手性超导来自扭曲 MoTe 中的自旋极化陈带 2

Cheng Xu,[1,2] Nianlong Zou,[1] Nikolai Peshcherenko,[3] Ammar Jahin,[4] Tingxin Li,[5] Shi-Zeng Lin,[4,6] and Yang Zhang[1,7,*]

[1] *Department of Physics and Astronomy, University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, USA*
[2] *Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*
[3] *Max Planck Institute for Chemical Physics of Solids, 01187, Dresden, Germany*
[4] *Theoretical Divison, T-4, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA*
[5] *School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, China*
[6] *Center for Integrated Nanotechnologies (CINT), Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA*
[7] *Min H. Kao Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA*

超导性已经在异常霍尔金属母体状态 [1] 中的扭曲 $MoTe_2$ 中被观察到。关键特征——包括完全自旋/谷极化的正常态、异常霍尔电阻磁滞回线、与分数陈绝缘态相邻的超导相以及在零栅场下狭窄的超导穹顶——共同表明了由谷内电子配对驱动的手性超导性。根据 Kohn-Luttinger 机制，我们通过随机相位近似计算了超导相图，并在一个现实的连续模型中考虑了库仑排斥力。我们的结果识别出一种在零栅场下具有狭窄 $p+ip$ 类型超导穹顶的主导谷内配对。这种手性相态与在有限栅场下的时间反演对称的谷间配对形成鲜明对比，后者显著较弱。我们的工作突出了带状拓扑在实现坚固的拓扑超导性中的作用，并支持了在扭曲 $MoTe_2$ 中观察到的手性和拓扑性质的超导性。

arxiv:2504.07082v1 中译本

过渡金属二硫属化物 (TMD) 为基础的莫尔系统已成为研究新兴量子相的关键平台 [2, 3]。TMD 价带中的大有效质量和窄莫尔带对抗扭转角无序的鲁棒性相结合，使这些系统能够容纳多种强关联状态。这包括相互作用驱动的绝缘相 (莫特和电荷转移绝缘体)[4–11]，广义维格纳晶体 [6, 12–18] 和量子异常霍尔 (QAH) 效应 [19]。值得注意的是，扭曲的 $MoTe_2$（t-$MoTe_2$）最近揭示了前所未有的相关拓扑性，输运测量显示了整数和奇分母分数量子反常霍尔（FQAH）状态 [20, 21]，以及在 $\nu = 3$ [22] 处潜在的分数量子自旋霍尔特征。这些关联状态在相对较大的扭转角度 $\theta \sim 2.5^\circ - 3.9^\circ$ [23–25] 范围内持续存在，在第一个莫尔价带中，光学 [26] 和压缩率 [23] 测量提供了互补的证据。相比之下，扭曲的 WSe_2（t-WSe_2）[8, 27–30]——一个电子上类似但弱关联的系统——在 van Hove 奇异点（vHS）附近表现出超导性 [31, 32]，特别是在时间反演对称基态内的 5° 扭曲装置中。

最近，在反常霍尔金属区域内，[1] 超导相在 $\theta \sim 3.8^\circ$t-$MoTe_2$ 中被意外发现。尽管自扭曲双层石墨烯中首次观察到超导性以来，其起源一直存在争议，但主流理论假设通过机制如电子-声子耦合、关联绝缘态（例如莫特或电荷密度波状态）附近的自旋/电荷涨落，或者在范霍夫奇点处增强的相互作用，在相反谷间形成配对。费米液体中纯粹长程排斥相互作用的科恩-卢廷格型超导性 [33] 也在各种系统 [34–42] 中进行了讨论，其中有效的库珀配对从库仑势的过度屏蔽中产生。最近在旋量谷极化菱形石墨烯 [43] 和 t-$MoTe_2$ [1] 中的实验挑战了传统观念，展示了在没有时间反演对称性母态的情况下存在超导性，这促使理论提出了谷内配对 [39, 40, 42] 的建议。值得注意的是，非平凡带拓扑已被证明可以放大谷内配对 [40, 41]，使得 t-$MoTe_2$ 和菱形石墨烯——这些在相称填充下寄宿分数量子霍尔绝缘体 (FCI) 的系统 [1, 20, 21, 23, 26] ——成为量子几何增强超导性的主要候选者。在这项工作中，我们使用从 DFT 导出的低能连续哈密顿量和长程库仑排斥相互作用计算了 t-$MoTe_2$ 的 Kohn-Luttinger 超导相图。我们的分析揭示了两个不同的相：(1)在零栅压场下，由自旋极化谷内的配对驱动的窄 $p+ip$ 手性超导穹顶，在该穹顶中莫尔动量消失，这与 3.8°t-$MoTe_2$ 中实验观察到的非常规超导性一致。值得注意的是，这一通道中的临界温度 T_c 达到了开尔文尺度值，而未被固定在范霍夫奇异性上。类似特征也在有效的斯格明子晶格模型中得到证实。(2)一个广泛但强度较弱的谷间配对相，其在 $T_c \sim 10-100$ mK 下从 d 转变到 f 波，在门电压场下与先前预期的由排斥驱动的科恩-卢特廷格尔超导性相似 [35, 37, 38]。这种鲜明对比不仅支持了在 t-$MoTe_2$ 中观察到的手性超导性质，而且还强调了量子拓扑和库仑屏蔽之间的相互作用对于稳定拓扑非平凡带内的自旋三重态配对的作用。

