

激光与光电子学进展

光学奇异点附近的交叉偏振特性研究(特邀)

杨锦, 袁帅杰, 刘旭荃, 周新星*

湖南师范大学物理与电子科学学院, 量子效应及其应用协同创新中心, 低维量子结构与调控教育部重点实验室,
湖南 长沙 410081

摘要 构建了非厄米系统中的高斯光束传输模型, 探究了宇称-时间对称(PT-symmetric)结构中奇异点附近的交叉偏振特性。研究表明, 当系统状态位于奇异点附近时, 交叉偏振分量呈现出类似于二阶厄米-高斯模式的双峰强度分布, 而此时原偏振分量呈现出与单一圆偏振分量相似且垂直于交叉偏振分量的双峰分布。进一步调整入射光的偏振态, 还可以观察到交叉偏振分量的显著旋转现象。此外, 该系统在跨越奇异点的过程中, 交叉偏振分量的旋转方向也会随之翻转, 这为精密探测奇异点的位置提供了一条新颖的思路。最后, 奇异点附近所存在的强交叉偏振效应也为增强光子自旋霍尔效应提供了理论依据。

关键词 交叉偏振; 奇异点; 宇称-时间对称; 偏振

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP231713

Cross-Polarization Effects Near the Exceptional Points (Invited)

Yang Jin, Yuan Shuaijie, Liu Xuquan, Zhou Xinxing*

Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Structures and Quantum Control of Ministry of Education,
Synergetic Innovation Center for Quantum Effects and Applications, School of Physics and Electronics, Hunan
Normal University, Changsha 410081, Hunan, China

Abstract We construct a propagation model of Gaussian beam in non-Hermitian system and explore the cross-polarization effects near the exceptional points in parity-time symmetric (PT-symmetric) structure. The results show that when the light beam is incident near the exceptional points, the cross-polarization component shows a double-peak intensity distribution similar to the first-order Hermite-Gaussian model. Conversely, the original polarization component shows a double-peak intensity distribution similar to the single circularly polarized components, which are perpendicular to the cross-polarization component. By adjusting the incident polarization angle, a significant rotation of the cross-polarization component near the exceptional point is revealed. Moreover, the direction of rotation of the cross-polarization component is reversed when the system crosses the exceptional points, providing a novel idea to precisely explore the position of the exceptional points. Finally, the strong cross-polarization effects near the exceptional points provide a theoretical guide for enhancing the photonic spin Hall effect.

Key words cross-polarization; exceptional point; parity-time symmetry; polarization

1 引言

1984年, Fainman和Shamir^[1]在观察球面波反射时发现了交叉偏振效应, 描述了一束偏振光在介质表面发生反射时, 会诱导产生出正交于入射光偏振方向分量的现象^[2-3]。近年来, 交叉偏振效应已在厄米系统中得到了深入研究, 如: Nasalski^[4]研究了三维光束在电介质表面反射与折射过程中的交叉偏振效应; Aiello等^[5]

发现了布儒斯特角附近的交叉偏振效应与不同光学模式之间的内在关联; Luo等^[6]探索了在空气-玻璃界面产生的光子自旋霍尔效应中的交叉偏振效应; Zhang等^[7]研究了涡旋光束在棱镜反射时的交叉偏振效应。随着研究的深入, 交叉偏振效应也带来了一些潜在的物理应用, 比如测量石墨烯的层数^[8]和测量光子自旋霍尔效应^[9]。但在现有研究中, 交叉偏振效应的探索主要集中在厄米体系, 少有在非厄米系统中的研究。

收稿日期: 2023-07-13; 修回日期: 2023-07-19; 录用日期: 2023-08-07; 网络首发日期: 2023-08-18

基金项目: 国家自然科学基金(11604095)、长沙市杰出青年培养计划(kq2107013)

通信作者: *xinxingzhou@hunnu.edu.cn

以非厄米光学系统中的宇称-时间(PT)对称结构为例,其构成条件是增益层、损耗层的折射率的实部和虚部分别满足偶函数和奇函数的对称关系^[10-13]。在PT对称系统中,存在两个或更多特征值与其相应的特征向量发生简并的点,这些点被称为光学奇异点^[14-16]。光学奇异点附近独特的物理特性引发了许多有趣的物理现象和应用,比如单向零反射光传输^[17]、石墨烯超材料中的相位突变^[18]和超灵敏度光学传感^[19-20]等。那么在光传输特性异于普通光学界面的PT对称结构中,是否存在一些交叉偏振效应的奇异特性?基于非厄米系统中的相关研究将进一步扩充交叉偏振效应理论。

本文基于光学角谱理论构建了PT对称结构中的光传输模型,研究了光学奇异点附近的交叉偏振效应。首先,以水平偏振光为例分析了其在不同角度入射时,原偏振分量、交叉偏振分量和单一圆偏振分量的场强分布以及关联性。随后,研究发现微小的偏振角变化能够引起交叉偏振分量的显著旋转,并且这一旋转特

