

光诱导表面奇宇称交错磁与反常霍尔效应

王丁辉^{1)2)†}

1) (中国矿业大学材料与物理学院, 徐州 221116)

2) (江苏省物理科学研究中心, 南京 210093)

(收到)

交错磁兼具反铁磁的零净磁矩与铁磁的动量空间自旋劈裂, 但三维体态中的自旋劈裂受晶格对称性严格锁定, 亟需动态调控手段. 本工作提出基于 Floquet 工程的表面奇宇称交错磁机制: 圆偏振光在材料内部随深度衰减, 因而可选择性破坏近表面层的时间反演对称性; 体态仍受对称性保护保持简并, 表面区域则出现自旋劈裂. 本文分析了光致表面自旋劈裂的对称性条件, 对共线自旋空间群沿特定解理面的表面残留对称性进行了分类. 在此基础上, 利用半无限大紧束缚模型与表面推迟格林函数方法, 计算了层分辨的自旋劈裂与拓扑输运性质, 从微观模型上证实光驱动下表面可产生 f 波自旋劈裂, 并在特定带隙内实现表面层主导的量子反常霍尔效应. 结果表明, 表面交错磁与拓扑相变可通过光场动态调控, 这为设计基于三维材料表面的反铁磁自旋电子器件提供了新思路.

关键词: 交错磁, 圆偏振光, Floquet 理论, 表面磁性

DOI: 10.7498/aps.75.20260437

CSTR: 32037.14.aps.75.20260437

1 引言

共线反铁磁体因其无杂散磁场和超快自旋动力学特性, 有望用于下一代自旋电子器件^[1-3]. 近年来发现的交错磁体兼具反铁磁的零净磁矩和铁磁的动量空间自旋劈裂, 在低功耗、高密度信息存储与处理方面具有潜力^[4-6]. 基于自旋空间群的分类^[7-9], 目前已确立庞大的体态交错磁家族. 但三维体态交错磁的自旋劈裂受晶格对称性的严格约束——在单一材料中实现自旋劈裂的开关或拓扑相变, 通常依赖强磁场、应变或复杂的异质结工程, 不利于器件应用.

最近的理论研究表明, 晶体表面天然打破空间反演 (\mathcal{P}) 和面外平移 (τ_z) 对称性, 可解锁隐藏在简并反铁磁体内部的表面自旋劈裂, 即表面交错磁^[10-12]. 三维体系中表面静态自旋劈裂的研究近

期也取得了进展^[13,14]. 但这类表面对称性破缺是静态的: 解理面一旦确定, 表面能带的简并与劈裂性质便已固化, 无法动态调控.

圆偏振光驱动的 Floquet 工程以超快且非破坏性的方式打破时间反演对称性 (\mathcal{T}), 为动态调控量子物态提供了非平衡手段^[15,16]. 近期, Floquet 工程诱导二维共线奇宇称磁体的机制已有系统研究^[17,18], 本文将其拓展至三维体系, 揭示表面-体态解耦的动态调控机制. Floquet 调控在拓扑绝缘体和强自旋轨道耦合体系中同样成果丰富^[19-21]. 但目前尚不清楚, 动态的时间反演破缺与静态的空间反演破缺之间如何耦合, 以及光场如何影响共线反铁磁体系中动量依赖的自旋劈裂.

本文利用 Floquet 光场对共线反铁磁表面进行动态时间反演对称性调控, 实现体态与表面解耦的光致自旋劈裂, 如图 1 所示. 我们从三维体态到二维表面态再到 Floquet 非平衡态的降维对称性

† E-mail: wangdh@cumt.edu.cn

演化出发,表明光场可选择性地调控表面自旋劈裂.通过对全部 1421 个共线自旋空间群^[7-9]的分类,识别出满足光致奇宇称交错磁和光控表面磁性条件的候选类型.为验证该机制的可行性,构建了半无限大蜂窝格点反铁磁紧束缚模型,利用表面迭代格林函数计算了光场驱动下的局域态密度与拓扑演化,得到光致 f 波自旋劈裂与表面主导的量子反常霍尔态.对称性分析与微观晶格模型的结合表明,表面交错磁具有动态可控性,为三维材料表面的反铁磁自旋电子器件设计提供了依据.

