二维范德华材料中的铁电反铁磁量子反常霍尔绝缘体

Yan Liang[1], Fulu Zheng[2], Thomas Frauenheim[2,3,4,*], Pei Zhao[1,*]

[1] 中国海洋大学物理与光电工程学院、信息科学与工程学部，中华人民共和国青岛市松岭路*238*号，邮编*266100*；

[2]不来梅计算材料科学中心，不来梅大学，德国不来梅市*28359*；

[3]北京计算科学研究中心，中华人民共和国北京市*100193*；

[4]深圳市计算科学研究院，中华人民共和国深圳市*518109*。

*Cor通讯作者：thomas.frauenheim@bccms.uni-bremen.de; zhaopei@ouc.edu.cn

铁电性、反铁磁性（AFM）和量子反常霍尔效应（QAHE）是凝聚态物理领域的三种基本现象，它们有望实现新型器件，因此备受关注。在此，我们展示了理论证据，表明二维偶数层 $MnBi_2Te_4$ 能够同时呈现面内外关联铁电性、反铁磁性和量子反常霍尔效应。重要的是，通过合理的范德华滑移，这些奇异性质能够强烈耦合。这种耦合可展现出许多独特的物理现象，例如铁电性对巡游反铁磁相以及量子化反常霍尔平台符号的调控。所探究的现象和机制不仅能丰富二维铁电性与拓扑磁体领域的研究，也将为低功耗、高速量子器件的设计提供指引。

从物理上看，晶体材料的对称性决定了其功能性质 [1-3]。通过破坏反演（*P*）对称性，可以获得自发电极化。如果极化可切换，并对外电场呈非线性响应，就能实现奇异的铁电性 [4]。根据电极化方向，已报道的二维晶格铁电性通常可分为面外铁电性和面内铁电性 [5,6]。超越这两类铁电性，近期发现的二维面内外关联铁电体（InFE）因其揭示了新的器件范式而备受关注 [7,8]。与传统铁电体不同，面内外关联铁电性要求面内（IP）和面外（OOP）极化共存并强烈耦合，因此极具吸引力，却在自然界中十分罕见 [7,9,10]。类似于反演*P*对称性破缺的情况，时间反演（*T*）对称性破缺会导致自发自旋极化。这种自旋极化可诱发许多奇异现象，例如反铁磁性（AFM）和量子反常霍尔（QAH）效应，从而带来深远的科学与技术影响[11-14]。尤其是，随着近期在 CrI_3 [15], $Cr_2Ge_2Te_6$ [16] 和 $MnBi_2Te_4$[13,17], 中发现二维磁性，反铁磁性和量子反常霍尔效应领域取得了快速进展。

与单独打破*P*或*T*对称性相比，同时打破*P*和*T*对称性无疑更有趣，因为它可能将这些特征耦合起来，从而展现出新颖的奇异现象 [18-20]。然而，多种参数同时出现的情况相当少见。例如，磁性铁电体受到铁电性与磁性之间固有排斥的阻碍 [21]。反铁磁量子反常霍尔效应受到磁化与自旋轨道耦合的共同作用限制；在大多数情况下，铁磁性被认为是实现量子反常霍尔效应的一项必要前提 [13,14,22]。尽管电极化与非平庸能带拓扑之间不存在固有排斥，目前仍未有铁电量子反常霍尔效应的相关实例。事实上，迄今尚未有关于面内外关联铁电性、反铁磁性与量子反常霍尔效应之间耦合的报道。

本文以四层反铁磁 $MnBi_2Te_4$ 为例，展示了一种在二维范德华（vdW）材料中实现面内外关联铁电性、反铁磁性与量子反常霍尔效应耦合的新机制。通过第一性原理计算，我们发现，四层 $MnBi_2Te_4$ （FLMBT）可通过层间滑移同时呈现反铁磁性、面内外关联铁电性和量子反常霍尔效应。更值得注意的是，反铁磁序、铁电序和量子反常霍尔序紧密耦合，从而有望通过非易失铁电性调控巡游反铁磁性以及量子化反常霍尔平台（电导率）的符号。我们的研究揭示了获得便于实验研究、具有化学计量比的体系的可能性，这类体系兼具关联铁电序、反铁磁序和量子反常霍尔序，对未来观测奇异物理现象和创新

