

光束正入射至界面时的自旋-轨道相互作用及其增强

罗慧玲 凌晓辉 周新星 罗海陆

Spin-orbit interaction of a light beam under normal incidence at a sharp interface and its enhancement

Luo Hui-Ling Ling Xiao-Hui Zhou Xin-Xing Luo Hai-Lu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 034202 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191218

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191218>

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

Rashba自旋轨道耦合下square-octagon晶格的拓扑相变

Topological phase transitions in square-octagon lattice with Rashba spin-orbit coupling

物理学报. 2018, 67(23): 237101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180624>

自旋-轨道耦合作用下玻色-爱因斯坦凝聚在量子相变附近的朗道临界速度

Landau critical velocity of spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate across quantum phase transition

物理学报. 2017, 66(22): 220301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.220301>

界面Dzyaloshinskii-Moriya相互作用下辐射状磁涡旋形成机制

Mechanism of magnetic radial vortex under effect of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction

物理学报. 2018, 67(22): 228502 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181392>

利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

梯度磁场中自旋-轨道耦合旋转两分量玻色-爱因斯坦凝聚体的基态研究

Ground state of spin-orbit coupled rotating two-component Bose-Einstein condensate in gradient magnetic field

物理学报. 2018, 67(11): 110302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180539>

自旋轨道矩调控的垂直磁各向异性四态存储器结构

Demonstration of four-state memory structure with perpendicular magnetic anisotropy by spin-orbit torque

物理学报. 2018, 67(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180216>

光束正入射至界面时的自旋-轨道相互作用及其增强*

罗慧玲¹⁾²⁾ 凌晓辉^{1)2)†} 周新星^{2)‡} 罗海陆³⁾

1) (衡阳师范学院物理与电子工程学院, 智能信息处理与应用湖南省重点实验室, 衡阳 421002)

2) (湖南师范大学物理与电子科学学院, 长沙 410081)

3) (湖南大学物理与微电子科学学院, 长沙 410082)

(2019年8月11日收到; 2019年10月25日收到修改稿)

光束正入射至均匀突变界面时的自旋-轨道相互作用表现为拓扑荷数为 ± 2 的、自旋可控的涡旋相位. 然而, 该涡旋相位的物理来源以及界面的性质在自旋-轨道相互作用过程中起到何种作用, 这些问题还有待解决. 首先建立一个简洁的菲涅耳琼斯矩阵来描述这种自旋-轨道相互作用, 并揭示其中的涡旋相位其实是一种贝里 (Berry) 几何相位, 它来源于光束本身的拓扑结构, 而界面的性质影响自旋-轨道相互作用的转换效率. 一般情况下, 转换效率极低, 限制了其应用. 因此, 基于上述理论, 提出采用光轴平行于界面法线方向的单轴薄层材料, 来极大地增强这种自旋-轨道相互作用.

关键词: 光的自旋-轨道相互作用, 涡旋相位, 几何相位, 角动量

PACS: 42.25.-p, 42.25.Ja, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.69.20191218

1 引言

光既可以具有自旋角动量, 又可携带轨道角动量. 自旋角动量与光的偏振有关, 如左右旋圆偏振光子分别携带 $\pm\hbar$ 的自旋角动量. 轨道角动量有两类^[1,2], 一类为内禀 (intrinsic) 的轨道角动量, 与涡旋光场有关, 每个光子携带 $l\hbar$ 的轨道角动量, 其中 l 为涡旋相位的拓扑荷数; 另一类为外禀 (extrinsic) 的轨道角动量, 和光束传播的轨迹有关, 定义为坐标原点到光束中心的距离与线动量的叉乘, 与经典粒子的机械角动量类似. 光的自旋角动量和轨道角动量之间的相互转换和耦合被称为自旋-轨道相互

作用 (spin-orbit interaction, SOI) 或耦合^[1,2]. 它是光学中的一种基本效应, 广泛存在于界面的反射和折射、非均匀各向异性介质、强聚焦、粒子散射、表面波和消逝波等体系中, 在光学、纳米光子学和等离子光学等领域扮演越来越重要的角色, 并在精密测量与探测、信息存储与处理、微粒操纵以及各种功能光子器件设计等方面显示出巨大的应用潜力^[1-9]. 在旋转对称的系统中, 光的 SOI 表现为自旋可控的涡旋相位的产生 (内禀轨道角动量); 在旋转对称性破缺的系统中, 它表现为自旋霍尔效应 (外禀轨道角动量)^[1,2].

光的自旋霍尔效应存在于很多体系中, 如光束在突变界面的斜入射^[1,10-17]、一维的潘查拉特南-

* 国家自然科学基金 (批准号: 11604087, 11874142, 11604095)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0700202)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2018JJ1001)、湖南省科技计划 (批准号: 2016TP1020) 和衡阳师范学院英才支持计划 (2015) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xhling@hnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xinxingzhou@hnu.edu.cn

贝里 (Pancharatnam-Berry, PB) 相位元件 [18–21]、各向同性的非均匀材料 [21–23] 等; 自旋可控的涡旋相位也在方位变化的 PB 相位元件 [24–27]、强聚焦 [28,29]、单轴晶体中的传输 [30,31] 等体系中出现. 然而, 有趣的是, 当光束正入射至均匀的、各向同性的突变界面时, 也能产生自旋相关的涡旋相位 [32–34]. 光束正入射时, 极小的一部分入射光束发生自旋反转 (左旋变为右旋或者右旋变为左旋), 并获得拓扑荷数为 ± 2 的涡旋相位 (图 1(a)). 其内在机制被认为是 SOI, 但这种相位的物理来源、为什么拓扑荷数为 ± 2 以及界面在其中究竟扮演何种角色等一系列的问题, 目前并不清楚. 另外, 该 SOI 与光束通过方位变化的各向异性 PB 相位元件 [24–27] 时产生涡旋相位的过程极为相似. 光束入射到方位 PB 相位元件时, 一部分入射光束发生自旋反转并获得 2 倍于元件拓扑荷数 (q) 的涡旋相位因子 $2q\phi$, 其中 ϕ 是 PB 相位元件的局部的光轴方向, 是坐标位置的函数. 也就是说这种相位因子来源于 PB 相位元件的非均匀的各向异性. 而前文所提到的界面是各向同性且均匀的, 这与 PB 相位元件的情况又有何联系和区别?

