特征[15]。薄膜厚层岛状区域可观测到 3.7 Å 的半层台阶（图中标注 3.5 unit cells(UC)处），该高度恰好为完整晶胞厚度的一半，对应 Ag_2Te 单斜 $P2_1/c$ 相半晶胞高度[14]。

为进一步确认异质结界面结构，我们在上述薄膜的基础上进行了相同条件再次蒸发获得足够厚度的样品，随后对 $Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结截面进行了 HAADF-STEM 表征。图 1(c) HAADF-STEM 图像中沿[100]方向可分辨三层原子的周期性堆垛，与单斜相 β-Ag_2Te 的 *ac* 面晶格排布吻合[14, 16]，配套能量色散 X 射线光谱（EDS）定出 Ag 与 Te 原子比近 2∶1，由此证实所得薄膜为标准化学计量比的 Ag_2Te。与 $NbSe_2$衬底直接接触的第一层薄膜在 STEM 截面中厚度接近一个晶胞高度（0.74 nm），本文据此将该层定义为异质结单层，该结构沿[001]晶向以 Ag-Te-Ag-Te 为周期进行原子堆叠。并且，图 1(c)给出异质结截面示意图作为参照，将 STEM 实测晶格与结构示意图比对可见，$NbSe_2$ 的面内近邻 Se-Se 原子链与块体 Ag_2Te 的 *a* 轴近似平行，说明了两者形成明确外延匹配关系。

图 1(d)为单层 Ag_2Te 薄膜的原子分辨 STM 图像，表面呈现六角晶格排布，晶格常数约 4.5 Å，与块体 Ag_2Te 的 *b* 轴晶格参数吻合；将 STM 测量的异质结单层高度结合 TEM 截面表征，推算达到相应高度的原子位置，可判定薄膜表面为 Te 原子终止面。对该原子分辨图做快速傅里叶变换（Fast Fourier Transform, FFT），除 Ag_2Te 布拉格点之外，在约 1/3 波矢位置观测到一组超结构调制信号（图 1(d)插图蓝色圆圈标注处）。该超结构调制与 Ag_2Te（4.5 Å）和 $NbSe_2$（3.44

录用稿件，非最终出版稿

Å）两套六角晶格之间近似 3：4 的公度匹配一致，可归属于摩尔超晶格。这也说明 Ag_2Te 薄膜在 $NbSe_2$ 基底上能实现高质量外延生长[17]。超结构的进一步确定和推导见补充材料。