技术探索。

我们的计算基于 Vienna从头算模拟软件包（VASP） [23]中的密度泛函理论。采用 Perdew、Burke 和 Ernzerhof（PBE）方案提出的广义梯度近似（GGA）来估算交换-关联[24]。遵循以往研究，对 Mn 3*d*态采用 GGA + *U* 方法，其中 *U* - *J* = 5.34 eV，以减小自相互作用误差；同时引入色散修正DFT-D3方法，以考虑层间范德华相互作用[25,26]. 真空空间设为大于 18 Å，以消除周期性图像之间的相互作用。 在动能截断能为 400 eV 时，能量和力的收敛阈值分别为10^{-4} eV 和 0.02 eVÅ^{-1}。 采用 Monkhorst-Pack ***k*** 点网格9 × 9 × 1 对布里渊区进行积分。基于最大局域Wannier函数，使用 Wannier90 和 WannierTools 软件包[27,28]计算 Wannier电荷中心（WCC）、量子反常霍尔电导和边缘态。铁电切换路径通过弹性带方法（NEB）计算[29]。

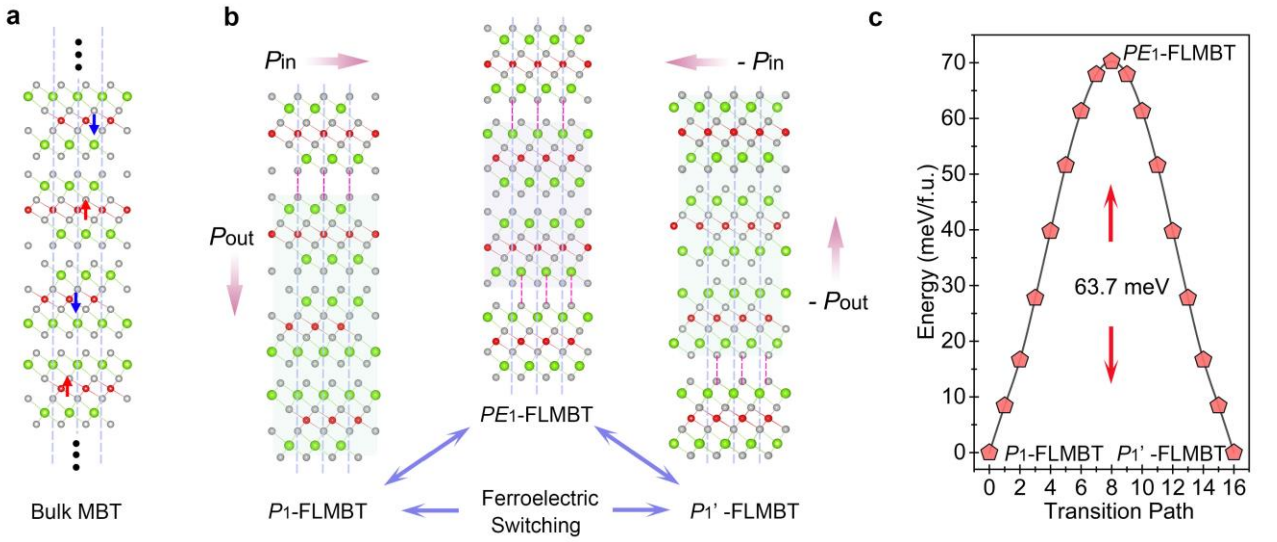


图 1。 (a) 块体 $MnBi_2Te_4$ 的晶体结构。(b) P_1-FLMBT 和 P_1'-FLMBT 的原子结构及相应的铁电切换机制。(c) 通过弹性带推移计算得到的 P_1-FLMBT 与P_1'-FLMBT 之间的切换路径。面内和面外极化用粉色箭头标出。

值得注意的是，寻找兼具铁电、反铁磁和量子反常霍尔效应特性的本征主体颇为困难，因此我们在此提出范德华堆垛序列调控的方案。通过层间堆垛驱动二维滑移铁电体的实验探索已取得成功，包括 WTe_2 [30]，BN[31,32], 1T′-ReS_2 [33,34] 和 MoS_2 层 [35]，，证实了其普遍存在的坚实基础