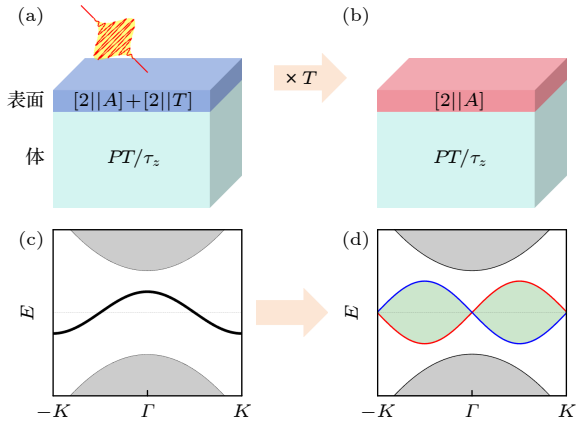


图 1 光诱导表面奇宇称自旋劈裂示意图
Fig. 1. Light induced surface odd-parity spin splitting.

2 Floquet 诱导表面自旋劈裂

基于 Floquet 理论,周期性驱动量子系统的长时演化由一个不含时的有效哈密顿量 H_F 描述.在高频近似下,即驱动频率 ω 远大于体系能带宽度, Floquet 有效哈密顿量可展开为频率倒数的幂级数^[15,16]:

$$H_F = H_0 + \frac{1}{\hbar\omega}[H_{-1}, H_1] + \mathcal{O}(\omega^{-2}), \quad (1)$$

其中 $H_{\pm 1}$ 为哈密顿量的一阶傅里叶分量. H_0 即时间平均哈密顿量,通常仅重整化能带结构;而一阶修正源于虚光子辅助的跃迁过程,正是该项打破了时间反演对称性.

考虑圆偏振光垂直入射共线反铁磁表面.光场在材料内部并非均匀分布,而是随穿透深度 d 呈指数衰减,其有效矢量势振幅可表示为 $A_{\text{eff}}(d) = A_0 e^{-d/\lambda}$,其中 λ 为光场穿透深度.光场因穿透深度有限,主要作用于近表面薄层,因此对表面与体态的对称性调控是解耦的.光场通过 Peierls 替换

与电子跃迁耦合.对于格点 i, j 间的跃迁 t_{ij} ,其一阶傅里叶分量矩阵元为

$$H_{ij}^{(\pm 1)} = t_{ij} \cdot (\mp i) \mathcal{J}_1(\chi_{ij}) e^{\mp i\theta_{ij}},$$

其中

$$\chi_{ij} = \frac{eA_{\text{eff}}(d_{ij})}{\hbar} |\mathbf{r}_{ij}|$$

为包含表面衰减效应的有效驱动参数, d_{ij} 为跃迁中点至表面的距离, θ_{ij} 为跃迁矢量 \mathbf{r}_{ij} 的面内方位角.将上述分量代入式 (1) 的一阶修正项,得到光致有效势

$$H_F^{(1)} = \frac{1}{\hbar\omega} [H_{-1}, H_1].$$

该式的物理含义在于电子在光场驱动下的二阶闭合回路跃迁.由于圆偏振光具有确定的手性,交换 $H_{\pm 1}$ 等价于改变光的旋转方向,因此 $H_F^{(1)}$ 为奇算符,从而打破了时间反演对称性 \mathcal{T} .

对于保留面内二度旋转对称性 C_{2z} 的共线反铁磁表面,平衡态能带受 $C_{2z}\mathcal{T}$ 保护而自旋简并.光场诱导的 $H_F^{(1)}$ 虽保持 C_{2z} 不变,但破缺了 \mathcal{T} ,从而移除了 Kramers 简并保护.对称性分析表明, $H_F^{(1)}$ 在动量空间中为反对称的空间分布,对应于奇宇称 (p 波或 f 波) 的交错磁^[22].这种结合了表面衰减效应与动态时间反演破缺的机制,使得仅在表面区域出现奇宇称自旋劈裂,而体态保持简并.