性的角度范围比以往研究^[8]更宽。随着入射角的增大,当系统跨越光学奇异点时,交叉偏振分量的旋转方向会沿y轴方向发生翻转,这为精密探测光学奇异点位置提供了一种新颖的方法。最后,从交叉偏振效应的角度出发,进一步探究了光学奇异点附近产生的强光子自旋霍尔效应的物理机制。

2 矢量场传输模型

首先,建立相关传输模型来描述高斯光束在PT对称结构上反射时产生的交叉偏振效应,如图1所示。在图1中,增益层和损耗层的折射率分别为 $n_{\text{gain}} = 3 - 0.62i$ 和 $n_{\text{loss}} = 3 + 0.62i$,厚度为 $\lambda/5$ (其中 λ 为入射光波长,大小为632.8 nm)。在PT对称结构中,光的散射可用矩阵 $S = \begin{bmatrix} t & r_{+z} \\ r_{-z} & t \end{bmatrix}$ ^[21]来进行描述,其中 t 为非涅耳透射系数, r_{+z} 和 r_{-z} 分别表示光束沿 $+z$ 和 $-z$ 方向传播时的菲涅耳反射系数。图2表示PT对称结构

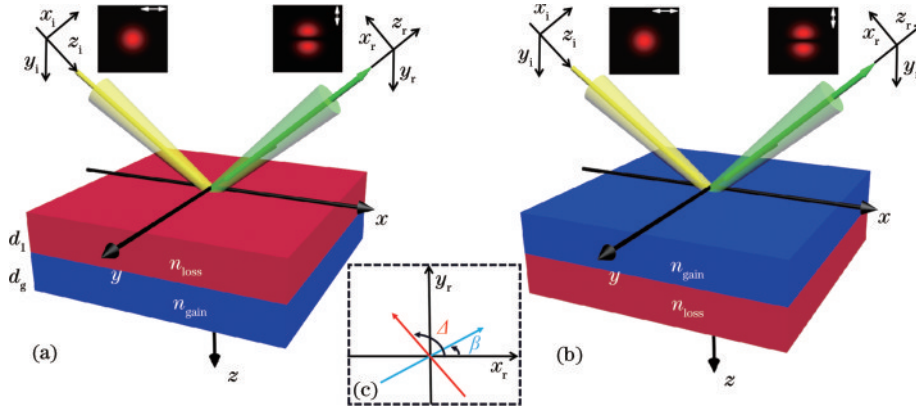


图1 PT对称结构表面产生交叉偏振效应的几何模型。(a)高斯光束在 $+z$ (空气-损耗层-增益层-空气)方向反射产生的交叉偏振效应;(b)高斯光束在 $-z$ (空气-增益层-损耗层-空气)方向上产生的交叉偏振效应;(c)高斯光束入射和反射时偏振片的旋转角度(插图:入射光束和交叉偏振分量的场强分布)

Fig. 1 Schematic of cross-polarization effects on PT-symmetric structure. (a) Cross polarization effect caused by Gaussian beam reflection in the $+z$ (air-loss-gain-air) direction; (b) cross polarization effect caused by Gaussian beam reflection in the $-z$ (air-gain-loss-air) direction; (c) rotation angle of the polarizer when a Gaussian beam is incident and reflected (inset: intensity distribution of incident light and cross-polarization component)

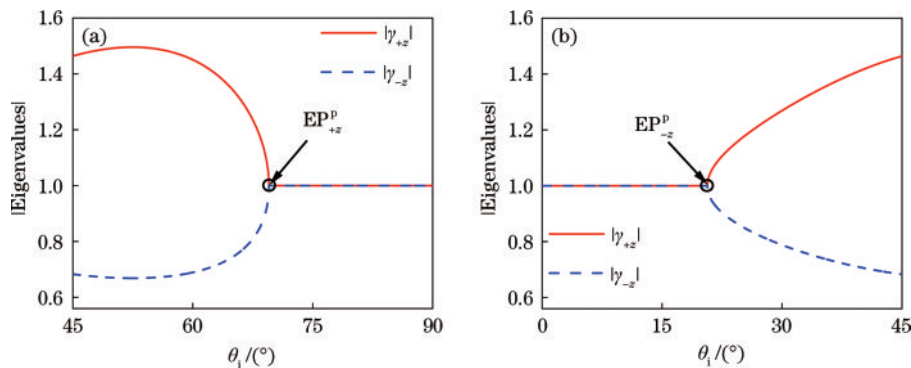


图2 散射矩阵S中两个特征值的绝对值与入射角的关系。(a)高斯光束沿 $+z$ 方向传播时特征值的演化;(b)高斯光束沿 $-z$ 方向传播时特征值的演化

Fig. 2 Absolute values of two eigenvalues of the scattering matrix S versus the incident angle. (a) Evolution of eigenvalues of Gaussian beams propagating in the $+z$ direction; (b) evolution of eigenvalues of Gaussian beams propagating in the $-z$ direction

