

表面有限能隙的拓扑绝缘体薄层结构 Imbert-Fedorov 位移*

王一凡¹⁾ 曾然^{1)†} 沈飞翔¹⁾ 黄宇航¹⁾ 杨淑娜¹⁾
李浩珍¹⁾²⁾ 羊亚平²⁾

1) (杭州电子科技大学通信工程学院, 杭州 310018)

2) (同济大学物理科学与工程学院, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

(2025 年 10 月 24 日收到; 2026 年 3 月 11 日收到修改稿)

光自旋霍尔效应体现为 IF(Imbert-Fedorov) 横向位移, 本文研究了横向位移在具有有限的表面能隙的拓扑绝缘体层状结构中的特性, 讨论了表面能隙、表面磁化以及入射极化态和结构厚度等因素对位移的影响. 通过调控表面能隙可得到显著增强的 IF 位移极值. 在拓扑绝缘体表面平行磁化的情况下, 拓扑磁电极化率对 IF 位移极值的增强作用更为显著, 位移极值对应的表面能隙在拓扑磁电极化率增大时向更窄的能隙值移动. 在入射极化态与层厚度对位移的综合影响中发现, 位移随厚度起伏的条纹峰值在极化角变化过程中会呈现偏移, 在两种表面磁化情况中该偏移的方向相反. 本文研究结果为基于拓扑材料光束横向位移的新型高性能光学元器件以及高灵敏测量提供了新思路.

关键词: Imbert-Fedorov 位移, 拓扑绝缘体, 有限表面能隙, 薄层系统

DOI: 10.7498/aps.75.20251449

CSTR: 32037.14.aps.75.20251449

1 引言

光束位移效应作为光与物质相互作用中的一类重要现象, 是光子学、纳米光学及新型光子器件研究领域的研究重点. 其中 IF(Imbert-Fedorov) 横向位移^[1,2] 不仅在经典和量子光场的传播规律研究中发挥着关键作用, 而且为高灵敏光学测量、自旋信息调控和微纳功能元件提供了理论和实验基础^[3-6]. 研究表明, IF 位移与光的角动量守恒密切相关, 源于光的自旋霍尔效应^[7-9], 其物理本质是光子的自旋/极化态与其轨道角动量之间的耦合. 在界面反射或透射过程中, 该耦合作用导致依赖于光子极化态的空间光束横向位移. 随着光场调控和测量技术的发展, 人们已经在包括各类不同媒质界面

的光学平台中, 采用如量子弱测量等方法对 IF 位移进行了实验观测和研究^[10-15].

受益于新型二维材料和拓扑体系的发展, 拓扑态及其调控引入了更为丰富的物质界面光学机制, 引发研究者对其中的自旋光子学效应调控和应用研究的兴趣^[16-20]. 通过外场以及微结构的设计来精细调控横向位移效应, 为发展高性能光学传感与光开关等应用开辟了新途径. 作为一类具有拓扑非平庸能带特征的量子物态^[21-23], 拓扑材料体系如石墨烯、拓扑绝缘体等由于其强自旋-轨道耦合特性和独特的能带结构, 为探索自旋光子学/界面横向效应领域的新颖现象与机制提供了研究思路^[24-26]. 在拓扑绝缘体中引入时间反演对称性的破缺可导致其表面态被打开一定能隙, 这使得各种新颖的拓扑量子现象如量子反常霍尔效应、拓扑磁电交叉耦

* 国家自然科学基金 (批准号: 12274326, 62475064)、中国博士后科学基金 (批准号: 2023M732028)、量子技术与器件浙江省重点实验室 (批准号: 20230201) 和浙江省自然科学基金 (批准号: LY21A040003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ranzeng@hotmail.com

合等得以实现^[27-30], 而引入磁交换作用例如表面磁化即作为一种打开能隙的方法. 作为光子学与光电子学的理想应用平台^[31], 这种具有拓扑磁电效应的拓扑绝缘体的各类光学特性已被广泛研究, 例如涉及拓扑绝缘体层状结构的透射谱^[32]与极化偏转^[33], 及其量子光学特性如偶极相互作用^[34]、Casimir力^[35,36]与Casimir-Polder频移^[37]等. 已有的多数针对拓扑绝缘体在电磁学和光学效应方面的工作基本是按其表面态能隙趋于无穷的近似下进行的相关研究, 而近年来拓扑绝缘体的有限能隙情况及其影响在更多研究中被关注和讨论^[38-45], 特别对于拓扑绝缘体的电磁学和光学效应而言, 其表面能隙无穷近似的设定具有一定局限性, 而有必要考察拓扑绝缘体表面能隙实际上是有限的情况. 鉴于此, 本文针对拓扑绝缘体的薄层结构系统讨论其IF位移在表面有限能隙下的性质. 研究表明, IF位移在不同表面能隙下存在显著增强的极值, 而在较大能隙趋于饱和, 表面平行磁化与反平行磁化情况中对应的极值位移方向相反; 平行磁化下的位移效应普遍强于反平行磁化情况, 且拓扑磁电极化率对位移极值的强化作用在前者中也更为显著. 在某些表面能隙下, IF位移受厚度影响的周期起伏在不同的入射极化态下会整体偏移. 结合表面能隙与入射极化态、表面磁化取向等参量的这些影响规律可对拓扑绝缘体空间结构中的IF横向位移进行精细与有效调控.

2 理论模型

考虑电磁波入射到有限表面能隙拓扑绝缘体

薄层结构的情况, 如图1所示, 媒质1 $[x \in (0, +\infty)]$ 与媒质3 $[x \in (-\infty, -h)]$ 为普通介质, 媒质2 $[x \in (-h, 0)]$ 为拓扑绝缘体. 波沿 xOz 平面入射, 反射波在横向即 y 轴方向的偏移为IF位移. S_{rx} 表示反射波 x 方向的能流密度, P_{ty} 表示透射波沿 y 方向的能流.