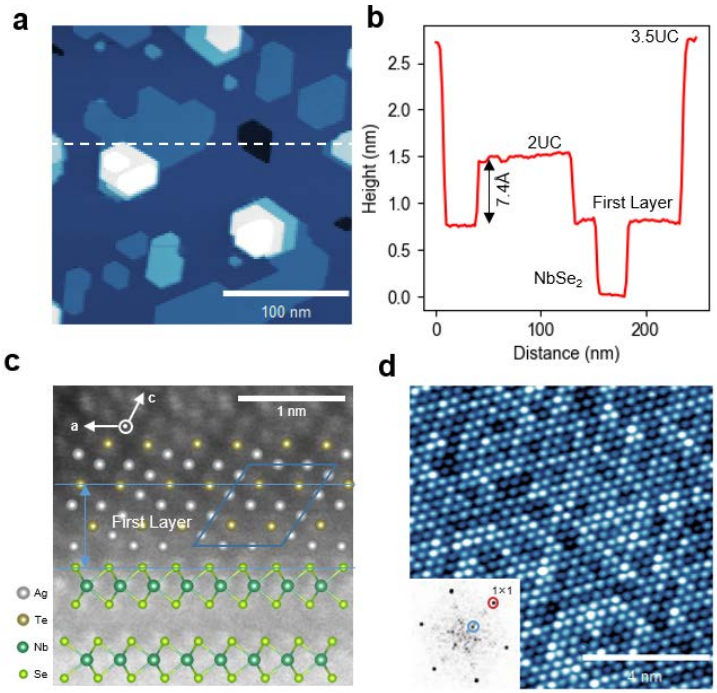


图 1 $Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结的形貌与界面结构 (a) 单层 Ag_2Te 薄膜的大范围 STM 形貌图，样品偏压 V_{set} = -1 V，隧穿电流 I_{set} = 0.1 nA；(b) 沿(a)中虚线提取的台阶高度线轮廓；(c) $Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结截面 HAADF-STEM 图像及对应的结构示意图；(d) 单层 Ag_2Te 表面的原子分辨 STM 图像，插图为 FFT 图样，其中红、蓝圆圈标记对应布拉格点以及超周期调制，样品偏压 V_{set} = -0.1 V，隧穿电流 I_{set} = 0.1 nA

Fig. 1. Morphology and interface structure of the $Ag_2Te/NbSe_2$ heterostructure: (a) Large-scale STM topography of the monolayer Ag_2Te thin film(V_{set} = 1 V, I_{set} = 0.1 nA); (b) Line profile extracted along the dashed line in (a), showing step height; (c) Cross-sectional HAADF-STEM image of the $Ag_2Te/NbSe_2$ heterostructure and the corresponding structural schematic; (d) Atomically resolved STM image of the monolayer Ag_2Te surface, inset: FFT pattern, with red and blue circles marking the Bragg peak and superperiodic modulation, respectively(V_{set} = -0.1 V, I_{set} = 0.1 nA).

3.2 超导近邻效应

录用稿件，非最终出版稿

$Ag_2Te/NbSe_2$ 的原子级界面有助于实现近邻效应诱导超导电性。图 2(a)展示了在单层 Ag_2Te 干净表面、零磁场下采集的大偏压范围 dI/dV 谱。图 2(b)展示了在费米能级处（E_F=0）完全打开的超导能隙，可清楚分辨近邻诱导能隙内态密度趋近于零的 hard-gap 特征。能隙边缘伴随一对尖锐的特征相干峰，峰间距约 2.32 meV（$2\Delta_{ind}$），将谱线用含 Dynes 展宽修正的 s 波 BCS 态密度拟合[18]（图 2(b)）：

$$\left.\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}V}\right|_S \propto N_s(eV) = \mathrm{Re}\left[\frac{eV - i\Gamma}{\sqrt{(eV - i\Gamma)^2 - \Delta_{ind}^2}}\right]$$

得到近邻诱导超导能隙 Δ_{ind}=1.16 meV（与特征峰间距 $2\Delta_{ind}$ 吻合），Dynes 展宽参数 Γ≈0.18 meV（Γ/Δ≈0.15），表明 $Ag_2Te/NbSe_2$ 界面具有较好的透明度。实测 Δ_{ind} 略小于 $NbSe_2$ 体能隙 Δ_0≈1.2 meV，这与近邻耦合异质结的预期特征一致[18, 19]。

为了进一步确认超导能隙特征，在施加垂直磁场 $B_\perp$下，我们表征了同一位置的 dI/dV 谱的演化。图 2(c)展示了从 $B_\perp$=0-3.6 T 的一系列 dI/dV 谱线。随 $B_\perp$的增大，谱线呈现如下特征：（i）零场下尖锐的相干峰逐渐降低并展宽，符合磁场对超导库珀对的拆对效应；（ii）零偏压附近态密度单调上升，反映了磁场导致的超导能隙内准粒子激发；（iii）相干峰位置向零偏压轻微移动，反映了有效近邻能隙 Δ_{ind} 被磁场抑制。上述三种行为均属第 II 类常规超导体在轨道极限下的磁场特征响应。

图 2(d)提取了图 2(c)不同垂直磁场下谱线对应的零偏压电导（Zero-bias conductance, ZBC），并以垂直磁场 $B_\perp$为横轴绘制 ZBC 演化曲线。随着 $B_\perp$升高，ZBC 近似线性增长，在 $B_\perp$接近 3.0 T 时逐渐趋近正常态电导。据此可标定出 Ag_2Te 表层近邻超导的有效面外上临界场 $B_{c2,eff}$≈3.0 T，该数值与块体 $NbSe_2$ 的面外上临界场 3.2 T 基本吻合[19]。ZBC 随磁场单调变化的演化特征证明，$Ag_2Te/NbSe_2$ 异