中特征值 $\gamma_{\pm} = t \pm \sqrt{r_{+z}r_{-z}}$ 的绝对值随着入射角演化的曲线图,当 $r_{+z} = 0$ 或者 $r_{-z} = 0$ 时,散射矩阵的特征值 $\gamma_{\pm} = t \pm \sqrt{r_{+z}r_{-z}}$ 和其相对应的特征向量发生简并,此时系统中出现零反射点也称为奇异点[图 2(a)中的 EP_{+z}^p 和图 2(b)中的 EP_{-z}^p],其中, EP_{+z}^p 和 EP_{-z}^p 分别表示入射光沿 $+z$ 和 $-z$ 方向传播时系统中的奇异点,它们相对应的入射角约为 69.5° 和 20.6° 。

采用坐标 (x_i, y_i, z_i) 和 (x_r, y_r, z_r) 来分别表示入射

场和反射场。考虑一束任意线偏振高斯光束入射,其光场的角谱表达式为

$$\tilde{E}_i = \frac{\omega}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\omega^2(k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{4}\right] \begin{bmatrix} \cos\beta \\ \sin\beta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: ω 为束腰宽度; k_{ix} 和 k_{iy} 分别为 x 和 y 方向上的波矢分量; β 为入射光的偏振角。利用变换矩阵和边界连续性条件,可以得到入射场和反射场的定量关系式^[22]为

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_r^p \\ \tilde{E}_r^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{+z/-z}^p & \frac{k_{ry}(r_{+z/-z}^p + r_{+z/-z}^s) \cot\theta_i}{k} \\ -\frac{k_{ry}(r_{+z/-z}^p + r_{+z/-z}^s) \cot\theta_i}{k} & r_{+z/-z}^s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_i^p \\ \tilde{E}_i^s \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中: $r_{+z/-z}^{p/s}$ 表示线偏振光在 PT 对称结构中沿 $+z$ 或 $-z$ 方向传播时,水平和垂直偏振分量的菲涅耳反射系数; k 和 θ_i 分别表示波数和入射角。根据光学角谱理论和傍轴近似理论,高斯光束是沿不同方向传输的平面波的叠加,但不同平面波之间波矢方向相差较小,于是考虑入射角与波矢之间的关联,对 $r_{+z/-z}^p$ 和 $r_{+z/-z}^s$ 进行泰勒展开

$$r_{+z/-z}^{p/s} \approx r_{+z/-z}^{p/s}(\theta_i) + \frac{k_{rx}}{k} \frac{\partial r_{+z/-z}^{p/s}}{\partial \theta_i}. \quad (3)$$

结合式(1)~(3),可以得到反射光场的角谱表达式

$$\begin{aligned} \tilde{E}_r^p &\approx \cos\beta \left(r_{+z/-z}^p - \frac{k_{rx}}{k} \frac{\partial r_{+z/-z}^p}{\partial \theta_i} \right) \tilde{E}_r + \\ &\sin\beta \frac{k_{ry} \cot\theta_i}{k} \left[\left(r_{+z/-z}^p - \frac{k_{rx}}{k} \frac{\partial r_{+z/-z}^p}{\partial \theta_i} \right) + \right. \\ &\left. \left(r_{+z/-z}^s - \frac{k_{rx}}{k} \frac{\partial r_{+z/-z}^s}{\partial \theta_i} \right) \right] \tilde{E}_r, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_r^s &\approx \sin\beta \left(r_{+z/-z}^s - \frac{k_{rx}}{k} \frac{\partial r_{+z/-z}^s}{\partial \theta_i} \right) \tilde{E}_r - \\ &\cos\beta \frac{k_{ry} \cot\theta_i}{k} \left[\left(r_{+z/-z}^p - \frac{k_{rx}}{k} \frac{\partial r_{+z/-z}^p}{\partial \theta_i} \right) + \right. \\ &\left. \left(r_{+z/-z}^s - \frac{k_{rx}}{k} \frac{\partial r_{+z/-z}^s}{\partial \theta_i} \right) \right] \tilde{E}_r. \quad (5) \end{aligned}$$

当水平偏振光($\beta=0$)入射时,式(4)中的第一项是原偏振分量,式(5)的第二项是被诱导出的交叉偏振分量。同理,当垂直偏振光($\beta=\pi/2$)入射时,式(5)的第一项是原偏振分量,式(4)的第二项是被诱导出的交叉偏振分量。其中, $\tilde{E}_r = \frac{\omega}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\omega^2(k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}{4}\right]$ 。

在任意偏振光入射的情况,由于交叉偏振分量与入射偏振方向并不垂直,而是与反射中心波矢方向垂直,那么反射光束的交叉偏振分量^[7]为

$$\tilde{E}_\Delta = \tilde{E}_r^p \cos\Delta + \tilde{E}_r^s \sin\Delta, \quad (6)$$

式中: $\Delta = \pi/2 + \arctan\left[(r_{+z/-z}^s/r_{+z/-z}^p) \tan\beta\right]$ 为旋转角。由上述公式可以观察到两种特殊的交叉偏振效应:当 $\beta=0$, $\Delta=\pi/2$ 时,入射光为水平偏振光;当 $\beta=\pi/2$, $\Delta=0$ 时,入射光的偏振状态为垂直偏振。

