

拓扑自旋太赫兹纹理的磁光控制*

陈炯熙 张会云[†] 于继宇 张玉萍[‡]

(山东科技大学电子与信息工程学院, 青岛市太赫兹科学技术与应用重点实验室, 青岛 266590)

(2025 年 12 月 5 日收到; 2026 年 4 月 13 日收到修改稿)

拓扑自旋结构, 作为具有非平凡拓扑特性的光场偏振结构, 在光学和凝聚态物理领域具有重要的研究价值. 然而, 现有的实现方法主要局限于实空间操作, 而基于动量空间连续态束缚态的 Meron 结构仍然面临诸多挑战. 本文提出了一种利用铋化锑磁光超表面控制太赫兹波段拓扑自旋结构的方案. 在无外部磁场的情况下, 可以在两个横电波段分别实现 Meron 和反 Meron 构型. 当沿 z 方向有磁场时, 波段发生蓝移, 远场偏振由线偏振转变为椭圆偏振, 展现出手性透射特性. 这使得在宽频率范围内对 Meron 构型进行精确的动态抑制和反转控制成为可能. 此外, 通过引入倾斜磁场来破坏超表面结构的平面对称性, 实现了对庞加莱球上远场偏振的全面覆盖. 这项研究为太赫兹波段拓扑光场的非易失性控制提供了新的思路, 并拓宽了拓扑光子器件的应用潜力.

关键词: 太赫兹拓扑光子学, 磁光超表面, Meron, 手性庞加莱球覆盖

DOI: 10.7498/aps.75.20251671

CSTR: 32037.14.aps.75.20251671

1 引言

拓扑自旋纹理是一种具有非平凡拓扑荷的偏振态分布结构, 其特性可由斯托克斯参量表征. 这类结构最初源于粒子物理与凝聚态物理的理论研究, 近年来被引入光学领域, 在光学存储和高速通信等方面展现出广泛应用潜力^[1,2]. 特别是 Meron 型拓扑自旋纹理, 作为场矢量绕中心发生整周翻转的 Skyrmion 半子^[3-6], 已在多种光学平台中成功实现^[7-13]. 然而, 这些传统方案大多局限于光学频段的实空间操控, 对动量空间中自旋纹理的研究仍较为有限. 动量空间中的自旋纹理因其稳定的拓扑性质及其与动量空间拓扑之间的深层关联, 正逐渐成为研究热点. 已有研究表明, 利用连续域束缚态 (BIC) 可在动量空间 Γ 点处构建 Meron 型自旋纹理^[14-17]. 该方法结构简单, 无需复杂的光路校准, 具备显著优势. 然而, 该方案也存在明显局限性: 其

有效频率范围较窄, 通常仅限于 BIC 相关能带对应的频点^[18-20]; 并且, 其构型与反转程度的调控灵活性较低, 针对 Γ 点处反型 Meron 构型的形成机制仍缺乏系统性研究, 难以实现多样化结构^[21], 这一现状限制了该技术在应用层面的进一步发展. 太赫兹 (THz) 波段位于微波与红外之间的过渡频段, 为拓扑自旋纹理的研究提供了新的物理平台^[22-28], 并受到日益广泛的关注. 然而, 目前关于 THz 波段中 Meron 自旋纹理的研究仍较为有限. 值得注意的是, THz 频段的 Meron 拓扑结构能够显著提升 THz 波的定向发射效率与传输鲁棒性, 这一特性为发展低损耗、高容错的 THz 拓扑光子器件奠定了重要物理基础.

铋化锑 (InSb) 是一种具有优异磁光响应的半导体材料, 因其较小的载流子有效质量和较高的电子迁移率, 在太赫兹频段展现出显著的旋电特性^[29]. 与常规介质相比, InSb 在外加磁场作用下可实现非接触、动态的电磁响应调控^[30-32], 这为

* 国家自然科学基金 (批准号: 62375158, 62305196) 和青岛市自然科学基金 (批准号: 25-1-1-153-zyyd-jch) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: sdust_thz@126.com

[‡] 通信作者. E-mail: sdust_thz@163.com

BIC 及其关联拓扑光场的灵活操控提供了有效途径 [33–38]. 基于这一特性, InSb 不仅拓宽了 THz 波段拓扑光子结构的实现方式, 还为探索如 Meron 自旋纹理等复杂拓扑现象开辟了新的实验平台.

本文提出一种基于铽化钢的磁光超表面结构, 用于在动量空间中实现 Meron 型拓扑自旋纹理的动态可控. 在无外磁场条件下, 不同能带分别对应 Meron 与反型 Meron 构型. 施加沿 z 方向的磁场时, 系统在更宽频带内生成 Meron 结构; 磁场诱导的手性响应可选择性抑制特定手性的 Meron; Meron 在动量空间的覆盖面积随磁场强度连续变化, 拓扑分布范围可控. 在同一频率下, 调节磁场强度即可同时产生对应于 2 种 Meron 构型的 4 种拓扑态. 改变磁场与 z 轴夹角, 本征远场偏振态在庞加莱球上实现全覆盖演化. 该磁光调控机制为手性光源与拓扑波导等拓扑光子器件的设计与实现提供可行途径.

2 理论分析与结构设计

2.1 理论分析

沿 z 方向施加外部磁场时, InSb 的相对介电常数变为旋电张量 [29]. 其磁光效应可通过介电常数张量来表征. 当磁场与 z 轴存在夹角 φ , 并投影到 x - y 平面且与 x 轴形成夹角 γ 时, 磁化矢量的 3 个正交分量可表示为: $M_x = M \sin \varphi \cos \gamma$, $M_y = M \sin \varphi \sin \gamma$, $M_z = M \cos \varphi$. InSb 的介电张量可表示为

$$\epsilon_r = \begin{bmatrix} \epsilon_d & -i\epsilon_t \cos \varphi & i\epsilon_t \sin \varphi \sin \gamma \\ i\epsilon_t \cos \varphi & \epsilon_d & -i\epsilon_t \sin \varphi \cos \gamma \\ -i\epsilon_t \sin \varphi \sin \gamma & i\epsilon_t \sin \varphi \cos \gamma & \epsilon_z \end{bmatrix}. \quad (1)$$

InSb 材料的介电张量元素 ϵ_z , ϵ_d 和 ϵ_t 受温度和磁场强度的影响. 材料温度通过等离子体频率 $\omega_p = \sqrt{ne^2/(\epsilon_0 \epsilon_\infty m^*)}$ 和阻尼因子 $\gamma = e/(\mu m^*)$ 来影响这些参数. 其中 $m^* = 0.015m_0$ 表示 InSb 中电子的有效质量, e 和 m_0 分别代表电子电荷和静质量, ϵ_0 为真空介电常数, n 为载流子浓度, μ 为迁移率. 温度变化通过调节 n 和 μ 值, 进而改变 ω_p 与 γ 的大小. 根据 Wang 等 [29] 的数据, 在 50 K 温度下, $\omega_p/(2\pi) = 0.3$ THz, $\gamma/(2\pi) = 3 \times 10^{10}$ Hz. 采用常规 Drude 模型 [39] 分析损耗时发现, 介电常数的虚部远小于实部, 二者相差 5 个数量级. 因此,

在理论分析中可忽略材料损耗 (即介电常数虚部) 以简化计算. 无损情况下的材料参数见文献 [40]:

$$\begin{aligned} \epsilon_d(\omega) &= \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \right), \\ \epsilon_t(\omega) &= \frac{\epsilon_\infty \omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}, \\ \epsilon_z &= \epsilon_\infty (1 - \omega_p^2/\omega^2), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\omega_c = eB_0/m^*$ 为电子回旋频率受到磁场的影响, $\epsilon_\infty = 16$ 为高频介电常数为固定值, 此前 Wang 等 [29,40] 主要将材料的温度固定, 讨论磁场对电子回旋频率的影响对材料和 Meron 自旋纹理的影响. 在施加外部磁场的情况下, InSb 介电张量中的元素会随磁场的大小和方向发生变化. 基于 (2) 式, 不同外加磁场强度下介电张量分量 ϵ_z , ϵ_d 和 ϵ_t 的频谱响应如图 1 所示.

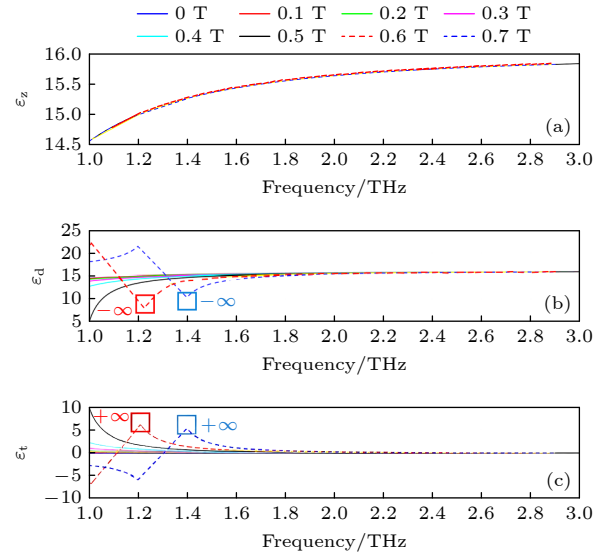


图 1 不同外加磁场强度下介电张量各分量 (ϵ_z , ϵ_d , ϵ_t) 随频率的变化关系 (a)–(c) 分别对应 ϵ_z , ϵ_d 和 ϵ_t 在不同磁场强度下的频率依赖特性

Fig. 1. Frequency dependence of the dielectric tensor components (ϵ_z , ϵ_d , ϵ_t) under various applied magnetic field strengths: (a)–(c) Illustrate the frequency dependence of ϵ_z , ϵ_d , and ϵ_t , respectively, at different magnetic field strengths.

图 1(a) 展示了 ϵ_z 对频率的依赖关系: 当 $\omega < \omega_p$ 时, ϵ_z 呈负实数, 折射率 n 成为纯虚数; 当 $\omega = \omega_p$ 时, ϵ_z 与 n 同时趋近于零. 由于本文所关注的工作频率范围 $\omega/(2\pi)$ 为 1.8–2.3 THz, 始终高于 $\omega_p/(2\pi) = 0.3$ THz, 因此 ϵ_z 在该波段内始终为正, 避免了负介电常数的出现. 图 1(b) 给出了 ϵ_d 随频

率和磁场的变化规律. 通过将工作频率 $\omega/(2\pi)$ 选在 1.8—2.3 THz 区间, 可保证 $\omega^2 - \omega_c^2 > \omega_p^2$, 进而避免 ε_d 呈现负实部或趋于零的情形. 图 1(c) 为 ε_t 随频率和磁场的变化的特性. 观察图 1(b), (c) 可见, 当外加磁场强度为 0.6 T 与 0.7 T 时, ε_d 与 ε_t 在特定频率附近出现急剧变化, 0.6 T 与 0.7 T 时的急剧变化位置分别用黄色与蓝色方框标出, 并将急剧变化时的值写在方框的一侧. 该突变源于入射波频率接近电子回旋频率 ω_c 时, 介电张量元计算表达式中分母趋近于零, 从而引发材料响应的不稳定性. 此外, 随外加磁场增强, 材料性质剧烈变化所对应的频率呈现蓝移, 这是由于电子回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ 与磁场强度 B_0 成正比. 本文选取的工作频率 $\omega/(2\pi)$ 范围为 1.8—2.3 THz, 外加磁场强度范围为 0—0.7 T. 在此参数区间内, 入射波频率 ω 始终远离电子回旋频率 ω_c , 有效规避了介电张量元的奇异行为, 保证了材料数学模型的稳定性与物理合理性.

在施加外部磁场的情况下, InSb 介电张量中的元素会随磁场的大小和方向发生变化. 这些变化将直接影响光的传播特性和超表面的表现, 进而影响 BIC 的形成. 如图 2(a) 所示, 所设计的超表面结构单元由 InSb 基底与嵌入的二氧化硅 (SiO_2) 方块组成. 具体结构为: 以厚度为 h 的 InSb 材料作为基底, 在基底上蚀刻出边长为 w 的正方形孔洞, 孔洞贯穿整个基底厚度; 孔洞内部填充 SiO_2 材料. 该超表面结构单元具有 C_{4v} 对称性, 并呈周期性排列 (图 2(b)), 周期尺寸为 a . 经过参数优化, 最终确定的几何参数为: $a = 83.4 \mu\text{m}$, $w = 55.66 \mu\text{m}$, $h = 20.75 \mu\text{m}$. 详细优化过程见 2.2 节. 本文基于 COMSOL Multiphysics 波动光学模块进行数值仿真, 结合特征频率与频率域求解器分析结构特性.

模型侧壁施加周期性边界条件, 顶部与底部设置完美匹配层以抑制反射. 通过特征频率求解获得能带结构、品质因子及电场分布, 并在结构上方截取平面计算远场斯托克斯参数以提取本征偏振态. 进一步利用频率域求解器, 在圆偏振入射条件下计算透射场的斯托克斯参数, 从而表征 Meron 模式的偏振拓扑特性 [36].

图 2(b) 展示了该超表面在圆偏振光入射条件下的工作原理示意图, 通过磁场调控可实现动量空间中手性 Meron 拓扑构型的主动编程. 其核心机制在于: Meron 与反 Meron 的构型由 BIC 能带的拓扑荷 ($q = \pm 1$) 决定, 而入射光的手性则控制其中心指向. 这是由于斯格明子数的定义 [13]:

$$N_{\text{sk}} = \frac{1}{4\pi} \iint \mathbf{S} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial k_x} \times \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial k_y} \right) dk_x dk_y = \frac{1}{2} p \cdot v. \quad (3)$$

斯格明子数同时受极性 p 和涡度 v 的影响. 极性由中心 $\mathbf{S}$ 矢量的方向决定: 向上为 +1, 向下为 -1. 涡度表征动量空间平面内的旋转方向. 当斯格明子数与极性符号一致时, 定义为 Meron; 不一致时则为反型 Meron:

$$v = \frac{1}{2\pi} \oint [\varphi_R(k_{\parallel}) - \varphi_L(k_{\parallel})] dk_{\parallel}, \quad (4)$$

其中, $\varphi_R(k_{\parallel})$ 和 $\varphi_L(k_{\parallel})$ 分别为右旋与左旋偏振分量的相位分布.

