

基于 NiTe₂ 的约瑟夫森结低温输运研究*

唐彬¹⁾²⁾ 刘明黎^{1)†} 吕昭征¹⁾³⁾ 吕力^{1)2)3)‡} 屈凡明^{1)2)3)††}

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

摘要

拓扑半金属因其独特的能带结构和非平庸拓扑边界态, 在超导邻近效应作用下可实现非常规超导输运行为, 而构建约瑟夫森结器件是重要的研究手段. 本文基于第二类狄拉克半金属 NiTe₂, 构建了 Al/NiTe₂/Al 约瑟夫森结, 并在毫开尔文温区系统研究其超导输运特性. 实验中观测到显著的约瑟夫森超流, 证实其直流约瑟夫森效应. 在外加垂直磁场作用下, 临界超流呈现类夫琅禾费宏观量子衍射图样, 说明约瑟夫森超流具有良好的相干性. 此外, 发现正负向临界超流随磁场演化呈现差异, 表明器件中存在一定的约瑟夫森二极管效应. 进一步, 在微波辐照条件下, 观测到了清晰的夏皮罗台阶, 验证了其交流约瑟夫森效应. 上述结果表明, Al/NiTe₂/Al 约瑟夫森结是研究拓扑材料中的超导输运行为的理想候选平台.

关键词: 拓扑半金属, 约瑟夫森结, 约瑟夫森效应, 约瑟夫森二极管

PACS: 74.45.+c, 74.50.+r, 74.78.-w

* 国家重点研发计划 (批准号: 2025YFE0217600; 2022YFA1403400; 2025YFA1411400) 和国家自然科学基金(批准号: 92365207)资助的课题.

† 通信作者.E-mail: mingli.liu77@iphy.ac.cn

‡ 通信作者.E-mail: lilu@iphy.ac.cn

†† 通信作者.E-mail: fanmingqu@iphy.ac.cn

1 引言

近年来, 拓扑量子材料因其独特的能带结构及非平庸拓扑性质, 成为凝聚态物理研究的重要前沿方向. 其中, 拓扑半金属由于在费米能级附近存在狄拉克或外尔节点^[1], 并伴随高迁移率载流子及拓扑保护表面态, 在量子输运及磁响应等方面展现出丰富的物理现象^[2-6]. 与超导体形成异质结后, 拓扑半金属中的电子态可通过超导邻近效应参与相干输运, 从而为研究约瑟夫森效应及其相关量子干涉行为提供了重要平台^[7-10].

NiTe₂ 作为一种典型的第二类狄拉克半金属, 属于 CdI₂ 型 1T 层状结构, 空间群为 $P\bar{3}m1$, 由 Te-Ni-Te 层沿 c 轴堆叠形成, 其能带结构具有明显倾斜的狄拉克锥, 并伴随较强的自旋轨道耦合效应^[11-15]. 对于 NiTe₂ 本征超导性的研究, 理论计算表明 NiTe₂ 体态因自旋涨落抑制而不具备超导性, 其临界温度 T_c 低于 0.1 K, 但其范霍夫奇点 (Van Hove singularity, VHs) 靠近费米能级 E_F , 磁场诱导的利夫希兹相变 (Lifshitz phase transition) 可导致约瑟夫森二极管效应 (Josephson diode effect, JDE) 符号反转^[16]; 实验发现 NiTe₂ 体态在低至 30 mK 的温度下仍保持有限电阻而不具备超导性, 但其与 Au 界面处可因应变诱导平带形成界面超导, 临界温度 T_c 约为 150-200 mK^[17]; 但另外的实验发现, 化学计量比 NiTe₂ 单晶在约 260 mK 以下具有体态超导性, 且拓扑表面态在费米能级处与超导共存^[18]. 其本征超导电性仍需进一步的研究进行澄清. 对于 NiTe₂ 超导邻近效应研究方面, 实验发现 NiTe₂ 拓扑表面态在面内磁场下动量偏移导致约瑟夫森二极管效应^[17,19], 以及观测到体态超流被面内磁场抑制过滤后仍然稳定存在的棱态超流^[20]. 尽管如此, 针对基于 NiTe₂ 的约瑟夫森结的系统实验研究仍相对有限, 尤其是在同一器件中对直流约瑟夫森效应、宏观量子干涉现象及交流约瑟夫森效应等进行综合分析的工作仍有待进一步开展.

基于上述背景, 本文构建了基于 NiTe₂ 纳米片的 Al/NiTe₂/Al 约瑟夫森结, 并在毫开尔文温区系统研究其超导输运行为. 实验结果表明, 不仅在该体系中观测到稳定的约瑟夫森超流及典型的类夫琅禾费衍射图样, 还观测到一定的约瑟夫森二极管效应和在微波辐照下呈现出的清晰夏皮罗台阶结构. 本工作为进一步探索拓扑材料中的约瑟夫森效应及其在超导介观器件中的应用提供了实验基础.