需要指出,上述高频展开的严格适用条件要求驱动频率 ω 远大于体系的特征能带宽度 W ,且光场强度处于微扰区间,从而避免共振跃迁和多光子过程对 Floquet 能带结构的干扰^[15].对于低能带宽约 0.5—1.5 eV 的窄带隙共线反铁磁半导体或半金属,选择光子能量 $\hbar\omega \gtrsim 1-3$ eV 的可见光至近紫外光源可较好地满足这一条件.即便在光子能量与带宽可比拟的边界区域, Floquet 调控的核心物理图像仍然定性成立,即光场对电子波函数相位的时间平均调制,以及由此诱导的有效 Berry 曲率.近期二维体系中的实验观测已为此提供了支持^[19].在本文的模型计算中,我们选取参数满足 $\hbar\omega > W$,以保证高频展开的有效性.

3 对称性分析与表面磁性分类

三维自旋空间群到二维表面自旋层群的映射是理解表面自旋简并性的基础.当考虑一个三维共

线反铁磁体时, 其磁空间群 \mathcal{G} 可以分解为几何空间群部分 \mathcal{G}_0 和自旋旋转部分 \mathcal{U} 的组合, 即 $\mathcal{G} = \mathcal{G}_0 \otimes \mathcal{U}$. 对于特定的截表面, 本文以 (001) 面为例进行分析, 需要考虑自旋空间群操作在表面上的投影. 设表面法向方向为 z 轴, 则表面残留对称性主要包括: 平行于表面的滑移操作 $\tau_{x,y}$ 、绕表面法向的旋转操作 C_{nz} 以及垂直镜面操作 \mathcal{M}_v .

我们按每个自旋空间群的体对称性及其在 (001) 面上的投影操作分类, 结果如图 2 所示. 根据表面残留对称性的不同, 静态表面呈现出两种典型类型: 其一是强制简并类型, 即表面保持时间反演对称性 \mathcal{T} , 能带保持简并; 其二是静态交错磁类型, 此时表面存在隐藏的自旋劈裂, 呈现静态的交错磁特征. 我们对全部 1421 个共线自旋空间群进行了分类. 针对 (001) 表面, 根据体态对称性保护机制和表面残留对称性的差异, 可将候选群进一步细分为以下六个子类: 类型 1.1 包含 112 个群, 其特征为体态受 \mathcal{P} 保护且表面保持简并; 类型 1.2 包含 200 个群, 体态受 τ_z 保护且表面保持简并; 类型 1.3 包含 12 个群, 体态受复合对称性保护且表面存在额外简并; 类型 2.1 包含 65 个群, 体态受 \mathcal{P} 保护但表面存在静态交错磁; 类型 2.2 包含 155 个群,

体态受 τ_z 保护但表面存在静态交错磁; 类型 3 包含 225 个群, 其特征为表面存在固有自旋劈裂即静态表面磁性, 该类型在文献 [11] 中已有研究.

在无光场的平衡态下, 表面能带的自旋简并受两个自旋群对称性的联合保护. 本文采用记号 $[g_s || g_r]$, 其中 g_s 为自旋空间操作, g_r 为实空间操作. 操作 $[2 || \mathcal{T}]$ 联系不同动量的同自旋态, 保证 $\epsilon(s, \mathbf{k}_{||}) = \epsilon(s, -\mathbf{k}_{||})$; 操作 $[2 || C_{2z}]$ 联系相反自旋的相反动量态, 保证 $\epsilon(s, \mathbf{k}_{||}) = \epsilon(-s, -\mathbf{k}_{||})$. 二者组合即等效的表面 \mathcal{PT} 对称性, 强制每个 $\mathbf{k}_{||}$ 点处自旋简并. 圆偏振光的手性打破所有包含 \mathcal{T} 的操作, 因而 $[2 || \mathcal{T}]$ 被移除, 但光场仅与电荷自由度耦合, 不直接作用于自旋, 故 $[2 || C_{2z}]$ 得以保留. 此时仅存约束 $\epsilon(s, \mathbf{k}_{||}) = \epsilon(-s, -\mathbf{k}_{||})$: 自旋可在单个 $\mathbf{k}_{||}$ 点自由劈裂, 但自旋上在 $\mathbf{k}_{||}$ 的能量与自旋下在 $-\mathbf{k}_{||}$ 的能量锁定, 形成动量空间中的反对称分布, 即奇宇称自旋劈裂. 若表面无额外旋转对称性 (类型 1.2), 劈裂呈一般 p 波形式; 若表面保留 C_3 旋转对称性 (类型 1.3), 则该反对称分布进一步受三重对称性约束, 呈现 f 波自旋劈裂特征.