即吴等人 等人 [36]提出的二维层间铁电性的普遍存在。滑移铁电性源于非中心对称配位，可通过垂直电场诱导的面内层间滑移进行切换，且能垒极低。考虑到二维单层具有激子、非平庸拓扑、磁性和谷赝自旋等多种物理性质，滑移铁电性与丰富物理现象之间的潜在耦合有待揭示[9,37-39]。近期，一类新的磁性依赖型拓扑材料 $MnBi_2Te_4$ 引起了广泛关注 [13,40-42]。下文将介绍多层 $MnBi_2Te_4$ 模型体系中滑移铁电、反铁磁和量子反常霍尔效应的共存及其紧密耦合关系。

按照定义，铁电性是凝聚态物质的一类，其具有可通过外加电场切换的自发电极化。图1a展示了块体 $MnBi_2Te_4$, 的晶体结构，其中每个单层（SL）由七个原子层组成，按 Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te 的顺序交替排列；相邻单层通过范德华相互作用以 AB 堆垛方式连接。此外，层内 Mn 自旋呈铁磁耦合，而相邻 Mn 层之间呈反平行耦合。我们计算得到的晶格常数、磁性和拓扑性质与以往研究结果吻合良好[26,43]。由于结构中心对称性，单层和块体 $MnBi_2Te_4$中均不允许出现电极化。值得庆幸的是，在范德华多层结构中，一旦中心对称性或面外镜面对称性被打破而诱导出电极化，且该电极化可通过电场切换，便有望实现铁电性。因此，通过层间滑移调控堆垛序列来引入铁电性是很有可能的。首先排除双层 $MnBi_2Te_4$ ，因为其能带拓扑平庸，且层间滑移不会破坏其 P 对称性（补充材料 I）。此外，为实现等价的铁电态，优先考虑反铁磁层[36,38]。因此，亚铁磁三层结构 $MnBi_2Te_4$ 也不在我们的考虑范围内，故在接下来的讨论中自然选择四层 $MnBi_2Te_4$ 。

由于 P 对称性得以保持，FLMBT 不具有铁电性。因此，我们分别沿相反方向滑动最上层和最下层单层，得到 P_1-FLMBT 和 P_1'-FLMBT（图 1b）。这种层滑移会破坏结构 P 对称性，导致层内电荷重新分布。此外，对于图 1b 左图所示的 P_1-FLMBT，可以清楚地看到，中央双层 $MnBi_2Te_4$具有反演对称性。然而，在面外和面内方向上，中央双层的反演中心都比最上层更靠近底部 $MnBi_2Te_4$ 层；上下单层所处的不等价环境分别导致 $8.16 \times 10^{10} e/cm^2$ 和 1.35×10^{10} e/cm^2，的自发电极化。P_1-FLMBT 和 P_1'-FLMBT 在面内和面外方向上具有相反的电极化，并且可通过绕面内和面外极化正交方向的 180^o 旋转操作相互转换。显然，与实验观察类似，这两种构型可通过层间滑移进行切换，并可被

视为两种铁电态。面内和面外铁电性的翻转均伴随着中央双层相对于最外层的平移，这表明出现了面内外关联铁电性，其面内和面外铁电性强烈耦合。

为深入理解范德华滑移所产生的铁电性，我们进一步分析了平面平均静电势。不等价的原子分布导致正、负电荷中心彼此分离，这体现为上下层真空能级之间的不连续性，见 P_1-FLMBT 和 P_2-FLMBT，它们由此产生面外极化（补充材料 II）。为了进一步阐明预期铁电性的可行性，我们从动力学角度刻画了电场诱导的极性反转。如图 1c所示，极化翻转的最小能量路径经过中心对称构型 PE_1- FLMBT。相应的能垒为每个晶胞 63.7 meV，与其他滑移铁电体相当 [9,34,44]，，但远小于需要离子位移的传统铁电体系 [8,45,46]。如此低的翻转能垒不仅意味着其在实验上具有很高的可行性，还能以较低能耗实现高速数据写入。此外，还存在另一组铁电构型， P_2-FLMBT 和 P_2'-FLMBT，详见补充材料III。为简便起见，下文主要关注 P_1-FLMBT 和 P_1'-FLMBT。