2 实验

2.1 器件制备与初步表征

通过机械剥离法从 NiTe_2 单晶上得到高质量、表面干净的薄层纳米片。首先，使用蓝膜胶带反复解理 NiTe_2 单晶，获得薄层样品，随后将胶带贴合至聚二甲基硅氧烷 (polydimethylsiloxane, PDMS)，通过光学显微镜选择厚度适中、表面平整且无裂纹的薄片。然后，利用干法转移技术将 PDMS 上的 NiTe_2 薄层纳米片转移至预清洗的 SiO_2 (300 nm) / Si^{++} 衬底上，衬底在转移前经过丙酮 (acetone)、异丙醇 (isopropanol, IPA) 和去离子水超声清洗，并用氮气枪吹干。

结合电子束曝光 (electron beam lithography, EBL) 与电子束蒸发沉积制备电极。首先，在转移有 NiTe_2 薄层纳米片的衬底上旋涂聚甲基丙烯酸甲酯 (polymethyl methacrylate, PMMA) 光刻胶，前烘温度为 120°C ，时间为 3 min。然后，利用电子束曝光系统 (加速电压 20 kV) 定义电极，并用甲基异丁基酮 (methyl isobutyl ketone, MIBK) 与异丙醇 (MIBK:IPA=1:3) 的混合液显影 1 min。接着，利用电子束蒸发沉积系统沉积超导金属。在正式沉积前，对样品进行原位 Ar 离子束刻蚀，刻蚀电压为 400 V，刻蚀时间为 100 s，去除显影后可能残留的光刻胶及有机污染物，以此提高界面质量。刻蚀完成后，沉积超导 Al，沉积厚度为 80 nm，沉积速率为 1 \AA/s 。最后，在丙酮中进行剥离 (lift-off) 后得到可测量器件。

使用扫描电子显微镜 (scanning electron microscope, SEM) 对器件进行形貌表征与结构尺寸测量。约瑟夫森结器件如图 1(a) 所示，结区宽度为 $W=2.7 \mu\text{m}$ ，结区长度为 $L=300 \text{ nm}$ ，电极宽度为 $d=600 \text{ nm}$ 。初步电学表征在室温下利用探针台 (probe station) 进行。通过探针与器件电极接触，采用伪四端法测量器件电阻，初步判断电极接触质量与 NiTe_2 薄层纳米片的导电性。

2.2 低温电输运测量

器件制备与初步表征完成后，使用引线仪将器件电极与样品座建立电学连接，确保低温下电接触稳定可靠，为后续低温电输运测量做好准备。测量在稀释制冷机中进行，其基础温度为 47 mK，系统配备有可施加最大 14 T 垂直方向磁场的超导磁体。为抑制外部电磁干扰，所有测量线缆均经过低温滤波器处理。

低温电输运测量采用伪四端法，利用源表 (Keithley 2612B) 施加直流偏置电压 V_{dc} ，同时利用锁相放大器 (LI5650, NF Corporation) 提供交流激励电压 V_{ac} 和测量器件的交流电压信号 V_{dc} ，以此得到器件的微分电阻 $dV/dI = V_{\text{dc}}/I_{\text{ac}}$ ，测量配置如

图 1(b)所示. 其中在源表输出端串联一个 $1\text{ M}\Omega$ 电阻将输出的直流电压 V_{dc} 转换为直流电流 I_{dc} , 同样在锁相放大器输出端串联一个 $1\text{ M}\Omega$ 电阻将输出的交流电压 V_{ac} 转换为交流电流 I_{ac} , 并在回路中串联一个 $1\text{ k}\Omega$ 的取样电阻 R_{s} , 通过测量其交流对地电压 V_{s} 而得到准确的 I_{ac} . 交流约瑟夫效应测量中, 使用微波源 (MG3692C) 施加微波辐照. 所有测量数据通过编程控制仪器自动采集, 并采用 Python 脚本进行后续数据处理与分析.