根据能流法理论, 光束横向IF位移涉及透射与反射光束的能量流动特性, 即垂直于入射面的透射波能流与反射光束沿界面法向的坡印廷矢量的比值:

$$L_{IF} = \frac{P_{ty}}{S_{rx}} = \frac{1}{S_{rx}} \left(\int_{-h}^0 S_{2y} dx + \int_{-\infty}^{-h} S_{3y} dx \right), \quad (1)$$

其中 S_{2y}, S_{3y} 分别表示媒质2和3中透射波的平均坡印廷矢量 y 方向分量, 后者涉及透射到媒质3中的倏逝波, h 表示有限能隙拓扑绝缘体的厚度.

将某种入射波极化态记为归一化琼斯矢量的形式 $\mathbf{E}^i = (E_i^s, E_i^p)^T e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z)}$, 其中取 (E_i^s, E_i^p) 为 $(\cos \gamma, e^{i\delta} \sin \gamma)$, γ 和 δ 分别是极化角和相对相位. 考虑到电磁波在有限表面能隙拓扑绝缘体上下表面间发生多次反射而将电磁波分为上行与下行波, 场量分别为 \mathbf{E}_2^+ , \mathbf{B}_2^+ 和 \mathbf{E}_2^- , \mathbf{B}_2^- , 满足如下关系:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2^\pm &= \left(\frac{B_y^\pm}{n_2} \sin \theta_2, E_y^\pm, \pm \frac{B_y^\pm}{n_2} \cos \theta_2 \right)^T e^{j(\mp ax + bz)}, \\ \mathbf{B}_2^\pm &= (-n_2 E_y^\pm \sin \theta_2, B_y^\pm, \mp n_2 E_y^\pm \cos \theta_2)^T \\ &\quad \times e^{j(\mp ax + bz)}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $a = k_2 \cos \theta_2$, $b = k_2 \sin \theta_2$, n_2 为拓扑绝缘体折射率. 取待定系数 $U_{//,\perp}$ 和 $jV_{//,\perp}$ 分别表示上述场量 y 分量的和与差, 则拓扑绝缘体内总场量为

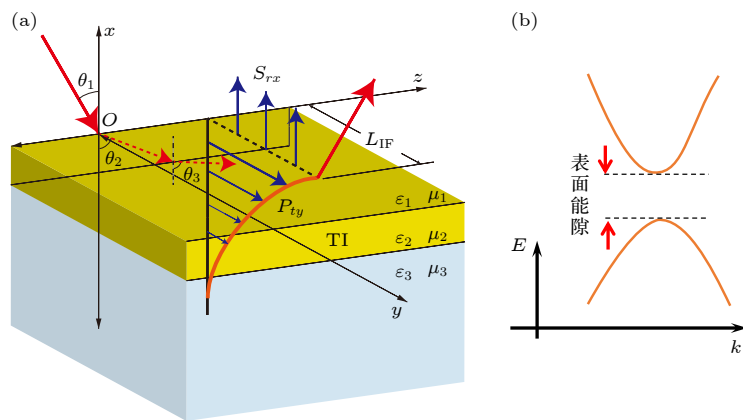


图1 有限表面能隙拓扑绝缘体层状结构的IF横向位移效应(a)与表面能隙(b)示意图

Fig. 1. Sketch of the IF transverse shift on a topological insulator slab structure with finite surface energy gap (a) and the surface energy gap (b).

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2 &= \begin{pmatrix} \frac{\sin \theta_2}{n_2} [(U_{//} \cos ax + V_{//} \sin ax)] \\ U_{\perp} \cos ax + V_{\perp} \sin ax \\ \frac{j \cos \theta_2}{n_2} [V_{//} \cos ax - U_{//} \sin ax] \end{pmatrix} e^{ibz}, \\ \mathbf{B}_2 &= \begin{pmatrix} -n_2 \sin \theta_2 (U_{\perp} \cos ax + V_{\perp} \sin ax) \\ U_{//} \cos ax + V_{//} \sin ax \\ -jn_2 \cos \theta_2 (V_{\perp} \cos ax - U_{\perp} \sin ax) \end{pmatrix} e^{ibz}. \end{aligned} \quad (3)$$

对于有限表面能隙情况下的拓扑绝缘体, 通过标准量子场论^[46,47]并引入费曼参数, 其麦克斯韦作用量可由表面费米子拓扑项修正, 结合修正后的麦克斯韦方程组和边界条件计算得到各待定系数为

$$\begin{aligned} U_{\perp} &= j \frac{\omega \mu_2 \cos \theta_3}{ac} \beta(m) \sin(ah) E_t^p \\ &\quad - \left[\left(j \frac{\mu_2 \omega n_3 \cos \theta_3}{\mu_3 ac} - \frac{b \omega \mu_2 v_F^2 \Gamma(m) n_3 \sin \theta_3}{ac^2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\omega^2 \mu_2 \Gamma(m)}{ac} \right) \sin(ah) - \cos(ah) \right] E_t^s, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} V_{\perp} &= j \frac{\mu_2 \omega \cos \theta_3}{ac} \beta(m) \cos(ah) E_t^p \\ &\quad - \left[\left(j \frac{\mu_2 n_3 \omega \cos \theta_3}{\mu_3 ac} - \frac{\mu_2 n_3 \omega v_F^2 \sin \theta_3 b \Gamma(m)}{ac^2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\omega^2 \mu_2 \Gamma(m)}{ac} \right) \cos(ah) + \sin(ah) \right] E_t^s, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} U_{//} &= \left[\left(\frac{\mu_2 n_3}{\mu_3} + j \Gamma(m) \omega \mu_2 \cos \theta_3 \right) \cos ah \right. \\ &\quad \left. - j \frac{n_2^2 \omega \cos \theta_3}{ac} \sin(ah) \right] E_t^p \\ &\quad + \mu_2 \beta(m) \cos(ah) E_t^s, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} V_{//} &= - \left[j \omega \mu_2 \cos \theta_3 \left(\frac{\varepsilon_2}{ac} \cos(ah) + \Gamma(m) \sin(ah) \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\mu_2 n_3}{\mu_3} \sin(ah) \right] E_t^p - \mu_2 \beta(m) \sin(ah) E_t^s, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 v_F 是拓扑绝缘体表面费米子的费米速度, c 为真空中光速, β 和 Γ 函数为