录用稿件，非最终出版稿

质界面形成的近邻超导区域稳定，为后续分析磁通涡旋束缚态的拓扑属性提供了清晰、可靠的超导基态背景。

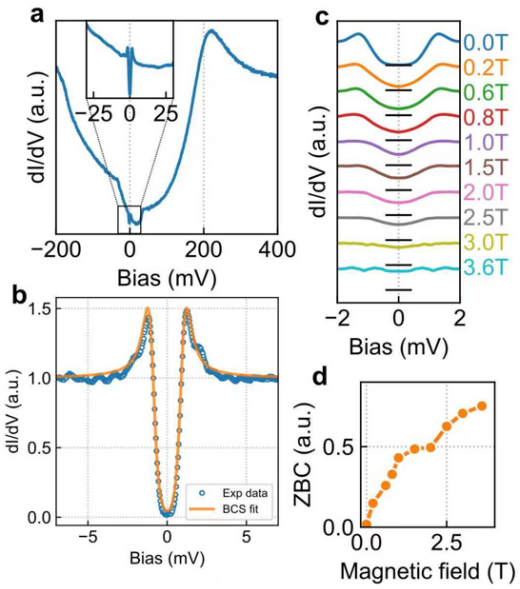


图 2 $Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结的近邻诱导超导能隙 (a) 单层 Ag_2Te 表面零磁场隧穿谱，内图为费米能级附近低偏压放大视图，超导能隙清晰可见，样品偏压 V_{set}=- 0.2V，隧穿电流 I_{set} = 0.5nA；(b) 含 Dynes 展宽修正的 *s* 波 BCS 态密度拟合（橙线），样品偏压 V_{set}=- 8V，隧穿电流 I_{set} = 0.5nA；(c) 垂直磁场 $B_{\perp}$=0–3.6 T 下同一点的隧穿谱演化，样品偏压 V_{set}=5mV，隧穿电流 I_{set} = 0.2nA；(d) 零偏压电导随 $B_{\perp}$的变化，标定有效上临界场 $B_{c2,eff}$≈3.0 T

Fig. 2. Proximity-induced superconducting gap in $Ag_2Te/NbSe_2$ heterostructure: (a) Tunneling spectrum on the monolayer Ag_2Te surface at zero magnetic field, inset: zoomed-in view near the Fermi level(V_{set} = -0.2V, I_{set} = 0.5nA); (b) *s*-wave BCS density-of-states fit with Dynes broadening correction (orange line) (V_{set} = -8mV, I_{set} = 0.5nA); (c) Evolution of tunneling spectra at the same location under perpendicular magnetic fields $B_{\perp}$=0–3.6 T; (d) Zero-bias conductance as a function of $B_{\perp}$, with the effective upper critical field $B_{c2,eff}$≈3.0 T(V_{set} = 5mV, I_{set} = 0.2nA).

3.3 磁通涡旋束缚态

在证实 $Ag_2Te/NbSe_2$ 的近邻诱导超导电性后，我们进一步研究了磁通涡旋中的束缚态。在垂直磁场 $B_{\perp}$=0.15 T 下，单层 Ag_2Te 表面出现了 Abrikosov 涡旋（图

录用稿件，非最终出版稿

3(a)），测量得到的涡旋密度≈70 μm^{-2} 与理论预期 $n=B/\Phi_0$一致。图 3(b)展示了从典型涡旋中心到边缘采集的 dI/dV 谱瀑布图，涡旋中心谱线零偏压处存在明显的电导峰，但随着空间位置离开中心，该峰迅速劈裂为两个有限能峰并向高能方向偏移（图 3(c)线切强度图），属于常规 *s* 波超导体中磁通涡旋的预期表现，即 Caroli-de Gennes-Matricon（CdGM）态[20]。