设计的 C_{4v} 对称超表面通过对称保护形成 BIC, 其本质为远场偏振涡旋. 在圆偏振光激发下, 该偏振涡旋可产生空间涡旋, 其输出表达式为 [14]

$$|E_{\text{out}}\rangle = (t_{ll}\langle L|E_{\text{in}}\rangle + t_{lr}e^{2i\theta}\langle R|E_{\text{in}}\rangle)|L\rangle + (t_{rl}e^{-2i\theta}\langle L|E_{\text{in}}\rangle + t_{rr}\langle R|E_{\text{in}}\rangle)|R\rangle, \quad (5)$$

其中, $|E_{\text{out}}\rangle$ 表示入射波, $|L\rangle$ 表示左旋圆偏振 (LCP) 态, $|R\rangle$ 表示右旋圆偏振 (RCP) 态, θ 为远场偏振

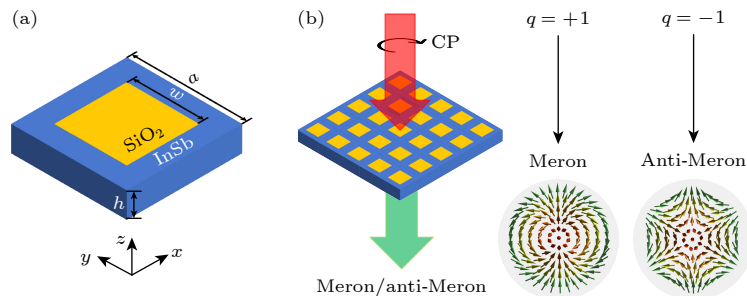


图 2 基于 InSb 的磁光超表面的结构单元和原理示意图 (a) 结构示意图, 其中 $a = 83.4 \mu\text{m}$, $w = 55.66 \mu\text{m}$, $h = 41.7 \mu\text{m}$; (b) 原理示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the structural unit and principle of the magneto-optical metasurface based on InSb: (a) Structural schematic, where $a = 83.4 \mu\text{m}$, $w = 55.66 \mu\text{m}$, $h = 41.7 \mu\text{m}$; (b) schematic diagram of the principle.

的方位角. 共偏振光的相位近似保持为 0, 而交叉偏振光则会产生 P-B 相位, 形成空间涡旋光: 当右旋光入射时, 输出左旋光并带有拓扑荷数 $-2q$; 当左旋光入射时, 输出右旋光并带有拓扑荷数 $+2q$. 将其代入 (5) 式后可得

$$v = \mp l = 2q, \quad (6)$$

其中, “+”对应 RCP 波入射, “-”对应 LCP 波入射. (3) 式和 (6) 式表明, 斯格明子数与极性的关系由产生 Meron 所需的 BIC 拓扑荷数 q 决定. 具有 C_{4v} 对称性的结构使得 Γ 点处对称保护型 BIC 的拓扑荷数取值为 $q = \pm 1$. 因此, 当 BIC 的拓扑荷数 $q = +1$ 时, 可以产生 Meron; 而当 $q = -1$ 时, 产生的是反型 Meron.

接下来讨论自旋拓拓扑纹理的产生需要精准的对偏振, 相位和振幅这三点进行控制. 圆偏振光入射为例, 斯托克斯参数、振幅之间的关系式为

$$S_3 = \frac{1 - |V|^2}{1 + |V|^2} \text{ (Left-handed incidence),}$$

$$S_3 = \frac{-1 + |V|^2}{1 + |V|^2} \text{ (Right-handed incidence),} \quad (7)$$

其中 $V = t_{\text{Cross}}/t_{\text{Co}}$, t_{Cross} 表示交叉偏振光的振幅, t_{Co} 表示共偏振光的振幅. 研究发现, 交叉偏振光形成空间涡旋时, 在 Γ 点的振幅为零, 并向周围均匀增大; 而共偏振光在 Γ 点的振幅为常数, 并向周围逐渐减小. 因此, Γ 点的 V 值为零. 当右旋圆偏振光入射时, $S_3 = +1$, 三维矢量中心指向上方; 当左旋圆偏振光入射时, $S_3 = -1$, 三维矢量中心指向下方. 这表明极性与入射光的手性相关. 要实现 Meron 构型, 需要中心指向上方或下方, 且边缘水平环绕, 同时要求边缘的 $S_3 = 0$. 此时需要满足 $|V|^2 = 1$, 即在边缘实现交叉偏振光与共偏振光的振幅相等. 这一条件可通过磁光超表面的圆二色性进行精密调控, 从而满足 Meron 构型的生成.

通过调节磁场的方向与强度, 可作用于 TE 模式, 使其发生频率偏移, 并促使远场偏振态呈现圆偏振特性, 从而对入射圆偏振光产生手性响应. 这一机制为 Meron 拓扑构型的宽频实现、同一频段内多种构型与斯格明子数的共存, 以及 Meron 产生过程与覆盖面积的手性控制提供了理论依据. 进一步地, 倾斜磁场的引入打破了结构的 C_{4v} 对称性, 使得本征远场偏振能够覆盖整个庞加莱球, 拓展了偏振调控的潜力.

2.2 结构设计

在超表面参数优化过程中, 基于前述理论模型建立了“两阶段优化流程”, 包括介电常数近似优化与完整介电张量验证. 首先考虑材料在特定频段存在不稳定性的问题, 为避免其对设计产生影响, 因此需确保工作频段避开该区域. 由于工作频率与周期 a 密切相关, 而两者关系在初始阶段难以直接确定, 因此采用参数化设计方法: 将结构几何参数表示为 a 的函数, 并通过归一化频率 a/λ 建立周期与工作频率之间的对应关系. 这样在确定周期 a 后即可获得目标工作频段. 在第 1 阶段优化中, 为简化计算, 将材料介电常数近似为常数. 根据图 1 所示材料参数, 在 1.5—2.5 THz 范围内介电常数仅由 15.4 变化至 15.8, 因此取其中值 15.7 进行建模. 取结构厚度 $h = 0.25a$, 该比例可在保证模式束缚的同时避免模场泄漏, 从而减少优化参数数量. 随后重点优化结构宽度 w 与周期 a 的比例, 通过扫描范围 $0.5a$ — $0.75a$, 寻找能够同时产生两条 BIC 能带 (拓扑荷数 $q = +1$ 和 $q = -1$) 并满足 Meron 形成条件的结构参数. 计算结果表明, 当 $w = 0.5a$ 时虽存在两条 BIC 能带 (图 3(a)), 但正交偏振分量振幅无法满足 Meron 形成所需的匹配条件 (图 3(d)). 进一步优化后发现, 当 $w = 0.66a$ 时, 两种拓扑荷对应的 BIC 模式均可实现 Meron 结构 (图 3(c), (e)), 值得注意的是图 3(d), (e) 小方框内的附图为对 S_3 参数图进行处理, 仅保留 S_3 参数在 0—1 范围内的部分, 突出反转情况. 由此确定结构比例关系为 $h = 0.25a$, $w = 0.66a$. 随后结合理论条件 $\omega/(2\pi) > 1.34$ THz, 选取工作频率约为 2 THz, 对应周期 $a = 83.4 \mu\text{m}$, 厚度 $h = 20.85 \mu\text{m}$, 宽度 $w \approx 27.8 \mu\text{m}$. 在第 2 阶段中, 将材料模型恢复为完整的频率与磁场相关介电张量进行验证. 仿真结果表明, 优化结构在无磁条件下与近似模型结果一致, 并在 2 THz 附近保持稳定响应, 验证了参数优化方案的有效性.

3 结果和讨论

3.1 无外磁场条件下 Meron 的产生与构型分析

在无外部磁场的情况下, 超表面结构产生了 4 条 TE 能带 (图 4(a)), 分别标记为 TE1, TE2, TE3 和 TE4. 由于超表面结构的 C_{4v} 对称性, TE1 和

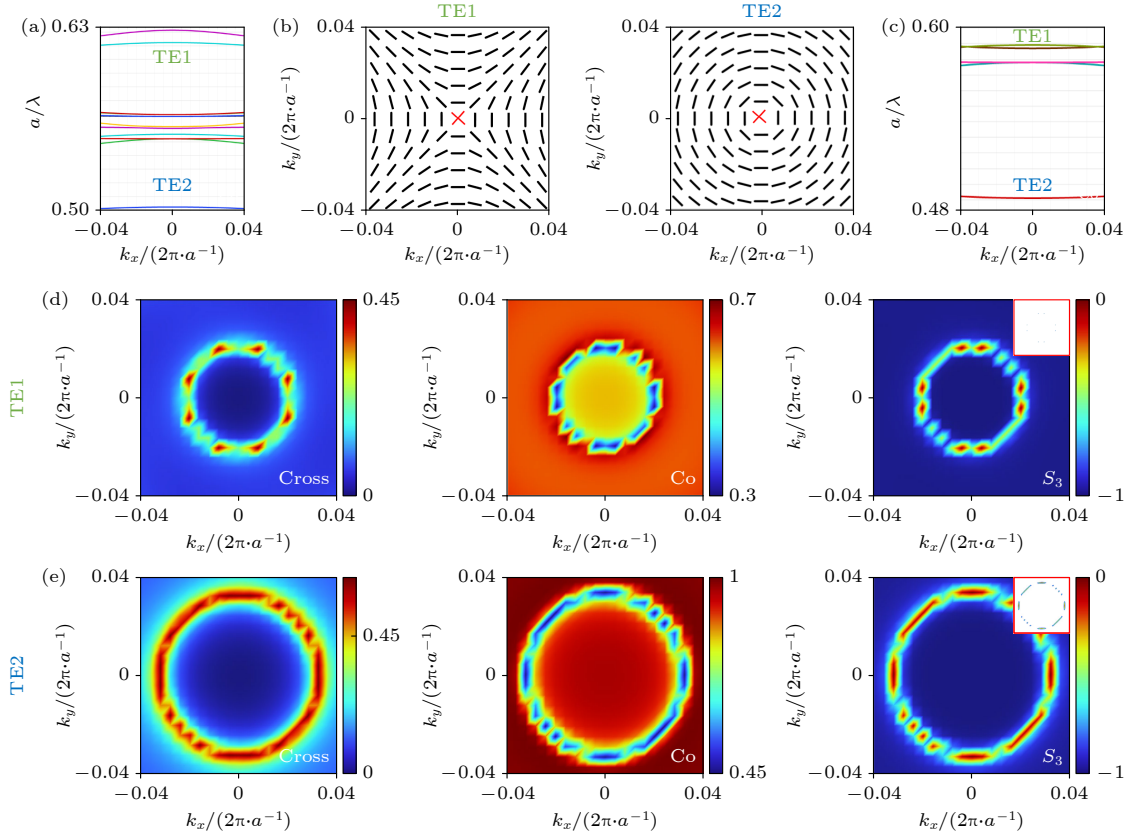
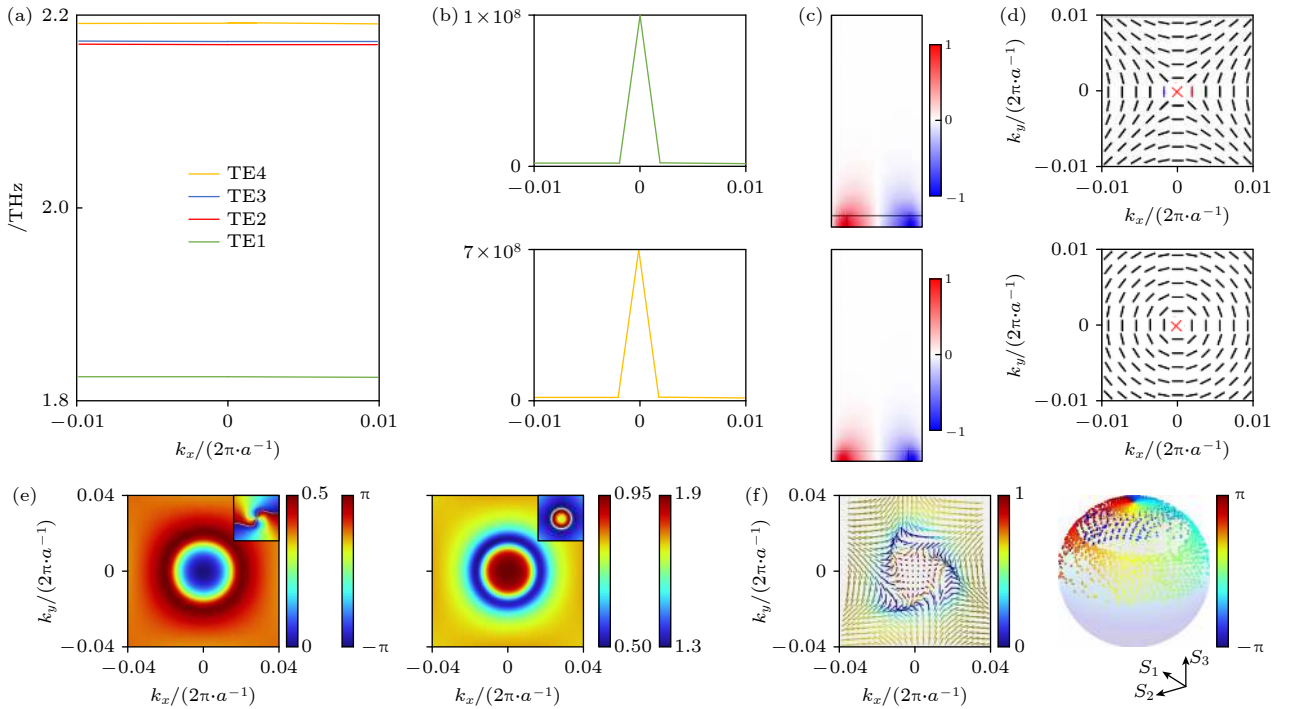


图 3 参数优化 (a) $w = 0.5a$ 时, TE 能带的色散关系; (b) $w = 0.5a$ 时, TE1 和 TE2 模式对应的远场偏振特性; (c) $w = 0.66a$ 时, TE 能带的色散关系; (d) $w = 0.5a$ 时, TE1 模式左旋入射, 透射振幅和 S_3 参数; (e) $w = 0.5a$ 时, TE2 模式左旋入射, 透射振幅和 S_3 参数

Fig. 3. Parameter optimization: (a) Dispersion relations of the TE bands when $w = 0.5a$; (b) far-field polarization characteristics corresponding to TE1 and TE2 modes when $w = 0.5a$; (c) dispersion relations of the TE bands when $w = 0.66a$; (d) transmission amplitudes and S_3 parameters for left-handed incidence on the TE1 mode when $w = 0.5a$; (e) transmission amplitudes and S_3 parameters for left-handed incidence on the TE2 mode when $w = 0.5a$.