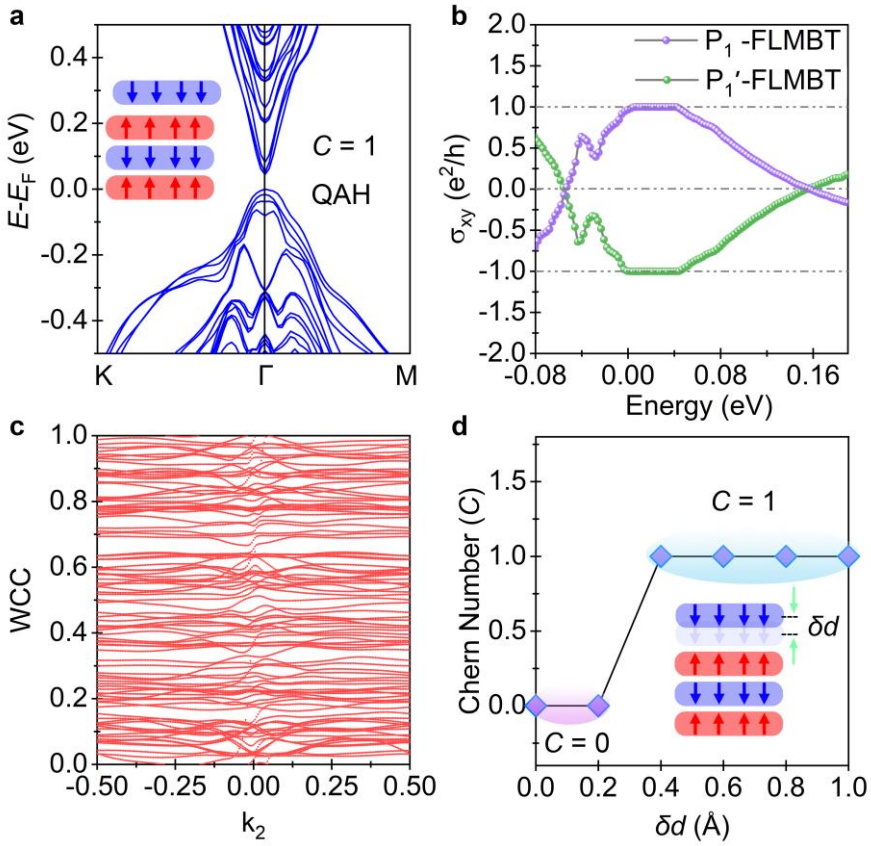


图 2. (a) P_1-FLMBT 的自旋轨道耦合能带结构。(b) 费米能级附近 P_1- FLMBT 和 P_1'-FL MBT 的反常霍尔电导率（σ_{xy}）。(c) P_1-FLMBT 中闭合动量表面上的 Wannier电荷中心。(d) 原始 FLMBT 中表层与其余三层结构之间的层间距增大（δd）时，陈数（C）的演化。

在验证了滑移铁电性之后，我们接下来详细研究铁电FLMBT的电子性质。补充材料 IV 展示了无自旋轨道耦合（SOC）时P_1-FLMBT 的能带结构。显然，铁电性的出现使简并能带发生劈裂，全局带隙计算值为 608 meV。而对于P_1'-FLMBT，电极化反向后，微观磁自旋分布也随铁电切换而反转，进而自旋能带相对于P_1-FLMBT 发生交换，同时带隙大小保持不变。因此，从本质上说，铁电切换会使自旋向上和自旋向下通道互换，从而实现电学写入，并可通过样品的磁性载流子类型高效读取。考虑自旋轨道耦合后，如P_1-FLMBT 的导带底和价带顶彼此靠近，带隙减小至 45 meV，如图 2a所示；在我们的数值计算中，这比本征 FLMBT 小 23 meV。与本征 FLMBT 相比，层间滑移显著改变了空间反演与时间反演的组合对称性以及能带结构，因此我们预期它可能诱导出一种不同的拓扑相。