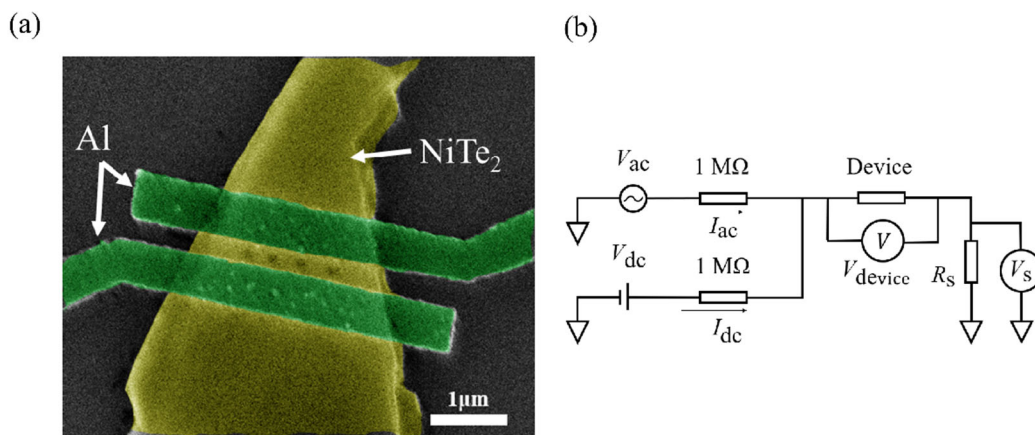


图 1 器件与测量配置. (a) Al/NiTe₂/Al 约瑟夫森结伪彩 SEM 图; (b) 电输运测量配置示意图.

Fig.1. Device and measurement configuration (a) False-color scanning electron microscopic image of the Al/NiTe₂/Al Josephson junction; (b) The configuration schematic illustration for the electrical transport measurement.

3 结果与讨论

3.1 直流约瑟夫森效应

首先, 测量器件微分电阻 dV/dI 随温度 T 降低的变化曲线. 图 2(a) 展示器件微分电阻 dV/dI 的温度依赖性, 显示了两个转变. 第一个转变发生在 $T_{\text{SC}}=1.21\text{ K}$, 此时电极开始进入超导态. 第二个转变发生在更低的温度 $T_{\text{JJ}}=1.15\text{ K}$, 此时整个约瑟夫森结开始进入超导态, 使得超导电流流经 NiTe₂ 层. 当温度进一步降低至基础温度 $T_{\text{min}}=47\text{ mK}$ 时, 器件完全进入超导态, 证明 Al/NiTe₂/Al 结区形成了良好的超导邻近耦合^[21]. 然后, 在最低温 $T_{\text{min}}=47\text{ mK}$ 下, 测量器件微分电阻 dV/dI 随直流偏置电流 I_{dc} 的变化曲线. 图 2(b) 表明器件正向扫偏置的约瑟夫森临界超流 $I_{\text{c}+}=290.3\text{ }\mu\text{A}$, 而负向扫偏置的约瑟夫森临界超流 $I_{\text{c}-}=-316.0\text{ }\mu\text{A}$, 展示出约瑟夫森二极管效应. 但由于剩余磁场 ($\sim 0.65\text{ mT}$) 的存在, 此时并非处于真正的零磁场, 在后续加垂直磁场的测量中会进行修正. 通过对图 2(b) 曲线进行数值积分, 可以

获得器件的电流-电压 (I - V) 特性曲线. 图 2(c)中的 I - V 特性曲线呈现零电压平台, 表明存在无耗散的约瑟夫森超流, 即存在直流约瑟夫森效应^[22]. 当直流偏置电流 I_{dc} 超过临界超流 I_c 后, 器件两端出现有限电压, 且电压随电流增加而单调上升, 符合电阻电容分路结 (RCSJ) 模型的预期行为^[23].

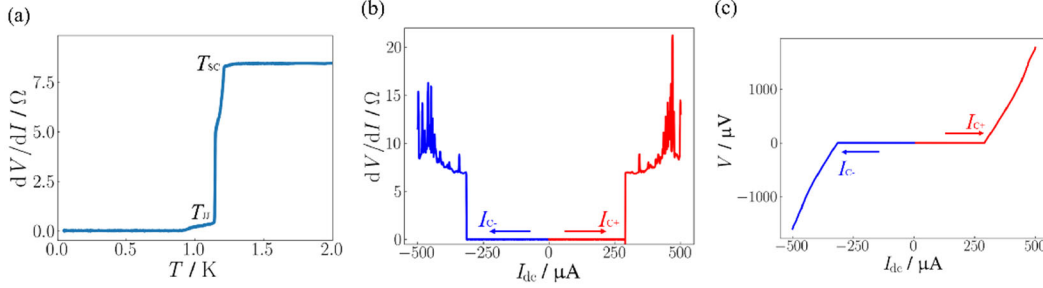


图 2 器件降温曲线与 I - V 特性曲线. (a) 器件微分电阻 dV/dI -温度 T 曲线; (b) 器件微分电阻 dV/dI -直流偏置电流 I_{dc} 曲线; (c) 器件 I - V 特性曲线.