有趣的是，部分涡旋表现出不同寻常的行为。图 3(d)展示了一个这类涡旋的典型 ZBC 空间分布，其信号相对局域，呈圆对称分布。从涡旋中心到边缘采集的线扫描瀑布图（图 3(e)）揭示了涡旋中心谱的特征：零能处为一个零能峰，两侧各有一对称的有限能峰。随着空间位置逐渐远离涡旋中心，两侧的有限能峰向高能方向移动并逐步演化为超导相干峰，最终恢复为近邻超导能隙；中心零能峰则在离开涡旋中心向外移动时始终保持严格零能位置，没有出现明显的劈裂或能量位移（图 3(f)），不同于前述多数涡旋中零偏压峰随空间迅速劈裂。此类零偏压电导峰不随空间位置劈裂的行为，与铁基超导体 Fe(Te, Se)[9]和拓扑绝缘体-超导异质结 $Bi_2Te_3/NbSe_2$[6]等体系中报道的马约拉纳零能模特征一致。在多个样品区域的多组测量中，上述两类涡旋均可重复观测到；在已探测的 21 个涡旋中，不随空间位置劈裂的涡旋数量为 6 个，占总数约 30 %。需要说明的是，该统计为不同区域观测结果的汇总，并非对某一固定区域内全部涡旋所作的系统统计，不同区域或不同磁场下该比例的差异尚需后续系统测量。

录用稿件，非最终出版稿

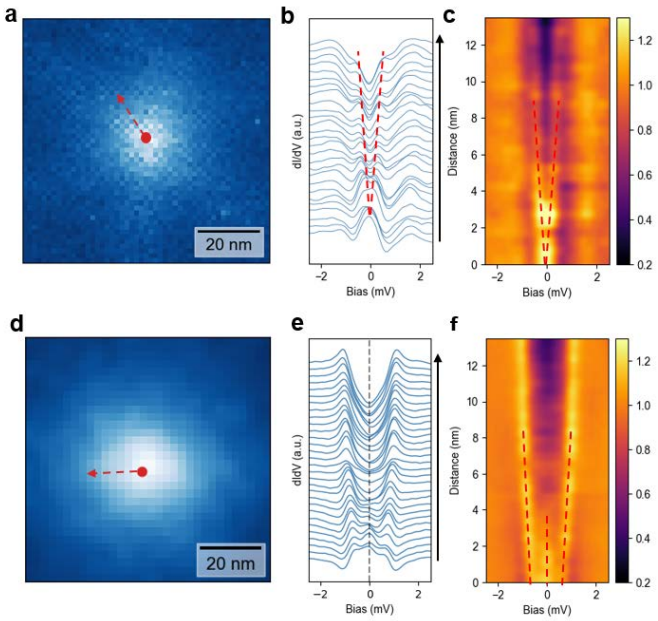


图 3 $Ag_2Te/NbSe_2$ 磁通涡旋中的量子束缚态 (a) $B_{\perp}$=0.15 T 下单层 Ag_2Te 表面的单个磁通涡旋零偏压电导空间分布图，样品偏压 V_{set}=-5 mV，隧穿电流 I_{set}=0.5 nA；(b) 从图(a)涡旋中心到边缘的 d*I*/d*V* 线扫描瀑布图，样品偏压 V_{set}=-5 mV，隧穿电流 I_{set}=0.5 nA；(c) 图(b)中选定位置的 d*I*/d*V* 线切强度图，零偏压峰随空间距离迅速劈裂；(d) 不劈裂涡旋的零偏压电导空间分布图，样品偏压 V_{set}=-5mV，隧穿电流 I_{set}= 0.5nA；(e) 过图(d)涡旋中心到边缘的 d*I*/d*V* 线扫描瀑布图，样品偏压 V_{set} =-5mV，隧穿电流 I_{set}=0.5nA；(f) 图(e)中选定位置的 d*I*/d*V* 线切强度图，中心零能峰始终保持不分裂