综上, 类型 1.1、1.2 和 1.3 均可以通过光诱导出奇宇称交错磁, 其中表面保留 C_{3z} 或 C_{6z} 旋转对

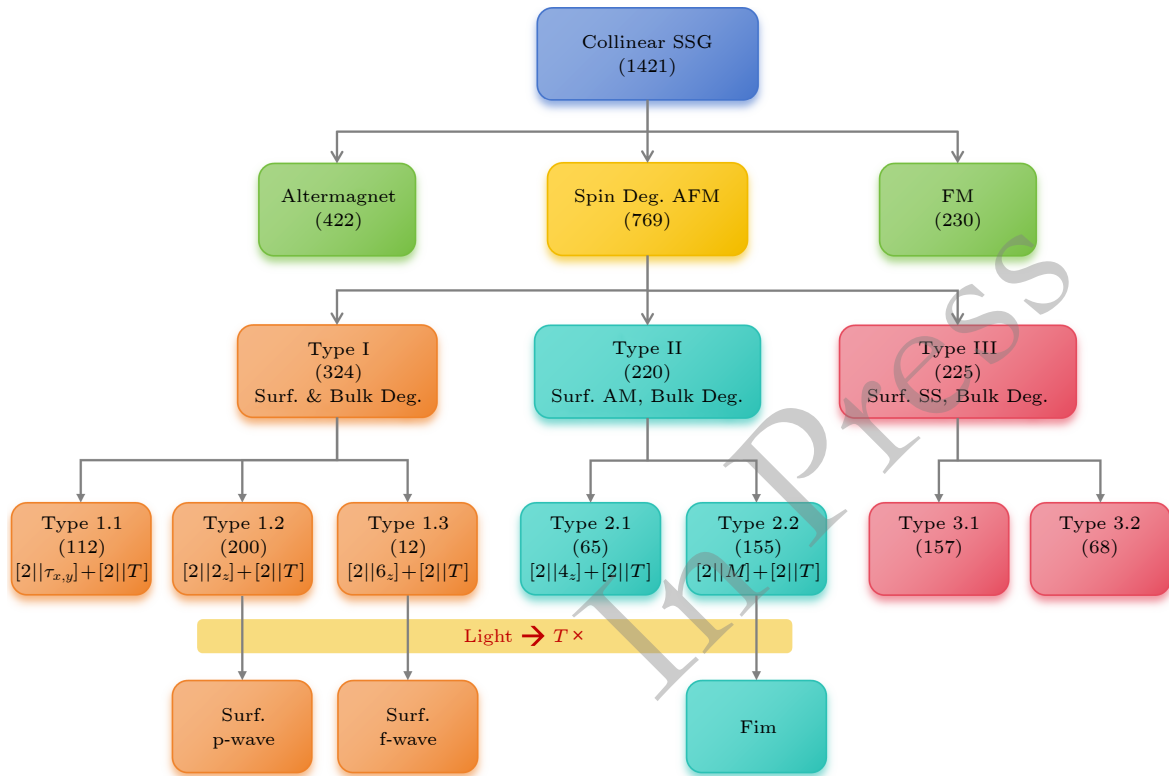


图 2 解理面为 [001] 的自旋空间群分类结果

Fig. 2. Results of spin space group classification for [001] surface.

称性的子类呈现 f 波特征, 无额外面内旋转对称性的子类呈现 p 波特征. 这些体系在无光场驱动时, 表面受特定残留对称性保护而保持自旋简并; 当圆偏振光打破表面的 \mathcal{T} 后, 简并限制被解除, 表面动态诱导出自旋劈裂. 结合上一节对 $H_F^{(1)}$ 的空间性质分析, 光诱导的自旋劈裂在动量空间中呈反对称分布, 对应奇宇称的 p 波或 f 波交错磁.