首先建立一个菲涅耳琼斯矩阵来描述光束正入射至突变界面的透 (反) 射光束, 并发现其产生的涡旋相位因子来源于光束本身的拓扑结构, 具有几何性, 是一种自旋重构的贝里 (spin-redirected Berry) 相位. 界面的性质影响光束中各平面波分量的菲涅耳系数, 并决定发生了 SOI 的那部分光束的转换效率. 而对于 PB 相位元件, 光束也是部分发生自旋反转, 经历 SOI, 并获得 PB 涡旋相位, 但这种相位来源于外部材料的各向异性. 进一步研究发现, 光束正入射至突变界面的 SOI 的转换效率取决于光束中各斜入射的平面波的 TM 和 TE 分量的菲涅耳系数之差. 对于传统材料来说, 这种效应非常弱, 转换效率极低, 这限制了它的应用, 目前也没有这方面的实验见诸报道. Ciattoni 等 [33] 从理论上提出, 采用各向同性的、介电常数近零的薄层来增强这种效应, 但因各向同性材料可调的自由度非常有限, 其转换效率最高也只能达到 20% 左右. 由于各向异性材料具有更多调控的自由度, 因此提出用光轴方向平行于界面法线方向的单轴晶体薄层, 来极大地增强正入射时的 SOI, 使转换效率在某些条件下可达 100%.

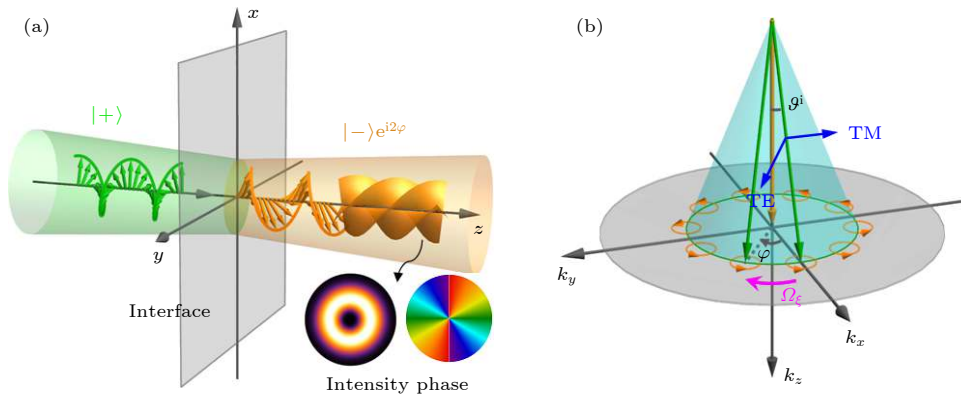


图 1 光束正入射至各向同性的突变界面时 SOI 的示意图 (a) 左旋圆偏振光束正入射至界面后, 部分光束发生自旋反转变成为右旋光, 并获得拓扑荷数为 2 的涡旋相位 (两个小图分别表示一种典型的涡旋光束的强度和相位分布); 注意, 未发生 SOI 的那部分光束并没有在图中画出; $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 分别表示左、右旋圆偏振; (b) 光束中各平面波分量的自旋与局部坐标的旋转耦合的示意图, 其中圆锥代表光束的角谱, 绿色的箭头线代表任意的两支平面波的波矢, 橙色带箭头的小圆圈表示各平面的偏振矢量在实验室坐标上的投影 (均为圆偏振), Ω_ξ 为坐标旋转的空间旋转

Fig. 1. Schematic illustration of the SOI for a light beam normally impinging onto a sharp isotropic interface. (a) When a left-circularly polarized beam normally passes through the interface, part of the incident beam converts into a right-circularly polarized beam, and carries a vortex phase with a topological charge of 2. Note that the spin-maintained portion is not shown in the picture. $|+\rangle$ and $|-\rangle$ denotes the left- and right-handed polarization, respectively. (b) Schematic illustration of rotational coupling between the local coordinates and the spin of the plane wave components within the beam spectra. The cone represents the angular spectrum of the beam. The two green arrows represent the wave vectors of arbitrary two plane waves. The orange circles with arrows indicate the projection of polarization vectors of each plane wave on the laboratory coordinates (all circularly polarized). Ω_ξ is the spatial coordinate rotation.

2 涡旋相位的物理来源: 理论与模型

2.1 建立透射与入射光束之间的菲涅耳琼斯矩阵

考虑一个单色的有限宽傍轴光束, 正入射至一个由各向同性的、均匀的、无吸收材料构成的突变界面, 如图 1(a) 所示. 由于反射和透射光束具有相似的行为, 因此本文以透射为例来分析其中的 SOI 过程. 由角谱理论可知, 有限宽的光束可以看成由许多具有略微不同传播方向的平面波相干叠加而成. 众所周知, 平面波在界面的透射可以由菲涅耳公式来描述, 因此, 光束在界面的透射场由其所有平面波分量的透射场相加 (积分) 而成. 根据角谱理论, 可以把入射 (i) 和透射 (t) 电场统一地写成如下傅里叶积分形式 ($a = i, t$)^[35]:

$$U_{\perp}^a(\mathbf{r}_{\perp}) = \int d^2\mathbf{k}_{\perp} e^{i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp} + ik_z^a z} \tilde{U}_{\perp}^a(\mathbf{k}_{\perp}), \quad (1)$$

其中, $\mathbf{k}_{\perp} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y}$ 和 $\mathbf{r}_{\perp} = x \hat{x} + y \hat{y}$ 分别表示横向的波矢和位置矢量 (其中 $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$ 为对应于 $\{x, y, z\}$ 的各方向的单位矢量), $k_z^a = \sqrt{(k^a)^2 - k_{\perp}^2}$ 为纵向波矢分量 ($k^a = n^a 2\pi/\lambda$ 为波数, n^a 为折射率), $\tilde{U}_{\perp}^a(\mathbf{k}_{\perp})$ 是垂直于中心平面波矢的横向场分布 (动量空间中的角谱). 在圆偏振基下考虑自旋、轨道角动量及它们之间的 SOI 会使问题变得更为简便, 因此将 $\tilde{U}_{\perp}^a(\mathbf{k}_{\perp})$ 表示为两个圆偏振分量相加的形式, 即 $\tilde{U}_{\perp}^a(\mathbf{k}_{\perp}) = \tilde{U}_{+}^a(\mathbf{k}_{\perp}) \hat{V}_{+} + \tilde{U}_{-}^a(\mathbf{k}_{\perp}) \hat{V}_{-}$, 其中 $\hat{V}_{\pm} = (\hat{x} \pm i\hat{y})/\sqrt{2}$ 为圆偏振单位矢量, 下标+和-分别表示左、右旋圆偏振.