Fig. 3. Quantum bound states in magnetic vortices of $Ag_2Te/NbSe_2$: (a) Spatial map of zero-bias conductance for a single magnetic vortex on the monolayer Ag_2Te surface at $B_{\perp}$=0.15 T(V_{set}= -5mV, I_{set}= 0.5nA); (b) d*I*/d*V* line-cut waterfall plot from the vortex center to the edge in (a) (V_{set}= -5mV, I_{set}= 0.5nA); (c) d*I*/d*V* line-cut intensity plot at selected positions from (b), showing rapid spatial splitting of the zero-bias peak; (d) Spatial map of zero-bias conductance for the non-splitting vortex(V_{set}= -5mV, I_{set}=0.5nA); (e) d*I*/d*V* line-cut waterfall plot from the vortex center to the edge in (d) (V_{set}= -5mV, I_{set}= 0.5nA); (f) d*I*/d*V* line-cut intensity plot at selected positions from (e), showing the central zero-energy peak remains unsplit at all positions.

4 讨 论

关于 $Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结涡旋中非平庸零偏压电导峰的拓扑起源，一个值得讨论的前提是：β-Ag_2Te 体材料虽为强拓扑绝缘体，在单层极限下，上下表面态

录用稿件，非最终出版稿

杂化可能使其丧失拓扑非平庸性，变为拓扑平庸的窄带隙半导体[21]，则 Fu-Kane 机制失效，无法解释观测到的非平庸零偏压电导峰。近期有理论工作指出，即使在电子结构拓扑平庸的二维体系中，强 SOC 结合 *s* 波超导近邻仍可在涡旋核心驱动拓扑相变，产生马约拉纳零能模[22]。该理论揭示的核心物理原则，即强 SOC 与超导近邻的组合可为拓扑涡旋束缚态提供基本条件，为本体系中两类涡旋的共存提供了一个值得探索的理论方向。由此，我们在实验中观测到的不随空间劈裂的零偏压电导峰，可能源于 Ag_2Te 的强 SOC 与 $NbSe_2$ 近邻超导的协同作用。

然而，实验中部分涡旋并未呈现上述特征，而是表现为随空间劈裂，仅有部分涡旋的零偏压电导峰不随空间位置劈裂。这种两类涡旋共存的现象在铁基超导体中已有先例：$FeTe_{0.55}Se_{0.45}$ 体系中首次报道类似的两类涡旋共存，其根源为材料本征的不均匀性[8]；另外，LiFeAs 体系中 MZM 信号仅选择性出现在杂质附近的涡旋中[23]。不同于上述铁基体系，本工作中观测到的非平庸零偏压电导峰出现在无外源杂质的单层 Ag_2Te 表面。我们检查了不劈裂涡旋的位置与局域形貌、莫尔调制强度及缺陷密度之间的相关性，未发现明确关联，说明该现象难以简单归因于表面可见的结构不均匀。STEM 截面表征显示，最近邻界面的第一层 Ag_2Te 与上层存在一定的结构差异，该差异可能归因于界面原子的轻微弛豫。一个可能的解释是，这种界面本征弛豫导致不同涡旋位置处的局域化学势发生涨落：在化学势落入拓扑非平庸区间的涡旋中，涌现出 MZM 类型的零能束缚态；而在化学势偏移至平庸区间的涡旋中，仅观测到常规 CdGM 态。上述分析表明，强 SOC 与超导近邻的组合为 MZMs 的涌现提供了基本物理条件，后续通过界面应变、栅压调控有望实现拓扑涡旋的可控筛选与构筑。需要指出的是，严格判定马约拉纳零能模的存在仍需系列实验证据，包括变温、变场与压低针尖测量，以及在量