3 分析与讨论

图 3 描述了一束水平偏振光沿 $+z$ 方向在 PT 对称结构表面发生反射时,反射光的原偏振分量、交叉偏振分量以及圆偏振分量的场强分布。分别探索了系统位于奇异点附近(69.5°)和远离奇异点(67° 和 72°)时各偏振分量的表现形式及关联性。其中,奇异点的具体位置可以根据菲涅耳反射系数为 0 时的系统位置来获得。如图 3(e)~(g)所示,交叉偏振分量在系统接近或远离奇异点时都呈现出一阶厄米-高斯模式的双峰强度分布(类似 TEM_{01})。而图 3(a)~(c)显示了原偏振分量在系统接近和远离奇异点时的差异。图 3(a)和图 3(c)表明,当系统远离奇异点时,反射光的原偏振分量场强分布没有出现分裂现象,而是呈现类似入射场分布的单峰强度分布。此时,图 3(b)显示奇异点附近原偏振分量为垂直于交叉偏振分量的双峰强度分布(类似 TEM_{10})。值得注意的是,系统在接近和远离奇异点两种情况下,原偏振分量的方向和交叉偏振分量的偏振方向都始终保持严格正交。然后,在奇异点附近结合反射场角谱中的原偏振分量电场和交叉偏振分量电场,通过傅里叶变换得出圆偏振分量场强分布。如图 3(d)和图 3(h)所示,此时左旋和右旋圆偏振分量都显示为关于 y 轴对称的双峰强度分布,并且有一侧的双峰有相互靠拢的趋势。此外,圆偏振分量的场强分布和原偏振分量场强分布类似,此时原偏振分量的相较于交叉偏振分量占主导地位。

不同于常规的厄米系统,PT 对称结构中不同的光传输路径会导致截然不同的光学响应,所以这里还需讨论一束水平偏振光沿 $-z$ 方向在 PT 对称结构表面

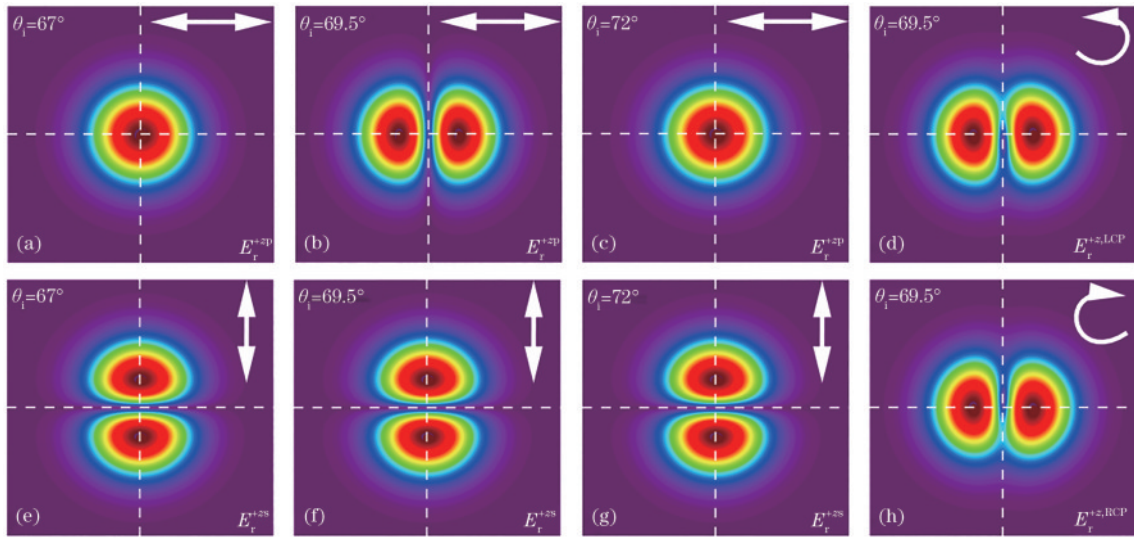


图 3 水平偏振光沿 +z 方向传播时不同入射角下各偏振分量的场强分布图。(a)~(c)原偏振分量;(e)~(g)交叉偏振分量;(d)(h)左旋和右旋圆偏振分量

Fig. 3 Intensity distributions of each polarization component at different incident angles for horizontally polarized light beam propagating in the +z direction. (a)~(c) Original polarization components; (e)~(g) cross-polarization components; (d)(h) left-handed and right-handed circular polarization components

发生反射的情况。其反射光的原偏振分量、交叉偏振分量和圆偏振分量的场强分布如图 4 所示。此时奇异点(零反射点)出现相应变化,表征对应入射角约为 20.6° 。将系统设置为接近 (20.6°) 和远离奇异点 (18° 和 23°) 的两种情况,对各偏振分量表现形式及关联性进行探索。如图 4(e)~(g) 所示,交叉偏振分量仍然都是呈现出一阶厄米-高斯模式的双峰强度分布(类似 TEM_{01})。与图 3(a)~(c) 表现形式类似,图 4(a)~(c) 同样展示了反射光中原偏振分量在系统接近和远离奇异点时的差异,前者表现为垂直于交叉偏振分量的双