为确定能带拓扑，通过分析布洛赫波函数 [47],，得到 P_1-FLMBT 和 P_1'-FLMBT 的$\boldsymbol{k}$分辨贝里曲率

$$\Omega(\boldsymbol{k}) = \sum_n f_n \Omega_n(\boldsymbol{k})$$

$$\Omega_n(\boldsymbol{k}) = -\sum_{n' \neq n} \frac{2Im\langle\psi_{n\boldsymbol{k}}|v_x|\psi_{n'\boldsymbol{k}}\rangle\langle\psi_{n'\boldsymbol{k}}|v_y|\psi_{n\boldsymbol{k}}\rangle}{(\omega_{n'} - \omega_n)^2}$$

这里n表示能带指标， f_n 是费米-狄拉克分布函数， ω_n 是 $|\psi_{n\boldsymbol{k}}$的本征值，v_x 和 v_y 是速度算符。对所有占据能带求和的结果见补充材料 IV；结果发现，非零的$\Omega(\boldsymbol{k})$主要分布在Γ 点附近。P_1-FLMBT 与P_1'-FLMBT 之间唯一的区别是，在每个$\boldsymbol{k}$点处，二者的$\Omega(\boldsymbol{k})$符号相反。令人惊讶的是，进一步对第一布里渊区内的$\Omega(\boldsymbol{k})$进行积分，得到

$$C = \frac{1}{2\pi}\int_{BZ} \Omega(\boldsymbol{k}) d^2\boldsymbol{k}$$

分别得到了$C = 1$ 和 -1 这两个非零整数陈数，对应于P_1-FLMBT 和P_1'-

FLMBT。这也与计算得到的费米能级附近反常霍尔电导平坦平台（σ_{xy}）相符，其对应值为 $1 \times e^2/h$和 $-1 \times e^2/h$，如图2b所示，这有力地验证了铁电FLMBT中的量子反常霍尔效应。此外，量子反常霍尔效应的另外两个显著特征，即Wannier电荷中心（WCC）和一条手性边缘态，也已得到，并进一步证明了其非平庸性质，如图2c所示。因此，所有这些结果表明P_1-FLMBT属于铁电量子反常霍尔绝缘体。此外，其非平庸带隙远大于室温热能~26 meV，确保了在较高工作温度下可通过铁电性调控量子反常霍尔效应。

与此前的观察相悖，此前人们认为偶数层反铁磁MBT是轴子绝缘体[26,40,48]。令人十分惊讶的是，铁电FLMBT（P_1-FLMBT和 P_2-FLMBT）竟是反铁磁量子反常霍尔绝缘体。在此，我们将量子相变归因于滑移诱导的层间耦合变化。原始FLMBT与铁电FLMBT的差异可从最上层SL与其余三层结构之间的层间距看出；计算得到原始FLMBT、P_1-FLMBT和P_2-FLMBT的层间距分别为2.81、3.85和3.17 Å。原始FLMBT中最小的层间距带来最强的层间耦合，因此其量子相与P_1-FLMBT和P_2-FLMBT不同。通过改变这一因素，原始FLMBT中的量子相变也验证了这一点。如δd所示，通过增大最上层与其余三层结构之间的层间距，降低两者间的层间耦合，图2d确实会触发从平庸绝缘体到量子反常霍尔绝缘体的相变。由于P_1-FLMBT和P_2-FLMBT中的耦合减弱，因此可以认为最上层SL充当了“平庸衬底”，与其余三层结构的量子反常霍尔效应无关。这些分析明确揭示了InFE反铁磁FLMBT中出现量子反常霍尔相的原因。我们提出一种物理图像：偶数层反铁磁MBT中的量子反常霍尔相由层间耦合驱动。此外，我们建议实验研究者利用这一层间耦合机制来解释或调控不同的拓扑相。