子极限下对零能模与整数量子化电导平台的观测[9, 23]。本工作所观测到的不随空间劈裂的零偏压电导峰尚属初步迹象。

5 结 论

本研究在 $Ag_2Te/NbSe_2$ 异质结中实现了高质量的超导近邻效应（诱导超导能隙 $\Delta_{ind}\approx1.16$ meV，能隙展宽比 $\Gamma/\Delta\approx0.15$），并在单层 Ag_2Te 的磁通涡旋中同时观测到两类量子束缚态：部分涡旋中零偏压电导峰随空间劈裂，为平庸 CdGM 态；部分涡旋中心零能峰不随空间位置劈裂，与马约拉纳零能模的预期特征一致。两类涡旋的直接对比为拓扑与非拓扑束缚态的区分提供了直观的实验参照。该研究引入强自旋轨道耦合材料 Ag_2Te，有望成为“强 SOC+超导近邻”路线下的新型二维马约拉纳零能模载体平台。后续针对该体系零能峰的进一步实验验证，如变温、变场、自旋分辨安德烈夫反射[24]探测及量子化电导平台[10]测量等，有望揭示其拓扑起源。

录用稿件，非最终出版稿

参考文献

[1] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083

[2] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407

[3] Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 077001

[4] Oreg Y, Refael G, von Oppen F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 177002

[5] Kezilebieke S, Huda M N, Vaňo V, Aapro M, Ganguli S C, Silveira O J, Głodzik S, Foster A S, Ojanen T, Liljeroth P 2020 *Nature* **588** 424

[6] Xu J P, Wang M X, Liu Z L, Ge J F, Yang X J, Liu C H, Xu Z A, Guan D D, Gao C L, Qian D, Liu Y, Wang Q H, Zhang F C, Xue Q K, Jia J F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 017001

[7] Liu T, Wan C Y, Yang H, Zhao Y, Xie B, Zheng W, Yi Z, Guan D, Wang S, Zheng H, Liu C, Fu L, Liu J, Li Y, Jia J 2024 *Nature* **633** 71

[8] Kong L, Zhu S, Papaj M, Chen H, Cao L, Isobe H, Xing Y, Liu W, Wang D, Fan P, Sun Y, Du S, Schneeloch J, Zhong R, Gu G, Fu L, Gao H-J, Ding H 2019 *Nat. Phys.* **15** 1181

[9] Wang D, Kong L, Fan P, Chen H, Zhu S, Liu W, Cao L, Sun Y, Du S, Schneeloch J, Zhong R, Gu G, Fu L, Ding H, Gao H J 2018 *Science* **362** 333
[10] Chen C, Liu Q, Zhang T Z, Li D, Shen P P, Dong X L, Zhao Z X, Zhang T, Feng D L 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 057403
[11] Yuan Y, Pan J, Wang X, Fang Y, Song C, Wang L, He K, Ma X, Zhang H, Huang F, Li W, Xue Q K 2019 *Nat. Phys.* **15** 1046
[12] Zhang W, Yu R, Feng W, Yao Y, Weng H, Dai X, Fang Z 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156808
[13] Leng P, Qian Y, Cao X, Joseph N B, Zhang Y, Banerjee A, Li Z, Liu F, Jia Z, Ai L, Zhang Y, Xie X, Guo S, Xi C, Pi L, Zhang J, Narayan A, Xiu F 2023 *Nano Lett.* **23** 9026
[14] Van der Lee A, De Boer J 1993 *Acta Cryst. C* **49** 1444
[15] Huang X, Guan J, Lin Z, Liu B, Xing S, Wang W, Guo J 2017 *Nano Lett.* **17** 4619
[16] Ai W, Chen F, Liu Z, Yuan X, Zhang L, He Y, Dong X, Fu H, Luo F, Deng M, Wang R, Wu J 2024 *Nat. Commun.* **15** 1259
[17] Deng H B, Li Y, Feng Z, Guan J Y, Yu X, Huang X, Liu R Z, Zhu C J, Liu L, Sun Y K, Peng X L, Li S S, Du X, Wang Z, Wu R, Yin J X, Shi Y G, Mao H Q 2021 *Chin. Phys. B* **30** 126801
[18] Dynes R C, Narayanamurti V, Garno J P 1978 *Phys. Rev. Lett.* **41** 1509
[19] Xu J P, Liu C H, Wang M X, Ge J F, Liu Z L, Yang X J, Chen Y, Liu Y, Xu Z A, Gao C L, Qian D, Zhang F C, Jia J F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 217001
[20] Caroli C, De Gennes P G, Matricon J 1964 *Phys. Lett.* **9** 307
[21] Zhang Y, He K, Chang C Z, Song C L, Wang L L, Chen X, Jia J F, Fang Z, Dai X, Shan W Y 2010 *Nat. Phys.* **6** 584
[22] Hu L-H, Zhang R-X 2023 *Nat. Commun.* **14** 640
[23] Kong L, Cao L, Zhu S, Papaj M, Dai G, Li G, Fan P, Liu W, Yang F, Wang X, Du S, Jin C, Fu L, Gao H J, Ding H 2021 *Nat. Commun.* **12** 4146
[24] Sun H H, Zhang K W, Hu L H, Li C, Wang G Y, Ma H Y, Xu Z A, Gao C L, Guan D D, Li Y Y, Liu C H, Qian D, Zhou Y, Fu L, Li S C, Zhang F C, Jia J F 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 257003