Fig.2. The cooling curve and the I - V characteristic curve of the device. (a) The differential resistance dV/dI versus temperature T curve of the device; (b) The differential resistance dV/dI versus direct bias current I_{dc} curve of the device ; (c) The I - V characteristic curve of the device obtained after integration.

3.2 宏观量子衍射现象

为了研究约瑟夫森超流的宏观相干性, 在最低温 $T_{min}=47$ mK 下测量器件微分电阻 dV/dI 关于垂直磁场 B_z 和直流偏置电流 I_{dc} 的二维图, 如图 3(a) 和 3(b) 所示. 图 3 对剩余磁场进行了修正, 平移了 0.65 mT. 从图 3(a) 和 3(b) 中可以提取并拟合约瑟夫森临界超流 I_c 随 B_z 的演化, 如图 3(c) 上图和 3(d) 所示. 图 3(c) 上图和 3(d) 显示 I_c 受垂直磁场 B_z 调制而出现类夫琅禾费衍射图样^[24], 这说明了器件超流具有良好的相干性. 夫琅禾费衍射函数拟合与实验数据有一定的偏差, 这可能是由于超流沿结宽方向分布不均匀导致的. 图 3(c) 下图是约瑟夫森二极管效率 $\eta=(I_{c+}-|I_{c-}|)/(I_{c+}+|I_{c-}|)$ 关于 B_z 的演化图, 虽然数据涨落较大, 但可在零磁场附近临界超流中心包络处 (± 1.3 mT 以内) 看出存在一定的约瑟夫森二极管效应(紫色数据点). 在中心振荡包络以外, 受到垂直磁场 B_z 的调制, 正向临界超流 I_{c+} 与负向临界超流绝对值 $|I_{c-}|$ 均较小, 且在振荡包络节点处接近零. 由的定义可知, 此时分母 $(I_{c+}+|I_{c-}|)$ 相对较小, 分子 $(I_{c+}-|I_{c-}|)$ 细微的变化可能会引起产生较大的涨落. 因此, 在中心振荡包络以为, 测量和数据提取导致的 I_{c+} 和 $|I_{c-}|$ 涨落, 会使得有较大涨落. 从图 3(c) 可获得 I_c 随 B_z 演化的周期 $\Delta B_z=1.30$ mT. 理论上如果超流沿结均匀

分布，则其与磁通 Φ_J 的关系为 $I_c(\Phi_J) = I_c(0) \left| \sin\left(\pi \frac{\Phi_J}{\Phi_0}\right) / \left(\pi \frac{\Phi_J}{\Phi_0}\right) \right|$ ，其中磁通量子 $\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2.06 \times 10^{-15}$ Wb， $\Phi_J = B_z S_{\text{eff}}$ ， $S_{\text{eff}} = (L + 2\lambda_L)W$ 为结的有效面积， L 为结长， W 为结宽， λ_L 为超导电极的伦敦穿透深度^[25]。实际器件对应的有效面积为 $S_{\text{eff}} = 1.4 \mu\text{m}^2$ ，磁场周期为 $\Delta B_z = 1.47$ mT，与实验测得磁场周期数值基本一致。整体干涉行为清晰表明该器件中的约瑟夫森超流具备良好的宏观量子相干性。