假设入射光 $U_{\perp}^i(\mathbf{r}_{\perp})$ 为左旋圆偏振光束, 且具有旋转不变的特征 (如高斯光束和贝塞尔光束), 即在光束中心轴的横截面上, 其偏振态为均匀的左旋圆偏振分布. 这也意味着, 光束角谱中每一支平面波在其各自的传播方向的横向平面内并不一定是圆偏振, 而是椭圆偏振. 通过 (1) 式的傅里叶逆积分, 可以求出入射光束在动量空间的角谱 $\tilde{U}_{+}^i(\mathbf{k}_{\perp})$. 现在, 只要解出透射光束的角谱 $\tilde{U}_{\perp}^t(\mathbf{k}_{\perp})$, 就可以通过 (1) 式计算透射光的电场 $U_{\perp}^t(\mathbf{r}_{\perp})$.

实际上, 可以用一个 2×2 的矩阵将 $\tilde{U}_{\perp}^t(\mathbf{k}_{\perp})$ 与 $\tilde{U}_{\perp}^i(\mathbf{k}_{\perp})$ 联系起来. 首先, 光束横向角谱 $\tilde{U}_{\perp}^a(\mathbf{k}_{\perp})$ 中任意平面波的电场可写为 $\tilde{u}_{\perp}^a(\mathbf{k}^a) = \tilde{u}_{\text{TM}}^a \hat{v}_{\text{TM}}^a +$

$\tilde{u}_{\text{TE}}^a \hat{v}_{\text{TE}}^a$ 形式, 其中

$$\begin{aligned} \hat{v}_{\text{TE}}^a &= \hat{z} \times \mathbf{k}^a / |\hat{z} \times \mathbf{k}^a| = (-k_y \hat{x} + k_x \hat{y}) / k_{\perp} \\ &= -\sin \varphi \hat{x} + \cos \varphi \hat{y} \end{aligned}$$

与

$$\begin{aligned} \hat{v}_{\text{TM}}^a &= \hat{v}_{\text{TE}}^a \times \mathbf{k}^a / k^a \\ &= \cos \vartheta^a (\cos \varphi \hat{x} + \sin \varphi \hat{y}) - \sin \vartheta^a \hat{z} \end{aligned}$$

为任意平面波的 TE 和 TM 分量的单位矢量, 且 $k_{\perp} = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, $\vartheta^a = \sin^{-1}(k_{\perp}/k^a)$ 为任意平面波的波矢与 z 轴的夹角 (图 1(b)), $\varphi = \tan^{-1}(k_y/k_x)$ 为方位角. 各平面波的透射场与入射场之间通过菲涅耳透射系数 $t_{\text{TM,TE}}(\vartheta^i)$ 联系起来:

$$\begin{pmatrix} \tilde{u}_{\text{TM}}^t \\ \tilde{u}_{\text{TE}}^t \end{pmatrix} = \hat{T}_{\perp} \begin{pmatrix} \tilde{u}_{\text{TM}}^i \\ \tilde{u}_{\text{TE}}^i \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} t_{\text{TM}}(\vartheta^i) & \\ & t_{\text{TE}}(\vartheta^i) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{u}_{\text{TM}}^i \\ \tilde{u}_{\text{TE}}^i \end{pmatrix}. \quad (2)$$

为了使表达式看起来简洁, 以下将 $t_{\text{TM,TE}}(\vartheta^i)$ 简写为 $t_{\text{TM,TE}}$. 由于透射光和入射光的观察面上的场均是指垂直于中心波矢的横向场分布, 因此将非中心平面波的偏振矢量投影到中心平面波的偏振矢量上, 并忽略纵向 z 分量得

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{+}^a &= \hat{v}_{\text{TM}}^a \cdot (\hat{V}_{+})^* \tilde{u}_{\text{TM}}^a + \hat{v}_{\text{TE}}^a \cdot (\hat{V}_{+})^* \tilde{u}_{\text{TE}}^a, \\ \tilde{U}_{-}^a &= \hat{v}_{\text{TM}}^a \cdot (\hat{V}_{-})^* \tilde{u}_{\text{TM}}^a + \hat{v}_{\text{TE}}^a \cdot (\hat{V}_{-})^* \tilde{u}_{\text{TE}}^a. \end{aligned} \quad (3)$$

将上式写成矩阵形式, 并计算得

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{+}^a(\mathbf{k}_{\perp}) \\ \tilde{U}_{-}^a(\mathbf{k}_{\perp}) \end{bmatrix} &= \hat{P}^a \begin{bmatrix} \tilde{u}_{\text{TM}}^a(\mathbf{k}^a) \\ \tilde{u}_{\text{TE}}^a(\mathbf{k}^a) \end{bmatrix}, \\ \hat{P}^a &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \vartheta^a e^{-i\varphi} & -ie^{-i\varphi} \\ \cos \vartheta^a e^{i\varphi} & ie^{i\varphi} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

联立 (2) 和 (4) 式, 可得

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_{+}^t(\mathbf{k}_{\perp}) \\ \tilde{U}_{-}^t(\mathbf{k}_{\perp}) \end{bmatrix} = \hat{P}^t \hat{T}_{\perp} (\hat{P}^i)^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{+}^i(\mathbf{k}_{\perp}) \\ \tilde{U}_{-}^i(\mathbf{k}_{\perp}) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

通过矩阵相乘得:

$$\begin{aligned} \hat{M} &= \hat{P}^t \hat{T}_{\perp} (\hat{P}^i)^{-1} \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (\zeta t_{\text{TM}} + t_{\text{TE}}) & e^{-i2\varphi} (\zeta t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}) \\ e^{i2\varphi} (\zeta t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}) & (\zeta t_{\text{TM}} + t_{\text{TE}}) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\zeta = \cos \vartheta^t / \cos \vartheta^i$. 至此, 在圆偏振基下, 用菲涅耳琼斯矩阵 \hat{M} 来建立 $\tilde{U}_{\perp}^t(\mathbf{k}_{\perp})$ 与 $\tilde{U}_{\perp}^i(\mathbf{k}_{\perp})$ 之间的关系. 很显然, (6) 式的矩阵中, 反对角元是自旋反转的项, 而对角元是自旋不变的项, 可分别称之为