光诱导表面奇宇称交错磁效应可在属于类型 1.2(p 波) 或类型 1.3(f 波) 自旋空间群的共线反铁磁晶体中验证. 我们通过对 MAGNDATA 数据库中 2065 个已知磁性材料的自旋空间群进行分析^[23], 发现其中 81 种属于类型 1.2, 代表性材料有 GdIn_3 , 在 MAGNDATA 数据库的 ID 为 1.419; 1 种属于类型 1.3, 即 $\text{U}_{14}\text{Au}_{51}$, ID 为 0.282, f -wave 因要求表面保留 C_3 或 C_6 旋转对称性而较为罕见.

4 紧束缚模型分析

为准确描述光驱动下三维共线反铁磁体的表面自旋劈裂, 并避免有限厚度 Slab 模型的背表面伪影, 我们采用半无限大体系的微观紧束缚模型, 通过迭代格林函数方法求解. 该方法将受光场驱动的有源表面区与保持 \mathcal{PT} 对称的半无限大体态衬底有效耦合, 给出光调控下体表解耦的表面奇宇称交错磁机制.

考虑由蜂窝状晶格组成的二维共线反铁磁层, 其在基底 $\Psi_{\mathbf{k}_{\parallel}} = (c_{A\uparrow}, c_{A\downarrow}, c_{B\uparrow}, c_{B\downarrow})^T$ 下的静态哈密顿量为

$$H_0(\mathbf{k}_{\parallel}) = \text{Re}[t(\mathbf{k}_{\parallel})](\tau_x \otimes \sigma_0) - \text{Im}[t(\mathbf{k}_{\parallel})](\tau_y \otimes \sigma_0) + M_0(\tau_z \otimes \sigma_z).$$

该未微扰体系满足 \mathcal{PT} 对称性, 能带保持完全的自旋简并. 当施加垂直入射的圆偏振光时, 时间反演对称性 \mathcal{T} 被打破. 在高频 Floquet 近似下, 光场等效于诱导出次近邻跃迁

$$H_F^{(1)}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \Lambda_F(\mathbf{k}_{\parallel})(\tau_z \otimes \sigma_0).$$

为描述三维半无限大体系, 我们将二维层沿 z 方向进行堆叠 (层间跃迁记为 t_{\perp}). 由于光场在材料内部存在趋肤效应, Floquet 等效场强度随层深 l 呈指数衰减:

$$\Lambda_l(\mathbf{k}_{\parallel}) = \lambda_0 e^{-(l-1)d/\xi}.$$

据此, 整个体系被自然地划分为两个区域: 受光场显著调制的有源表面区以及光场衰减为零的半无

限大平移不变衬底.

为了求解该体系, 我们采用基于 Dyson 方程的表面推迟格林函数方法. 利用 Sancho-Rubio 迭代法求出平移不变衬底的表面格林函数后, 将其作为边界自能项 $\Sigma_{\text{bulk}}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega)$ 引入有源区, 即可得到包含 $z \rightarrow \infty$ 无穷多层信息的真实表面推迟格林函数:

$$G^{\text{R}}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = [(\omega + i\eta)\mathbb{I}_{4M} - H_{\text{surf}}(\mathbf{k}_{\parallel}) - \Sigma_{\text{bulk}}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega)]^{-1}.$$

提取 G^{R} 对角线上对应第 l 层的分块, 便能计算层与自旋分辨的局域态密度 (LDOS):

$$A_{l,\sigma}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im Tr} [G_{l,\sigma}^{\text{R}}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega)].$$

基于上述局域态密度, 我们计算了体系的能带结构与自旋响应, 结果如图 3 所示. 无光场驱动时, 由于表面反铁磁序以及 $[2\parallel 2_z]$ 与 $[2\parallel \mathcal{T}]$ 对称性的存在, 体态与表面态能带均受对称性保护而强制自旋简并 (图 3(b) 灰色能带). 引入 Floquet 驱动后, 表面几层的 $[2\parallel \mathcal{T}]$ 对称性被打破, 诱导出自旋劈裂 (图 3(c)). 劈裂程度与光场衰减规律 Λ_l 一致: 距离表面越远, 有效光驱动越弱, 自旋劈裂随之急剧减小 (图 3(d)). 体系保留 $[2\parallel 6_z]$ 对称性, 长波极限下的结构因子具有 f 波交错磁特征, 在费米面上直接呈现 C_{3z} 旋转对称性的自旋劈裂.