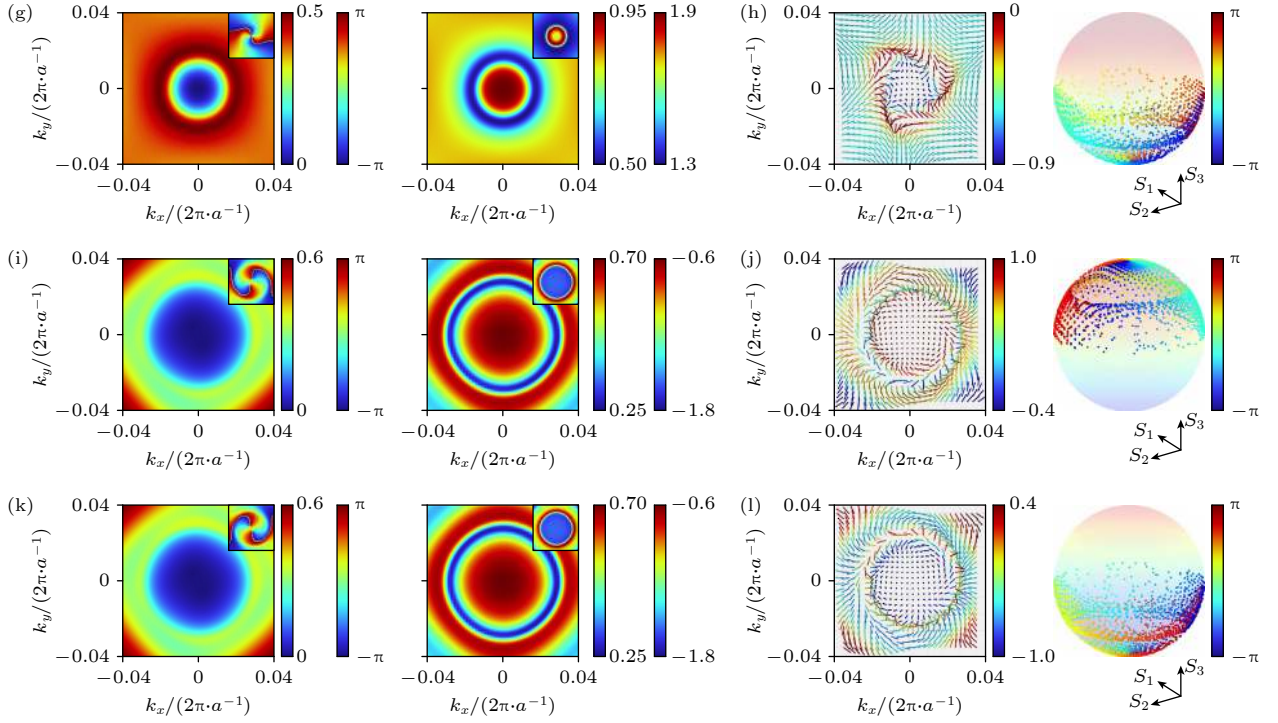


图 4 无磁场入射情况下 InSb 超表面的光学特性 (a) 4 个 TE 能带的色散关系; (b)–(d) TE1 和 TE4 模式对应的 Q 因子、电场 E_y 分布及远场偏振特性; (e), (f) TE1 模式的右旋圆偏振入射光交叉极化与同极化分量的振幅与相位, 以及对应的三维矢量图与庞加莱球映射; (g), (h) TE1 模式的左旋圆偏振入射光交叉极化与同极化分量的振幅与相位, 以及对应的三维矢量图与庞加莱球映射; (i), (j) TE4 模式的右旋圆偏振入射光交叉极化与同极化分量的振幅与相位, 以及对应的三维矢量图与庞加莱球映射; (k), (l) TE4 模式的左旋圆偏振入射光交叉极化与同极化分量的振幅与相位, 以及对应的三维矢量图与庞加莱球映射

Fig. 4. Optical characteristics of the InSb metasurface under zero magnetic field incidence: (a) Dispersion relations of the four TE energy bands; (b)–(d) Q factors, E_y electric field distributions, and far-field polarization characteristics corresponding to the TE1 and TE4 modes; (e), (f) amplitude and phase of the cross-polarized and co-polarized components under right-handed circularly polarized incidence in TE1 mode, along with the corresponding 3D vector plots and Poincaré sphere mappings; (g), (h) amplitude and phase of the cross-polarized and co-polarized components under left-handed circularly polarized incidence in TE1 mode, along with the corresponding 3D vector plots and Poincaré sphere mappings; (i), (j) amplitude and phase of the cross-polarized and co-polarized components under right-handed circularly polarized incidence in TE4 mode, along with the corresponding 3D vector plots and Poincaré sphere mappings; (k), (l) amplitude and phase of the cross-polarized and co-polarized components under left-handed circularly polarized incidence in TE4 mode, along with the corresponding 3D vector plots and Poincaré sphere mappings.

TE4 能带的共振模与远场辐射的耦合受到对称性保护, 形成对称保护型 BIC. 这些能带在 Γ 点附近具有较高的 Q 值 (图 4(b)), 其 TE 模式对应的 E_y 电场束缚如图 4(c) 所示. BIC 的本质是远场偏振奇点, 其远场偏振涡旋如图 4(d) 所示. 由于 BIC 拓扑荷数定义^[16] 为

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint_L d\mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \varphi, \quad (8)$$

其中, $\mathbf{k}$ 为动量空间波矢, $\nabla_{\mathbf{k}}$ 为梯度算符, φ 为远场偏振角, L 为环绕 BIC 的闭合路径. 该式表示沿路径 L 环绕一周时偏振矢量旋转的 2π 倍数, 对应于 BIC 的整数拓扑荷. 可以观察到, TE1 对应的 BIC 拓扑荷数 $q = -1$, 而 TE4 对应的 BIC 拓扑荷数 $q = +1$. 当圆偏振光照射到超表面时, 远场偏振

涡旋会引入 P-B 相位, 改变光的偏振态. 这表现为在交叉偏振分量中出现携带空间相位涡旋的波前, 而共偏振分量则保持均匀相位分布, 不呈现相位涡旋结构. 我们比较了同一能带频率下, 左旋圆偏振光和右旋圆偏振光透射的交叉偏振分量的振幅大小关系. TE1 能带以 1.8232 THz 的频率入射, TE4 则以 2.19 THz 的频率入射. 通过比较图 4(e), (g), 以及图 4(i), (k) 的振幅大小, 可以发现其振幅基本相同. 这表明在远场偏振态为线偏振的情况下, 透射光的状态不具有手性. 同时观察了透射光经过超表面后正交偏振分量之间的振幅和相位关系, 发现满足 Meron 产生的条件. 研究发现, 在 TE1 能带上, 当 $q = -1$ 时, 产生的二阶 Meron 构型为反型 (图 4(f)). 具体表现为: 当右旋圆偏振光入射时,

中心的斯托克斯参数 S_3 为+1, 方向向上, 边缘经历半反转, 形成水平两周环绕, 斯格明子数为-1, 实现对庞加莱球上半球的两周半覆盖; 当左旋圆偏振光入射时, Meron 同样产生, 表现为中心 S_3 为-1, 方向向下, 边缘半反转, 形成水平两周环绕, 斯格明子数为+1, 实现对庞加莱球下半球的两周半覆盖 (图 4(h)). 在 TE4 能带上, 当 $q = +1$ 时, 交叉偏振和共偏振的振幅与相位关系如图 4(i) 所示, 产生的二阶 Meron 构型为正型 (图 4(j)). 其三维矢量中心的极性与入射光波的手性一致: 右旋入射时, 中心 S_3 为+1, 方向向上; 左旋入射时, 中心 S_3 为-1, 方向向下 (图 4(k)). 此时, 斯格明子数的变化表现为: 右旋入射时为+1, 左旋入射时为-1. 上述结果表明, Meron 中心的指向 (极性) 与入射手性相关, 而构型则与能带的 BIC 拓扑荷数相关. 二阶 Meron 的产生必须满足特定的频率条件, 且只能在与 BIC 对应的能带频率下实现. 若选择其他频率, 则无法生成二阶 Meron. 例如, 当选择位于这两条能带之外的频率 (如 1.945 THz 的左旋入射 THz 波) 时, Γ 点呈现为散射模式 (图 5(a)), 远场偏振不再形成涡旋结构, 其振幅和相位也不满足 Meron 构型的条件. 因此, 可以确认在该频率下无法生成相位涡旋 (图 5(b), (c)) 和 Meron 构型

(图 5(d)—(f)).

3.2 磁场调控下 Meron 的激发频率与构型手性的选择

在施加沿 z 轴方向的磁场后, InSb 材料变为各向异性. 研究表明, 随着磁场的引入, 能带发生明显蓝移, 且蓝移程度随磁场强度的增大而逐渐增大. 这是由于随着磁场增强, InSb 的非对角项 (表示各向异性的介电常数分量 ϵ_i) 逐渐增大, 导致频率升高, 从而产生蓝移现象. 如图 6(a) 所示, TE1 和 TE4 能带随磁场增强呈现显著蓝移. 由于偏振面旋转角度与磁光超表面的磁化强度成正比, 因此随着磁场增强, 椭圆率逐渐增大. 以 TE1 能带为例, 图 6(b) 显示远场偏振逐渐从线偏振涡旋转变为椭圆偏振涡旋. 通过计算远场偏振的椭圆率, 并采用正负号表示旋向 (负号表示右旋, 红色标注; 正号表示左旋, 蓝色标注), 发现在 0.3 T 磁场下椭圆率为-0.04, 0.4 T 时为-0.12, 0.7 T 时达到-0.51. 结果表明, 通过调节磁场强度可有效控制远场偏振的椭圆率. 当远场偏振为椭圆偏振涡旋时, P-B 相位仍可产生相位涡旋. 但由于磁场作用使远场偏振呈现椭圆态, 经超表面后其传输系数表现出手性特性. 如图 6(c) 所示, 当远场偏振为右旋圆偏振时,

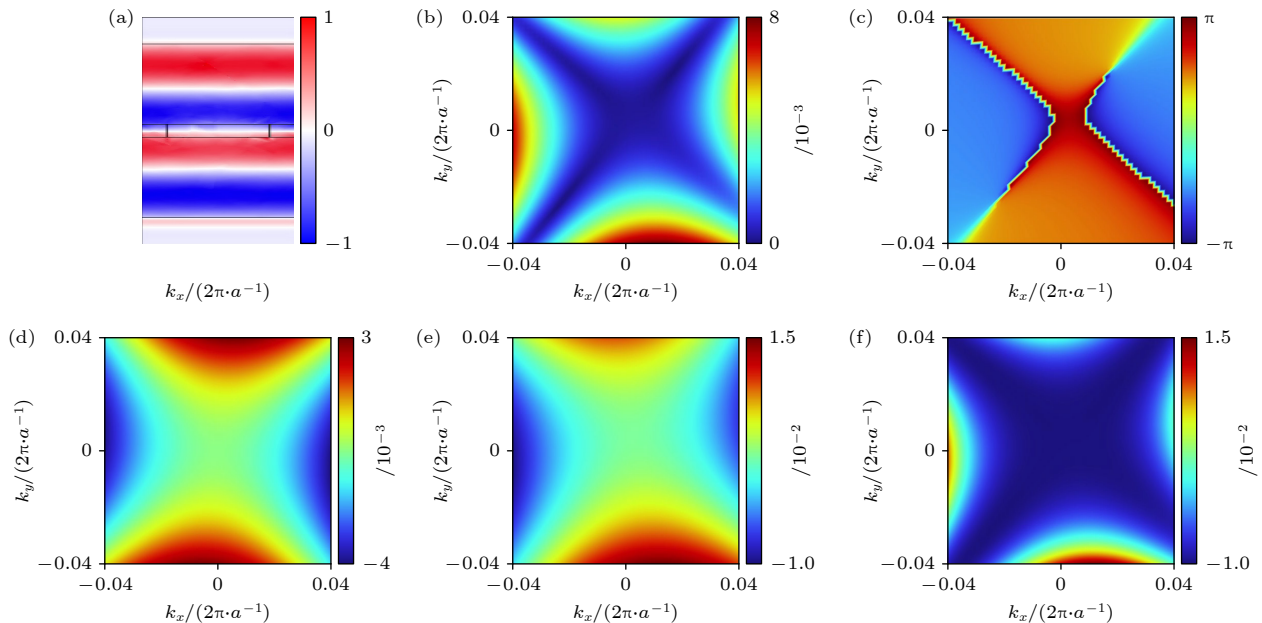


图 5 InSb 超表面在 1.945 THz 频率下对左旋圆偏振入射的光学响应 (a) 电场 E_y 分布; (b), (c) 交叉极化光的振幅和相位; (d)—(f) 透射光的斯托克斯参数 S_1 , S_2 和 S_3

Fig. 5. Optical response of the InSb metasurface to left-handed circularly polarized incidence at a frequency of 1.945 THz: (a) Distribution of the electric field E_y ; (b), (c) amplitude and phase of the cross-polarized light; (d)—(f) Stokes parameters S_1 , S_2 , and S_3 of the transmitted light.

左旋入射下共偏振光振幅显著抑制且透射率降低;而右旋入射时共偏振光振幅极高且透射率保持较高水平(图 6(f)), 呈现明显的手性传输现象. 在交叉偏振中, 左旋和右旋入射光的振幅几乎相等. 这是因为交叉偏振分量主要来源于 P-B 相位的贡献, 该相位由动量空间中偏振方向的涡旋结构产生. 这一机制具有几何性质和非耗散性, 依赖于偏振方向的空间分布, 但对材料本身的磁光响应不敏感. 因此, 即使材料变为磁光材料, 交叉偏振转换的效率(振幅)对左旋和右旋入射光的影响也较小. Meron 的生成需要满足特定的振幅比条件. 通过控制左旋和右旋光的入射条件, 可以调节透射光中共偏振分量的大小, 从而实现对二阶 Meron 生成条件的调控. 实验观察表明, 当左旋圆偏振光入射时, 图 6(c)中左右两图的振幅比符合 Meron 生成条件, 产生

了中心矢量指向下方、斯格明子数为+1 的反型 Meron(图 6(d)), 实现了对庞加莱球下半球两周的半覆盖(图 6(e)). 然而, 在右旋光入射的情况下, 由于透射光的手性传输特性, 左旋共偏振光的振幅保持较高(图 6(f) 右图), 无法与交叉偏振光的振幅达到 1:1 的比值(图 6(f)), 因此无法实现半反转. 通过分析图 6(h) 的构型可以发现, 其形状接近反型但边缘未完全反转到水平位置. 计算结果表明, 此时只能完成 32% 的半圆反转, 未能实现完整的半反转(图 6(h)).