连续模型电子结构。我们的工作始于从 DFT 计算中

* yangzhang@utk.edu

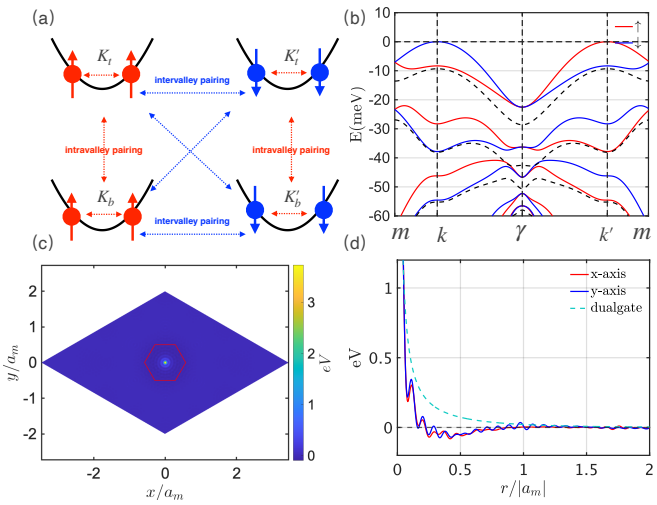

图 1. (a) 层间和层内配对的示意图。这里，K_t 和 K_b 分别表示顶层和底层的谷。蓝色箭头指示层间配对，而红色箭头显示层内配对。这里的栅电压场抑制了层内配对。(b) 使用连续模型计算的 t-$MoTe_2$ 在 $\theta = 3.89°$ 处的能带结构。黑色虚线对应零位移场，而红色（蓝色）线条代表在位移场 $\Delta = 10$meV 下自旋向上（自旋向下）的能带。(c) 在 van Hove 填充和介电常数 $\epsilon = 5$ 的单一带近似下计算的实际空间中 RPA 屏蔽库仑相互作用分布。(d) 相对于 MM 堆叠区域测量的相互作用实空间分布：蓝色（红色）曲线显示了沿 x（y）方向的 RPA 屏蔽势，虚线表示未屏蔽的双栅极库仑势。

导出的连续介质模型 [44]，表示为 [45–48]。在我们的实现中，我们在层间和层内耦合中都包含了高阶谐波项，具体扩展到二阶谐波。由于两个谷之间的动量分离显著，可以安全地忽略谷间耦合，使我们能够专注于 K 谷。此外，鉴于 $MoTe_2$ 中明显的 Ising 自旋轨道耦合，通过仅考虑单个自旋分量，我们的分析得以进一步简化。因此，我们在计算中采用的 K 谷连续模型如下：

$$\hat{H}_s = \begin{bmatrix} -\frac{(\hat{\boldsymbol{k}}-\boldsymbol{K_t})^2}{2m^*} + \Delta_+(\boldsymbol{r}) & \Delta_T(\boldsymbol{r}) \\ \Delta_T^\dagger(\boldsymbol{r}) & -\frac{(\hat{\boldsymbol{k}}-\boldsymbol{K_b})^2}{2m^*} + \Delta_-(\boldsymbol{r}) \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中：

$$\Delta_\pm(\boldsymbol{r}) = 2V_1 \sum_{i=1,3,5} \cos(\boldsymbol{g_i^1}\cdot\boldsymbol{r} \pm \phi_1) + 2V_2 \sum_{i=1,3,5} \cos(\boldsymbol{g_i^2}\cdot\boldsymbol{r})$$
$$\Delta_T = w_1 \sum_{i=1,2,3} e^{-i\boldsymbol{q_i^1}\cdot\boldsymbol{r}} + w_2 \sum_{i=1,2,3} e^{-i\boldsymbol{q_i^2}\cdot\boldsymbol{r}} \quad (2)$$

这里，$\hat{\boldsymbol{k}}$ 表示动量算符；$\boldsymbol{K_t}$（$\boldsymbol{K_b}$）代表顶层（底层）的高对称动量 $\boldsymbol{K}$；$\Delta_+(\boldsymbol{r})$ 和 $\Delta_-(\boldsymbol{r})$ 分别描述顶层和底层的莫尔势；$\Delta_T(\boldsymbol{r})$ 对应于层间隧穿势；$\boldsymbol{G_i}$ 是莫尔倒格矢。此外，$\boldsymbol{g_i^1}$ 和 $\boldsymbol{g_i^2}$ 表示同一层内最近和次近平面波基之间的动量差，而 $\boldsymbol{q_i^1}$ 和 $\boldsymbol{q_i^2}$ 则表示不同层之间最近和次近平面波基之间的动量差。我们在计算中采用的连续参数来自密度依赖的 vdW 修正 [46]：$m^* = 0.62m_e$，$V_1 = 10.3$ 毫电子伏特，$V_2 = 2.9$ 毫电子伏特，$w_1 = -7.8$ 毫电子伏特，$w_2 = 6.9$ 毫电子伏特和 $\theta = 3.89°$。