$$\begin{aligned} \beta(m) &= \int_0^1 N [m^2 - (\omega^2 - v_F^2 k_{//}^2)(1-x)x]^{-1} m \alpha dx, \\ \Gamma(m) &= \int_0^1 2\alpha N x(1-x) [m^2 - (\omega^2 - v_F^2 k_{//}^2)(1-x)x]^{-1} dx, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 α 是精细结构常数, m 为表面能隙, 其符号对应表面磁化的方向, N 对应于拓扑磁电极化率中 π 的奇数倍, 与表面费米子种类数相关, $k_{//}$ 是平行

于界面的波矢分量. (4) 式—(7) 式中的电场分量 E_t^p 和 E_t^s 分别为透射波的 p 和 s 极化振幅, θ_3 为透射角, n_3 和 μ_3 分别为媒质 3 的折射率和磁导率, 其表征在普通媒质 3 的场量中:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_3 &= [E_t^p \sin \theta_3, E_t^s, E_t^p \cos \theta_3]^T \\ &\quad \times e^{j[-k_3 \cos \theta_3(x+h) + k_3 \sin \theta_3 z]}, \\ \mathbf{H}_3 &= \frac{n_3}{\mu_3} [-E_t^s \sin \theta_3, E_t^p, -E_t^s \cos \theta_3]^T \\ &\quad \times e^{j[-k_3 \cos \theta_3(x+h) + k_3 \sin \theta_3 z]}. \end{aligned} \quad (9)$$

同理在媒质 1 中, 反射波电磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r &= [E_r^p \sin \theta_1, E_r^s, -E_r^p \cos \theta_1]^T \\ &\quad \times e^{j(k_1 \cos \theta_1 x + k_1 \sin \theta_1 z)}, \\ \mathbf{H}_r &= \frac{n_1}{\mu_1} [-E_r^s \sin \theta_1, E_r^p, E_r^s \cos \theta_1]^T \\ &\quad \times e^{j(k_1 \cos \theta_1 x + k_1 \sin \theta_1 z)}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 E_r^p 和 E_r^s 分别为反射波 p 和 s 极化振幅. 有限表面能隙拓扑绝缘体薄层结构整体的菲涅尔反射与透射矩阵记为 \mathbf{R} 和 \mathbf{T} , 其同样需通过分析上述表面费米子拓扑项修正的边界条件而计算得到, 则 (9) 式和 (10) 式中的各 s, p 分量可由反射透射矩阵表示为 $[E_r^s, E_r^p]^T = \mathbf{R}[E_i^s, E_i^p]^T$ 和 $[E_t^s, E_t^p]^T = \mathbf{T}[E_i^s, E_i^p]^T$.

基于上述各空间区域中的电场与磁场, 进而可计算平均坡印廷矢量, 最后代入 (1) 式即得到有限表面能隙拓扑绝缘体薄层结构的 IF 位移.

3 结果和讨论

按上述拓扑绝缘体空间层状结构的设定, 考察其表面能隙、磁化方向、拓扑磁电极化率以及入射极化态等对 IF 位移的影响和调控. 与拓扑绝缘体表面能隙以及厚度相关的参量 m/ω 和 h/λ 、以及 IF 位移 L_{IF}/λ , 均为无量纲参数, 其中 ω 和 λ 分别为入射频率和波长. 表面费米子的费米速度取典型值 $v_F \sim 10^{-3}c$, c 为真空中光速. IF 横向位移的典型影响因素包括构成界面的媒质的不同电磁响应, 考虑各媒质都为非磁性媒质即 $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$, 则 IF 位移依赖于媒质电响应介电常数. 首先考察不同入射角和不同表面能隙下的 IF 位移随媒质介电常数的变化. 取拓扑绝缘体表面只存在一种表面费米子, 在表面能隙趋于无穷极限下, 该情况对应于拓

扑磁电极化率为 π , 即 $N = 1$. 图 2 为改变入射介质介电常数时 IF 横向位移的曲线图, 其中图 2(a), (b) 分别给出左旋圆极化波 20° 入射下的拓扑绝缘体表面不同能隙下平行磁化与反平行磁化的 IF 位移特性. 可以看到, IF 位移随着表面能隙不是单调性变化, 可以在某一能隙下出现较大值. 而且位移随介电常数变化的峰值幅度和位置都受到表面能隙的影响, 而且位移方向存在反转区间. 图 2(c), (d) 给出了 12° 入射下的情况, 该情况下位移整体比图 2(a), (b) 量级小, 也未表现出符号反转, 但同样存在某表面能隙下位移效应较强的规律. 对比不同表面磁化方向的影响会发现, 平行磁化情况下的位移效应会强于反平行磁化情况, 尤其在图 2(c), (d) 两图中尤其显著. 这是因为, 拓扑绝缘体薄层的两个相互平行磁化的表面对应于入射波经历了两个相同的拓扑磁电极化率变化的界面, 进而位移效应加强, 而反平行磁化的两表面对应于入射波经历两个相反的拓扑磁电极化率变化界面, 所以位移效应存在一定抵消; 拓扑绝缘体表面平行与反平行磁化也在各类光学效应中体现了不同的作用 [32,33], 例如拓扑绝缘体表面的极化偏转特性也会在平行磁化情况下被加强, 而在反平行磁化下被抵消. 此外, IF 位移受界面布儒斯特角的影响较大,

在图 2 中较大角度入射情况下位移效应较强的现象是因为该角度较接近布儒斯特角. 在接近布儒斯特角时, IF 横向位移的变化更为显著, 因此下面对于在近布儒斯特角的入射角度下考察拓扑绝缘体表面能隙、拓扑磁电极化率、层厚以及极化模式的影响.