峰强度分布[图 4(b)],后者在低于或超出奇异点的入射角的情况[图 4(a)和图 4(c)]下,都呈现出单峰强度分布。然后,利用反射场与入射场的定量关系得出总电场公式,通过傅里叶变换得出奇异点附近的圆偏振分量场强分布,如图 4(d)和 4(h)所示。此时左旋[图 4(d)]和右旋[图 4(h)]圆偏振分量都显示为关于 y 轴对称的双峰强度分布,但是不同于光束沿 +z 方向入射的情况,两侧双峰都发生了相互融合的现象。结合图 3 和图 4 可以发现,水平偏振光束沿 +z 和 -z 两个方向入射时,在两种情况下产生的各偏振分量的场

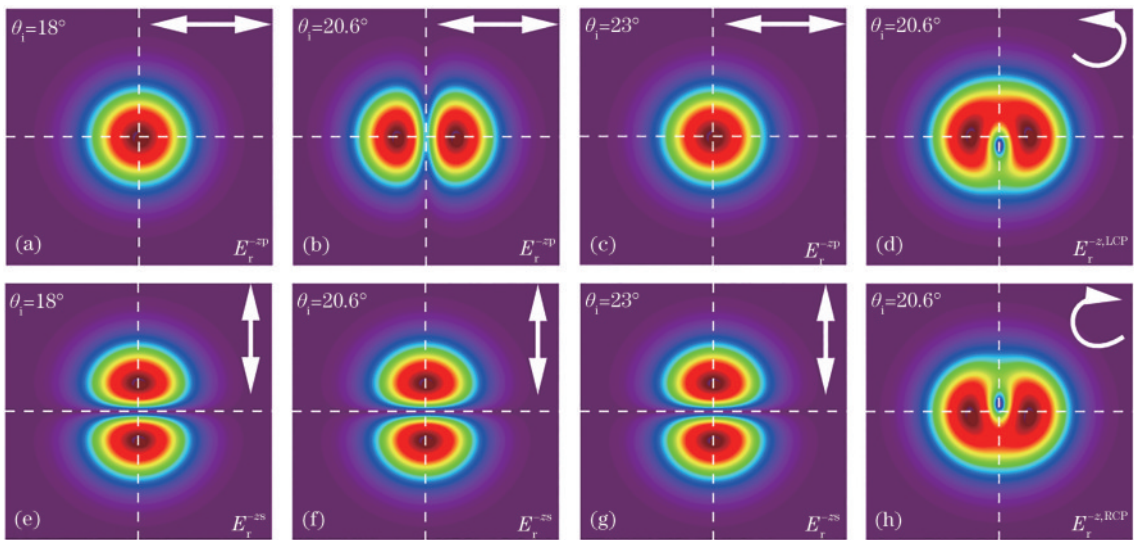


图 4 水平偏振光沿 -z 方向传播不同入射角下各偏振分量的场强分布。(a)~(c)原偏振分量;(e)~(g)交叉偏振分量;(d)(h)左旋和右旋圆偏振分量

Fig. 4 Intensity distribution of each polarization component at different incident angles for horizontally polarized light beam propagating in the -z direction. (a)~(c) Original polarization components; (e)~(g) cross-polarization components; (d)(h) left-handed and right-handed circular polarization components

强分布以及与其相对应的偏振旋转方向都相似。

上述研究聚焦于水平偏振光入射的特殊情况,接下来考虑在任意偏振光入射情况下,奇异点附近交叉偏振效应的表现形式。图 5 绘制了在不同入射光偏振度($\beta=0^\circ, 0.1^\circ, 0.4^\circ$ 和 1°)下,奇异点附近交叉偏振分量的场强分布图。其中,图 5(a)~(d)和图 5(e)~(h)将系统分别设置在光束沿 $+z$ 方向传播时的奇异点附近(69.5°)和沿 $-z$ 方向传播时的奇异点附近(20.6°)。研究发现,不论光束沿哪种路径传播,交叉偏振分量总是呈现出双峰强度分布,通过进一步调节偏振角($\beta \in [0^\circ, 1^\circ]$),还可以观察到奇异点附近旋转角 Δ 的大角度旋转,并且其强度也会随着偏振角的增大而增大。如