进而结合 Kubo-Streda 公式, 计算了该半无限大体系在 Floquet 驱动下的反常霍尔电导率, 如图 3(f) 所示. 为分离体态与表面贡献, 我们对比了有限厚度层状结构与半无限大体系 (黑色虚线为整体 AHC, 红色实线为表面层贡献). 结果表明, 在微扰驱动区间, 反常霍尔响应由最表面的几层主导. 空间层分辨计算 (图 3(f) 右侧) 进一步证实, 最表面一层的贡献占主导, 且在体能隙内实现了陈数 $C = -2$ 的量子反常霍尔态. 由于深层体态依旧受 \mathcal{PT} 保护, 该拓扑响应是二维表面效应. 若继续增强光场强度, 虽能诱导次表面或更深层发生能带反转, 但深层态不可避免地连续体能带发生杂化耦合, 导致带隙减小, 反常霍尔电导率也不再保持严格的量子化整数值.

5 总结与讨论

本工作从自旋空间群对称性出发, 研究了圆偏振光动态调控表面交错磁与拓扑响应的物理机制. 提出了体表解耦的 Floquet 诱导自旋劈裂机制; 分

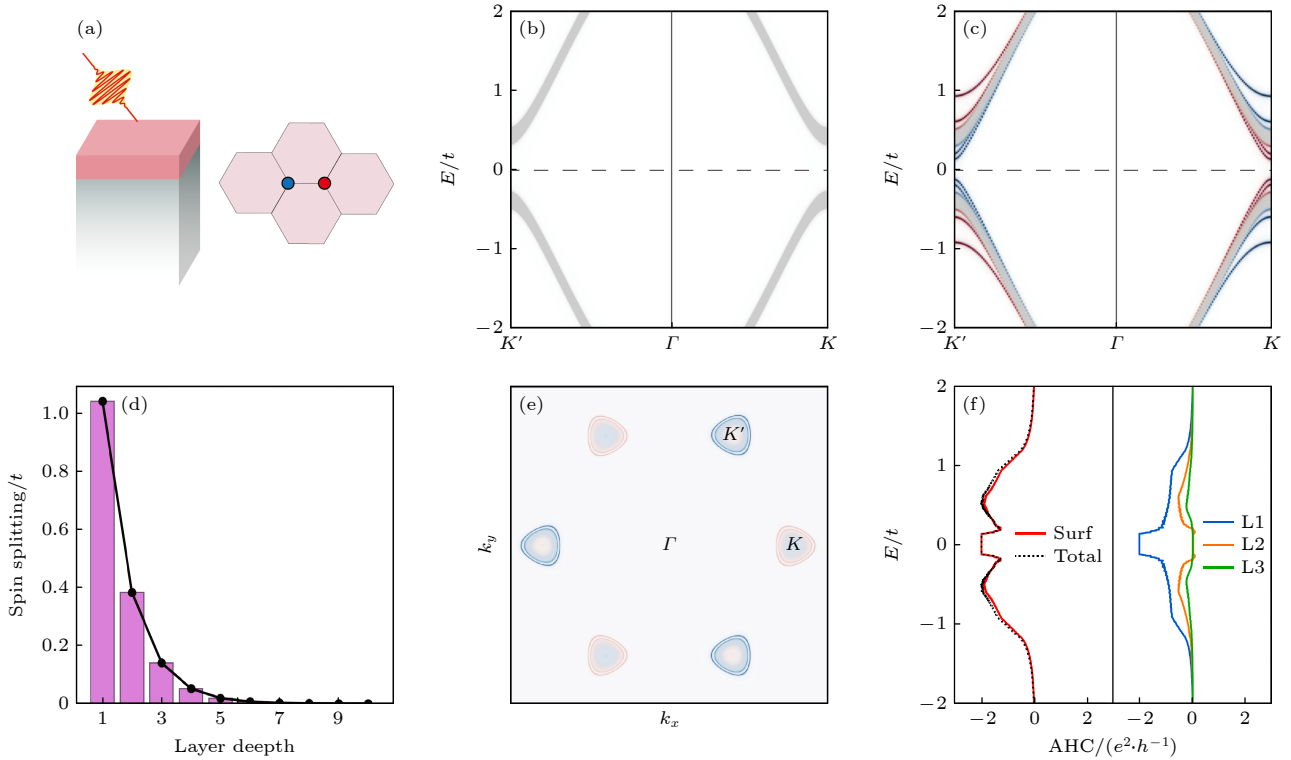


图3 紧束缚模型计算结果 (a) 蜂窝结构表面, 左边为半无限大体系, 右边为蜂窝状表面的表面示意图, 蓝色/红色圆分别对应自旋上/下的AB原子. (b)(c) 无/有 floquet 调控的能带, 灰色为体能带, 蓝色红色对应自旋上下的极化. (d) 每层的自旋劈裂随着层深度增加减小. (e) f波自旋分辨费米面. (f) 反常霍尔电导率 AHC, 左图为表面和整体的 AHC, 右图为表面三层的贡献

Fig. 3. Results of tight-binding model calculations. (a) Honeycomb structure surface: left panel shows the semi-infinite system, right panel shows a schematic of the honeycomb surface, with blue/red circles representing spin-up/spin-down A/B atoms, respectively. (b)(c) Band structures without/with Floquet engineering, gray curves denote bulk bands, blue and red correspond to spin-up and spin-down polarization. (d) Spin splitting per layer decreases with increasing layer depth. (e) f-wave spin-resolved Fermi surface. (f) Anomalous Hall conductivity (AHC): left panel shows the surface and total AHC, right panel shows the contribution from the top three surface layers.

析了 Floquet 表面磁性的对称性, 并通过全部 1421 个共线自旋空间群的分类给出了该机制的适用条件; 利用半无限大紧束缚模型和迭代格林函数方法, 计算了光致表面奇宇称自旋劈裂和带隙内由表面主导的量子反常霍尔效应. 本工作将群论分类与表面 Floquet 工程调控联系起来, 为表面反铁磁自旋电子学与拓扑相变探索提供了理论框架.