进一步研究表明, 虽然右旋圆偏振光因振幅比不满足 Meron 的生成条件而抑制了 Meron 的产生, 无法形成半覆盖的二阶 Meron. 但随着磁场强度增大, 远场偏振的椭圆率逐渐增大, 显著增强了传播过程中的手性传输特性. 通过调节振幅比, 能够

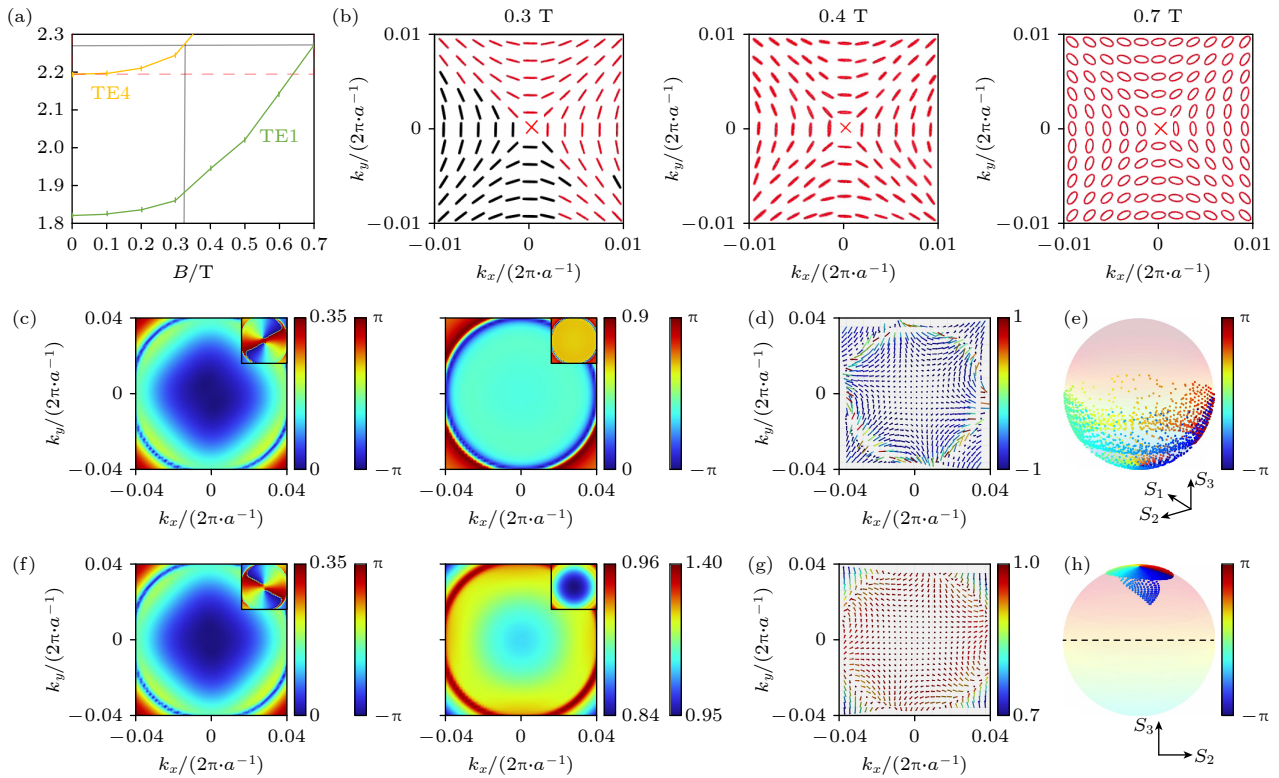


图 6 z 方向磁场作用下偏振特性的演化规律 (a) Γ 点上 TE1 和 TE4 能带随磁场强度变化的频率演化; (b) 0.3 T(左)、0.4 T(中)和 0.7 T(右) 磁场作用下 TE1 模式的远场偏振态; (c)–(e) 在 0.7 T 磁场条件下, 左旋圆偏振入射时, 交叉极化与同极化分量的振幅与相位 (c) 及对应的三维矢量图 (d), 斯托克斯参数在庞加莱球上的投影 (e); (f)–(h) 在 0.7 T 磁场条件下, 右旋圆偏振入射时, 交叉极化与同极化分量的振幅与相位 (f) 及对应的三维矢量图 (g), 斯托克斯参数在庞加莱球上的投影 (h)

Fig. 6. Evolution of polarization characteristics under a magnetic field in the z -direction: (a) Frequency evolution of the TE1 and TE4 bands at the Γ point with varying magnetic field strength; (b) far-field polarization states of the TE1 mode under magnetic fields of 0.3 T (left), 0.4 T (middle), and 0.7 T (right); (c)–(e) under a 0.7 T magnetic field, for left-handed circularly polarized incidence, amplitudes and phases of the cross-polarized and co-polarized components (c) and the corresponding three-dimensional vector diagrams (d), projection of the Stokes parameters on the Poincaré sphere (e); (f)–(h) under a 0.7 T magnetic field, for right-handed circularly polarized incidence, amplitudes and phases of the cross-polarized and co-polarized components (f) and the corresponding three-dimensional vector diagrams (g), projection of the Stokes parameters on the Poincaré sphere (h).

有效控制传播过程中交叉偏振与共偏振振幅的关系, 从而实现对庞加莱球的可控覆盖. 随着磁场增强, 在无法生成 Meron 的情况下, 庞加莱球的覆盖面积逐渐减小, 这为实现庞加莱球的精确控制提供了可能. 图 7(a) 展示了 0.3 T 磁场下 1.865 THz 左旋圆偏振光入射时的构型. 研究发现, 偏移后的 TE1 能带呈现反型结构 (图 7(a)), 其投影在庞加莱球面上 (图 7(b)) 可实现对下半球的全覆盖. 然而, 在相同频率下使用右旋圆偏振光入射时, 由于远场偏振变为椭圆偏振态并引发手性传输, 振幅关系不再满足 Meron 的生成条件, 导致三维矢量的边缘不再水平 (图 7(c)). 如图 7(d) 所示, 此时仅能覆盖 93.3% 的半球. 当沿 z 轴正方向入射的磁场增至 0.4 T 时, 远场偏振的椭圆率进一步增大, 并出现更明显的蓝移现象. 在 1.945 THz 左旋圆偏振光入射的情况下, 偏移后的 TE1 能带仍呈现反型 (图 7(e)), 并能够实现对庞加莱球下半球的全覆盖 (图 7(f)). 值得注意的是, 此前在该频率下无法产生 Meron (图 6). 然而, 由于能带的蓝移, BIC 能带已偏移至原本无法产生 BIC 的频率范围, 从而实现了 Meron 的宽频生成. 但若在相同频率下使用右旋圆偏振光入射, 透射光的振幅关系将不再满足 Meron 的生成条件. 如图 7(g) 所示, Meron 构

型无法形成, 且由于振幅差异增大, 图 7(h) 中对庞加莱球的覆盖面积进一步减小, 仅能覆盖约 79.8% 的球面. 因此, 本工作成功实现了对庞加莱球覆盖面积的可控调节.

3.3 施加外磁场条件下 Meron 的容忍度和稳定性

在讨论沿 z 方向垂直入射磁场的情况后, 进一步探讨倾斜入射磁场的情况. 研究发现, 在不同磁场条件下, 斯格明子的产生具有显著的鲁棒性, 这一特性使超表面具有更广泛的应用潜力. 考虑到实际情况, 施加磁场时难以实现完美的垂直入射. 然而, 即使存在轻微的倾斜角度, 仍能稳定地产生目标现象, 且鲁棒性较强. 在 0.7 T 的磁场下, 当与 z 轴的夹角 φ 为 5° 和 10° 时, Meron 仍能形成. 当夹角为 5° 时, 如图 8(a) 所示, S_3 参数从 -1 连续变化至 0 ; 三维矢量呈现反型构型 (图 8(b)), 其中心指向下方, 边缘水平环绕两周, 成功实现了对庞加莱球下半球两周半的覆盖 (图 8(c)). 如图 8(d) 所示, 当倾斜角增至 10° 时, S_3 参数出现轻微异常. 沿黄色实线从中心到边缘, S_3 参数在黄色虚线范围内出现不连续变化, 影响了 Meron 构型的质量. 这是由于非 z 方向的磁场分量逐渐增大, 导致远场

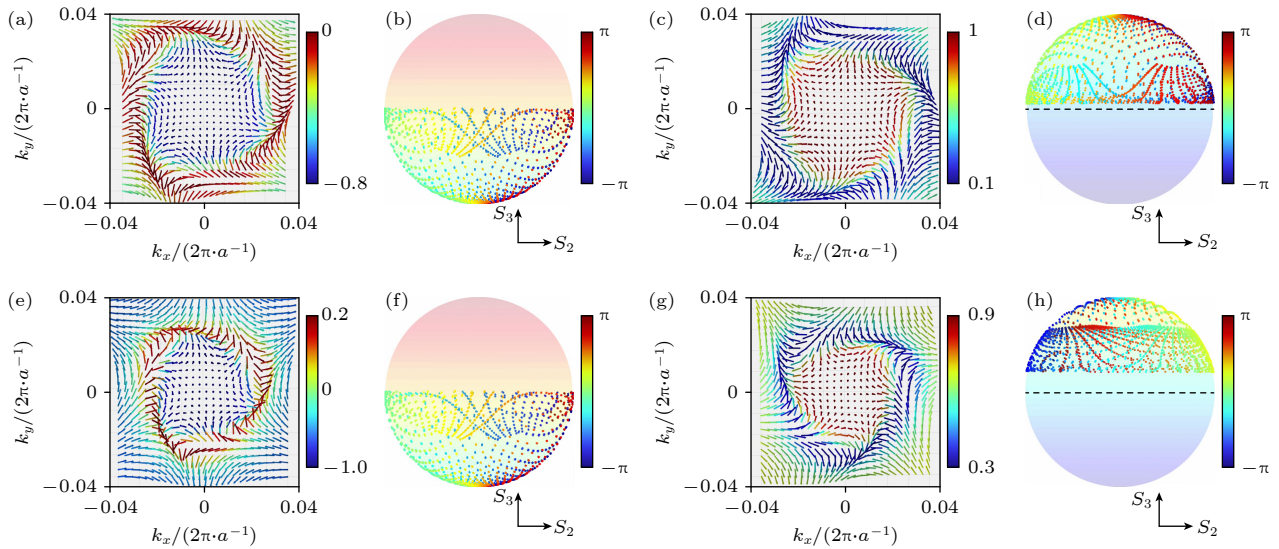


图 7 庞加莱球的磁控覆盖特性 (a)–(d) 在 0.3 T 磁场下, 左旋 (a), (b) 与右旋 (c), (d) 圆偏振入射对应的三维矢量图及庞加莱球覆盖; (e)–(h) 在 0.4 T 磁场下, 左旋 (e), (f) 与右旋 (g), (h) 圆偏振入射对应的三维矢量图及庞加莱球覆盖

Fig. 7. Magneto-controlled coverage characteristics of the Poincaré sphere: (a)–(d) Under a magnetic field of 0.3 T, correspond to the three-dimensional vector diagrams and Poincaré sphere coverage for left-handed circularly polarized incidence (a), (b), while correspond to right-handed circularly polarized incidence (c), (d); (e)–(h) under a magnetic field of 0.4 T, correspond to left-handed (e), (f) and to right-handed (g), (h) circularly polarized incidence, showing the respective three-dimensional vector diagrams and Poincaré sphere coverage.

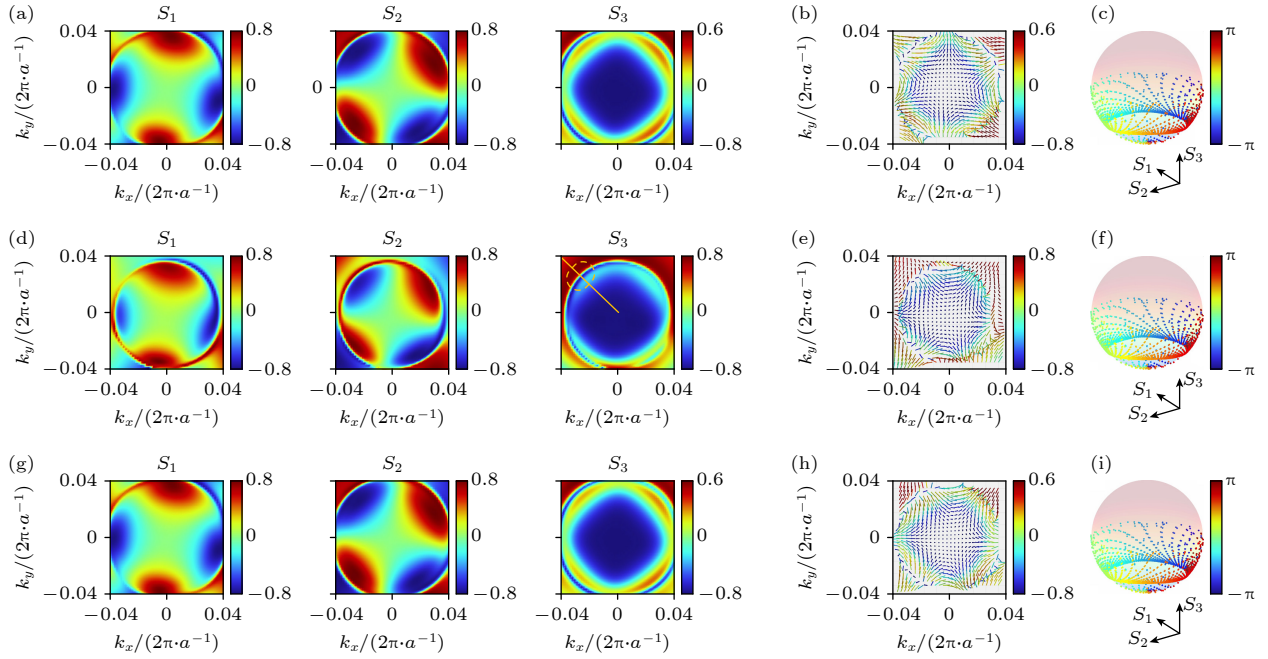


图 8 磁场入射角鲁棒性研究, 在 0.7 T 磁场条件下, 分别考察磁场方向与 z 轴夹角 (a)–(c) $\varphi = 5^\circ$ 和 (d)–(f) $\varphi = 10^\circ$ 的情况, 以及 (g)–(i) 磁场在 xy 平面内与 x 轴夹角 $\gamma = 5^\circ$ 且与 z 轴夹角 $\varphi = 5^\circ$ 的情况 (左旋圆偏振入射) (a), (d), (g) 斯托克斯参数; (b), (e), (h) 二阶 Meron 三维矢量图; (c), (f), (i) 对应的庞加莱球映射

Fig. 8. Study on the robustness of magnetic field incidence angle, under a magnetic field of 0.7 T, the cases where the magnetic field forms an angle with the z -axis of (a)–(c) $\varphi = 5^\circ$ and (d)–(f) $\varphi = 10^\circ$ are examined, as well as (g)–(i) the case where the magnetic field forms an angle $\gamma = 5^\circ$ with the x -axis in the xy plane and an angle $\varphi = 5^\circ$ with the z -axis (left-handed circularly polarized incidence): (a), (d), (g) Stokes parameters; (b), (e), (h) three-dimensional vector diagrams of the second-order Meron; (c), (f), (i) corresponding Poincaré sphere mappings.