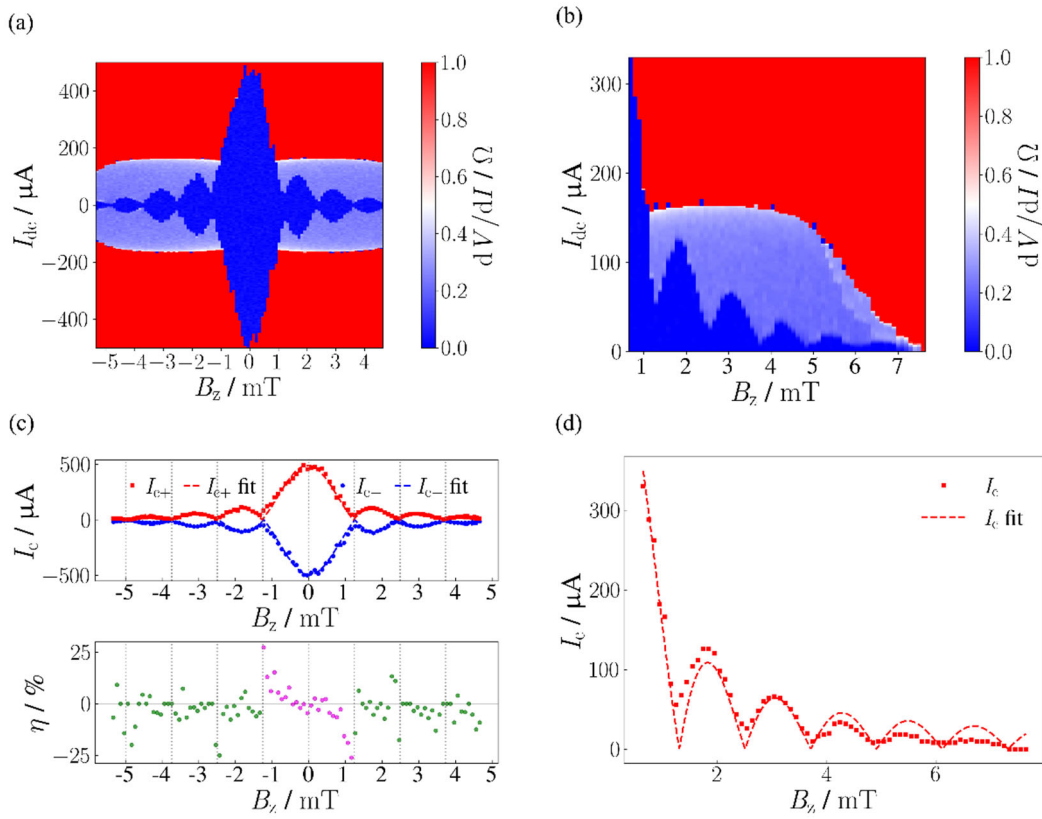


图3 器件宏观量子衍射图案。(a) 较小磁场范围内器件微分电阻 dV/dI 关于垂直磁场 B_z 和直流偏置电流 I_{dc} 的二维图；(b) 较大磁场范围内 dV/dI 关于 B_z 和 I_{dc} 的二维图；(c) 上图为从(a)中提取出的约瑟夫森临界超流 I_c 随 B_z 的演化图，并用夫琅禾费衍射函数拟合；下图为约瑟夫森二极管效率 η 关于 B_z 的演化图；(d) 从(b)中提取出的 I_c 随 B_z 的演化图，并用夫琅禾费衍射函数拟合。

Fig.3. The macroscopic quantum interference pattern of the device. (a) The differential resistance dV/dI versus the vertical magnetic field B_z and the bias current I_{dc} in a small magnetic field range; (b) The dV/dI versus B_z and I_{dc} in a large magnetic field range; (c) The upper panel shows the Josephson critical supercurrent I_c as a function of B_z extracted from (a) and fitted with a Fraunhofer diffraction function; The lower panel displays the Josephson diode efficiency η as a function of B_z ; (d) The I_c extracted from (b) as a function of B_z , fitted with a Fraunhofer diffraction

function.

3.3 夏皮罗台阶

在验证直流约瑟夫森效应的基础上, 进一步研究了器件在最低温 $T_{\min}=47\text{ mK}$ 时微波辐照下的交流约瑟夫森效应. 测量在不同频率 f 微波辐照下器件微分电阻 dV/dI 关于微波功率 P 和直流偏置电流 I_{dc} 的二维图, 如图 4(a) 和 4(b) 所示, 其对应的频率 f 分别为 0.62 GHz 和 1.95 GHz . 在固定微波频率 f 的条件下, 当微波功率 P 较低时, 以零电压超流平台为主, 而随着微波功率 P 逐渐增大, 出现了若干个电压平台, 即夏皮罗台阶^[26].

对图 4(a) 和 4(b) 做积分处理, 得到对应频率下不同微波功率 P 的器件电压 V 关于直流偏置电流 I_{dc} 的单线图, 如图 4(c) 和 4(d) 所示, 在电压 $V_n = nhf/2e$ ($n=0, 1, 2, \dots$) 附近观察到了清晰的夏皮罗台阶. 改变微波频率 f , 所观测到的台阶电压位置也相应呈线性比例变化, 进一步确认了交流约瑟夫森效应的存在^[27]. 该实验结果表明, $\text{Al/NiTe}_2/\text{Al}$ 约瑟夫森结能够与外部的微波场实现耦合, 展现出良好的相干性与频率响应.