图 5(a)~(d)所示,光束在 PT 对称结构中沿 $+z$ 方向传播的情况下旋转角变化范围接近 90° ,相较于之前在空中-玻璃研究^[8]中无石墨烯附着的情况(旋转角最大变化范围约为 23°)提高了几倍。更大的旋转角范围允许在更小偏振角变化内实现高灵敏度的物理参数测量。然后,从偏振角 β 和旋转角 Δ 的定量关系式 $\Delta = \pi/2 + \arctan\left[\left(r_{+z/-z}^s/r_{+z/-z}^p\right)\tan\beta\right]$ 中探究奇异点附近旋转角显著变化的原因。研究发现,在奇异点附近 $r_{+z/-z}^p$ 表现为一个近零的值,而 $r_{+z/-z}^s$ 是一个固定的非零值,这导致 $r_{+z/-z}^s/r_{+z/-z}^p$ 项呈现出巨大的数值变化。因此,只需改变微小的偏振角就能使旋转角发生巨大的变化。这也是光学奇异点所带来的新颖物理效应。

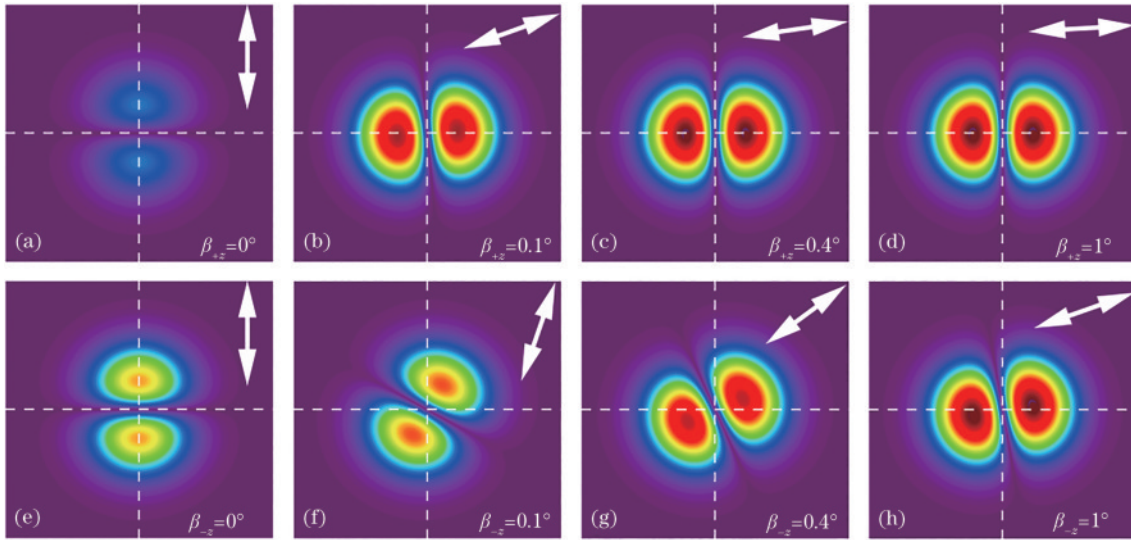


图 5 不同入射角下奇异点附近交叉偏振分量的巨大旋转。(a)~(d)光束沿 $+z$ 方向传播,入射角设置为 69.5° ;(e)~(h)光束沿 $-z$ 方向传播,入射角设置为 20.6°

Fig. 5 A huge rotation of the cross-polarization component near the exceptional point at different incident angles. (a)–(d) Beam propagates in the $+z$ direction and the incident angle set to 69.5° ; (e)–(h) beam propagates in the $-z$ direction and the incident angle set to 20.6°

为了进一步探索任意偏振光在不同入射角的情况下入射的交叉偏振效应。图 6 描述了在不同偏振角($\beta \in [0^\circ, 1^\circ]$)下,系统在接近奇异点[图 6(a)设置为

69.5° 和图 6(b)设置为 20.6°]和远离奇异点[图 6(a)设置为 $67^\circ, 72^\circ$ 和图 6(b)设置为 $18^\circ, 23^\circ$]时旋转角的变化情况。随着入射角的增加,在靠近奇异点的过程中

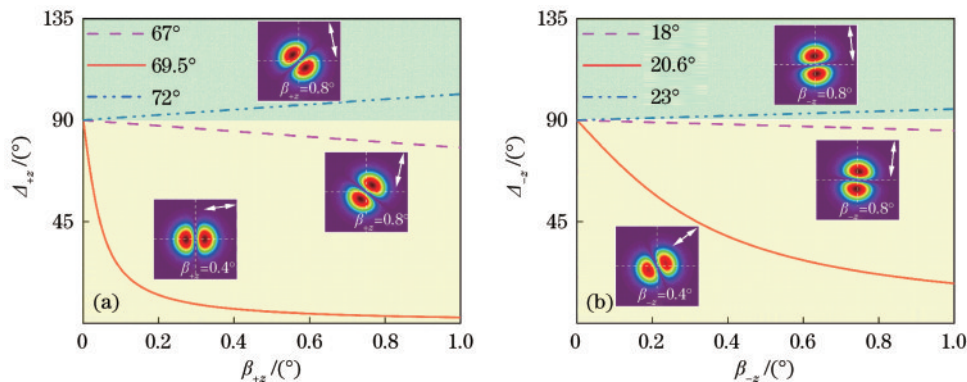


图 6 不同入射角条件下,入射偏振角与旋转角的对应关系。(a)光束沿 $+z$ 方向传播;(b)光束沿 $-z$ 方向传播

Fig. 6 Relationship between the incident polarization angle and the rotation angle for different incident angles. (a) Light beam propagation along $+z$ direction; (b) light beam propagation along $-z$ direction