反常 (abnormal) 模式和寻常 (normal) 模式. 这种矩阵不仅比已有的方法 [32,33] 简洁, 而且清晰地展现了光束本身拓扑结构 (\hat{P}^a 矩阵) 与界面性质 (\hat{T}_\perp 矩阵) 的不同的物理贡献. 也就是说, 光束本身的拓扑结构贡献了涡旋相位因子 $e^{\pm i2\varphi}$; 而与界面性质有关的菲涅耳系数贡献了反常模式和寻常模式的振幅 $(\zeta t_{TM} \pm t_{TE})/2$, 并决定了透射光束中反常模式和寻常模式的“比重”(即 SOI 中的转换效率). 在左旋圆偏振光束 (其圆偏基下的角谱分布为 $(1, 0)^T \tilde{U}_\perp^i$) 入射下, 根据 (6) 式可得

$$\tilde{U}_\perp^i(\mathbf{k}_\perp) = \left[\frac{\zeta t_{TM} + t_{TE}}{2} \hat{V}_+ + e^{2i\varphi} \frac{\zeta t_{TM} - t_{TE}}{2} \hat{V}_- \right] \tilde{U}_+^i. \quad (7)$$

将 (7) 式代入 (1) 式即可得到透射光束的电场分布.

2.2 Berry 相位: 涡旋相位的物理来源

下面分析涡旋相位因子的物理来源. 很显然, (7) 式中的反常模式携带一个拓扑荷数为 2 的涡旋相位. 由 (4) 式可知, 它来源于非中心平面波与中心平面波的投影操作. 任意非中心平面波的偏振矢量投影到中心平面波的偏振矢量上后, 产生了一个自旋相关的涡旋相位因子 $e^{\pm i\varphi}$. 这种相位因子与各平面波的入射面的方位角有关, 而中心平面波的入射面无法确定, 即 TM 和 TE 分量的偏振矢量也无法确定, 因此是涡旋相位的奇点. 对于旋转不变的光束 (如高斯光束和贝塞尔光束), 该相位因子都存在. 从本质上看, 该相位因子来源于光束本身的拓扑结构, 是几何性的, 本身是一个不可观测的量, 只有透射和入射光束的相位差才是可观测量. 对于反常模式, 由于发生了自旋反转, 相位差为 $\pm 2\varphi$; 对于寻常模式, 相互抵消, 相位差为 0.

本文用自旋角动量与坐标旋转之间的耦合 [1] 或者光学科里奥利 (Coriolis) 效应 [36] 来解释这种相位的物理来源. 由于要求入射光束在横截面上是均匀的圆偏振 (实验中容易产生), 即每个非中心平面波的偏振矢量在投影到中心平面波的横向面之后都是圆偏振的 (图 1(b)), 因此光束在 z 方向上的平均光子自旋角动量为 $\mathbf{J} = \sigma \hat{z}$ (其中 $\sigma = +1$ 和 -1 分别表示左旋和右旋圆偏振). 以每个非中心平面波各自的 TM 和 TE 偏振矢量构成的局部坐标框架, 投影到实验室坐标上后, 相对于实验室坐标的空间旋转率为 $\Omega_\xi = d\varphi/d\xi$, 其中 ξ 是坐标框架的旋转路径, 旋转轴为 z 轴. 因此, 推导出一个几何

相位 [1,36]:

$$\Phi_B^a = - \int \mathbf{J} \cdot \Omega_\xi d\xi = - \int \sigma^a d\varphi = -\sigma^a \varphi, \quad (8)$$

它体现为自旋 (σ^a) 与坐标旋转 (φ) 之间的耦合, 只与坐标旋转的路径有关, 因此是几何性的. 而 φ 又是螺旋相位因子, 与内禀轨道角动量有关, 因此 Φ_B^a 又体现为自旋与内禀轨道角动量之间的耦合, 即 SOI. 这里的坐标旋转, 是指各非中心平面波所在的局部坐标系在实验室坐标上的投影, 相对于实验室坐标系的旋转. 这种几何相位与光束中各平面波的传播方向的 SO(3) 旋转有关, 因此它是自旋重构的贝里相位 [1,36-38].

实际上, 最终透射光束的寻常和反常模式的相位是透射光束的几何相位与入射光束的几何相位之差 $\Phi_B^a - \Phi_B^i$. 由于反常模式是自旋反转的结果, 即 $\sigma^a = -\sigma^i$, 因此反常模式的几何相位为 $\Phi_B^a - \Phi_B^i = -\sigma^a \varphi - (-\sigma^i \varphi) = 2\sigma^i \varphi$; 而寻常模式的几何相位为 0. 这个结果与 (7) 式的计算结果是一致的, 也与文献 [32-34] 中的结果相同. 这种相位因子还与 PB 相位元件中产生的涡旋相位在形式上极为相似. 在 PB 相位元件中, PB 相位来源于材料外部的各向异性; 而这里的几何相位来源于光束本身的拓扑结构以及光束中各平面波分量由于斜入射造成的 t_{TM} 与 t_{TE} 之间的不同 (也可看作是一种“各向异性”). 这两种情况在原理上是不同的, 但在形式上又是一致的, 可以用上述的自旋角动量与坐标旋转的耦合模型来统一地理解 [1,36].

还可以从角动量守恒的角度来考虑. 由于本文中研究的界面是关于 z 轴旋转对称的、无吸收的体系, 因此参与 SOI 的那部分光束在 z 方向上的总角动量必须守恒 (诺特定理). 入射光束中各平面波分量投影到 z 方向上的自旋角动量 (光子的平均自旋角动量) 为 $\sigma \hbar$, 且不携带轨道角动量. 透射后, 部分光束发生自旋反转, 其自旋角动量变为 $-\sigma \hbar$, 且同时获得与入射自旋相关的、 $2\sigma \hbar$ 的额外轨道角动量. 此时这部分光束的总的角动量还是 $\sigma \hbar$, 并无增减. 因此, z 方向的总角动量是守恒的.