随机相位近似。在指定连续模型的电子结构后，我们继续研究空穴掺杂背景下 Kohn-Luttinger 型超导性。Kohn-Luttinger 机制的本质在于由多体量子效应产生的有效吸引力的出现。这些相互作用可以通过随机相位近似（RPA）[49, 50] 的框架来描述，其中涉及气泡图的无限求和。对于连续介质模型，RPA 屏蔽的库仑相互作用 V^{RPA} 表示为：

$$[V^{\mathrm{RPA}}(\boldsymbol{q})]^{-1}_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'} = V_0^{-1}(\boldsymbol{q}+\boldsymbol{G})\delta_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'} - \Pi_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'}(\boldsymbol{q}) \quad (3)$$

其中未屏蔽的库仑相互作用 $V^0(\boldsymbol{q})$ 被视为由 $V_0(\boldsymbol{q}) = \frac{e^2\tanh(|\boldsymbol{q}|d_s)}{2\epsilon_0\epsilon_r|\boldsymbol{q}|}$ 定义的双栅极屏蔽库仑势，其中屏蔽长度 d_s 设置为 10 nm，而 $\Pi_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'}(\boldsymbol{q})$ 代表 Lindhard 介电函数。Lindhard 函数对于非相互作用连续模型采取以下形式：

$$\Pi_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'}(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{A}\sum_{k,\sigma} \frac{f_{\boldsymbol{k}}^{m,\sigma} - f_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}^{n,\sigma}}{\epsilon_{\boldsymbol{k}}^{m,\sigma} - \epsilon_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}^{n,\sigma}} \Lambda^{m,n,\sigma}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{G}} \Lambda^{n,m,\sigma}_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{G}',\boldsymbol{k}} \quad (4)$$

这里，$\epsilon_{\boldsymbol{k}}^{m\sigma} = E_{m\boldsymbol{k}\sigma} - \mu$，其中 μ 表示化学势，$E_{m\boldsymbol{k}\sigma}$ 表示从连续模型获得的本征能量；σ 标记自旋。A 表示系统区域，$f_{\boldsymbol{k}}^{m,\sigma}$ 是对应于动量 $\boldsymbol{k}$ 处第 m 能带的费米－狄拉克分布函数，而 $\Lambda^{m,n,\sigma}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{G}} = \langle m,\boldsymbol{k},\sigma|n,\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{G},\sigma\rangle$ 是形式因子，它编码了能带几何对有效多体相互作用的影响。由于我们的重点是在图 1(b) 中与其他能带明显分开的第一莫尔能带上填充情况，我们在主文中采用了单带近似，并相应地省略了能带指标（请参阅补充材料以获取包含额外能带的结果）。在这种近似下，在实空间中获得了 RPA 重正化的库仑相互作用，如图 1(c) 所示。值得注意的是，这种方法产生了吸引成分，如图 1(d) 所示。

使用此 RPA 筛选的库仑相互作用，并仅在莫尔布里渊区内考虑零质心动量，该相互作用投影到第一莫尔带可以写为：

$$V^{\boldsymbol{\sigma},\boldsymbol{\sigma}'}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'} = \sum_{\boldsymbol{G}\boldsymbol{G}'} V^{\mathrm{RPA}}_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\Lambda^{\sigma}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{G}}\Lambda^{\sigma'}_{-\boldsymbol{k},-\boldsymbol{k}'+\boldsymbol{G}'} \quad (5)$$

在广义 BCS 框架内，超导临界温度 T_c 可以通过求解以下线性化间隙方程获得。

$$\phi^{\sigma,\sigma'}_{\boldsymbol{k}} = \sum_{\boldsymbol{k}'} \mathcal{K}^{\sigma,\sigma'}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'}(T)\phi^{\sigma,\sigma'}_{\boldsymbol{k}'} \quad (6)$$

其中 $\mathcal{K}^{\sigma,\sigma'}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'}(T)$ 是由 $V^{\boldsymbol{\sigma},\boldsymbol{\sigma}'}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'}$ 和温度依赖费米分布函数决定的配对核（参见补充材料以获取显式形式）。T_c 对应方程 $\lambda(T) = 1$ 的解，其中 $\lambda(T)$ 表示核矩阵 $\mathcal{K}(T)$ 的最大特征值。

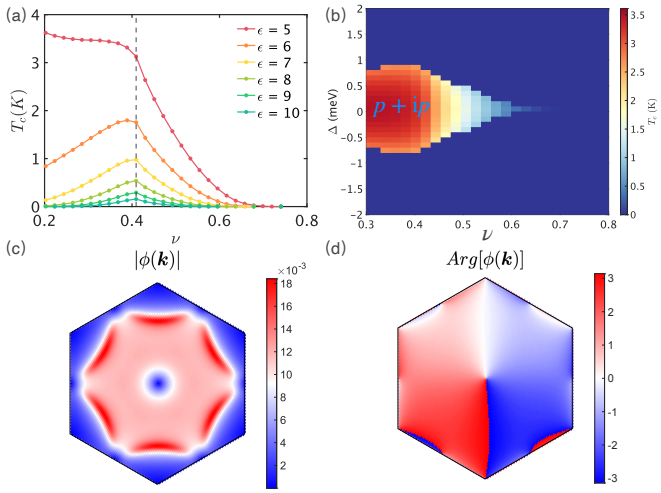

图 2. 区间配对：(a) 在零栅极场下，不同介电常数的临界温度与填充因子的关系。虚线表示 van Hove 奇点的位置。(b) 超导体的临界温度作为填充因子和由位移场引起的层内能差的函数。(c) 和 (d) 展示了在介电常数 $\epsilon = 5$ 和对应于 van Hove 奇点的填充因子下的超导序参数的大小和相位，清晰地揭示了一个独特的 $p + ip$ 配对对称性。