选取不同层厚度下的 IF 位移随表面能隙的变化曲线如图 3 所示. 设光束在约为所考察层状结构等效布儒斯特角的 28° 下入射, 极化态仍为左旋圆极化. 可以看到, 位移随着表面能隙的连续变化中在某个能隙值下存在极值, 而在较大能隙下趋于饱和. 该极值位置在不同层厚度下略有偏移, 而在表面平行磁化与反平行磁化情况中的极值对应 IF 位移方向大致相反. 厚度对极值强度和位置的影响也非单调, 在某些厚度下峰值显著增强, 而在其他厚度下则相对较小; 不同厚度下的位移方向也存在变化. 这些非单调依赖关系表明可通过拓扑绝缘体层厚度结合表面能隙来精细调制 IF 位移大小与方向, 而层厚度的连续变化影响将在下述后续结果中给出进一步讨论.

继续考察拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率影响. 图 4 所示为拓扑磁电极化率为 $\pi, 3\pi, 5\pi$ 时 IF 位移随表面能隙的变化. 结果显示, IF 位移极值随

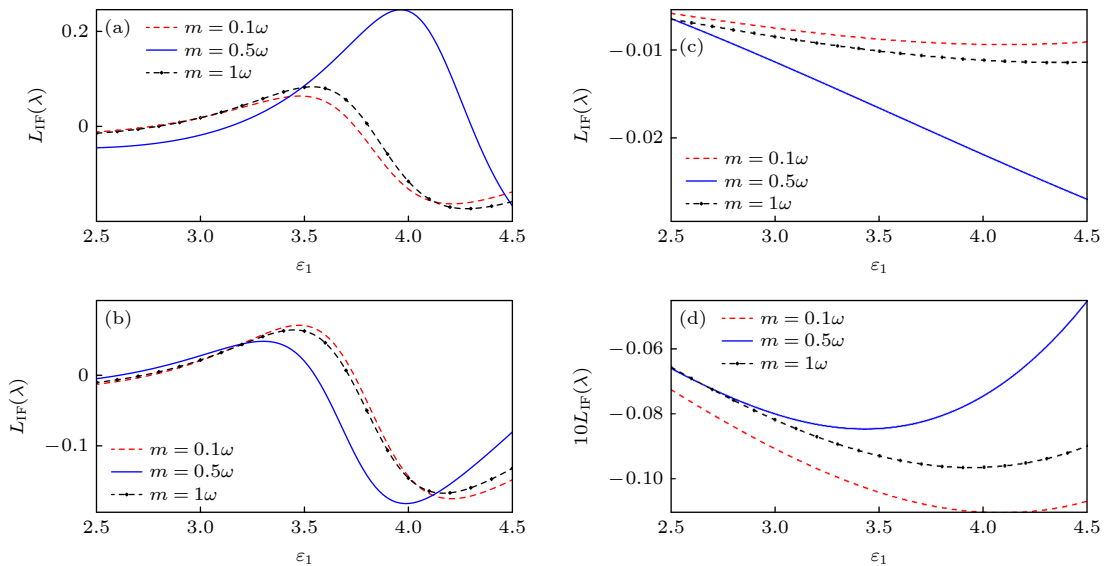


图 2 IF 位移在拓扑绝缘体不同表面能隙、不同表面磁化方向以及不同角度下随介电常数的变化入射角 20° 时拓扑绝缘体表面平行磁化 (a) 与反平行磁化 (b) 的情况; 入射角 12° 时拓扑绝缘体表面平行磁化 (c) 与反平行磁化 (d) 的情况; 媒质 2 与媒质 3 的其他参数取为 $\epsilon_2 = 2, \epsilon_3 = 1, h = \lambda_0$

Fig. 2. IF shift as a function of dielectric constant under different surface energy gaps, surface magnetization orientations of topological insulator, and different incident angles: (a) Parallel magnetization and (b) antiparallel magnetization at incidence of 20° ; (c) parallel magnetization and (d) antiparallel magnetization at incidence of 12° ; other parameters of medium 2 and medium 3 are $\epsilon_2 = 2, \epsilon_3 = 1, h = \lambda_0$.

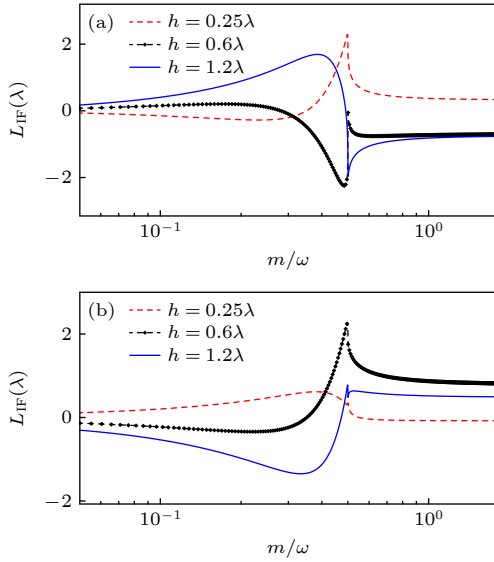


图 3 IF 位移在不同层厚度的拓扑绝缘体表面平行磁化 (a) 与反平行磁化 (b) 情况下随表面能隙的变化; 入射角 28° , $\epsilon_1 = 3$, 其他参数同图 2 中的取值

Fig. 3. IF shift as a function of the surface energy gap of topological insulator under (a) parallel and (b) antiparallel surface magnetizations for different slab thicknesses; the incident angle is 28° , $\epsilon_1 = 3$, and other parameters are the same as in Fig. 2.