3 增强光束正入射时的 SOI 效率的方法

3.1 现有方法的 SOI 效率

上文建立了一个由各向同性的、均匀的、无吸收材料构成的界面的菲涅耳琼斯矩阵, 分析了光束

本身的拓扑结构和构成界面的材料性质的各自贡献,即涡旋相位来源光束本身的拓扑结构,而界面性质影响 SOI 的转换效率. 现以左旋圆偏振贝塞尔光束的正入射为例来具体讨论. 零阶贝塞尔光束的横向的电场可写为

$$U_{+}^i(\mathbf{r}_{\perp}) = A_0 \exp(ik_z^i z) J_0(\Delta k r_{\perp}),$$

其中 A_0 为任意振幅, $\Delta k = 2\pi/w_0$ 为横向的谱半宽度, w_0 为光束束腰半宽度, $k_z^i = \sqrt{(k^i)^2 - \Delta k^2}$, $J_n(\xi)$ 表示第一类 n 阶贝塞尔函数. 其角谱分布为一个冲激函数的形式:

$$\tilde{U}_{+}^i(k_{\perp}) = \frac{A_0 w_0}{2\sqrt{5/2}\pi^2} \delta(k_{\perp} - \Delta k),$$

这意味着,贝塞尔光束的角谱实际上呈旋转不变的、空心圆锥状分布(图 1(b)),中心轴垂直于界面,且所有平面波分量均为斜入射,虽方位角不同,但入射角均为 $\vartheta^i = \sin^{-1}(\Delta k/k^i)$,即 ϑ^i 由 w_0 决定. 由此,将 $\tilde{U}_{+}^i(k_{\perp})$ 代入(7)式并联立(1)式,可得透射光束的电场为

$$U_{\perp}^t(\mathbf{r}_{\perp}) = \exp(ik_z^t z) \left[\frac{\zeta t_{\text{TM}} + t_{\text{TE}}}{2} J_0(\Delta k r_{\perp}) \hat{V}_{+} - e^{i2\varphi} \frac{\zeta t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}}{2} J_2(\Delta k r_{\perp}) \hat{V}_{-} \right], \quad (9)$$

式中透射光束分为两部分,一部分与入射光束相同,是寻常模式;另一部分表现出自旋反转现象并携带拓扑荷数为 2 的涡旋相位,是反常模式. 图 2 给出了寻常模式和反常模式的光强和相位分布. 反常模式(图 2(a))光斑中心是光强为 0 的空心区域,相位在方位方向变化 4π ,即拓扑荷数为 2 的涡旋

相位;寻常模式(图 2(b))光斑中心是实心区域,不携带方位方向的涡旋相位. 当寻常模式强度为 0,即只有反常模式时,该 SOI 过程中的转换效率为 100%. 然而一般情况下,对于传统材料构成的界面, $|t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|$ 实际上是一个非常小的值,尤其在入射角较小时. 这种情况意味着 SOI 的转换效率是极低的,常规的实验精度难以被观察到. 这也是这种效应迄今为止没有在实验上被观察到的原因之一.

SOI 中的转换效率可定义为透射光束的反常模式的功率与入射光束的功率之比. 当考虑贝塞尔光束正入射时,SOI 的转换效率为^[33]

$$\eta = \frac{|\zeta t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|^2}{4}. \quad (10)$$

因此,转换效率取决于贝塞尔光束中各平面波的 TM 和 TE 分量菲涅耳系数之差. 对傍轴光束 ($\Delta k \ll k$) 来讲, $\zeta = \cos \vartheta^t / \cos \vartheta^i$ 是一个接近于 1 的值. 若考虑入射介质和出射介质折射率相等,如一个放置于自由空间中的薄层, $\zeta \equiv 1$. 此时,SOI 的转换效率 $\eta = |t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|^2/4$. 由于贝塞尔光束中的平面波分量的入射角 ϑ^i 取决于光束束腰半宽度 w_0 的大小,且具有一个确定的值,因此,只要找到合适的材料,使 $|t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|$ 在感兴趣的 ϑ^i 范围内具有尽可能大的值,就能获得尽可能增强的 SOI. 实际理想情况下,如果能够使 t_{TM} 和 t_{TE} 的值一个为 1,另一个为 -1,则能获得 100% 的效率.

然而,传统的材料(如空气、玻璃等)构成的界面,SOI 的转换效率极低. 考虑一个放置于自由空

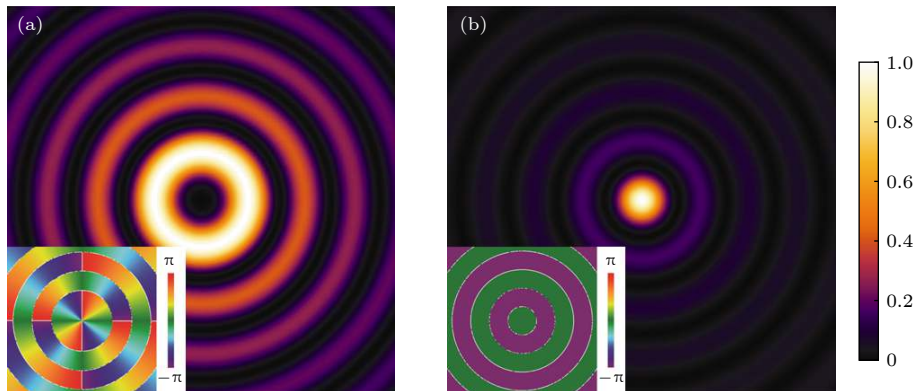


图 2 左旋圆偏振贝塞尔光束正入射至一个界面时,透射光束的反常模式(a)和寻常模式(b)的归一化光强分布,其中两个小图分别表示为对应的相位分布,在计算中,取入射光束的波长 $\lambda = 1$ 且 $w_0 = 20\lambda$

Fig. 2. Normalized intensity distribution of the abnormal mode (a) and normal mode (b) of transmitted light beam under the normal incidence of a left-handed circularly polarized Bessel beam at a sharp interface. The insets represent the phase distribution of corresponding modes. Here, we take the working wavelength as $\lambda = 1$ and $w_0 = 20\lambda$.