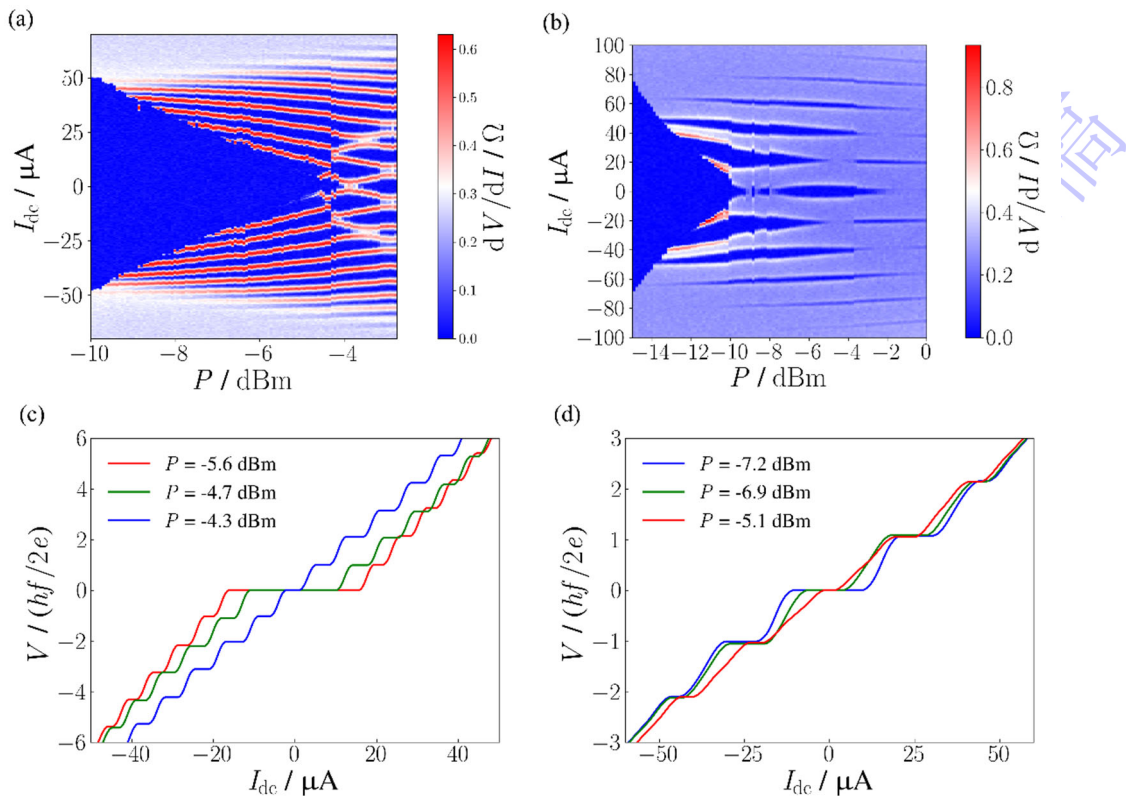


图 4 温度为 $T_{\min}=47\text{ mK}$ 时微波辐照下器件的夏皮罗台阶图案. (a), (b) 当微波频率 f 分别为 0.62 GHz 和 1.95 GHz 时, 器件微分电阻 dV/dI 关于微波功率 P 和直流偏置电流 I_{dc} 的二维图; (c), (d) 从图(a)和(b)积分得到的不同微波功率 P 下器

件电压 V 关于偏置电流 I_{dc} 的单线图.

Fig.4. The Shapiro step patterns of the device under microwave irradiation at a temperature of $T_{min}=47$ mK. (a), (b) The differential resistance dV/dI versus the microwave power P and the bias current I_{dc} at microwave frequency $f=0.62\text{GHz}$, 1.95GHz ; (c), (d) The voltage V versus the I_{dc} at different microwave powers P of the device obtained by integrating from Figs. (a) and (b).

4 结 论

本文围绕第二类狄拉克拓扑半金属 NiTe_2 ，构建了 $\text{Al/NiTe}_2/\text{Al}$ 约瑟夫森结器件，并在毫开尔文温区系统研究了其超导输运性质。实验结果表明，在超导邻近效应作用下， NiTe_2 中能够形成稳定的约瑟夫森超流，其 I - V 特性呈现典型的零电压平台，清晰体现了直流约瑟夫森效应^[22-23]。在外加垂直磁场作用下，器件临界超流呈现出规则的类夫琅禾费衍射图样，表明超流在结区具有良好的宏观相干性^[24]。通过对磁场周期的定量分析，其结果与器件几何尺寸及超导电极的伦敦穿透深度基本一致^[25]。进一步，实验发现了一定的约瑟夫森二极管效应，表现为正负向临界超流随垂直磁场演化不对称，其成因仍需进一步深入研究。在微波辐照条件下，实验观测到清晰的夏皮罗台阶，验证了交流约瑟夫森效应^[27]。

本工作观测到的约瑟夫森超流、宏观量子干涉、约瑟夫森二极管效应及微波响应，可在约瑟夫森理论框架下统一理解^[28]。 NiTe_2 不仅是高质量邻近诱导超流的理想平台，也为研究拓扑表面态参与的相干输运及二极管效应提供了途径。在强自旋轨道耦合与拓扑能带背景下，拓扑表面态可能对超流输运产生重要贡献^[29]。本研究为基于拓扑半金属的约瑟夫森器件提供了系统实验依据，并为探索拓扑超导及马约拉纳束缚态等新奇量子态提供参考。未来可通过界面工程、多端结构及外场调控进一步优化器件性能，揭示拓扑态在超导输运中的具体作用机制。