N 值的增大而显著增强, 极值对应的表面能隙位置向更窄的能隙值移动, 增大倍数 N 值对应于与拓扑绝缘体表面能隙直接相关的 β 和 Γ 函数值的成倍增长, 表明了拓扑绝缘体表面费米子种类数增多即拓扑磁电耦合效应增强对 IF 位移的促进作用. 拓扑磁电极化率对光学效应的该增强效果与在 Casimir 效应中拓扑磁电极化率的增强规律^[35] 较为一致. 与图 2 中表现的特点类似, 平行磁化情况下极值增强的趋势更为显著, 反平行磁化结构的变化幅度相对小一些.

基于上述拓扑磁电极化率对 IF 位移的增强作用, 后续讨论取拓扑磁电极化率为 3π 的情况. 进一步研究入射极化态对位移的影响, 图 5 给出 IF 位移随入射光极化角 γ 的变化, 极化角范围为 0° — 90° , 其他参数取值同图 4. 图 5(a), (b) 分别为表面能隙取不同表面能隙值 $m = 0.3\omega$ (约为位移极值对应的能隙, 如图 4 所示) 和 $m = 5\omega$ 的情况. 其中与图 4 结果类似, 可看到表面平行磁化下的位移普遍要远强于反平行磁化下位移, 同时平行与反平行磁化下的位移方向也相反. 在不同极化态中, TM 极化下的位移幅度普遍高于 TE 极化以及中间过渡的椭圆极化态, 但对于表面反平行磁化下的左旋极化情况中存在使位移达到峰值的最佳椭圆极化态.

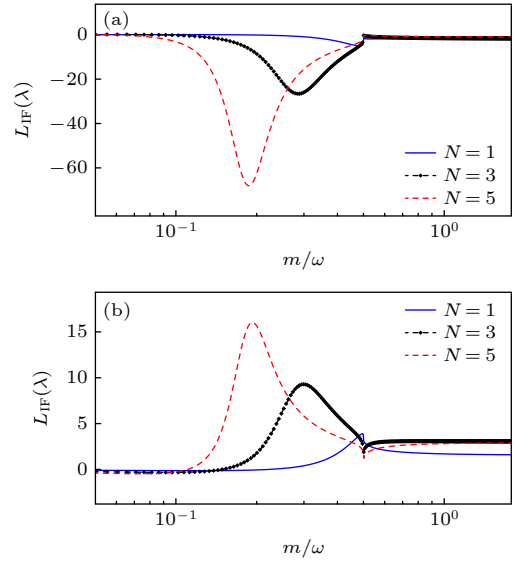


图 4 IF 位移在不同拓扑磁电极化率的拓扑绝缘体表面平行磁化 (a) 与反平行磁化 (b) 情况下随表面能隙的变化; 层厚度 $h = \lambda_0$, 其他参数值同图 3

Fig. 4. IF shift as a function of the surface energy gap of topological insulator under (a) parallel and (b) antiparallel surface magnetizations for different topological magneto-electric polarizabilities; the slab thickness is $h = \lambda_0$, and other parameters are the same as in Fig. 3.

在选取的不同表面能隙中, 较大表面能隙下位移与较小表面能隙位移方向相反. 左旋与右旋极化波在极化角变化过程中呈现明显不同的趋势, 但随着表面能隙的增宽, 这种差异逐渐减小. 这些现象既不同于普通电介质 (对应零拓扑磁电极化率) 中光束横向位移的入射极化态依赖关系 (其最大 IF 位移出现于圆极化入射时), 也不同于无穷带隙拓扑绝缘体中横向位移的入射极化态依赖性 (其中最大 IF 位移总出现在入射椭圆极化的情况下), 体现了有限表面能隙下拓扑磁电效应的特殊性.

最后我们考察光束极化态与层厚度对位移的综合影响. 图 6 为位移极值对应的表面能隙 $m = 0.3\omega$ 下不同表面磁化方向的 IF 位移, 可以看到位移随厚度增大呈现一定的起伏和周期性变化, 在特定厚度处出现峰值增强并伴随位移方向反转. 在该表面能隙下, 在厚度影响下的位移周期起伏对于不同的光束极化态基本一致, 因此在图中形成几乎平行的条纹. 反平行磁化结构的位移较之平行磁化情况要小很多, 但厚度变化呈现更快起伏即位移基于厚度的调控在该反平行磁化情况下更敏感. 继续考察更大表面能隙 $m = 5\omega$ 下的结果, 同时入射角取稍偏离布儒斯特角的 25° , 如图 7 所示. 在该角度与表面能隙下的位移效应明显弱于图 6 的结果, 但位移

随厚度起伏的特性与图 6 有所差异, 且其受到光束极化态更复杂的影响, 图 7 中, 位移随厚度起伏调控的敏感程度在两种不同表面磁化方向情况下相类似; 而极化角逐渐减小的过程中, 位移随厚度起伏的条纹峰值位置出现偏移, 即不同极化态下的位移峰值条纹不再严格对齐, 表明了由于不同表面能隙下的拓扑绝缘体薄层内部多次反射机制也不同, 改变薄层厚度对 IF 位移的极化态依赖规律产生显著差异. 在表面平行磁化与反平行磁化下该偏移的方向相反: 平行磁化条件下, 条纹整体向较大厚度偏移; 反平行磁化条件下则向较小厚度偏移. 此外, 条纹在不同的厚度区域也体现为不同的偏移程度. 综上所述, 基于拓扑绝缘体表面能隙和表面磁化方向的设定, 并结合控制光束入射极化态和角度以及层状结构的厚度等可对 IF 横向位移/光自旋霍尔效应进行有效调控, 为其在光子器件与精密测量等领域的应用提供了广阔前景.