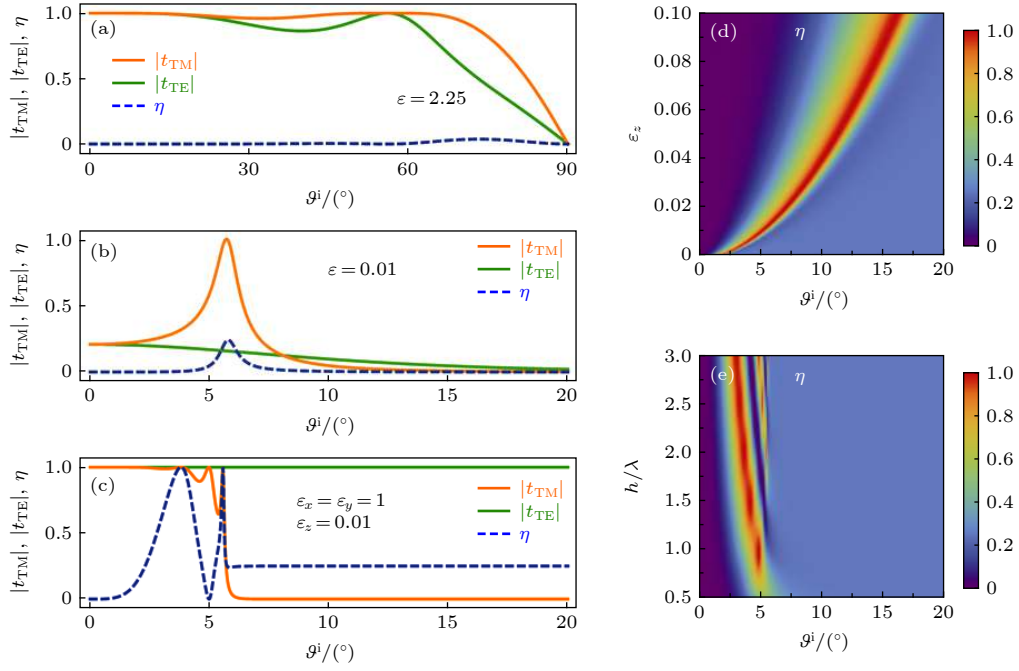


图 3 三种放置于自由空间的单层薄膜材料的透射系数, 以及 SOI 的转换效率 $\eta = |t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|^2/4$ (a) $\varepsilon = 2.25$, (b) $\varepsilon = 0.01$, (c) $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$ 且 $\varepsilon_z = 0.01$; 计算中, 取入射光束的波长 $\lambda = 1$, 三种材料厚度 $h = 2\lambda$; (d) 和 (e) 分别是 ϑ^i 和 ε_z , ϑ^i 和 h 同时变化时的转换效率, 在 (d) 中, 取 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$, $h = 1\lambda$; 在 (e) 中, 取 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$, $\varepsilon_z = 0.01$

Fig. 3. Transmission coefficients and conversion efficiency ($\eta = |t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|^2/4$) of three optically thin films placed in free space: (a) $\varepsilon = 2.25$, (b) $\varepsilon = 0.01$, (c) $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$ and $\varepsilon_z = 0.01$, where we take $\lambda = 1$ and $h = 2\lambda$; (d) conversion efficiencies versus ϑ^i and ε_z of a uniaxial layer with $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$ and $h = 1\lambda$; (e) conversion efficiencies versus ϑ^i and h of a uniaxial layer with $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$ and $\varepsilon_z = 0.01$.

间、介电常数为 $\varepsilon = 2.25$ 、厚度为 h (波长量级) 的非磁性 (磁导率为 1) 各向同性薄膜, 其 TM 和 TE 平面波分量的透射系数分别为^[39]

$$t_{\text{TM}}(\vartheta^i) = \frac{1}{\cos(k_z^{(2)}h) - \frac{i}{2} \left(\frac{k_z^{(1)}\varepsilon}{k_z^{(2)}} + \frac{k_z^{(2)}}{k_z^{(1)}\varepsilon} \right) \sin(k_z^{(2)}h)}, \quad (11a)$$

$$t_{\text{TE}}(\vartheta^i) = \frac{1}{\cos(k_z^{(2)}h) - \frac{i}{2} \left(\frac{k_z^{(1)}}{k_z^{(2)}} + \frac{k_z^{(2)}}{k_z^{(1)}} \right) \sin(k_z^{(2)}h)}, \quad (11b)$$

其中, $k_z^{(1,2)}$ 表示平面波法线方向 (z 方向) 的波矢分量, $k_z^{(1)} = k^i \cos \vartheta^i$, $k_z^{(2)} = k^t \cos \vartheta^t$. 由 (11) 式可知 t_{TM} 和 t_{TE} 相差极小, 转换效率极低 (图 3(a)).

鉴于传统材料的 SOI 极弱, Ciattoni 等^[33] 在 2017 年从理论上提出采用介电常数近零的各向同性薄层来增强这种效应 (图 3(b)). 对于介电常数近零材料薄层, TM 波在入射角很小时就可以满足法布里-珀罗共振, 使 $|t_{\text{TM}}|$ 达到 1, 并同时使 $|t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|$ 达到较大的值. 然而, 其转换效率最高也

只可达 20% 左右. 其原因是, 对于各向同性材料, t_{TM} 和 t_{TE} 同时受到介电常数的影响, 无法独立地调控, 很难使 $|t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|$ 接近于 2, 因此转换效率难以达到 100%.

3.2 通过单轴薄层增强 SOI 的效率至 100%

各向异性材料比各向同性材料具有更多的自由度, 有望获得接近 100% 的效率. 考虑厚度为 h 的非磁性 (磁导率为 1) 单轴晶体薄层, 其介电常数张量为

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & & \\ & \varepsilon_y & \\ & & \varepsilon_z \end{pmatrix}, \quad \text{且 } \varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z. \quad (12)$$

即此单轴层的光轴与 z 轴平行, 也就是光束的传输方向. 这种情况下, 体系依然具有旋转不变性, 上文的所有理论仍然适用. 由于该材料具有 $\varepsilon_{x,y}$ 和 ε_z 两个可以独立调控的介电常数, 所以相比于各向同性材料多了一个调控的自由度. 写出其透射系数为^[40]

$$t_{\text{TM}}(\vartheta^i) = \frac{1}{\cos(q_e h) - \frac{i}{2} \left(\frac{q_e}{\varepsilon_x q_1} + \frac{\varepsilon_x q_1}{q_e} \right) \sin(q_e h)}, \quad (13a)$$

$$t_{\text{TE}}(\vartheta^i) = \frac{1}{\cos(q_o h) - \frac{i}{2} \left(\frac{q_o}{q_1} + \frac{q_1}{q_o} \right) \sin(q_o h)}, \quad (13b)$$