录用稿件，非最终出版稿

Signatures of Majorana Zero Modes in Vortices of Monolayer $Ag_2Te/NbSe_2$ Heterostructure*

FANG Zhanbo[1)2)#] WU Shuangxiang[1)2)3)#] WANG Yu[1)2)] FAN Zhiyuan[1)2)]

CHENG Guanghui[3)] CAO Guohua[1)2)] CUI Ping[1)2)] ZHANG Hui[1)2)3)†]

ZENG Changgan[1)2)3)††]

1) (Hefei National Research Center for Physical Sciences at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China)

2) (Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China.)

3) (Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract

The non-Abelian exchange statistics of Majorana zero modes (MZMs) provides the fundamental basis for fault-tolerant topological quantum computation. A widely pursued route is to bring a strong spin-orbit coupling (SOC) or topological material into proximity with an s-wave superconductor, so that the interfacial proximity effect generates topological superconductivity that hosts MZMs. Here, we construct an $Ag_2Te/NbSe_2$ van der Waals heterostructure by growing Ag_2Te thin films on $NbSe_2$ single-crystal substrates via molecular beam epitaxy. The interface atomic structure is characterized by low-temperature scanning tunneling microscopy/spectroscopy (STM/STS) and cross-checked by cross-sectional high-angle annular dark-field scanning transmission electron microscopy (HAADF-STEM), confirming the stoichiometric β-

录用稿件，非最终出版稿

Ag_2Te phase with a Te-terminated monolayer surface. Leveraging the proximity effect from $NbSe_2$, a hard superconducting gap of approximately 1.16 meV is induced on the monolayer Ag_2Te surface, indicating a transparent interface and good-quality proximity-induced superconductivity. In the magnetic vortices on the monolayer Ag_2Te surface, two types of quantum bound states are simultaneously observed. In one class, the zero-bias conductance peak splits immediately upon moving away from the vortex center and evolves into two finite-energy peaks, characteristic of trivial Caroli-de Gennes-Matricon (CdGM) states. In the other class, a sharp zero-energy peak remains pinned at zero bias at all positions, accompanied by symmetric finite-energy peaks that gradually shift outward and merge into the superconducting coherence peaks, in good agreement with the expected behavior of MZMs. The direct comparison of these two coexisting vortex classes on a clean, impurity-free monolayer provides an intuitive experimental reference for distinguishing the two types of vortex bound states, and suggests $Ag_2Te/NbSe_2$ as a new possible two-dimensional platform for hosting Majorana zero modes.

Keywords: van der Waals heterostructure, Majorana zero modes, topological superconductivity, scanning tunneling microscopy

---

* Project supported by the Quantum Science and Technology-National Science and Technology Major Project (Grant No. 2021ZD0302801).

录用稿件，非最终出版稿

# These authors contributed equally.

† Corresponding author.E-mail: huiz@ustc.edu.cn

†† Corresponding author.E-mail: cgzeng@ustc.edu.cn

The first author.E-mail: bureaucracy@mail.ustc.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