本工作在江苏省物理科学研究中心开放课题 The Natural Science Foundation of Jiangsu Province (No. BK20233001) 支持下开展. 感谢中国石油大学朱同帅在 Floquet 理论方面的讨论与帮助.

参考文献

[1] Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 031042
 [2] Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 040501

[3] Jungwirth T, Sinova J, Wadley P, Krieger D, Reichlova H, Krizek F, Ohno H, Šmejkal L 2025 *arXiv: 2508.09748*
 [4] Bai L, Feng W X, Liu S Y, Šmejkal L, Mokrousov Y, Yao Y G 2024 *Adv. Funct. Mater.* **34** 2409327
 [5] Krempasky J, Šmejkal L, D'Souza S W, Hajlaoui M, Springholz G, Uhlířová K, Alarab F, Constantinou P C, Strocov V, Usanov D, et al 2024 *Nature* **626** 517
 [6] Lee S, Lee S, Jung S, Jung J, Kim D, Lee Y, Seok B, Kim J, Park B G, Šmejkal L, et al 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 036702
 [7] Chen X, Reynolds J, Yu Y, Zhang A, Liu P, Li J, Liu Y, Li C, Liu Q 2024 *Phys. Rev. X* **14** 031038
 [8] Jiang Y, Song Z, Zhu T, Fang Z, Weng H, Liu Z X, Yang J, Fang C 2024 *Phys. Rev. X* **14** 031039
 [9] Xiao Z, Zhao J, Li Y, Shindou R, Song Z D 2024 *Phys. Rev. X* **14** 031037
 [10] Yuan L D, Wang Z, Luo J W, Rashba E I, Zunger A 2020 *Phys. Rev. B* **102** 014422
 [11] Yuan L D, Zhang X, Acosta C M, Zunger A 2023 *Nat. Commun.* **14** 5301
 [12] Guo Y, Liu H, Janson O, Fulga I C, van den Brink J, Facio J I 2023 *Mater. Today Phys.* **32** 100991
 [13] Lange C, Jaeschke-Ubiergo R, Chakraborty A, Verbeek X H, Šmejkal L, Sinova J, Mook A 2026 *arXiv: 2602.08773*
 [14] Leeb V, d'Ornellas P, de Juan F, Grushin A G 2026 *arXiv: 2602.10108*