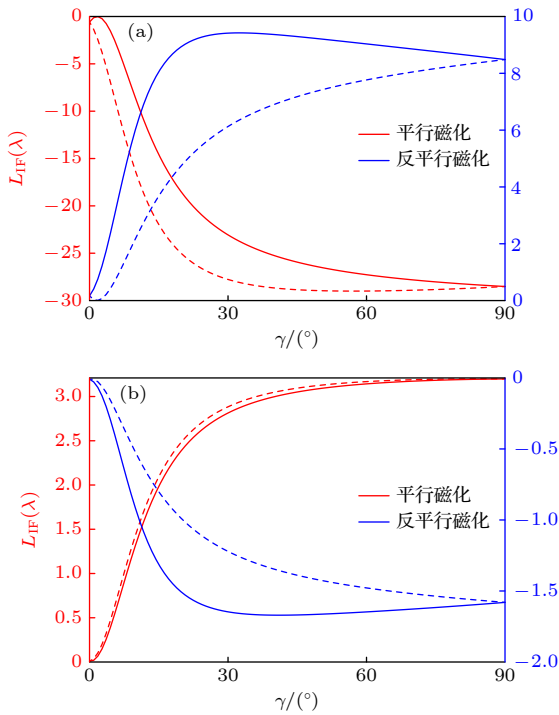


图 5 有限表面能隙拓扑绝缘体薄层结构的 IF 位移随入射极化态的变化, 其中取两种不同表面能隙 (a) $m = 0.3\omega$ 和 (b) $m = 5\omega$, 实线与虚线分别对应左旋和右旋极化态, 其他参数值同图 4

Fig. 5. IF shift on a topological insulator slab with finite surface energy gap as a function of the incident polarization state under two surface energy gap values (a) $m = 0.3\omega$ and (b) $m = 5\omega$; the solid and dashed curves correspond to left-handed and right-handed circular polarization states, respectively; other parameters are the same as in Fig. 4.

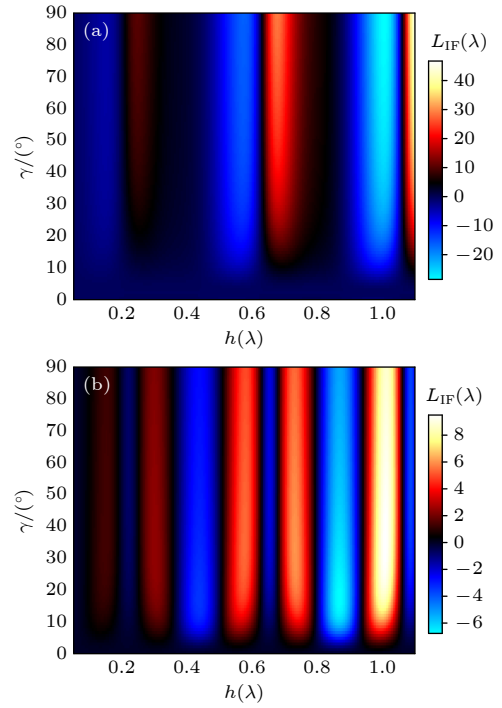


图 6 IF 位移在拓扑绝缘体表面平行磁化 (a) 与反平行磁化 (b) 情况下随极化模式与层厚度的变化, 其中拓扑绝缘体表面能隙 $m = 0.3\omega$, 其他参数值同图 5

Fig. 6. IF shift as a function of the polarization state and slab thickness under (a) parallel and (b) antiparallel surface magnetizations on the topological insulator with surface energy gap $m = 0.3\omega$, and other parameters are the same as in Fig. 5.

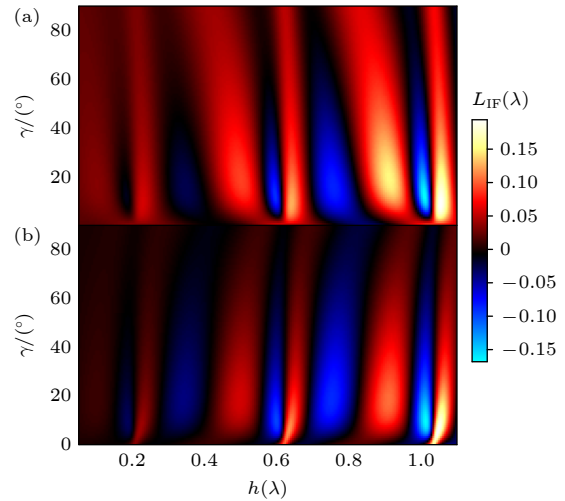


图 7 有限表面能隙拓扑绝缘体薄层结构的 IF 横向位移在表面平行磁化 (a) 与反平行磁化 (b) 下随极化模式与层厚度的变化, 其中拓扑绝缘体表面能隙 $m = 5\omega$, 入射角为 25° , 其他参数值同图 5

Fig. 7. IF shift as a function of the polarization state and slab thickness under (a) parallel and (b) antiparallel surface magnetizations on the topological insulator with surface energy gap $m = 5\omega$, the incident angle is 25° , and other parameters are the same as in Fig. 5.