偏振态的分裂. 尽管如此, 轻微的扰动仍能实现从 -1 到 0 的半反转, 同时在庞加莱球上映射时, 可覆盖下半球两周. 进一步改变倾斜角度时, 保持与 z 轴夹角 φ 为 5° , 并增大其在 xy 平面上与 x 轴的夹角 γ 至 5° , Meron 仍能形成. 如图 8(g) 所示, S_3 参数从中心的 -1 均匀变化至边缘的 0 . 三维矢量图呈现二阶 Meron 的反型构型, 其投影在庞加莱球上成功实现了预期的覆盖.

为进一步验证器件的容忍度与稳定性, 我们逐步增大外加磁场与 z 轴之间的倾斜角至 15° , 20° 和 25° , 相应的三维矢量场如图 9(a)–(c) 所示. 当倾斜角为 15° 时, Meron 构型仍保持理想状态, 矢量由中心至边缘均匀经历半周反转并环绕中心两周; 当倾斜角增至 20° 时, 原本位于中心、对应 $S_3 = -1$ 的向下矢量分裂为两个, 出现在 $k_x = 0$ 轴两端 (红色虚线椭圆所示), 矢量反转不再连续, Meron 构型被破坏; 倾斜至 25° 时, 该效应进一步增强. 这一现象的原因是倾斜磁场会激发额外的本征偏振椭圆, 使手性透射行为复杂化, 并通过 (7) 式和 (8) 式影响矢量反转及 Meron 的形成. 结果表明, 该结构对

磁场方向偏差具有约 15° 的鲁棒性. 随后, 通过引入结构对称性破缺来评估器件对制备误差的容忍度. 如图 9(d) 所示, 在中心二氧化硅区域引入三角形 InSb 材料, 同时破坏 C_4 , C_2 及上下镜面对称性, 以模拟任意对称性破缺的情形. 在 $t = 0.5h$ 条件下, 设置 $c = 0.1w, 0.2w, 0.3w, 0.4w$, 其结果如图 9(e)–(h) 所示. 当 $c \leq 0.3w$ 时, Meron 仍稳定存在; 当 $c = 0.4w$ 时, 红色方框区域内的矢量未能完全反转至 $S_3 = 0$, 构型出现缺陷. 此外, 在 $c = 0.1w$ 时, 将 t 减小至 $0.4h$ 仍可产生 Meron, 且 $c = 0.3w$ 的误差范围已可覆盖实际加工偏差. 综上, 该结构对磁场方向误差及加工引起的对称性破缺均具有良好的容忍度与稳定性.

3.4 倾斜磁场方向对本征远场偏振与 Q 值的调控及庞加莱球全域覆盖

进一步研究倾斜磁场对本征远场偏振态和品质因子的影响. 倾斜磁场本质上可视为 3 个方向磁场共同作用的结果. 首先考虑与 z 轴夹角为 φ 的磁场, 将其投影到 xy 平面, 使其与 x 轴夹角为 0° .

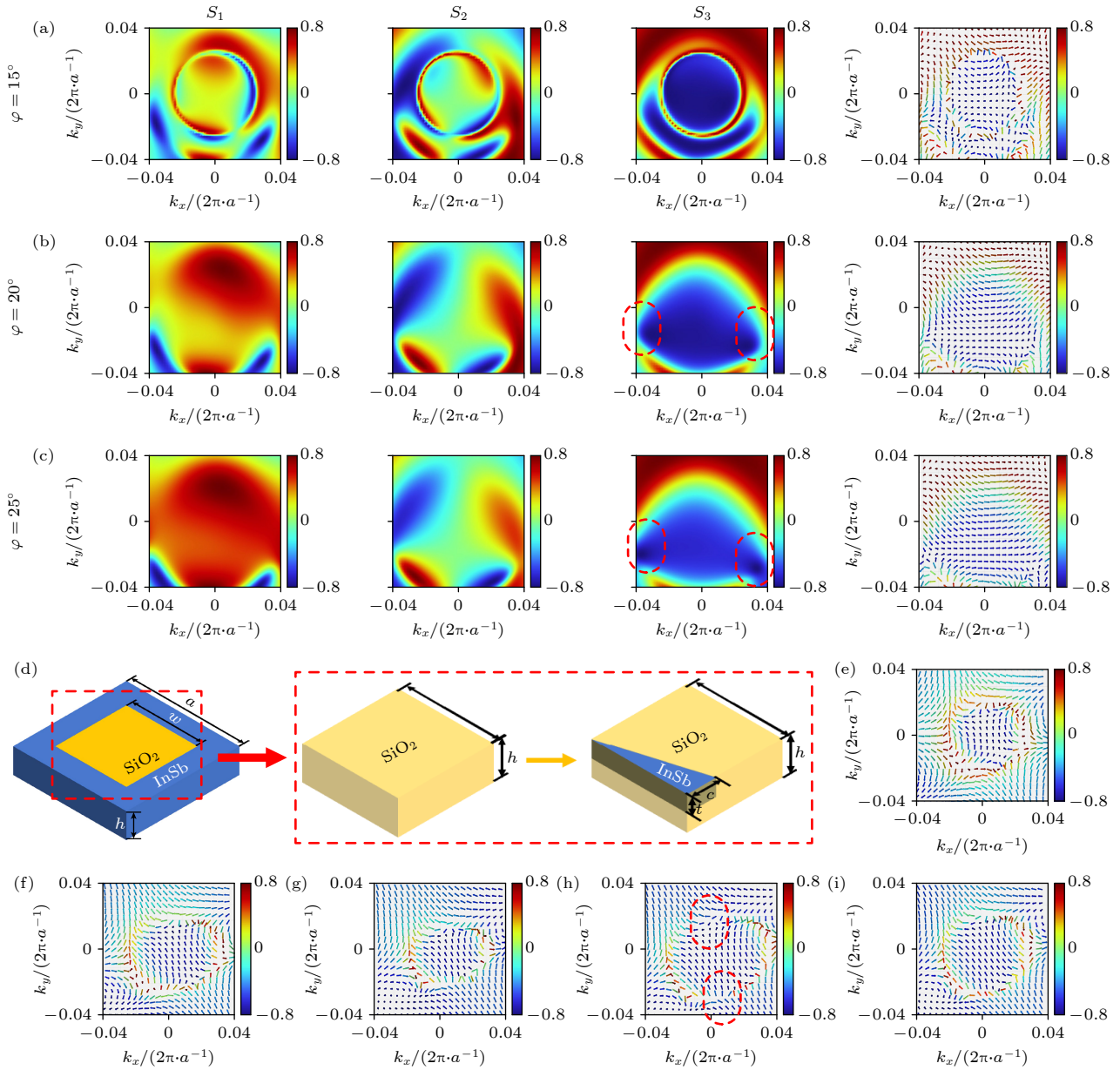


图9 鲁棒性进一步的研究 磁场方向与 z 轴夹角 (a) $\varphi = 15^\circ$, (b) $\varphi = 20^\circ$ 和 (c) $\varphi = 25^\circ$ 的斯托克斯参数和三维矢量图; (d) 引入制造误差的结构示意图; 当 $t = 0.5h$, (e) $c = 0.1w$, (f) $c = 0.2w$, (g) $c = 0.3w$, (h) $c = 0.4w$ 时的三维矢量图; (i) 当 $t = 0.4h$, $c = 0.3w$ 时的三维矢量图

Fig. 9. Further robustness investigation: Stokes parameters and 3D vector diagrams for angles between the magnetic field direction and the z -axis of (a) $\varphi = 15^\circ$, (b) $\varphi = 20^\circ$, and (c) $\varphi = 25^\circ$; (d) schematic diagram of the structure incorporating fabrication errors; 3D vector diagrams for $t = 0.5h$ with (e) $c = 0.1w$, (f) $c = 0.2w$, (g) $c = 0.3w$, and (h) $c = 0.4w$; (i) 3D vector diagram for $t = 0.4h$, $c = 0.3w$.

这样, 磁场可分解为沿 z 方向和 x 方向共同作用. 若进一步引入 x - y 平面内与 x 轴夹角 γ , 则可增大沿 y 方向的磁场效应. 首先分析单一方向的磁场作用. 图 6(b) 显示, 随着 z 轴磁场增强, 由于时间反演对称性被破坏, 远场偏振从线偏振态逐渐转变为椭圆偏振态. 磁场强度增大时, 远场偏振的椭圆度也随之增大. 值得注意的是, 椭圆偏振构成的涡旋中心仍保持在高对称的 Γ 点. 由于超表面系统仍保持 C_4 对称性和 z 轴对称性, 即使远场偏振变

为椭圆偏振, Γ 点的 BIC 仍能保持, 并具有极高的 Q 值. 如图 10 所示, 随着 z 方向磁场增强, Q 值几乎不变. 这表明施加 z 方向磁场后, BIC 点的 Q 值稳定性得以保持. 这种稳定性为光学调控和拓扑光学应用提供了有利条件.

我们进一步研究了仅沿 x 方向和仅沿 y 方向的磁场对远场偏振的影响. 当入射光与 z 轴夹角为 90° , 且投影到 x - y 平面上与 x 轴夹角为 0° 时, 磁场指向 x 轴正方向; 当入射光与 z 轴夹角为

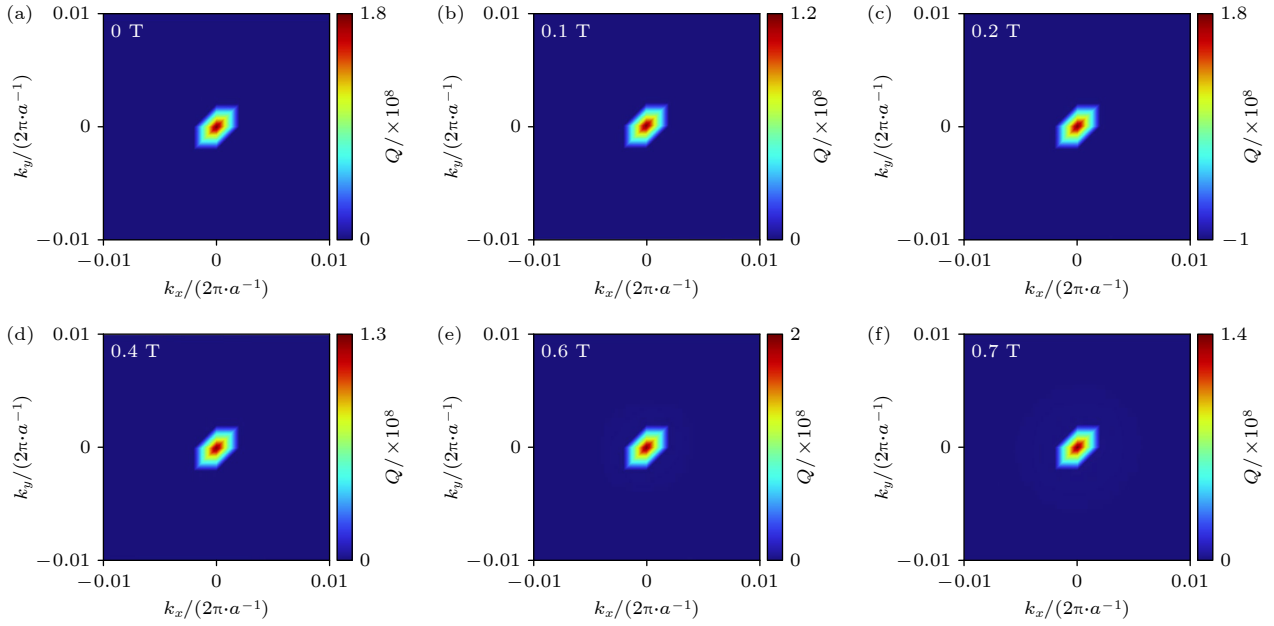


图 10 不同 z 轴磁场强度下的 Q 因子变化 (a) 无磁场时; (b) 0.1 T 磁场; (c) 0.2 T 磁场; (d) 0.4 T 磁场; (e) 0.6 T 磁场; (f) 0.7 T 磁场

Fig. 10. Variation of the Q factor under different z -axis magnetic field strengths: (a) With no magnetic field; (b) 0.1 T magnetic field; (c) 0.2 T magnetic field; (d) 0.4 T magnetic field; (e) 0.6 T magnetic field; (f) 0.7 T magnetic field.