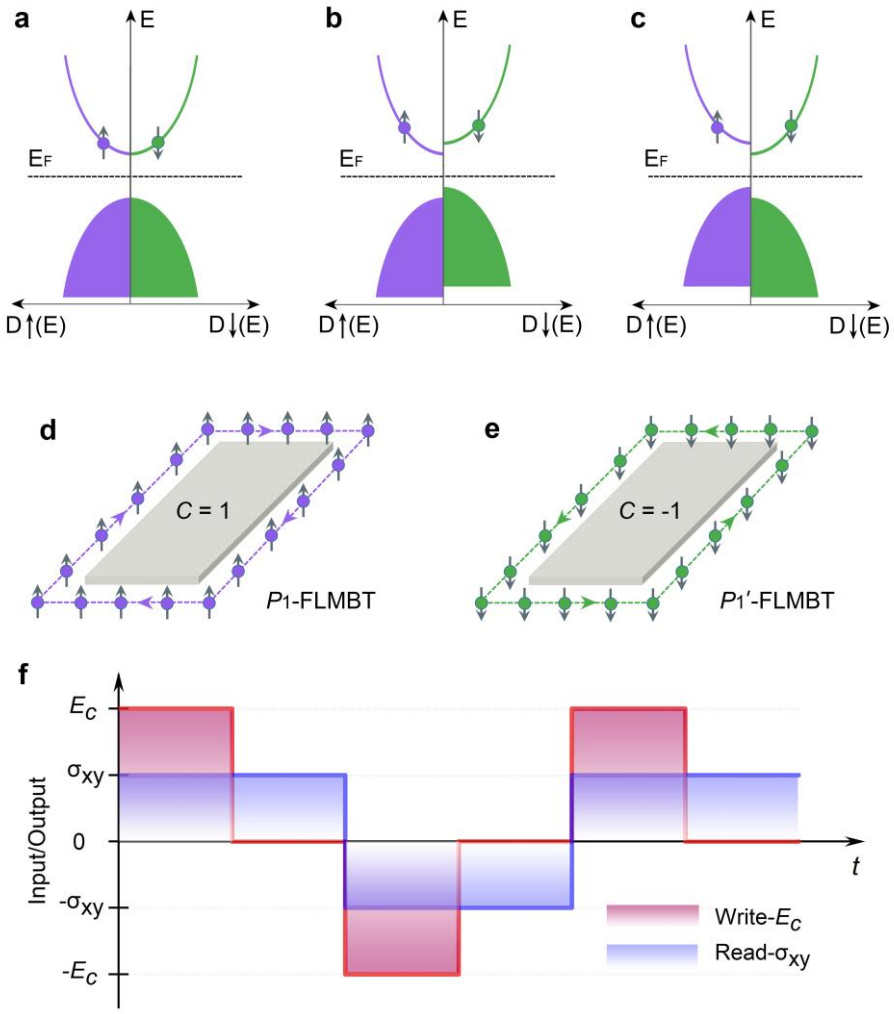


图 3。 FLMBT 的自旋分辨态密度示意图：(a) 无面外电极化；(b) 和 (c) 具有方向相反的面外电极化。(d, e) 示意 FLMBT 的两个铁电相中的手性边缘电流传播。(f) 基于铁电反铁磁量子反常霍尔绝缘体 FLMBT 的器件工作示意图。矫顽场 E_c 是反转极化所需电场的大小。σ_{xy} 分别等于 $1 \times e^2/h$ 和 $-1 \times e^2/h$。

在证实InFE、反铁磁和量子反常霍尔序共存之后，接下来我们将探讨它们耦合所带来的优势及潜在应用。以P_1-FLMBT为例，值得注意的是，在给定化学势下，P_1-FLMBT和P_1'-FLMBT具有相反的量子反常霍尔电导。由于P_1-FLMBT和P_1'-FLMBT是两种等价的铁电态，因此如图3a-e所示，预期电极化、自旋极化以及反常霍尔电导均可通过电学方式加以控制，并具有非易失、低能耗的特点。迄今为止，可调控的反常霍尔电导只能通过直接反转磁化或借助自旋轨道力矩来实现[49,50], ，这些过程既繁琐又易失。相比之下，本文报道的情形提供了一种纯粹的非易失电学调控途径，突破了以往方法的局限，这得益于.....之间的关联

铁电性和内部磁化方向。对于数据存储，由于铁电态可通过面内和面外电压加以控制，因此可将信息编码为“写入”过程，并将反常霍尔电导的检测作为“读出”过程。如图3f所示，若两个铁电态由电场E_c 和 $-E_c$切换，原则上，在施加面内/面外脉冲电压时，方形反常霍尔输出信号会在$1 \times e^2/h$与 $-1 \times e^2/h$之间转换。此外，反常霍尔电导随电场变化呈现滞回特征，这归因于铁电性的非易失性。移除外部电输入后，反常霍尔输出信号仍然存在，为信息技术以及基于反常霍尔电导的电子学和自旋电子学带来全新的技术突破。