($\theta_i \in [67^\circ, 69.5^\circ]$ 和 $[18^\circ, 20.6^\circ]$), 交叉偏振分量的旋转方向总是保持一致且沿 y 轴向右偏转。在系统超出奇异点 ($\theta_i \in [69.5^\circ, 72^\circ]$ 和 $[20.6^\circ, 23^\circ]$) 的过程中, 旋转角度超过 90° , 发生了以 y 轴为对称轴的翻转且不论如何改变偏振角, 旋转方向始终不变。此外在相同偏振角度变化 ($\beta \in [0^\circ, 1^\circ]$) 下: 系统在低于奇异点 ($\theta_i = 67^\circ$ 和 18°) 时, 旋转角分别变化了 13° 和 5° ; 在超出奇异点 ($\theta_i = 72^\circ$ 和 23°) 时, 旋转角分别变化了 11° 和 5° 。有趣的是, 当光束在奇异点附近入射 ($\theta_i = 69.5^\circ$ 和 20.6°) 时, 旋转角分别变化了接近 90° 和 70° 。这表明系统越接近奇异点, 旋转角的变化幅度越大。并且, 当系统在奇异点附近和远离奇异点时, 旋转角与偏振角的函数分别呈现出非线性和线性的关系。由此, 可以综合利用旋转角的方向(向左或向右)、变化幅度(大或小)和函数线性关系(线性或非线性)来精确定位奇异点的位置。其中, 由交叉偏振分量的旋转方向是否发生翻转可以确定奇异点位置的大致区间, 在缩小区间的过程中, 可以通过观察旋转角变化幅度和函数线性关系来寻找奇异点的位置。近期有许多研究讨论了利用光学奇异点来提升传感器的灵敏度^[23-24], 其物理机制是将系统状态调整到光学奇异点处, 在奇异点附近施加微扰, 从而实现超高灵敏度传感。因此, 能够精确判断光学奇异点位置的方法具有重要的应用价值。

最近研究发现, 在光学奇异点附近可以产生巨大

的光子自旋霍尔效应^[22]。但该研究仅从反射系数幅值与相位的角度对其进行了解释。这里拟从交叉偏振效应的角度对光学奇异点附近的巨大光子自旋霍尔效应进行解释。图 7 绘制了在不同角度入射的情况下原偏振分量和交叉偏振分量的一维场强分布图。图 7(a)、(b) 表示随着入射角的减小, 交叉偏振分量不断增加的同时原偏振分量呈现减小趋势。当入射角增加时, 图 7(c)、(d) 分别呈现出与图 7(a)、(b) 相同的现象。由此, 研究发现系统在靠近奇异点的过程中, 交叉偏振分量 \tilde{E}_r^s 与原偏振分量 \tilde{E}_r^p 的比值 ($\tilde{E}_r^s/\tilde{E}_r^p$) 在不断增加, 并且在奇异点附近 (69.5° 和 20.6°) 达到最大值。在式 (2) 中的 2×2 矩阵里主对角元素代表原偏振分量 \tilde{E}_r^p , 副对角元素代表诱导出的交叉偏振分量 \tilde{E}_r^s 。当水平偏振光入射时, 原偏振分量 \tilde{E}_r^p 和交叉偏振分量 \tilde{E}_r^s 分别是指 2×2 矩阵中第一列上行和下行, 在这里 ($\tilde{E}_r^s/\tilde{E}_r^p$) $\propto (1 + r_{+z/-z}^s/r_{+z/-z}^p) \cot \theta_i$ 。结合质心公式和反射场公式得出的横向位移与公式中 $(1 + r_{+z/-z}^s/r_{+z/-z}^p) \cot \theta_i$ 项^[22] 成正比, 继而与 $\tilde{E}_r^s/\tilde{E}_r^p$ 成正比。在以往 PT 对称系统研究中^[22] 利用菲涅耳反射系数的幅值来解释巨大光子自旋位移的出现, 物理机制阐述为系统在奇异点附近时, $|r^s|/|r^p|$ 项达到最大值, 并且该项与横向位移成正比, 此时会产生巨大的光子自旋霍尔效应。将 $\tilde{E}_r^s/\tilde{E}_r^p$ 定义为交叉偏振效应的强度, 系统在奇异点附近 (69.5° 和 20.6°) 存在强交叉偏振效应。