谷内配对。当第一莫尔带部分填充时，时间反演对称性（TRS）通常通过自发的谷极化而被打破。这种对称性的破坏导致了具有铁磁序的分数量子霍尔绝缘体的实验观测。受这些发现启发，我们的理论框架从自旋/谷极化态开始，并研究谷内配对机制。为了简化分析，林德哈特函数仅针对单个自旋成分进行计算。中心结果如图 2 所示。首先，如图 2(a) 所示，临界温度的峰值并不总是与范霍夫奇点（$\nu_{\rm vHS} \approx 0.4$）重合。当介电常数 ϵ 超过 5 时，峰值确实出现在 $\nu_{\rm vHS}$。然而，逐渐降低 ϵ 显著提高了较低填充因子下的临界温度。这一行为突显了形式因子的关键作用，该因素在之前的计算中并未被包含。其次，如图 2(b) 所示的相图中，在接近零栅极场附近出现了一个狭窄的超导穹顶。在整个图 2(b) 所描绘的参数范围内，系统表现出 $p + ip$ 配对对称性，如图 2(c) 和 2(d) 所示。

当现场层能量差超过 1 毫电子伏时，超导性完全消失，这与实验观察结果一致 ~ [1]。一个简单的对称性论点阐明了这种行为：由于连续模型中的伪反演对称性，在给定的 K 谷内的状态 $|\boldsymbol{k}+K,\uparrow\rangle$ 和 $|-\boldsymbol{k}+K,\uparrow\rangle$ 是简并的，从而允许谷内配对。在 t-$MoTe_2$ 中，栅极场消除了这种简并性，导致谷内配对受到抑制，如图 2(b) 所示。这与菱面体石墨烯 [43] 不同，因为在三重扭曲的情况下，状态 $|\boldsymbol{k}+K,\uparrow\rangle$ 和 $|-\boldsymbol{k}+K,\uparrow\rangle$ 的能量并不相同。

弱区间配对。与区间配对不同，在本节中，时间反演对称性被强制用于区间接配对的模拟。由于连续模型类似，t-$MoTe_2$ 的区间接配对在最近的工作 [35, 37, 38] 中报告

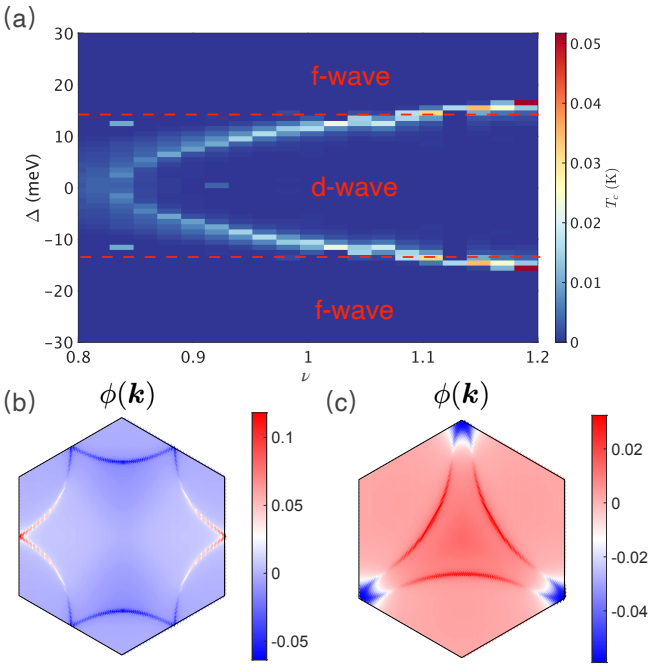

图 3. 区间配对：(a) 临界温度作为填充因子和由位移场引起的层内能差的函数。(b) 在 $\Delta = 0$meV 和 $\epsilon = 5$ 处的序参数分布，选择填充因子在 van Hove 奇异性处。(c) 在 $\Delta = 20$meV 和 $\epsilon = 5$ 处的序参数分布，选择填充因子在 van Hove 奇异性处。

的内容上类似于 t-WSe_2。两个系统都表现出极低的临界温度——大约为 10 毫开尔文，如图 3(a) 所示，超导穹顶持续定位于冯霍夫奇点。时间反演对称性确保状态 $|\boldsymbol{k},\uparrow\rangle$ 和 $|-\boldsymbol{k},\downarrow\rangle$ 在能量上保持简并，这一特性如图 1(b) 所示，即使在门控场作用下也十分稳定。因此，超导性甚至可以在强门控场中存活下来。值得注意的是，谷间配对对称性与谷内配对相比表现出不同的特征。在弱门控场下，系统采用 d 波对称性，如图 3(b) 中序参量的动量空间结构所示。随着门控场的增强，会发生对称性转变，将系统驱动至图 3(c) 所示的 f 波配对对称性。这一转变反映了场诱导带变形与配对相互作用的竞争能量尺度之间的相互作用，这与在 t-WSe_2 [35, 37, 38] 中的理论计算一致。