需要指出的是，除 FLMBT 外，本文讨论的物理机制和提出的器件原型，也可为其他厚度超过四层的滑移调控偶数层 $MnBi_2Te_4$材料提供一种普适机制。此外，我们还希望强调，范德华滑移产生的铁电性、反铁磁性和量子反常霍尔序之间的密切关系并非 FLMBT 所独有， 在其他具有层间反铁磁性和“Bi/Sb-Te ... Te-Sb/Bi”界面的 $MnBi_2Te_4$系列材料中也普遍存在[40]。此外，$MnBi_2Te_4$ 具有有序结构和较大的带隙，这些特性源于其化学计量比材料的本征性质，使其能够抵御无序、非均匀性以及平庸能带干扰等缺陷。特别是，该材料在当前实验中易于获取，显著推动了凝聚态领域对面内铁电反铁磁量子反常霍尔绝缘体的研究。因此，我们相信，这些发现将推动对反铁磁拓扑绝缘体开展深入研究，尤其是将 $MnBi_2Te_4$, 作为铁电反铁磁量子自旋电子学的候选材料。这些结果有待实验验证。

总之，我们通过范德华滑移，在实验上可实现的 FLMBT 单相原型材料中，提出了存在相互关联的铁电反铁磁量子反常霍尔绝缘体的理论证据。相互关联的铁电性与量子反常霍尔相源于滑移对界面电荷重分布和层间耦合的调控。我们还证明，仅凭铁电性即可实现对电荷、自旋极化和反常霍尔信号的非易失性控制。这些发现为探索铁电性与磁性拓扑绝缘体之间有趣的关联开辟了新方向，也展现了交叉量子态在低功耗可控电子器件中的潜在应用。

致谢

本研究得到德国研究联合会研究与培训组RTG 2247“量子力学材料建模”、青岛市博士后科学基金（编号：QDBSH20220202095）以及

中国海洋大学青年人才项目的支持。

参考文献

[1] Q. Ma 等，《自然》565，337（2019）。[2] H. Kurebayashi、J. H. Garcia、S. Khan、J. Sinova 和 S. Roche，《自然·物理学评论》4，150（2022）。[3] N. R. Finney、M. Yankowitz、L. Muraleetharan、K. Watanabe、T. Taniguchi、C. R. Dean 和 J. Hone，《自然·纳米技术》14，1029（2019）。[4] W. Cochran，《先进物理学》9，387（1960）。[5] H. Wang 等，《自然·通讯》9，3319（2018）。[6] K. Chang 等，《科学》353，15（2016）。[7] C. Cui 等，《纳米快报》18，1253（2018）。[8] W. Ding、J. Zhu、Z. Wang、Y. Gao、D. Xiao、Y. Gu、Z. Zhang 和 W. Zhu，《自然·通讯》8，14956（2017）。[9] Y. Liang、S. Shen、B. Huang、Y. Dai 和 Y. Ma，《材料视野》8，1683（2021）。[10] Y. Liang、N. Mao、Y. Dai、L. Kou、B. Huang 和 Y. Ma，《npj 计算材料学》7，172（2021）。[11] P. W. Anderson，《物理评论》79，350（1950）。[12] S. Li、T. Liu、C. Liu、Y. Wang、H.-Z. Lu 和 X. Xie，《国家科学评论》nwac296（2023）。[13] Y. Deng、Y. Yu、M. Z. Shi、Z. Guo、Z. Xu、J. Wang、X. H. Chen 和 Y. Zhang，《科学》367，895（2020）。[14] C.-Z. Chang 等，《科学》340，167（2013）。[15] B. Huang 等，《自然》546，270（2017）。[16] C. Gong 等，《自然》546，265（2017）。[17] D. Ovchinnikov 等，《纳米快报》21，2544（2021）。[18] W. Du、R. Peng、Z. He、Y. Dai、B. Huang 和 Y. Ma，《npj 二维材料与应用》6，11（2022）。[19] S. Xia、D. Kaltsas、D. Song、I. Komis、J. Xu、A. Szameit、H. Buljan、K. G. Makris 和 Z. Chen，《科学》372，72（2021）。[20] C. Tang、L. Zhang、S. Sanvito 和 A. Du，《美国化学会志》145，2485（2023）。[21] N. A. Hill，《物理化学杂志 B》104，6694（2000）。[22] C.-X. Liu、S.-C. Zhang 和 X.-L. Qi，《凝聚态物质物理年评》7，301（2016）。[23] G. Kresse 和 J. Furthmüller，《物理评论 B》54，11169（1996）。[24] J. P. Perdew、K. Burke 和 M. Ernzerhof，《物理评论快报》77，3865（1996）。[25] S. Grimme、J. Antony、S. Ehrlich 和 H. Krieg，《化学物理学杂志》132，154104（2010）。[26] M. M. Otrokov 等，《物理评论快报》122，107202（2019）。[27] A. A. Mostofi、J. R. Yates、Y.-S. Lee、I. Souza、D. Vanderbilt 和 N. Marzari，《计算物理通讯》178，685（2008）。[28] Q. Wu、S. Zhang、H.-F. Song、M. Troyer 和 A. A. Soluyanov，《计算物理通讯》224，405（2018）。[29] G. Henkelman、B. P. Uberuaga 和 H. Jónsson，《化学物理学杂志》113，9901（2000）。