270°, 投影到 x - y 平面上与 x 轴夹角为 0° 时, 磁场指向 x 轴负方向. 随后, 考察了不同磁场角度下的演化情况. 图 11(a) 展示了在磁场强度为 0.1 T 时, x 轴正方向磁场作用下产生的远场偏振变化. 研究发现, x 方向上的磁场破坏了超表面系统的面内对称性, 并且打破了部分 C_{4v} 对称性, 即保留了沿 y 轴 (σ_y) 的镜像对称性, 但破坏了沿 x 轴 (σ_x) 的镜像对称性. 这种选择性的对称性破缺使 Γ 点处最初绑定的整数拓扑荷 ($q = +1$) 解耦为两个半整数拓扑荷 ($q = +1/2$). 总拓扑荷守恒的同时, 磁光张量引入了一个非互易的贝里曲率梯度, 该梯度作为有效动量空间力, 指向 k_y 的负方向. 由于有效力等效地耦合到每个符号相同的半整数涡旋, 因此其将这对涡旋整体向 k_y 的负方向平移, 同时保持它们沿 k_y 方向的排列. 随着磁场强度的增大, 如图 11(b) 所示, 沿 x 正方向增大磁场至 0.2 T 后, 可观察到沿 k_x 和 k_y 方向的分裂距离均增大, 形成一条向负方向平移的轨迹. 当磁场方向反转沿 x 负方向入射时 (图 11(c)), 产生的动量空间力与磁场指向 x 正向时的情况相反, 偏移向 k_y 正方向. 进一步观察了在此情况下, 随着磁场大小的变化, 其 Q 值的变化. 由于 x 方向上的磁场破坏了部分 C_{4v} 对称性, 导致 BIC 条件被破坏. 随着磁场强度的增大, 对称性破坏程度加剧, 从而使 Q 值显著降低. 在无磁场

情况下, 远场偏振的 Q 值为 1.8×10^8 ; 施加 0.1 T 磁场后, Q 值降至 1×10^5 (图 11(d)). 当磁场强度增至 0.2 T 时, Q 值仍保持较低水平 (图 11(e)). 值得注意的是, 仅沿 x/y 方向施加磁场时, 磁场入射方向对 Q 值无影响, Q 值仅取决于磁场强度. 无论磁场沿 x 正方向还是负方向施加, 在 0.2 T 时 Q 值均为 2×10^4 (图 11(f)). 随后研究了磁场在 x - y 平面投影与 x 轴夹角 $\gamma \neq 0^\circ$ 的情况. 当 $\varphi = 90^\circ$ 且 $\gamma = 90^\circ$ 时, 磁场指向 y 正方向; 当 $\varphi = 90^\circ$ 且 $\gamma = 270^\circ$ 时, 磁场指向 y 负方向. 此时, y 方向磁场与 x 方向磁场作用类似, 都会部分破坏 C_{4v} 对称性——保留沿 x 轴 (σ_x) 的镜像对称性但破坏沿 y 轴 (σ_y) 的镜像对称性. 这种对称性破缺导致 V 点分裂为两个 C 点, 分别位于 x 方向两侧, 同时产生的非互易贝里曲率梯度作为有效动量空间力指向 k_x 方向, 引起远场在 k_x 方向的偏移 (图 11(g), (h)). 实验观察到, y 方向磁场产生的 Q 值与 x 方向 0.2 T 磁场下的 Q 值相同 (图 11(j), (k)). 此外, 当磁场与 z 轴正方向夹角为 180° 时, 虽然远场偏振态与正方向入射磁场类似, 仍转变为椭圆偏振态, 但磁场方向的不同导致远场偏振手性发生变化. 图 11(i) 展示了此时的远场偏振态. 与正方向磁场下椭圆率为负值的情况 (图 6(b)) 相比, 负方向磁场下的椭圆率为正值. 图 11(l) 显示了对应的 Q 值.

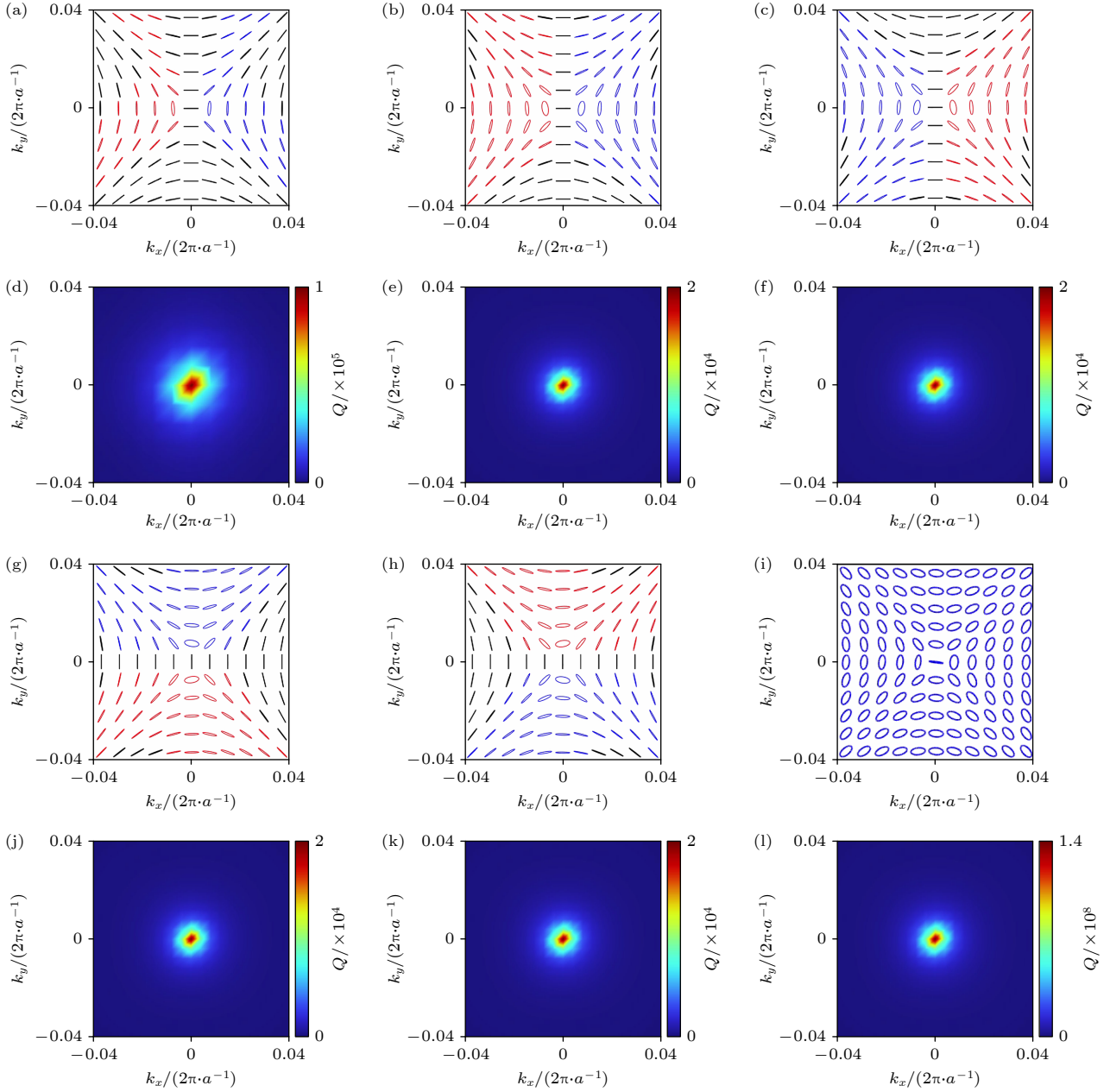


图 11 x, y, z 方向磁场作用下的远场偏振与 Q 因子分布 (a) 沿 x 正方向入射 0.1 T 的磁场时的远场偏振; (b) 沿 x 正方向入射 0.2 T 的磁场时的远场偏振; (c) 沿 x 负方向入射 0.2 T 的磁场时的远场偏振; (d) 沿 x 正方向入射 0.1 T 的磁场时的 Q 值分布; (e) 沿 x 正方向入射 0.2 T 的磁场时的 Q 值分布; (f) 沿 x 负方向入射 0.2 T 的磁场时的 Q 值分布; (g), (h) 沿 y 入射大小为 0.2 T 的磁场, 方向沿着正方向和负方向时的远场偏振; (i) 沿 z 负方向入射 0.7 T 的磁场时的远场偏振; (j), (k) 沿 y 轴入射大小为 0.2 T 的磁场, 方向沿着正方向和负方向时的 Q 值分布; (l) 沿 z 负方向入射 0.7 T 的磁场时的 Q 值分布

Fig. 11. Far-field polarization and Q -factor distribution under magnetic fields applied along the x, y , and z directions: (a) Far-field polarization for a magnetic field of 0.1 T with incidence along the positive x -direction; (b) for a magnetic field of 0.2 T with incidence along the positive x -direction; (c) for a magnetic field of 0.2 T with incidence along the negative x -direction; (d) Q -factor distribution for a magnetic field of 0.1 T with incidence along the positive x -direction; (e) for a magnetic field of 0.2 T with incidence along the positive x -direction; (f) for a magnetic field of 0.2 T with incidence along the negative x -direction; (g), (h) far-field polarization for a magnetic field of 0.2 T applied along the positive y -direction and the negative y -direction; (i) for a magnetic field of 0.7 T with incidence along the negative z -direction; (j), (k) Q -value distribution when a magnetic field with a magnitude of 0.2 T is incident along the y -axis, with directions along the positive and negative directions; (l) Q -factor distribution for a magnetic field of 0.7 T with incidence along the negative z -direction.

上述研究表明, 不同方向磁场对偏振涡旋的调控机制存在显著差异: 纵向磁场主要调节偏振椭圆

度, 而横向磁场则引发拓扑结构变化, 使 V 点分裂为手性相反的 C 点. 这种拓扑分裂突破了对称性

对偏振分布的限制, 为远场偏振在更大范围内遍历偏振空间提供了新的自由度. 在适当的磁场条件下, 远场偏振可实现任意角度调控, 并最终在庞加莱球上形成全覆盖. 需要指出的是, 这里的“全覆盖”指远场辐射偏振态在庞加莱球上的分布, 而非透射光斯托克斯参数的覆盖, 其机制也不同于光学斯格明子中由自旋纹理形成的覆盖方式. 该现象源于结构对称性破缺对 BIC 远场偏振拓扑结构的调制. BIC 模式的能量严格局域于结构内部, 其远场辐射振幅理论上为零, 因此辐射电场消失并导致偏振方向失去定义, 从而在动量空间形成偏振奇点. 在对称结构中, 该奇点附近的本征远场偏振呈线偏振涡旋分布, 其中心为 V 点. 在理想 C_2 对称条件下, 偏振态主要分布在庞加莱球赤道附近, 对应线偏振态. 由于对称性限制, 纯圆偏振态难以出现. V 点可视为 C 点与 L 线合并的极限形式. 当结构对称性被破坏时, V 点处携带整数拓扑荷的 V 点在拓扑保护下发生分裂, 形成一对携带半整数拓扑荷的 C 点, 并伴随 L 线的生成. 这一过程在保持拓扑荷守恒的同时, 使偏振态从单一线偏振涡旋扩展为包含左旋、右旋圆偏振态及椭圆偏振态的连续

谱, 从而为庞加莱球覆盖提供了拓扑基础. 为分析远场偏振态在庞加莱球上的分布, 在动量空间 $k_x(2\pi/a)$ 与 $k_y(2\pi/a)$ 取值范围 -0.04 — 0.04 内扫描偏振态并映射至庞加莱球. 结果显示, 该范围已覆盖球面的大部分区域, 但尚未完全覆盖. 随着扫描范围的扩大, 庞加莱球上的覆盖区域持续增大并逐渐趋于完整. 进一步将扫描区域聚焦于 V 点分裂形成的两个 C 点附近, 并通过等效动量空间偏移确定新的中心位置. 随着选区扩大, 庞加莱球覆盖范围逐步增长, 如图 12(b) 所示. 在最小红色方框内, 原线偏振涡旋中心的 V 点分裂为一对手性相反的 C 点, 同时原 BIC 对应的拓扑荷 -1 均分为两个 $-1/2$, 严格满足拓扑荷守恒. 此时, 庞加莱球上的映射仅覆盖局部区域; 当选取区域扩大至红色与绿色方框范围时, 覆盖面积显著增大 (图 12(c), (d)). 该过程反映了动量空间中偏振态由圆偏振 (C 点, 对应庞加莱球两极) 经一般椭圆偏振连续过渡至线偏振 (L 线, 对应赤道) 的演化. 随着扫描区域进一步扩展, 边缘偏振逐渐趋近线偏振, 并在庞加莱球赤道附近形成连续环绕结构. 由于从 C 点到 L 线的演化必然经过全部椭圆偏振态, 偏振分布最终

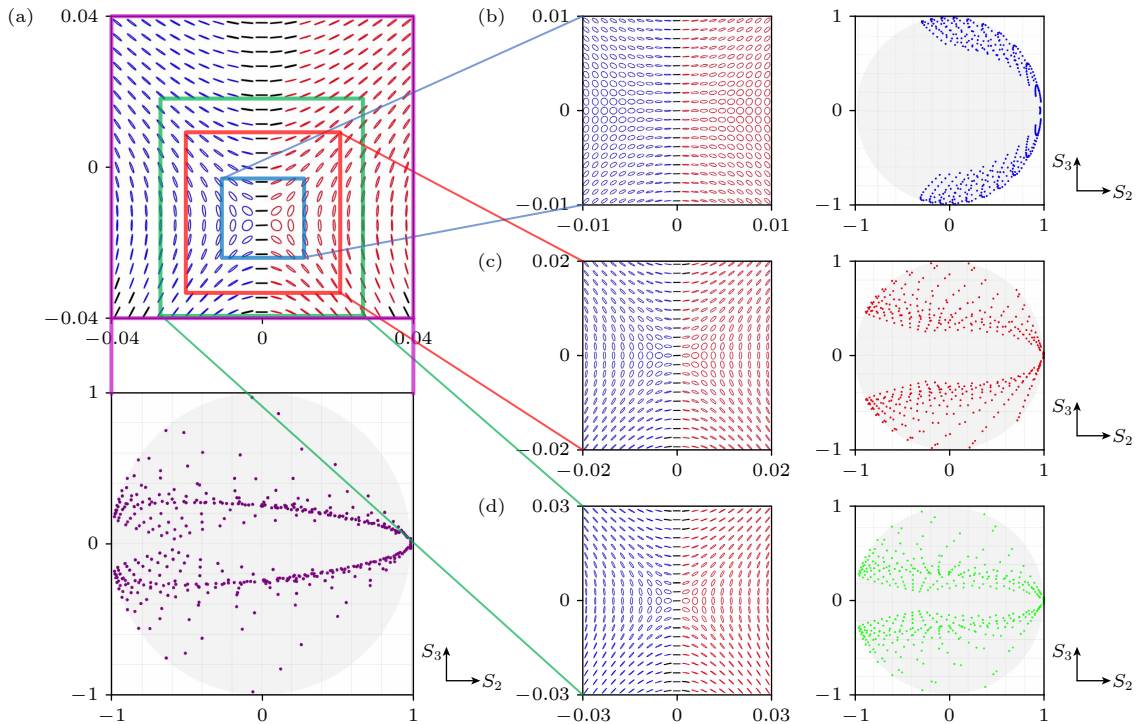


图 12 在 0.2 T 仅沿 x 方向磁场作用下本征远场偏振态对庞加莱球的覆盖情况 (a)–(d) 分别为整体扫描范围内及蓝色、红色、绿色框选区域内的远场偏振椭圆, 及其在庞加莱球上的对应分布

Fig. 12. Coverage of the Poincaré sphere by the intrinsic far-field polarization states under a 0.2 T magnetic field applied only in the x direction: (a)–(d) The far-field polarization ellipses for the entire scan range and for the areas framed in blue, red, and green, respectively, along with their corresponding distributions on the Poincaré sphere.