斯凯灵子晶格模型。t-$MoTe_2$ 的能带结构以其类似朗道能级的量子几何 [51–56] 而突出——这是一个内在非平凡的属性，支撑了如 QAH 和 FQAH 等拓扑相。在我们的框架内，这种量子几何塑造了林多夫函数和配对势。值得注意的是，在同一谷场景中，配对势不仅受形式因子幅度的影响，还受到其相位的影响，这体现了类似朗道能级的特性。受这些发现的启发，我们转向一个有效的朗道能级类似模型——即斯凯棱格子模型：

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + J\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}) \tag{7}$$

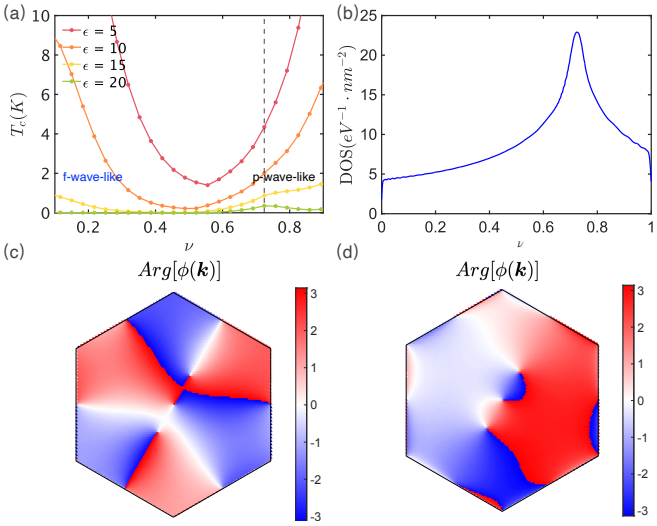

图 4. 天旋模型：(a) 不同介电常数下临界温度与填充因子的依赖关系。虚线表示 van Hove 奇异性位置。(b) 天旋晶格模型第一能带的状态密度。(c) 在 $\nu = 0.3$ 和 $\epsilon = 5$ 处序参量的相位分布。(d) 在 $\nu = 0.7$ 和 $\epsilon = 5$ 处序参量的相位分布。

其中：

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}) &= \frac{\boldsymbol{N}(\boldsymbol{r})}{N(\boldsymbol{r})} \\
\boldsymbol{N}(\boldsymbol{r}) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{j=1}^{6} e^{i\boldsymbol{q_j}\cdot\boldsymbol{r}}\hat{e}_j + N_0\hat{z} \\
\hat{e}_j &= (i\alpha\sin\theta_j, -i\alpha\cos\theta_j, -1)/\sqrt{2} \\
\boldsymbol{q_j} &= \frac{4\pi}{\sqrt{3}a_m}(\cos\theta_j, \sin\theta_j)
\end{aligned}
\tag{8}
$$

对于以下的所有计算，我们将参数设定为：$m = 0.6m_e$，$\alpha = 1$，$N_0 = 0.28$，$J = 0.5eV$ 和 $a_m = 50$。我们专注于其最低带，考虑 $\boldsymbol{k}$ 和 $-\boldsymbol{k}$ 之间的配对，类似于上面讨论的同谷情况。在 t-$MoTe_2$ 中，我们已经观察到 T_c 中的峰值远离 van Hove 奇异性，如图 2(a) 所示。值得注意的是，在斯格明子晶格模型中，T_c 的峰值不再与态密度峰值的位置相关。

此外，在填充因子接近 0 和接近 1 的两个极端情况下，当介电常数较小时，T_c 达到高值，这一行为与在 t-$MoTe_2$ 中观察到的行为相呼应。这一发现表明系统的非平凡带拓扑可以超越基于状态密度的方法的约束——否则将预测一个较低的 T_c。相反地，对于足够大的介电常数（> 15），峰值会移回到 vHS。序参量的分布也值得关注。对于图 4(a) 中的每条曲线，配对对称性从较低填充因子时的类似 f 波的序参数转变而来，类似于图 4(c)，再到较高填充因子时的类似 p 波的配对对称性，如我们在图 4(d) 中所示。

尽管本文中采用的随机相位近似提供了关键见解，但其忽略了交换修正可能导致区间配对的临界温度 T_c 定量低估，通过抑制自旋/谷波动。然而，这种限制对本文核心的自旋极化区间内配对机制影响最小。当前的 RPA 框架也难以解释更精细的实验细节，例如在填充 $\nu = 0.7$ 处观察到的超导性起始点。这一差异可能源于单步 RPA 方法，该方法忽略了相互作用驱动的能带重正化效应。这种重正化可能会改变图 2(b) 中的掺杂依赖相边界，移动超导穹顶的确切位置。尽管存在这些定量挑战，我们的理论依然稳健地捕捉了异常霍尔金属与超导相之间的定性竞争，为未来结合动态屏蔽和自能修正的研究提供了一个基础模型。