注意, 其中 TM 和 TE 波的交叉偏振透射系数

$$t_{\text{TM} \rightarrow \text{TE}} = t_{\text{TE} \rightarrow \text{TM}} = 0,$$

$$q_1 = k \cos \vartheta^i,$$

$$q_o = \sqrt{\varepsilon_x} k \cos \vartheta^o,$$

$$q_e = \sqrt{\varepsilon_x k^2 - \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} k_{//}^2},$$

$$k_{//} = k \sin \vartheta^i,$$

$$\vartheta^o = \sin^{-1} [\sin(\vartheta^i) / \sqrt{\varepsilon_x}],$$

$$k = 2\pi/\lambda$$

当 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z$ 时, (13) 式回到各向同性材料的情况, 即 (11) 式.

要想获得 100% 的转换效率, 必定要使 t_{TM} 和 t_{TE} 的值一个为 1, 另一个为 -1, 当然也就没有反射. 首先, 令 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$, 即平行于界面方向的介电常数与自由空间相同, 这保证了 TE 波的透射系数为 $t_{\text{TE}} = \exp(iq_o h)$, 其模值 $|t_{\text{TE}}| \equiv 1$ (图 3(c)), 即任意入射角下, TE 波均全部透射. 然后, 令 $\varepsilon_z \rightarrow 0$ (远小于自由空间的介电常数), 使 TM 波的全反射临界角 (即满足 $\varepsilon_z = \sin^2 \vartheta^i$ 条件时) 变得很小. 大于临界角时, $t_{\text{TM}} = 0$, $|t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}| = 1$, 转换效率恒为 25%; 小于临界角时, 由于 TM 波可能满足法布里-珀罗共振条件 $2q_e h = 2m\pi$ (m 为整数), 而出现全透射的情况 ($t_{\text{TM}} = \pm 1$), 使得 $|t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|$ 的值可能为 2, 也可能为 0, 以及它们之间任意的中间值 (两个共振峰之间). 也即, 在 TM 波满足法布里-珀罗共振时, 有可能实现 100% 的效率.

下面具体计算 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1$ 且 $\varepsilon_z = 0.01$ 时, 厚度 $h = 2\lambda$ 的单轴薄层的透射系数和转换效率. 如图 3(c) 所示, $|t_{\text{TE}}|$ 在任意入射角度时恒为 1; 而 TM 波在 $\vartheta^i > 5.8^\circ$ 时发生全反射 ($|t_{\text{TM}}| = 0$), 当 $\vartheta^i < 5.8^\circ$ 时, 在某些角度发生法布里-珀罗共振, 出现 $t_{\text{TM}} = \pm 1$ 的情况, 使 SOI 的转换效率 $\eta = |t_{\text{TM}} - t_{\text{TE}}|^2/4$ 在 $\vartheta^i = 3.8^\circ$ 和 5.6° 附近达到 100%. 当 ε_z 和厚度 h 发生改变时, 影响法布里-珀罗共振出现的角度, 因此出现 100% 效率的角度 ϑ^i 也随之改变, 如图 3(d)

和图 3(e) 所示.

虽然具有这种极端的介电常数的单轴材料很难在自然界中找到, 但近年来随着微纳光学, 特别是超构材料和超构表面领域的飞速发展, 具有上述等效介电常数的人工合成材料有望通过合适地设计超构材料或超构表面来实现, 比如双曲超构材料 (hyperbolic metamaterials)^[41,42]. 最后还需要指出的是, 本文所建立的全波理论适合于旋转不变的体系, 比如由各向同性材料构成的界面、各向同性材料与光轴平行于界面法线方向的单轴晶体构成的界面. 当系统不具有旋转不变性时, 比如光轴方向平行于界面时的单轴晶体, 需对本文理论作较大修正才能适用.

4 结 论

首先建立了菲涅耳琼斯矩阵来描述光束正入射至突变界面时的 SOI, 分析和澄清了光束本身的拓扑结构和界面性质在 SOI 中所扮演的不同角色, 并揭示了其中所产生的涡旋相位的物理根源. 简而言之, 这种涡旋来源于光束本身的几何拓扑结构, 在本质上是一种自旋重构的贝里相位; 而界面的性质影响 SOI 的转换效率. 在形式上, 这种 SOI 与 PB 相位元件中的 SOI 极为相似, 但 PB 相位来源于材料外部的各向异性. 由于该效应在一般情况下极弱, 限制了其应用. 因此提出用光轴平行于界面法线方向的单轴晶体薄层来有效地增强它, 使之在一定条件下达到 100% 的转换效率. 本文的研究不但为这种 SOI 建立了简洁明晰的理论框架, 而且揭示了现象背后的物理机理, 并进一步给出了增强这种效应的可行方案, 为未来的潜在应用指明了方向.

参考文献

- [1] Bliokh K Y, Rodríguez F F J, Nori F, Zayats A V 2015 *Nat. Photon.* **9** 796
- [2] Bliokh K Y, Nori F 2015 *Phys. Rep.* **592** 1
- [3] Shitrit N, Yulevich I, Maguid E, Ozeri D, Veksler D, Kleiner V, Hasman E 2013 *Science* **340** 724
- [4] Petersen J, Volz J, Rauschenbeutel A 2014 *Science* **346** 67
- [5] O'connor D, Ginzburg P, Rodríguez F F J, Wurtz G A, Zayats A V 2014 *Nat. Commun.* **5** 5327
- [6] Pan D, Wei H, Gao L, Xu H X 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 166803
- [7] Ling X H, Zhou X X, Huang K, Liu Y C, Qiu C W, Luo H L, Wen S C 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 066401