实现从极点到赤道的连续遍历. 当动量空间范围进一步扩大时, 远场偏振在庞加莱球上的分布逐渐填充整个球面, 实现完整覆盖. 其物理图像可理解为: C 点提供两极圆偏振态, L 线及其邻域提供赤道线偏振态, 而两者之间的连续椭圆偏振填充球面, 从而形成完整的偏振态映射. 同时, 从斯托克斯参数角度看, 随着扫描范围增大, 远场偏振椭圆度逐渐减小并趋近于零, 表明偏振态逐步向线偏振区域过渡, 并最终完成庞加莱球的全覆盖.

3.5 磁场矢量调控下相同频段四种 Meron 的构建

进一步地, 我们探讨了如图 11(i) 所示的情况, 当入射角度为 180° 时, 相当于将磁场沿 z 轴负方向施加. 此时, 远场偏振态与沿 z 轴正方向施加磁场时的情况类似, 均转变为椭圆率相等的圆偏振, 但两者的手性相反. 由于远场偏振的手性相反, 透射光的手性也相应反转. 研究发现, 在施加 z 轴正向磁场时, 只有左旋圆偏振光入射能够生成 Meron 构型, 而右旋入射由于其交叉偏振光的振幅关系, 无法实现矢量的半反转. 此时, 仅能实现中心矢量指向下方 (极性 $p = -1$) 的 Meron (斯格明子数 $N_{sk} = -1$) 和反型 Meron (斯格明子数 $N_{sk} = +1$), 而中心指向上方的构型被抑制. 因此, 若需生成右旋光入射时中心指向上方 (极性 $p = +1$) 的 Meron 构型及其斯格明子数, 现有磁场配置无法满足该条件. 为解决这一问题, 我们通过改变 z 轴上磁场方向来调控 Meron 的生成与抑制. 以 0.7 T 反向磁场为例, 左旋入射时 Meron 构型的振幅比关系不再满足反转条件, 而右旋入射时振幅比条件得以满足我们发现, 在左旋入射情况下, 三维矢量

图未能实现半反转, 仅能从 -1 变化至 -0.7 , 无法完成庞加莱球的半覆盖 (图 13(a), (b)). 然而, 在右旋入射的情况下, 满足反转条件的振幅和相位关系使 Meron 构型的三维矢量图呈现为中心指向上方、边缘水平环绕两周的反型 Meron (斯格明子数为 -1), 如图 13(c), (d) 所示. 上述结果表明, 在同一能带下, 通过调节入射磁场的方向, 可以精确调控 Meron 的生成与抑制, 从而实现两种斯格明子数的 Meron 构型.

我们进一步探讨了在同一频率下生成 4 种 Meron 构型的可能性, 分别为正型 Meron (斯格明子数为 $+1$ 和 -1) 以及反型 Meron (斯格明子数为 $+1$ 和 -1). 在施加磁场的方向分别为 z 方向的正向和反向, 磁场强度为 0.7 T 时, 我们能够以 2.2738 THz 入射形成反型二阶 Meron, 斯格明子数为 -1 , 覆盖庞加莱球上半球; 以及反型二阶 Meron, 斯格明子数为 $+1$, 覆盖庞加莱球下半球两种情况. 进一步通过施加不同大小的磁场, 可以实现 TE1 和 TE4 能带的蓝移, 从而使这两个能带在同一频率下同时出现. 如图 6(a) 中的红色框所示, 在不同的磁场条件下, TE1 和 TE4 能带出现在了同一个频率范围内. 具体而言, 当磁场为 0.7 T 时, TE1 能带在 Γ 点处的频率约为 2.2738 THz. 而为了使 TE4 能带与 TE1 能带对齐, 需要施加 0.341 T 的磁场 (见图 6(a) 中的灰色线).

在 0.341 T 和 2.2738 THz 的频率下, 我们能够同时生成斯格明子数为 $+1$ 的 Meron, 覆盖庞加莱球的上半球, 以及斯格明子数为 -1 的 Meron, 覆盖庞加莱球的下半球. 我们生成的 Meron 构型的三维矢量图以及其在庞加莱球上的投影分别如图 14(a), (b) 所示. 图 14(a) 展示了在正向入射

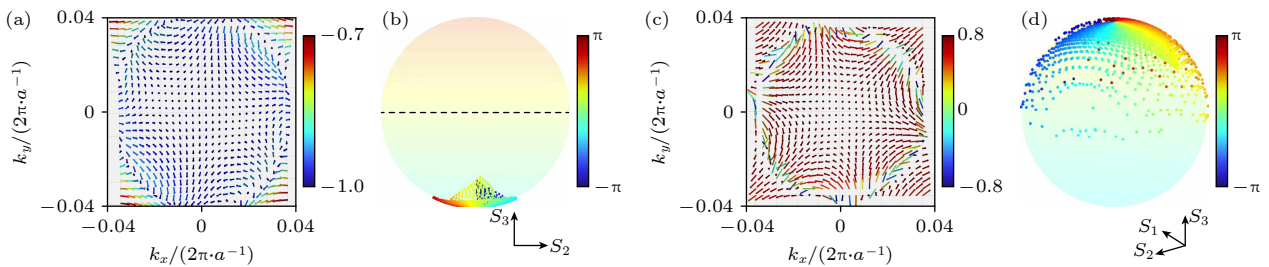


图 13 在 z 轴负方向施加 0.7 T 磁场时的远场矢量特性 (a), (b) 左旋圆偏振光入射对应的三维矢量图及其庞加莱球映射; (c), (d) 右旋圆偏振光入射对应的三维矢量图及其庞加莱球映射

Fig. 13. Far-field vector characteristics under a 0.7 T magnetic field applied in the negative z -axis direction: (a), (b) Three-dimensional vector diagram and its Poincaré sphere mapping for left-handed circularly polarized light incidence; (c), (d) three-dimensional vector diagram and its Poincaré sphere mapping for right-handed circularly polarized light incidence.

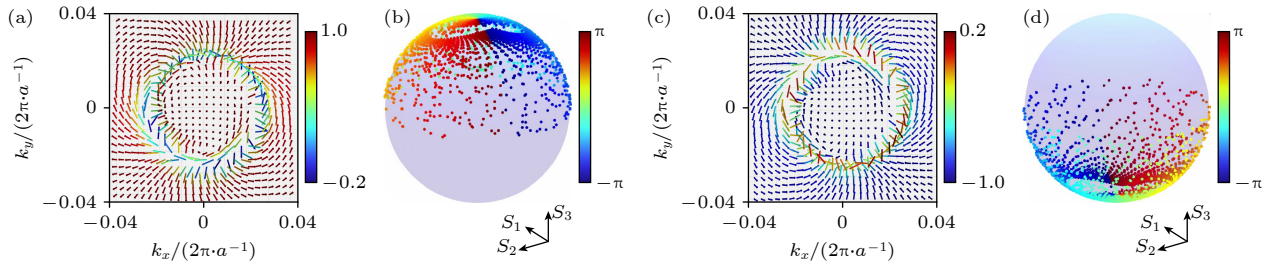


图 14 在 z 方向施加 0.341 T 磁场、频率为 2.2738 THz 条件下, Meron 的三维矢量图及其在庞加莱球上的覆盖情况 (a) 右旋圆偏振光入射; (b) 左旋圆偏振光入射

Fig. 14. Three-dimensional vector diagram of Meron and its coverage on the Poincaré sphere under a magnetic field of 0.341 T applied in the z -direction and a frequency of 2.2738 THz: (a) Incident right-handed circularly polarized light; (b) incident left-handed circularly polarized light.

表 1 本研究与既往研究的对比

Table 1. Comparison between this study and previous studies.

文献	研究内容	机制	带宽	调控	材料	Q 值
[15]	C_{4v} 光子晶体板	BIC产生动量空间Meron	$\Delta f \approx 1.3\%$	无调控, 重点在于产生机理	氮化硅	10^3
[41]	超构光纤	超表面调控偏振叠加构建斯格明子	$\Delta f \approx 12.9\%$	调整超构光纤结构实现不同构型	二氧化硅衬底与非晶硅	未提及
[42]	太赫兹多层可编程调控超表面	多层超表面旋转调控斯格明子	$\Delta f \approx 6\%$	层间精准角度旋转调控斯格明子	高阻硅与二氧化硅	未提及
[17]	C_2 对称性破缺光子晶体	对称破缺驱动本征偏振全覆盖	工作波段 470—550 THz	结构光子晶体结构调整	氮化硅	BIC时 10^7 , Q-BIC时 10^2
本研究	磁光光子晶体	磁光效应调控Meron构型频率和本征远场偏振	$\Delta f \approx 25\%$	固定结构磁场外调控	磁光材料InSb, 二氧化硅	z 向/无磁场 10^8 , x/y 向磁场 10^5

0.341 T 磁场下, 右旋入射时产生的斯格明子数为+1的二阶 Meron; 图 14(b) 展示了反向入射磁场下, 左旋入射时产生的斯格明子数为+1的二阶 Meron.

3.6 本研究与以往研究的对比

最后, 我们将所提出的器件与已有研究在斯格明子产生带宽、调控灵活性以及实现本征庞加莱球全覆盖时的 Q 值等方面进行了系统比较. 为统一不同频段研究之间的对比, 我们引入相对带宽 Δf (带宽与中心频率之比) 作为评价指标. 结果表明, 以往研究的相对带宽通常较窄, 而本研究在约 25% 的相对带宽范围内均可稳定产生斯格明子结构, 显著拓展了工作带宽. 此外, 不同于以往需要重新设计超表面构型或依赖双层结构精确对准的调控方式, 本研究在固定结构条件下, 通过外加磁场即可实现正型与反型斯格明子的灵活切换. 在实现远场偏振态对庞加莱球的本征全覆盖时, 同样无需额外的结构重构或对称性破缺, 并保持较高的 Q 值. 详细对比结果见表 1.

此外, 所设计的超表面在应用层面具有多方面

的潜在价值. 首先, 在偏振滤波方面, z 向磁场作用下远场偏振态由线偏振涡旋转变为圆偏振涡旋, 并产生左右旋圆偏振的选择性透射; 磁场反转时选择性相反, 从而实现了磁控圆偏振滤波. 其次, 磁控 Meron 构型调控为信息编码提供了新机制, 可在同一频率下实现不同拓扑构型的可逆切换, 并将正型与反型构型编码为二进制信息, 拓扑不变量赋予其良好的抗扰动鲁棒性. 最后, 通过将外加磁场映射为自旋纹理构型、频率位置及圆偏振透射率差异等多参量变化, 可构建多维磁场传感方案, 为太赫兹高精度磁场探测提供了新途径.

4 总 结

本研究提出并探讨了一种基于 InSb 磁光超表面的太赫兹拓扑自旋纹理动态调控机制. 在无外磁场条件下, 利用超表面结构的 C_{4v} 对称性, 在 Γ 点实现了对称保护型 BIC, 并在两条 TE 能带上分别生成拓扑荷 $q = +1$ 和 $q = -1$ 的 Meron 与反型 Meron 构型, 其具体构型由 BIC 的拓扑荷与入射光手性共同调控. 施加 z 方向磁场后, InSb 材料表

现出显著的磁光效应, 导致能带发生蓝移, 并使远场偏振由线偏振转变为椭圆偏振, 透射光表现出手性传输特性. 通过调节磁场强度, 能够实现 Meron 构型的抑制与反转程度的精确控制, 同时拓宽了 Meron 产生的频带范围. 进一步引入倾斜磁场后, 超表面系统的对称性被打破, V 点分裂为两个 C 点, 成功实现了动量空间中远场偏振对庞加莱球的全覆盖, 且结构在小角度倾斜磁场下仍保持构型鲁棒性. 此外, 通过反向磁场调控, 在同一频率下成功实现了 4 种 Meron 构型 (正/反型、不同斯格明子数) 的切换, 显著提升了构型多样性与调控灵活性. 该研究不仅深化了对动量空间拓扑光场形成与演化机制的理解, 也为太赫兹波段拓扑光子器件 (如传感器、调制器和信息编码系统) 的设计提供了可行的理论支撑与结构平台.