4 结 论

本文系统研究了基于有限表面能隙的拓扑绝缘体薄层结构的 IF 横向位移效应, 通过讨论表面磁化方向、拓扑磁电极化率、媒质厚度等因素的影响, 揭示了拓扑绝缘体薄层系统中的 IF 位移在不同表面能隙和不同入射极化态下的性质. 结果表明, IF 位移随拓扑绝缘体表面能隙呈现非单调变化, 在某能隙下存在显著增强的极值, 而在较大能隙趋于饱和, 而位移极值对应的能隙值对于不同层厚度下略有偏移. 对比不同表面磁化方向的影响时发现, 表面平行磁化与反平行磁化情况中对应的极值位移方向相反, 而且平行磁化情况下的位移效应普遍强于反平行磁化情况. 增大拓扑磁电极化率对 IF 位移具有强化作用, 表面平行磁化情况下该强化的趋势更为显著, 同时位移极值对应的表面能隙在拓扑磁电极化率增大时向更窄的能隙值移动. TM 极化入射下的位移幅度普遍高于 TE 极化及椭圆极化态, 而在极化态与层厚度对位移的综合影响中发现, 在位移极值附近的表面能隙情况中, 位移受厚度影响的周期起伏在不同的极化态下基本一致, 而更大的表面能隙下, 位移随厚度起伏的条纹峰值位置在极化角变化过程中出现偏移, 在两种表面磁化情况中该偏移的方向相反. 因此通过优化设置拓扑绝缘体表面能隙、磁化方向以及厚度等可对 IF 位移进行增强以及有效调控, 这在设计基于拓扑材料光束横向位移效应的高性能器件与高灵敏测量方面具有实际意义.

参考文献

- [1] Fedorov F I 1955 *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **105** 465
- [2] Imbert C 1972 *Phys. Rev. D* **5** 787
- [3] Zhou X X, Ling X H, Luo H L, Wen S C 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 251602
- [4] Fan G Q, Deng D M 2021 *Opt. Express* **29** 35182
- [5] Athira B S, Pal M, Mukherjee S, et al. 2022 *J. Opt.* **24** 054006
- [6] Yang M Y, Zhang C, Yuan C S, Liu Z X, Chen Y T, Huang W, Chen Y, Zhou X X 2025 *J. Opt.* **27** 115401
- [7] Bliokh K Y, Aiello A 2013 *J. Opt.* **15** 014001
- [8] Jiang X, Wang Q K, Guo J, Zhang J, Chen S Q, Dai X Y, Xiang Y J 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 145104
- [9] Wang J J, Shi L, Zi J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 236101
- [10] Takayama O, Sukham J, Malureanu R, Lavrinenko A V, Puentes G 2018 *Opt. Lett.* **43** 4602
- [11] Zhou X X, Xiao Z C, Luo H L, Wen S C 2012 *Phys. Rev. A* **85** 043809
- [12] Liu J A, Tu J L, Lu Z L, Wu B W, Hu Q, Ma H H, Chen H, Yi X N 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 064201 (in Chinese) [刘金安, 涂佳隆, 卢志利, 吴柏威, 胡琦, 马洪华, 陈欢, 易煦农 2019 *物理学报* **68** 064201]
- [13] Dai H L, Yuan L Q, Yin C, Cao Z Q, Chen X F 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 053902
- [14] Lee J, Kim J, Shim S, Yang Y, Choi J, Rho J, Lee D, Kim M 2025 *Nat. Commun.* **16** 2699
- [15] Petrov N I, Sokolov Y M, Stoiakin V V, Danilov V A, Popov V V, Usievich B A 2025 *Opt. Lett.* **50**, 1317
- [16] Farmani A, Miri M, Sheikhi M H 2017 *J. Opt. Soc. Am. B* **34** 1097
- [17] Xu Y, Wu L, Ang L K 2021 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **27** 1
- [18] Iqbal M, Waseer W I, Naqvi Q A 2021 *Phys. Lett. A* **409** 12
- [19] Dongre N K, Roychowdhury K 2022 *Phys. Rev. B* **106** 075414
- [20] Liu S Q, Song Y F, Wan T, Ke Y G, Luo Z M 2022 *Chin. Phys. B* **31** 074101
- [21] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [22] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [23] Wang P Y, Ge J, Li J H, Liu Y Z, Xu Y, Wang J 2021 *Innovation* **2** 100098
- [24] Grosche S, Ornigotti M, Szameit A 2015 *Opt. Express* **23** 30195
- [25] Kort-Kamp W J D M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 147401
- [26] Xu G D, Sun J, Zang T C, Mao H M, Pan T 2013 *Opt. Commun.* **287** 154
- [27] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C 2008 *Phys. Rev. B* **78** 195424
- [28] Shafiei M, Fazileh F, Peeters F M, Milošević M V 2022 *Phys. Rev. Mater.* **6** 074205
- [29] Mogi M, Okamura Y, Kawamura M, et al. 2022 *Nat. Phys.* **18** 390
- [30] Liu C, Wang Y Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 177301 (in Chinese) [刘畅, 王亚愚 2023 *物理学报* **72** 177301]
- [31] Politano A, Viti L, Vitiello M S 2017 *APL Mater.* **5** 035504
- [32] Zeng R, Chen W Q, Li H Z, Xu J Q, Yang S N, Li Q L, Yang Y P 2023 *Eur. Phys. J. D* **77** 113
- [33] An H, Zeng R, Zhang M, Li H Z, Hu M, Li Q L, Zeng X D 2020 *Opt. Commun.* **477** 126335
- [34] Xie H Y 2024 *Phys. Scr.* **99** 065502
- [35] Grushin A G, Cortijo A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 020403
- [36] Chen L, Wan S L 2011 *Phys. Rev. B* **84** 075149
- [37] Fuchs S, Crosse J A, Buhmann S Y 2017 *Phys. Rev. A* **95** 023805
- [38] Muñiz Cano B, Ferreiros Y, Pantaleón P A, Dai J, Tallarida M, Figueroa A I, Valbuena M A 2023 *Nano Lett.* **23** 6249
- [39] Irfan M, Sattar A, Iqbal Bashir A, Mustafa H, Khan S N, Latif H, Pang W, Qin S 2024 *Physica B* **673** 415439
- [40] Wang J S, Wang T Y, Ozerov M, et al. 2023 *Commun. Phys.* **6** 200
- [41] Kaveev A K, Suturin S M, Golyashov V A, et al. 2021 *Phys. Rev. Mater.* **5** 124204
- [42] Khachatryan A S, Charnaya E V, Shevchenko E V, et al. 2021 *Europhys. Lett.* **134** 47002
- [43] Yano R, Kudriashov A, Hirose H T, Tsuda T, Kashiwaya H, Sasagawa T, Golubov A A, Stolyarov V S, Kashiwaya S 2021 *J. Phys. Chem. Lett.* **12** 4180
- [44] Liu Q Y, Yang X S, Zhang M 2026 *Nanomaterials* **16** 205
- [45] Rostami H, Moghaddam A G 2025 *J. Phys. Mater.* **8** 015001
- [46] Novotný J 1992 *Mod. Phys. Lett. A* **7** 2575
- [47] Kim D K, Soh K S 1997 *Phys. Rev. D* **55** 6218