参考文献

- [1] Deng T, Yang H F, Zhang J, Li Y W, Yang L X, Liu Z K, Chen Y L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 227102 (in Chinese) [邓韬, 杨海峰, 张敬, 李一苇, 杨乐仙, 柳仲楷, 陈宇林 2019 物理学报 **68** 227102]
- [2] Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 015001
- [3] Yan B, Felser C 2017 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **8** 337
- [4] Lv B Q, Qian T, Ding H 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 025002

- [5] Burkov A A 2016 *Nat. Mater.* **15** 1145
- [6] Qiang X B, Lu H Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 027201 (in Chinese) [强晓斌, 卢海舟 2021 物理学报 **70** 027201]
- [7] Li C Z, Li C, Wang L X, Wang S, Liao Z M, Brinkman A, Yu D P 2018 *Phys. Rev. B* **97** 115446
- [8] Huang C, Narayan A, Zhang E Z, Liu Y W, Yan X, Wang J X, Zhang C, Wang W Y, Zhou T, Yi C J, Liu S S, Ling J W, Zhang H Q, Liu R, Sankar R, Chou F C, Wang Y H, Shi Y G, Law K T, Sanvito S, Zhou P, Han Z, Xiu F X 2018 *ACS Nano* **12** 7185
- [9] Grabecki G, Dabrowski A, Iwanowski P, Hruban A, Kowalski B J, Olszowska N, Kolodziej J, Chojnacki M, Dybko K, Lusakowski A, Wojtowicz T, Wojciechowski T, Jakiela R, Wisniewski A 2020 *Phys. Rev. B* **101** 085113
- [10] Chu C G, Wang A Q, Liao Z M 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 087401 (in Chinese) [初纯光, 王安琦, 廖志敏 2023 物理学报 **72** 087401]
- [11] Xu C, Sankar R, Zhou X, Wang Z, Yuan Y, Chou F C 2018 *Chem. Mater.* **30** 4823
- [12] Ghosh B, Manna K, Sun Y, Kübler J, Felser C 2019 *Phys. Rev. B* **100** 195134
- [13] Mukherjee S, Chatterjee S, Ghosh B, Manna K, Sun Y, Felser C 2020 *Sci. Rep.* **10** 12957
- [14] Guo G Y, Liang W Y 1986 *J. Phys. C* **19** 5365
- [15] Monteiro J F H L, Marciniak M B, Jurelo A R, Siqueira E C, Dias F T, Junior J L P 2017 *J. Cryst. Growth* **478** 129
- [16] McFarlane E C, Sanna A, Gilbert M J, Krieger J A, Date M, Domane G, Pal B, Chakraborty A, Sivakumar P K, Constantinou P C, Hartl A, Della Valle E G, Pellegrini C, Strocov V N, Parkin S S P and Schröter N B M 2026 *Phys. Rev. Lett.* **136** 086401
- [17] Esin V D, Shvetsov O O, Timonina A V, Kolesnikov N N and Deviatov E V 2022 *Nanomaterials* **12** 4114
- [18] He C, Zhao J Z, Du M, Zhang L Z, Zhang J Y, Yang K, Yuan N F Q, Seliverstov A, Janssens E, Ge J Y and Li Z 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 126607
- [19] Pal B, Chakraborty A, Sivakumar P K, Davydova M, Gopi A K, Pandeya A K, Krieger J A, Zhang Y, Date M, Ju S, Yuan N, Schröter N B M, Fu L, Parkin S S P 2022 *Nat. Phys.* **18** 1228
- [20] Le T, Zhang R, Li C, Jiang R, Sheng H, Tu L, Cao X, Lyu Z, Shen J, Liu G, Liu F, Wang Z, Lu L, Qu F 2024 *Nat. Commun.* **15** 2785
- [21] Huang C, Zhou B T, Zhang H Q, Yang B J, Liu R, Wang H W, Wan Y M, Huang K, Liao Z M, Zhang E Z, Liu S S, Deng Q S, Chen Y H, Han X D, Zou J, Lin X,

- Han Z, Wang Y H, Law K T, Xiu F X 2019 *Nat. Commun.* **10** 2217
- [22] Josephson B D 1962 *Phys. Lett.* **1** 251
- [23] Stewart W C 1968 *Appl. Phys. Lett.* **12** 277
- [24] Rowell J M 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 200
- [25] Tinkham M 2004 *Introduction to Superconductivity* (2nd ed) (New York: Dover Publications) Chapter 6
- [26] Shapiro S 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 80
- [27] Barone A, Paternò G 1982 *Physics and Applications of the Josephson Effect* (New York: Wiley)
- [28] Golubov A A, Kupriyanov M Yu, Il'ichev E 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 411
- [29] Li C Z, Wang A Q, Li C, Zheng W Z, Brinkman A, Yu D P, Liao Z M 2020 *Nat. Commun.* **11** 1150