[30] Z. Fei、W. Zhao、T. A. Palomaki、B. Sun、M. K. Miller、Z. Zhao、J. Yan、X. Xu 和 D. H. Cobden，《自然》560，336（2018）。[31] M. V. Stern 等，《科学》372，1462（2021）。[32] K. Yasuda、X. Wang、K. Watanabe、T. Taniguchi 和 P. Jarillo-Herrero，《科学》372，1458（2021）。[33] Y. Wan 等，《物理评论快报》128，067601（2022）。[34] Y. Wan 等，《物理评论快报》128，067601（2022）。[35] A. Weston 等，《自然·纳米技术》17，390（2022）。[36] L. Li 和 M. Wu，《《ACS 纳米》》11，6382（2017）。[37] Y. Liang、N. Mao、Y. Dai、L. Kou、B. Huang 和 Y. Ma，《npj 计算材料学》7，172（2021）。[38] W. Sun、W. Wang、H. Li、X. Li、Z. Yu、Y. Bai、G. Zhang 和 Z. Cheng，《npj 计算材料学》8，159（2022）。[39] T. Zhang、X. Xu、B. Huang、Y. Dai、L. Kou 和 Y. Ma，《材料视野》10，483（2022）。[40] J. Li、Y. Li、S. Du、Z. Wang、B.-L. Gu、S.-C. Zhang、K. He、W. Duan 和 Y. Xu，《科学进展》5，eaaw5685（2019）。[41] A. Gao 等，《自然》595，521（2021）。[42] K. Dou、W. Du、Y. Dai、B. Huang 和 Y. Ma，《物理评论 B》105，205427（2022）。[43] D. Zhang、M. Shi、T. Zhu、D. Xing、H. Zhang 和 J. Wang，《物理评论快报》122，206401（2019）。[44] L. Rogée、L. Wang、Y. Zhang、S. Cai、P. Wang、M. Chhowalla、W. Ji 和 S. P. Lau，《科学》376，973（2022）。[45] M. Xu、C. Huang、Y. Li、S. Liu、X. Zhong、P. Jena、E. Kan 和 Y. Wang，《物理评论快报》124，067602（2020）。[46] A. Chandrasekaran、A. Mishra 和 A. K. Singh，《纳米快报》17，3290（2017）。[47] Y. Yao、L. Kleinman、A. MacDonald、J. Sinova、T. Jungwirth、D.-s. Wang、E. Wang 和 Q. Niu，《物理评论快报》92，037204（2004）。[48] C. Liu 等，《自然·材料》19，522（2020）。[49] Y.-F. Zhao 等，《自然》588，419（2020）。[50] A. Manchon、J. Železný、I. M. Miron、T. Jungwirth、J. Sinova、A. Thiaville、K. Garello 和 P. Gambardella，《现代物理评论》91，035004（2019）。