与理想陈带的关系。形式因子 Λ，编码带几何和拓扑，关键地决定了谷内配对。对于谷内配对，$\Lambda^{\sigma}_{\boldsymbol{k_1},\boldsymbol{k_4}-\boldsymbol{G}}\Lambda^{\sigma'}_{-\boldsymbol{k_1},-\boldsymbol{k_4}+\boldsymbol{G'}}$ 的贡献无论选择何种规范都是复杂的。这消除了 l 和 $-l$ 角动量配对通道之间的简并性。如 Ref. 所示。[40]，理想的拓扑带（通过最低朗道级形式因子建模）承载了稳健的手性超导性，其中 T_c 由穿过费米面的贝里通量决定。谷内配对在指数级上主导了谷间过程，其中 $\Lambda^{\sigma}_{\boldsymbol{k_1},\boldsymbol{k_4}-\boldsymbol{G}}\Lambda^{\sigma'}_{-\boldsymbol{k_1},-\boldsymbol{k_4}+\boldsymbol{G'}}$ 的贡献是正实数且对贝里曲率不敏感——突显了其在配对增强中的关键作用。

范霍夫奇异性与带拓扑之间的相互作用决定了 t-$MoTe_2$ 中的超导穹顶：vHS 在其特征填充下增强了区间配对 T_c，而形式因子由于竞争性的带拓扑和态密度效应将最优的区内配对 T_c 移至不同的填充，如图 2(a) 和图 4(a) 所示。弱库仑相互作用（大的 ϵ）有利于 vHS 主导的配对，但更强的相互作用驱动了一个过渡区，在该区域 T_c 在平衡 vHS 和贝里通量 [40] 的填充下达到峰值。

讨论。非常规超导性在完全自旋/谷极化异常霍尔金属相中出现，特别是在 t-$MoTe_2$ [1] 中的观察标志着与常规配对机制的重大偏离。关键实验特征，如正常状态下电阻相对于磁场的异常回线以及全谷极化，邻近 FQAH 的超导相，这些综合迹象指向由谷内配对稳定的旋 chirality 超导相。本文研究的完全自旋/谷极化系统抑制了自旋/谷涨落，使得自旋或谷涨落在介导超导性方面不太可能。我们的分析假设了一个 Kohn-Luttinger 机制，在该机制中电荷涨落诱导库仑相互作用过度屏蔽，生成对谷内配对的有效吸引力。非平凡的能带拓扑增强了这种配对，产生了与关键实验特征一致的现象学：1）谷内配对优于谷间配对；2）超导穹顶峰值 T_c 未固定在与 vHS 相关的填充上；3）垂直电场抑制超导性；4）T_c 的大小约为 1K。等自旋配对和陈能带拓扑的相互作用稳定了 chiral$p + ip$ 波超导态。一个直接的后果是在涡旋核心出现局部化的马约拉纳费米子以及在样品边缘循环的手性马约拉纳模式 [57–59]——这些是容错拓扑量子计算的关键成分。

手性超导的 TRS 破缺序参数可以通过光学传感直接检测，例如磁圆二色性和凯尔旋转。此外，扫描超导量子干涉装置（SQUID）显微镜可以映射自发边缘或畴界磁场——这是手性超导的一个标志。与菱形石墨烯不同，t-MoTe2 中的超导相出现在零电场下，这有利于 STM 测量来检测涡旋核心内的马约拉纳费米子。

最近在 t-$MoTe_2$ [20, 21] 和五层石墨烯 [60] 中发现的零磁场整数和分数量子霍尔效应确立了这些系统作为探索切恩带和电荷分数量化而不需极端磁场的理想平台。令人惊讶的是，在 t-$MoTe_2$ 中，超导相与 FCI 相在同一设备中共存——这是朗道能级系统中不存在的现象。这立即提出了一个关于 FCI 和超导性之间竞争以及支撑这两种状态的带几何和拓扑共性的关键问题。我们使用 t-$MoTe_2$ 的实际材料参数进行连续模型计算显示 $T_c \sim 1$K，与 FCI 的能隙同数量级。从实用角度来看，这种接近性为工程混合 FCI-超导异质结构以容纳非阿贝尔共旋子 [61, 62] 开辟了途径。

致谢我们感谢宁毛、曾自萌和克里斯蒂安 · 巴斯蒂亚的有益讨论，以及秦伟和吴凤成对 t-WSe_2 [37] 区间超导相图进行交叉验证的工作。C. X.、N. Z. 和 Y. Z. 得到了田纳西大学诺克斯维尔分校的启动基金支持。洛斯阿拉莫斯国家实验室的研究是在美国能源部国家安全管理局合同编号 89233218CNA000001 下进行的，通过 LDRD 项目资助，并得到了洛斯阿拉莫斯国家实验室非线性研究中心的支持。这项工作部分在集成纳米技术中心完成，该中心是美国能源部科学办公室用户设施，在用户提案 #2018BU0010 和 #2018BU0083 下进行操作。

[1] F. Xu, , et al., arXiv preprint arXiv:2504.xxxxx (2025).

[2] D. M. Kennes, M. Claassen, L. Xian, A. Georges, A. J. Millis, J. Hone, C. R. Dean, D. Basov, A. N. Pasupathy, and A. Rubio, Nat. Phys. **17**, 155 (2021).

[3] K. F. Mak and J. Shan, Nature Nanotechnology **17**, 686 (2022).

[4] F. Wu, T. Lovorn, E. Tutuc, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **121**, 026402 (2018), URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.026402`.