参考文献

- [1] Cao S L, Xie X Y, Shi P, Zhou L X, Du L, Yuan X C 2025 *Photon. Res.* **13** 2583
- [2] Marco D, Herrera I, Brasselet S, Alonso M A 2024 *ACS Photonics* **11** 2397
- [3] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S A, Rezayi E H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 16419
- [4] Lin M, Liu Q, Duan H G, Du L P, Yuan X C 2024 *Appl. Phys. Rev.* **11** 021408
- [5] Zhang Q, Xie Z W, Shi P, Yang H, He H R, Du L P, Yuan X C 2022 *Photon. Res.* **10** 947
- [6] Król M, Sigurdsson H, Rechcińska K, Oliwa P, Tysza K, Bardyszewski W, Opala A, Matuszewski M, Morawiak P, Mazur R, Piecek W, Kula P, Lagoudakis P G, Piętko B, Szczytko J 2021 *Optica* **8** 255
- [7] Ma J, Xie Z W, Yuan X C 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** 2401113
- [8] Lei X R, Yang A P, Shi P, Xie Z W, Du L P, Zayats A V, Yuan X C 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 237403
- [9] Ghosh A, Yang S N, Dai Y N, Zhou Z K, Wang T Y, Huang C B, Petek H 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 041413
- [10] Wang H X, Wang T, Xiong H 2025 *Chin. Opt.* **18** 803 (in Chinese) [王华鑫, 王彤, 熊晗 2025 中国光学 **18** 803]
- [11] Mei C, Cheng K, Yi X W, Fu C Y, Zeng T X 2025 *Chin. Opt.* **18** 1243 (in Chinese) [梅超, 程科, 易小雯, 付彩瑛, 曾体贤 2025 中国光学 **18** 1243]
- [12] Wang C H, Wang J M, Huang C, Zhang D, Liu S, Liu Y W 2025 *Opt. Express* **33** 3068
- [13] Ye Z, Barnett S M, Franke-Arnold S, Götze J B, McWilliam A, Speirits F C, Cisowski C M 2024 *Proc. R. Soc. A.* **480** 2297
- [14] Wang Y, Liu Y, Hao X Y, Zheng S Y, Liu M, Zhang Y P, Zhan Y, Zhang H Y 2025 *Chin. Opt.* **18** 1230 (in Chinese) [王雨, 刘阳, 郝晓昱, 郑思雨, 刘蒙, 张玉萍, 詹仪, 张会云 2025 中国光学 **18** 1230]
- [15] Rao L X, Wang J J, Wang X H, Wu S B, Zhao X Q, Liu W Z, Xie R S, Shen Y, Shi L, Zi J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 026203
- [16] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048
- [17] Liu W Z, Wang B, Zhang Y W, Wang J J, Zhao M X, Guan F, Liu X H, Shi L, Zi J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 116104
- [18] Ye W M, Gao Y, Liu J L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 153904
- [19] Bai H, Shevchenko A, Kolkowski R 2025 *Nanophotonics* **14** 899
- [20] Bulgakov E N, Maksimov D N 2017 *Phys. Rev. A* **96** 063833
- [21] Guo C, Xiao M, Guo Y, Yuan L Q, Fan S H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 106103
- [22] Shen Y, Ji J, Li H C, Zhang L, Yu X, Yan S B, Rasmussen M, Shen Q, Madhi D, Zhou B B, Jepsen P U, Deng X H 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 064025
- [23] Wang J Y, Xia S Q, Wang R D, Ma R B, Lu Y, Zhang X Z, Song D H, Wu Q, Morandotti R, Xu J J, Chen Z G 2022 *Light Sci. Appl.* **11** 152
- [24] Hong Y L, Tang G H, Peng R W, Fan R H, Ma Z L, Wang Z, Jiang Y, Chen L D, Wang M 2022 *Opt. Express* **30** 14839
- [25] Tang G H, Hong Y L, Zhang R L, Fan R H, Ma Z L, Wu X Y, Qi D X, Peng R W, Wang M 2023 *Phys. Rev. B* **108** 205411
- [26] Khan M T A, Li H S, Duong N N M, Blanco-Redondo A, Atakaramians S 2021 *Adv. Mater. Technol.* **6** 2100252
- [27] Jia Y C, Zhang F R, Zhang J F, Kong L J, Zhang X D 2024 *Acta. Phys. Sin.* **73** 094202 (in Chinese) [贾谊成, 张福荣, 张景风, 孔令军, 张向东 2024 物理学报 **73** 094202]
- [28] Li Y X, Zhang H Y, Chen J X, Wang J C, Zhang M, Jiang Q Y, Liu M, Zhang Y P 2026 *Acta. Phys. Sin.* **75** 010404 (in Chinese) [李禹希, 张会云, 陈炯煦, 王嘉诚, 张敏, 蒋庆友, 刘蒙, 张玉萍 2026 物理学报 **75** 010404]
- [29] Wang D Y, Yang B, Gao W L, Jia H W, Yang Q L, Chen X Y, Wei M G, Liu C X, Navarro-Cía M, Han J G, Zhang W L, Zhang S 2019 *Nat. Phys.* **15** 1150
- [30] Cheng B H, Chen H W, Chang K J, Lan Y C, Tsai D P 2015 *Sci. Rep.* **5** 18172
- [31] Tan Z Y, Fan F, Li T F, Chang S J 2021 *Opt. Express* **29** 2037
- [32] Tyboroski M, Macêdo R, Camley R E 2023 *Phys. Rev. Mater.* **7** 125201
- [33] Yang B, Zheng W H, Liu A J 2025 *Opt. Express* **33** 34960
- [34] Wang S, Wang S Y, Yang J, Xu Y, Zhao W K, Kang H F, Wang Q, Han S, Jia B W 2025 arXiv: 2506.16828 [physics.optics]
- [35] Zhang R, Li X C, Liu Q H 2025 *Phys. Rev. B* **112** 014417
- [36] Tu Q A, Zhou H X, Zhao D, Meng Y, Gong M H, Gao Z 2024 *Photon. Res.* **12** 2972
- [37] Lv W J, Qin H Y, Su Z P, Zhang C Z, Huang J P, Shi Y Z, Li B, Genevet P, Song Q H 2024 *Sci. Adv.* **10** eads0157
- [38] Zhao X Q, Wang J J, Liu W Z, Shi L, Zi J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 046203
- [39] Deng F Z, Ma K, Ma Y M, Hou X, Han Z H, Li Y C, Cheng K K, Shao Y S, Wang C L, Liu M, Zhang H Y, Zhang Y P 2025 *Photon. Res.* **13** 1408
- [40] Zhang R Y, Cui X, Zeng Y S, Chen J, Liu W Z, Wang M D, Wang D Y, Zhang Z Q, Wang N, Wu G B, Chan C T 2025 *Nature* **641** 1142
- [41] He T T, Meng Y, Wang L L, Zhong H K, Mata-Cervera N, Li D, Yan P, Liu Q, Shen Y J, Xiao Q R 2024 *Nat. Commun.* **15** 10141
- [42] Li W Y, Zhang H Y, Yang Z P, Zhou R D, Ke L, Ma H F, Zhang Y P 2026 *Acta Phys. Sin.* **75** 050405 (in Chinese) [李文宇, 张会云, 杨志鹏, 周瑞丹, 柯琳, 马慧芳, 张玉萍 2026 物理学报 **75** 050405]

Magneto-optical control of topological spin terahertz textures^{*}

CHEN Jiongxu ZHANG Huiyun[†] YU Jiyu ZHANG Yuping[‡]

(Qingdao Key Laboratory of Terahertz Science, Technology and Applications, College of Electronic and Information Engineering,
Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266590, China)

(Received 5 December 2025; revised manuscript received 13 April 2026)

Abstract

Topological spin textures, particularly Meron half-Skyrmions, have attracted great interest due to their nontrivial topological properties and potential applications in optical storage and high-speed communication. However, existing implementations are mostly limited to real-space operations at optical frequencies, and momentum-space Meron structures based on bound states in the continuum (BICs) suffer from narrow operational bandwidth, limited tunability, and insufficient understanding of the inversion mechanism between Meron and anti-Meron configurations. To overcome these challenges, this work proposes and demonstrates a magneto-optical control scheme for terahertz (THz) topological spin textures using an InSb-based metasurface. The objective is to achieve dynamic, wideband, and reconfigurable generation of Meron and anti-Meron structures in momentum space, with full coverage of the Poincaré sphere and multi-state topological switching at a fixed frequency.

The metasurface consists of a periodic array of InSb substrates with embedded SiO₂ square holes, designed with C_{4v} symmetry. The structural parameters (period $a = 83.4 \mu\text{m}$, hole width $w = 55.66 \mu\text{m}$, thickness $h = 20.75 \mu\text{m}$) were optimized through a two-stage process: first using a constant permittivity approximation and then validating with a full frequency- and magnetic-field-dependent dielectric tensor of InSb based on the Drude model. Numerical simulations were performed using the COMSOL Multiphysics wave optics module, employing eigenfrequency and frequency-domain solvers with periodic boundary conditions and perfectly matched layers. The band structures, quality factors (Q -factors), electric field distributions, and far-field Stokes parameters were calculated to characterize the BICs and their topological properties. By applying external magnetic fields along the z -direction, x -direction, y -direction, and oblique directions, the evolution of the far-field polarization, chiral transmission, and Meron configurations were systematically analyzed. The topological charge and Skyrmion number were derived from the polarization vortex and the spin texture via the Stokes parameter S_3 and the amplitude ratio between cross-polarized and co-polarized components. The robustness of the Meron generation against magnetic field misalignment and fabrication-induced symmetry breaking was also evaluated.

Under zero magnetic field, the C_{4v} metasurface supports symmetry-protected BICs at the Γ point in the TE1 ($q = -1$) and TE4 ($q = +1$) bands, generating second-order anti-Meron and Meron configurations, respectively. The polarity is determined by the incident circular polarization, while the Skyrmion number is governed by the BIC topological charge. Meron formation occurs only at the BIC frequencies (1.823 THz and 2.19 THz), where the amplitude matching condition between cross- and co-polarized components is satisfied.

With a z -directed magnetic field, the InSb becomes gyrotropic, inducing band blue shifts and transforming the far-field polarization from linear to elliptical vortices. This leads to chiral transmission, enabling selective excitation or suppression of Meron states depending on the incident handedness. Meanwhile, the ultrahigh Q

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62375158, 62305196) and the Natural Science Foundation of Qingdao, China (Grant No. 25-1-1-153-zyyd-jch).

[†] Corresponding author. E-mail: sdust_thz@126.com

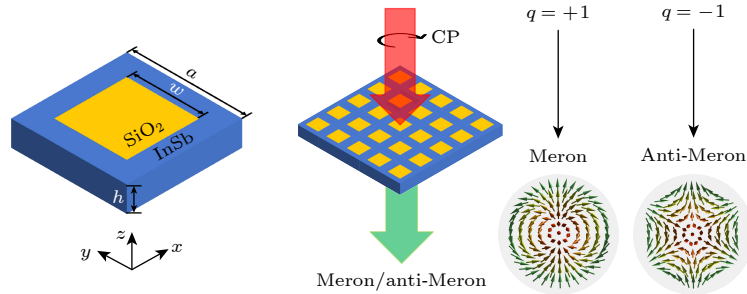
[‡] Corresponding author. E-mail: sdust_thz@163.com

factor ($\sim 10^8$) remains nearly unchanged. Reversing the magnetic field flips the chirality, realizing switchable control of Meron generation.

Under oblique magnetic fields, the Meron configuration remains robust up to $\sim 15^\circ$ misalignment. In contrast, transverse magnetic fields break in-plane symmetry, splitting the Γ -point V singularity into two C points with half-integer charges ($q = \pm 1/2$) and reducing the Q factor to $\sim 10^4$ – 10^5 . This symmetry breaking enables continuous evolution of polarization states in momentum space, achieving full Poincaré sphere coverage without structural reconfiguration.

Furthermore, by exploiting magnetic-field-induced band shifts, four distinct Meron states (different polarity and Skyrmion number) are realized at a single frequency, forming a four-state topological switch. Compared with previous studies, the proposed metasurface achieves a significantly broader relative bandwidth ($\sim 25\%$) and enables flexible magnetic control without structural redesign.

We propose and numerically demonstrate an InSb-based magneto-optical metasurface that enables dynamic and broadband control of momentum-space Meron spin textures at THz frequencies. By exploiting the interplay between symmetry-protected BICs and the gyrotropic response of InSb, reconfigurable Meron and anti-Meron states with tunable Skyrmion numbers and chiral responses are realized. In the absence of a magnetic field, second-order Meron and anti-Meron configurations emerge at dual BIC bands, while the application of a magnetic field induces band shifts and polarization ellipticity, allowing selective activation or suppression of Meron states over a $\sim 25\%$ bandwidth. Transverse magnetic fields further break the in-plane symmetry, enabling continuous polarization evolution and full Poincaré sphere coverage, whereas magnetic-field reversal provides switchable chirality. By combining band alignment under different magnetic conditions, four distinct Meron states are achieved at a single frequency. The metasurface also exhibits strong robustness against magnetic-field misalignment ($\sim 15^\circ$) and fabrication imperfections, while maintaining ultrahigh Q factors up to 1.8×10^8 under z -directed fields. These results provide a versatile platform for reconfigurable THz topological photonic devices, including polarization control, information encoding, and magnetic sensing.



Keywords: terahertz topological photonics, magneto-optical metasurfaces, Meron, chiral Poincaré sphere coverage

DOI: [10.7498/aps.75.20251671](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251671)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251671](https://cstr.org/cstr/32037.14.aps.75.20251671)



拓扑自旋太赫兹纹理的磁光控制

陈炯煦 张会云 于继宇 张玉萍

Magneto-optical control of topological spin terahertz textures

CHEN Jiongxi ZHANG Huiyun YU Jiyu ZHANG Yuping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 130701 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251671

CSTR: 32037.14.aps.75.20251671

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251671>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

空间与时空涡旋光独立调控的太赫兹超表面

Terahertz metasurface independently controlled by spatial vortex and spatiotemporal optical vortex

物理学报. 2026, 75(1): 130701 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251078>

基于磁光选择-多端口架构的太赫兹隔离器

Terahertz isolator based on magneto-optical selection multi-port architecture

物理学报. 2026, 75(2): 130701 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251289>

硅基自旋光电子学太赫兹辐射源特性

Terahertz emission characterization of silicon based ferromagnetic heterostructures

物理学报. 2024, 73(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240703>

磁序与拓扑的耦合: 从基础物理到拓扑磁电子学

Coupling between magnetism and topology: From fundamental physics to topological magneto-electronics

物理学报. 2024, 73(1): 017103 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231711>

非互易拓扑光子学

Non-reciprocal topological photonics

物理学报. 2024, 73(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231850>

弧度与旋转共同诱导相位调控太赫兹超表面

Radian and rotation co-induced phase controlling terahertz metasurfaces

物理学报. 2025, 74(2): 028701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241465>