- [8] Zhu T F, Lou Y J, Zhou Y H, Zhang J H, Huang J Y, Li Y, Luo H L, Wen S C, Zhu S Y, Gong Q H, Qiu M, Ruan Z C 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 034043
- [9] Zhou J X, Qian H L, Chen C F, Zhao J X, Li G R, Wu Q Y, Luo H L, Wen S C, Liu Z W 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **116** 11137
- [10] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083901
- [11] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073903
- [12] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2007 *Phys. Rev. E* **75** 066609
- [13] Hosten O, Kwiat P 2008 *Science* **319** 787
- [14] Qin Y, Li Y, He H, Gong Q H 2009 *Opt. Lett.* **34** 2551
- [15] Luo H L, Zhou X X, Shu W X, Wen S C, Fan D Y 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043806
- [16] Kong L J, Wang X L, Li S M, Li Y N, Chen J, Gu B, Wang H T 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 071109
- [17] 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]
- [18] Shitrit N, Bretner I, Gorodetski Y, Kleiner V, Hasman E 2011 *Nano Lett.* **11** 2038
- [19] Huang L L, Chen X Z, Bai B F, Tan Q F, Jin G F, Zentgraf T, Zhang S 2013 *Light: Sci. Appl.* **2** e70
- [20] Ling X H, Zhou X X, Yi X N, Shu W X, Liu Y C, Chen S Z, Luo H L, Wen S C, Fan D Y 2015 *Light: Sci. Appl.* **4** e290
- [21] Liberman V S, Zel'dovich B Y 1992 *Phys. Rev. A* **46** 5199
- [22] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2004 *Phys. Lett. A* **333** 181
- [23] Bliokh K Y 2009 *J. Opt. A* **11** 094009
- [24] Bomzon Z, Kleiner V, Hasman E 2001 *Opt. Lett.* **26** 1424
- [25] Marrucci L, Manzo C, Paparo D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 163905
- [26] Beresna M, Gecevičius M, Kazansky P G, Gertus T 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 201101
- [27] Devlin R C, Ambrosio A, Rubin N A, Balthasar Mueller J P, Capasso F 2018 *Science* **358** 896
- [28] Zhao Y Q, Edgar J S, Jeffries G D M, McGloin D, Chiu D T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 073901
- [29] Bliokh K Y, Ostrovskaya E A, Alonso M A, Rodríguez H O G, Lara D, Dainty C 2011 *Opt. Express* **19** 26132
- [30] Khilo N A, Petrova E S, Ryzhevich A A 2001 *Quantum Electron.* **31** 85
- [31] Ciattoni A, Cincotti G, Palma C 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 163
- [32] Yavorsky M, Brasselet E 2012 *Opt. Lett.* **37** 3810
- [33] Ciattoni A, Marini A, Rizza C 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 104301
- [34] Ciattoni A, Rizza C, Lee H W H, Conti C, Marini A 2018 *Laser Photonics Rev.* **12** 1800140
- [35] Goodman J W 2005 *Introduction to Fourier Optics* (Greenwood Village: Roberts and Company Publishers) p55
- [36] Bliokh K Y, Gorodetski Y, Kleiner V, Hasman E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 030404
- [37] Berry M V 1984 *Proc. R. Soc. A* **392** 45
- [38] Berry M V 1987 *J. Mod. Opt.* **34** 1401
- [39] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (Cambridge: University Press) p64
- [40] Lekner J 1994 *Pure Appl. Opt.* **3** 821
- [41] Poddubny A, Iorsh I, Belov P, Kivshar Y 2013 *Nat. Photonics* **7** 958
- [42] Ferrari L, Wu C, Lepage D, Zhang X, Liu Z 2015 *Prog. Quantum Electron.* **40** 1

Spin-orbit interaction of a light beam under normal incidence at a sharp interface and its enhancement*

Luo Hui-Ling¹⁾²⁾ Ling Xiao-Hui^{1)2)†} Zhou Xin-Xing^{2)‡} Luo Hai-Lu³⁾

1) (*Hunan Provincial Key Laboratory of Intelligent Information Processing and Applications, College of Physics and Electronic Engineering, Hengyang Normal University, Hengyang 421002, China*)

2) (*School of Physics and Electronics, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*)

3) (*School of Physics and Electronics, Hunan University, Changsha 410082, China*)

(Received 11 August 2019; revised manuscript received 25 October 2019)

Abstract

The spin-orbit interaction (SOI) of light refers to the mutual conversion and coupling between the spin angular momentum and orbital angular momentum. It is a fundamental effect in optics, and has been widely found in many basic optical processes, such as reflection, refraction, scattering, focusing, and imaging. So it plays an important role in the fields of optics, nanophotonics, and plasmonics, and has great potential applications in precision measurement and detection, information storage and processing, particle manipulation, and various functional photonic devices. Recently, it has been found that a circularly polarized light beam normally passing through an isotropic sharp interface can undergo an SOI process, that is, part of the incident beam experiences a spin-flip and acquires a spin-dependent vortex phase with a topological charge of ± 2 . However, the physical origin of this phase and the role of the interface played in the SOI process are still unclear at present. In this work, a Fresnel Jones matrix is first established to describe the relationship between the incident beam and the transmitted beam, based on which we unveil that the vortex phase is in fact a spin-redirected Berry geometric phase, originating from the topological structure of the beam itself. The properties of the interface affect the conversion efficiency of the SOI. This kind of SOI is very similar to that in the azimuthal Pancharatnam-Berry phase elements. The difference lies in the fact that the Pancharatnam-Berry phase originates from the external anisotropy of the composite material. Generally, the efficiency of this SOI is extremely low, which limits its applications. The existing method of enhancing this SOI employs an isotropic epsilon-near-zero slab, whose maximum efficiency can reach only about 20%. Since the anisotropic medium (such as birefringent uniaxial crystals) has more degrees of freedom, we further point out that the weak SOI can be greatly enhanced by an optically thin uniaxial slab whose optical axis is parallel to the normal direction of the interface. And under certain conditions, the conversion efficiency can reach 100%. Our study not only establishes a simple and convenient full-wave theory for this SOI, but also reveals the relevant underlying physics, and further provides a possible scheme to significantly enhance the SOI.

Keywords: spin-orbit interaction of light, vortex phase, geometric phase, angular momentum of light

PACS: 42.25.-p, 42.25.Ja, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.69.20191218

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11604087, 11874142, 11604095), the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0700202), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2018JJ1001), the Science and Technology Plan Project of Hunan Province, China (Grant No. 2016TP1020), and the Excellent Talents Program of Hengyang Normal University (2015), China.

† Corresponding author. E-mail: xhling@hnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xinxingzhou@hunnu.edu.cn