- [15] Eckardt A, Anisimovas E 2015 *New J. Phys.* **17** 093039
 [16] Eckardt A 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 016001
 [17] Huang S, Qin Z, Zhan F, Xu D H, Ma D S, Wang R 2026 *Phys. Rev. Lett.* **136** 126703
 [18] Zhu T, Zhou D, Wang H, Wei S H, Ruan J 2026 *Phys. Rev. Lett.* **136** 126704
 [19] McIver J W, Schulte B, Stein F U, Matsuyama T, Jotzu G, Meier G, Cavalleri A 2020 *Nat. Phys.* **16** 38
 [20] Zhan F, Zeng J, Chen Z, Jin X, Fan J, Chen T, Wang R 2023 *Nano Lett.* **23** 2166
 [21] Zou X, Feng X, Dai Y, Huang B, Niu C 2025 *ACS Nano* **19** 35575
 [22] Huang S, Li H, Gao Z, Liu J, Liu C 2025 *arXiv: 2507.20705*
 [23] Gallego S V, Perez-Mato J M, Elcoro L, Tasci E, de la Flor G, Aroyo M I 2016 *J. Appl. Crystallogr.* **49** 1750

Floquet Engineering of Odd-Parity Surface Altermagnetism and Anomalous Hall Effect*

WANG Dinghui^{1)2)†}

1) (*School of Materials Science and Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China*)

2) (*Jiangsu Physical Science Research Center, Nanjing 210093, China*)

(Received)

Abstract

Antiferromagnetic spintronics offers ultrafast dynamics and immunity to stray fields. The recent emergence of altermagnetism, which features zero net magnetic moment combined with momentum-dependent spin splitting, enables low-power and high-density information processing. However, manipulating this spin splitting in three-dimensional bulk materials is restricted by rigid lattice symmetries. While crystal surfaces naturally break spatial inversion and out-of-plane translation symmetries, potentially unlocking hidden surface spin splittings, such symmetry breaking is inherently static once the cleavage plane is determined.

We propose a theoretical mechanism for a bulk-surface decoupled Floquet magnetic phase transition. Circularly polarized light (CPL) incident on a collinear antiferromagnetic surface has a finite penetration depth, which selectively breaks time-reversal symmetry within the top surface layers while leaving the deep bulk intact. We establish a symmetry framework for this Floquet-engineered surface magnetism. By classifying all 1, 421 collinear spin space groups projected onto the [001] surface, we identify symmetry classes where the surface transitions from a symmetry-protected spin-degenerate state to a dynamically induced odd-parity (p -wave or f -wave) altermagnetic state under CPL illumination.

To verify this mechanism without the artifacts of finite-thickness slab models, we construct a microscopic semi-infinite tight-binding model on a honeycomb lattice and compute the local density of states and topological evolution using surface iterative Green's function methods. The layer-resolved results show that the Floquet drive induces f -wave spin splitting at the surface, with the splitting magnitude decaying exponentially with depth, mirroring the light attenuation. Evaluations of the anomalous Hall conductivity reveal that, under weak driving, the topological response is dominated by the top surface layers. Within the bulk bandgap, the system realizes a surface-dominated quantum anomalous Hall state with Chern number $C = -2$, while the deep bulk states remain topologically trivial and \mathcal{PT} -protected.

This work bridges group-theoretical symmetry classification with microscopic nonequilibrium lattice models, providing a theoretical foundation for exploring dynamic surface altermagnetism, layer-resolved topological phase transitions, and the design of controllable antiferromagnetic spintronic devices at the two-dimensional limit.

Keywords: Altermagnetism, Circularly polarized light, Floquet theory, Surface magnetism

DOI: [10.7498/aps.75.20260437](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260437)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260437](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260437)

* Natural Science Foundation of Jiangsu Province (No. BK20233001).

† E-mail: wangdh@cumt.edu.cn