[5] Y. Zhang, N. F. Q. Yuan, and L. Fu, Phys. Rev. B **102**, 201115 (2020), URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.201115`.

[6] E. C. Regan, D. Wang, C. Jin, M. I. Bakti Utama, B. Gao, X. Wei, S. Zhao, W. Zhao, Z. Zhang, K. Yumigeta, et al., Nature **579**, 359 (2020), URL `https://www.nature.com/articles/s41586-020-2092-4`.

[7] Y. Tang, L. Li, T. Li, Y. Xu, S. Liu, K. Barmak, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. H. MacDonald, J. Shan, et al., Nature **579**, 353 (2020), URL `https://www.nature.com/articles/s41586-020-2085-3`.

[8] L. Wang, E.-M. Shih, A. Ghiotto, L. Xian, D. A. Rhodes, C. Tan, M. Claassen, D. M. Kennes, Y. Bai, B. Kim, et al., Nature materials **19**, 861 (2020).

[9] A. Ghiotto, E.-M. Shih, G. S. Pereira, D. A. Rhodes, B. Kim, J. Zang, A. J. Millis, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. C. Hone, et al., Nature **597**, 345 (2021).

[10] T. Li, S. Jiang, L. Li, Y. Zhang, K. Kang, J. Zhu, K. Watanabe, T. Taniguchi, D. Chowdhury, L. Fu, et al., Nature **597**, 350 (2021), URL `https://www.nature.com/articles/s41586-021-03853-0`.

[11] Y. Xu, K. Kang, K. Watanabe, T. Taniguchi, K. F. Mak, and J. Shan (2022), URL `https://arxiv.org/abs/2202.02055`.

[12] Y. Xu, S. Liu, D. A. Rhodes, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hone, V. Elser, K. F. Mak, and J. Shan, Nature **587**, 214 (2020), URL `https://www.nature.com/articles/s41586-020-2868-6`.

[13] Y. Zhou, J. Sung, E. Brutschea, I. Esterlis, Y. Wang, G. Scuri, R. J. Gelly, H. Heo, T. Taniguchi, K. Watanabe, et al., Nature **595**, 48 (2021), URL `https://www.nature.com/articles/s41586-021-03560-w`.

[14] C. Jin, Z. Tao, T. Li, Y. Xu, Y. Tang, J. Zhu, S. Liu, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. C. Hone, et al., Nature Materials **20**, 940 (2021), URL `https://www.nature.com/articles/s41563-021-00959-8`.

[15] H. Li, S. Li, E. C. Regan, D. Wang, W. Zhao, S. Kahn, K. Yumigeta, M. Blei, T. Taniguchi, K. Watanabe, et al., Nature **597**, 650 (2021), URL `https://www.nature.com/articles/s41586-021-03874-9`.

[16] X. Huang, T. Wang, S. Miao, C. Wang, Z. Li, Z. Lian, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. Okamoto, D. Xiao, et al., Nature Physics **17**, 715 (2021), URL `https://www.nature.com/articles/s41567-021-01171-w`.

[17] B. Padhi, R. Chitra, and P. W. Phillips, Physical Review B **103**, 125146 (2021).

[18] M. Matty and E.-A. Kim, Nature Communications **13**, 7098 (2022).

[19] T. Li, S. Jiang, B. Shen, Y. Zhang, L. Li, Z. Tao, T. Devakul, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. Fu, et al., Nature **600**, 641 (2021), URL `https://www.nature.com/articles/s41586-021-04171-1`.

[20] H. Park, J. Cai, E. Anderson, Y. Zhang, J. Zhu, X. Liu,

C. Wang, W. Holtzmann, C. Hu, Z. Liu, et al., Nature **622**, 74 (2023).

[21] F. Xu, Z. Sun, T. Jia, C. Liu, C. Xu, C. Li, Y. Gu, K. Watanabe, T. Taniguchi, B. Tong, et al., Physical Review X **13**, 031037 (2023).

[22] K. Kang, B. Shen, Y. Qiu, Y. Zeng, Z. Xia, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Shan, and K. F. Mak, Nature pp. 1–5 (2024).

[23] Y. Zeng, Z. Xia, K. Kang, J. Zhu, P. Knüppel, C. Vaswani, K. Watanabe, T. Taniguchi, K. F. Mak, and J. Shan, Nature pp. 1–2 (2023).

[24] F. Xu, X. Chang, J. Xiao, Y. Zhang, F. Liu, Z. Sun, N. Mao, N. Peshcherenko, J. Li, K. Watanabe, et al., Nature Physics pp. 1–7 (2025).

[25] H. Park, J. Cai, E. Anderson, X.-W. Zhang, X. Liu, W. Holtzmann, W. Li, C. Wang, C. Hu, Y. Zhao, et al., Nature Physics pp. 1–7 (2025).

[26] J. Cai, E. Anderson, C. Wang, X. Zhang, X. Liu, W. Holtzmann, Y. Zhang, F. Fan, T. Taniguchi, K. Watanabe, et al., Nature pp. 1–3 (2023).

[27] B. A. Foutty, C. R. Kometter, T. Devakul, A. P. Reddy, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. Fu, and B. E. Feldman, Science **384**, 343 (2024).