Imbert-Fedorov shifts of topological insulator slab with finite surface energy gap*

WANG Yifan¹⁾ ZENG Ran^{1)†} SHEN Feixiang¹⁾ HUANG Yuhang¹⁾
YANG Shuna¹⁾ LI Haozhen¹⁾²⁾ YANG Yaping²⁾

1) (*School of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China*)

2) (*MOE Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

(Received 24 October 2025; revised manuscript received 11 March 2026)

Abstract

The Imbert-Fedorov (IF) transverse shift originates from the spin Hall effect of light, which corresponds to the interaction between the orbital angular momentum and spin/polarization state of the photon. In this work we systematically investigate the IF transverse shift in a topological insulator slab structure with finite surface energy gap. We report on a systematic investigation of how surface magnetization orientation, topological magnetoelectric polarizability, and slab thickness influence the IF shift in a topological insulator slab for different surface energy gaps and incident polarization states. The IF shift is found to exhibit a non-monotonic dependence on the surface energy gap, identifying this gap as a key parameter for achieving significant enhancement. Furthermore, the specific gap value at which this peak enhancement occurs is found to shift slightly with variations in the slab thickness. Under the parallel magnetization on topological insulator surfaces, the IF shifts are much more significantly enhanced by increasing topological magnetoelectric polarizability, and the surface energy gap corresponding to the peak value of the IF shift moves toward narrower gap as the topological magnetoelectric polarizability increases. The magnitude of the IF shift under TM-polarized incidence is generally larger than that under TE- and elliptically polarized states. Examination of the combined effects of incident polarization and layer thickness reveals that, for specific surface energy gaps the peak positions of its thickness-dependent oscillations may drift as the polarization angle varies, and the direction of this drift is opposite under two distinct surface magnetization configurations. This indicates that the IF shift can be enhanced and effectively controlled through judicious optimization of the topological insulator surface energy gap, magnetization direction, and thickness. This work offers practical significance for designing high-performance optical devices and highly sensitive measurement systems based on the transverse shifts in topological materials.

Keywords: Imbert-Fedorov shift, topological insulator, finite surface energy gap, thin slab system

DOI: [10.7498/aps.75.20251449](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251449)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251449](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251449)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12274326, 62475064), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2023M732028), the Key Laboratory of Quantum Technology and Device of Zhejiang Province, China (Grant No. 20230201), and the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LY21A040003).

† Corresponding author. E-mail: ranzeng@hotmail.com



表面有限能隙的拓扑绝缘体薄层结构Imbert–Fedorov位移

王一凡 曾然 沈飞翔 黄宇航 杨淑娜 李浩珍 羊亚平

Imbert–Fedorov shifts of topological insulator slab with finite surface energy gap

WANG Yifan ZENG Ran SHEN Feixiang HUANG Yuhang YANG Shuna LI Haozhen YANG Yaping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 110709 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251449

CSTR: 32037.14.aps.75.20251449

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251449>

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

磁性拓扑绝缘体中的量子输运现象

Quantum transport phenomena in magnetic topological insulators

物理学报. 2023, 72(17): 177301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230690>

拓扑绝缘体中量子霍尔效应的研究进展

Research progress of quantum Hall effect in topological insulator

物理学报. 2023, 72(17): 177302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230698>

单层二维量子自旋霍尔绝缘体 $1T'-WTe_2$ 研究进展

Research progress of two-dimensional quantum spin Hall insulator in monolayer $1T'-WTe_2$

物理学报. 2022, 71(12): 127308 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220100>

光子拓扑绝缘体多层系统中的Casimir效应

Casimir effect in photonic topological insulator multilayered system

物理学报. 2025, 74(10): 104202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250088>

外加电场和B/N掺杂对锡烯带隙的影响

Influence of external electric field and B/N doping on the band gap of stanene

物理学报. 2024, 73(8): 083101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231935>

应变调控下 $Tl_2Ta_2O_7$ 中的拓扑相变

Topological phase transitions in $Tl_2Ta_2O_7$ under strain regulation

物理学报. 2023, 72(12): 127102 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230043>