The low-temperature transport study of NiTe₂-based Josephson junction *

TANG Bin¹⁾²⁾ LIU Ming-li^{1)†}

LYU Zhao-zheng¹⁾³⁾ LU Li^{1)2)3)‡} QU Fan-ming^{1)2)3)††}

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

Abstract

Topological semimetals are a class of quantum materials characterized by band crossings near the Fermi level, which give rise to massless quasiparticles exhibiting linear energy-momentum dispersion. Based on the degeneracy and dimensionality of these crossings, they are classified into Dirac semimetals (fourfold degenerate points), Weyl semimetals (twofold degenerate points with chirality), and nodal-line semimetals (closed loops). Among them, type-II Dirac semimetals, such as NiTe₂, feature strongly tilted Dirac cones that break Lorentz invariance, leading to anisotropic transport properties and exotic surface states. These unique electronic properties make topological semimetals promising candidates for exploring exotic superconducting phenomena when coupled with a superconductor. When a topological semimetal is placed in intimate contact with a

superconductor, the superconducting proximity effect comes into play. This effect occurs when a non-superconducting material acquires superconducting properties over a characteristic length scale. Specifically, Cooper pairs from the superconductor diffuse into the adjacent semimetal, inducing a finite superconducting order parameter and enabling supercurrent to flow through the otherwise non-superconducting region. Leveraging this proximity effect, we fabricate Al/NiTe₂/Al Josephson junctions using the type-II Dirac semimetal NiTe₂ and systematically investigate their superconducting transport properties at millikelvin temperatures.

The fabrication of high-quality devices relies on advanced micro/nano-fabrication techniques. In particular, electron-beam lithography combined with high-precision alignment is employed to define the junction regions with precisely controllable spacing on mechanically exfoliated NiTe₂ flakes. Subsequently, Al electrodes of 80 nm thickness are deposited on both sides of the junction regions using electron-beam evaporation, forming SNS Josephson junctions. To ensure clean and high-quality interfaces, an in-situ argon ion milling step is performed prior to Al deposition to remove surface oxides and contaminants, thereby promoting efficient superconducting proximity coupling between the Al electrodes and the NiTe₂ flakes.

At millikelvin temperatures, a clear Josephson supercurrent is observed, as evidenced by the direct current (DC) Josephson effect. The measured current–voltage characteristics exhibit well-defined zero-resistance supercurrent branches. When an external perpendicular magnetic field is applied, the critical supercurrent evolves into a Fraunhofer-like diffraction pattern, indicating excellent spatial coherence of the supercurrent across the junction. Notably, the positive and negative branches of the critical supercurrent display asymmetric evolution with the magnetic field, suggesting the emergence of a Josephson diode effect. The origin of this diode effect requires further investigation and may be related to the topological surface states of NiTe₂.

Under microwave irradiation, well-defined Shapiro steps are resolved in the current–voltage characteristics. The step heights appear at integer multiples of $hf/2e$, confirming the alternating current (AC) Josephson effect and demonstrating robust phase coherence under non-equilibrium conditions. The persistence of these Shapiro steps over a range of microwave powers

further attests to the high quality of the Al/NiTe₂ interfaces.

Collectively, these results establish the Al/NiTe₂/Al Josephson junction as an ideal platform for exploring superconducting transport phenomena in topological materials. Specifically, this device provides a promising avenue for verifying the existence of supercurrents carried by topological surface states and higher-order hinge states. Through carefully designed junction geometries and phase-sensitive transport measurements, it may become possible to distinguish bulk contributions from boundary contributions to the Josephson supercurrent. Furthermore, this platform enables detailed investigations into whether the current-phase relationship deviates from the conventional sinusoidal form expected for ordinary SNS junctions, as any such deviation could arise from the nontrivial band topology. Thus, beyond the observations reported in this work, the Al/NiTe₂/Al Josephson junction may serve as a versatile testbed for addressing key unresolved questions regarding topological superconductivity, including the role of boundary states and the nature of the current-phase relation, potentially offering implications for future applications in topological quantum computing and superconducting electronics.

Keywords: Topological semimetal, Josephson junction, Josephson effect, Josephson diode

*Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2025YFE0217600; 2022YFA1403400; 2025YFA1411400), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92365207).

† Corresponding author. E-mail: mingli.liu77@iphy.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: lilu@iphy.ac.cn

†† Corresponding author. E-mail: fanmingqu@iphy.ac.cn