[28] P. Knüppel, J. Zhu, Y. Xia, Z. Xia, Z. Han, Y. Zeng, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Shan, and K. F. Mak, Nature Communications **16**, 1959 (2025).

[29] T. Devakul, V. Crépel, Y. Zhang, and L. Fu, Nature communications **12**, 1 (2021), URL `https://www.nature.com/articles/s41467-021-27042-9`.

[30] H. Li, U. Kumar, K. Sun, and S.-Z. Lin, Phys. Rev. Res. **3**, L032070 (2021).

[31] Y. Guo, J. Pack, J. Swann, L. Holtzman, M. Cothrine, K. Watanabe, T. Taniguchi, D. G. Mandrus, K. Barmak, J. Hone, et al., Nature **637**, 839 (2025).

[32] Y. Xia, Z. Han, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Shan, and K. F. Mak, Nature **637**, 833 (2025).

[33] W. Kohn and J. M. Luttinger, Phys. Rev. Lett. **15**, 524 (1965).

[34] T. Cea and F. Guinea, Proceedings of the National Academy of Sciences **118**, e2107874118 (2021).

[35] C. Schrade and L. Fu, Physical Review B **110**, 035143 (2024).

[36] J. Zhu, Y.-Z. Chou, M. Xie, and S. Das Sarma, Physical Review B **111**, L060501 (2025).

[37] W. Qin, W.-X. Qiu, and F. Wu, arXiv preprint arXiv:2409.16114 (2024).

[38] D. Guerci, D. Kaplan, J. Ingham, J. Pixley, and A. J. Millis, arXiv preprint arXiv:2408.16075 (2024).

[39] Y.-Z. Chou, J. Zhu, and S. D. Sarma, arXiv preprint arXiv:2409.06701 (2024).

[40] A. Jahin and S.-Z. Lin, arXiv preprint arXiv:2411.09664 (2024).

[41] G. Shavit and J. Alicea, arXiv preprint arXiv:2411.05071 (2024).

[42] M. Geier, M. Davydova, and L. Fu, arXiv preprint arXiv:2409.13829 (2024).

[43] T. Han, Z. Lu, Z. Hadjri, L. Shi, Z. Wu, W. Xu, Y. Yao, A. A. Cotten, O. S. Sedeh, H. Weldeyesus, et al., arXiv preprint arXiv:2408.15233 (2024).

[44] F. Wu, T. Lovorn, E. Tutuc, I. Martin, and A. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **122**, 086402 (2019), URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.086402`.

[45] C. Xu, J. Li, Y. Xu, Z. Bi, and Y. Zhang, Proceedings of the National Academy of Sciences **121**, e2316749121 (2024).

[46] N. Mao, C. Xu, J. Li, T. Bao, P. Liu, Y. Xu, C. Felser, L. Fu, and Y. Zhang, Communications Physics **7**, 1 (2024), ISSN 2399-3650.

[47] Y. Jia, J. Yu, J. Liu, J. Herzog-Arbeitman, Z. Qi, H. Pi, N. Regnault, H. Weng, B. A. Bernevig, and Q. Wu, Physical Review. B **109** (2024).

[48] X.-W. Zhang, C. Wang, X. Liu, Y. Fan, T. Cao, and D. Xiao, Nature Communications **15**, 4223 (2024).

[49] M. Gell-Mann and K. A. Brueckner, Phys. Rev. **106**, 364 (1957).

[50] D. Bohm, K. Huang, and D. Pines, Phys. Rev. **107**, 71 (1957).

[51] H. Li, Y. Su, Y. B. Kim, H.-Y. Kee, K. Sun, and S.-Z. Lin, Phys. Rev. B **109**, 245131 (2024), URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.109.245131`.

[52] N. Morales-Durán, N. Wei, J. Shi, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **132**, 096602 (2024), URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.132.096602`.

[53] A. P. Reddy, N. Paul, A. Abouelkomsan, and L. Fu, Physical review letters **133 16**, 166503 (2024), URL `https://api.semanticscholar.org/CorpusID:268201790`.

[54] C. Xu, N. Mao, T. Zeng, and Y. Zhang, Physical Review Letters **134**, 066601 (2025).

[55] C. E. Ahn, W. Lee, K. Yananose, Y. Kim, and G. Y. Cho, Physical Review B (2024), URL `https://api.semanticscholar.org/CorpusID:268732813`.

[56] C. Wang, X.-W. Zhang, X. Liu, J. Wang, T. Cao, and D. Xiao, Physical Review Letters **134**, 076503 (2025).

[57] C. Kallin and J. Berlinsky, Reports on Progress in Physics **79**, 054502 (2016).

[58] D. A. Ivanov, Physical review letters **86**, 268 (2001).

[59] J. W. Venderbos, V. Kozii, and L. Fu, Physical Review B **94**, 180504 (2016).

[60] Z. Lu, T. Han, Y. Yao, A. P. Reddy, J. Yang, J. Seo, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. Fu, and L. Ju, Nature **626**, 759 (2024).

[61] J. Alicea and P. Fendley, Annual Review of Condensed Matter Physics **7**, 119 – 139 (2016), URL https://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-conmatphys-031115-011336.

[62] H. Liu, R. Perea-Causin, and E. J. Bergholtz, Nature Communications **16**, 1770 (2025), URL https://doi.org/10.1038/s41467-025-57035-x.