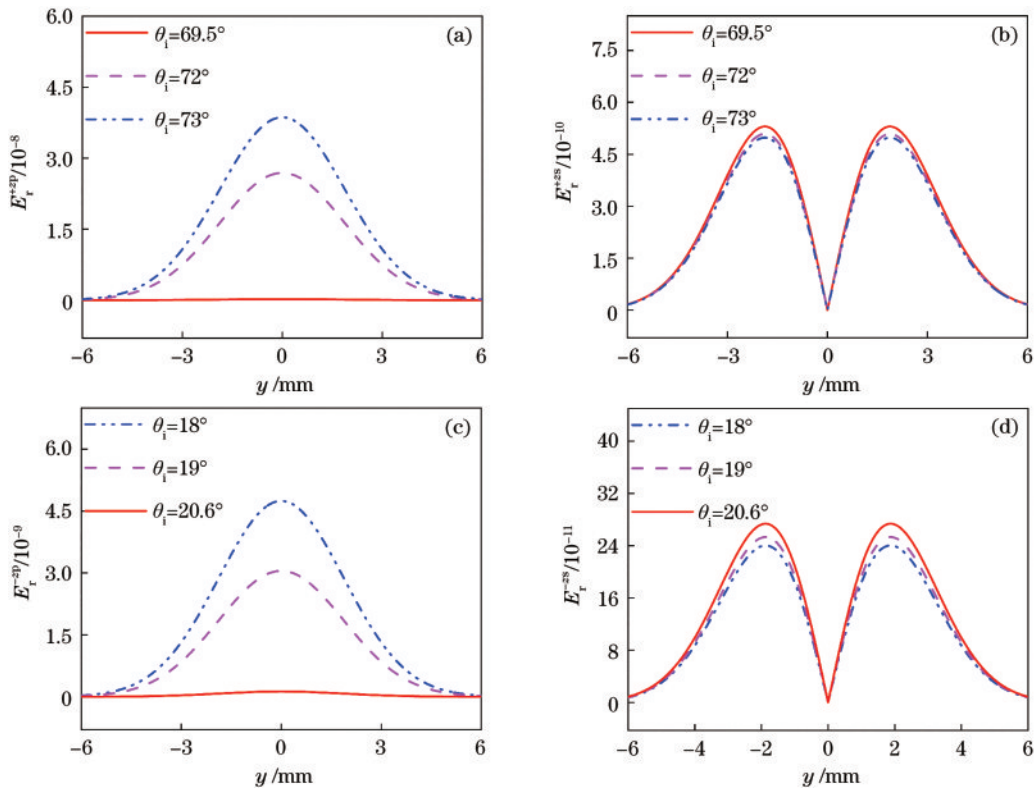


图 7 入射角对反射光束中各偏振分量场强分布的影响 ($z_r = 250$ mm 和 $x_r = 0$)。(a)(c) 原偏振分量; (b)(d) 交叉偏振分量

Fig. 7 Influence of the incident angle on intensity distribution of the reflected beam ($z_r = 250$ mm and $x_r = 0$). (a)(c) Original polarization components; (b)(d) cross-polarization components

从交叉偏振效应角度出发,根据 $\tilde{E}_s^e/\tilde{E}_p^e$ 与横向位移的正比关系可知,增大交叉偏振效应的强度可以显著增强光子自旋霍尔效应。这为深入理解光子自旋霍尔效应的物理机制提供了新的思路。

4 结 论

研究了 PT 对称结构中的交叉偏振效应,揭示了非厄米系统中各偏振分量的表现形式及关联性,进一步完善了交叉偏振效应理论。在水平偏振条件下,交叉偏振分量不受奇异点影响,总是呈现一阶厄米-高斯模式的双峰强度分布,而原偏振分量在系统中接近和远离奇异点时存在明显差异,前者表现为正交于交叉偏振分量的双峰分布,后者表现为类似于入射光场的单峰分布。此外,研究还表明,原偏振分量相较于交叉偏振分量在合成的单一圆偏振分量中占主导地位。在任意线性偏振条件下,研究揭示了在奇异点附近交叉偏振效应对偏振角变化的超高灵敏性,即交叉偏振分量旋转角的显著变化。通过该现象,可以精确判断光学奇异点的位置。其物理机理是当系统穿越奇异点时,交叉偏振分量的旋转方向会发生翻转,并且可以通过判断旋转角的变化幅度及函数线性关系进一步增加其判别精度。最后,建立了光学奇异点附近交叉偏振效应的强度与光子自旋霍尔效应大小之间的关联,并给出了强光子自旋霍尔效应的物理解释。研究结果不仅加深了对非厄米系统中交叉偏振效应的理解,还为基于光子自旋的纳米光学器件的研发提供了理论基础。

参 考 文 献

- [1] Fainman Y, Shamir J. Polarization of nonplanar wave fronts[J]. *Applied Optics*, 1984, 23(18): 3188-3195.
- [2] Nasalski W. Three-dimensional beam reflection at dielectric interfaces[J]. *Optics Communications*, 2001, 197(4/5/6): 217-233.
- [3] Kóházi-Kis A. Cross-polarization effects of light beams at interfaces of isotropic media[J]. *Optics Communications*, 2005, 253(1/2/3): 28-37.
- [4] Nasalski W. Amplitude-polarization representation of three-dimensional beams at a dielectric interface[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2003, 5(2): 128-136.
- [5] Aiello A, Merano M, Woerdman J P. Brewster cross polarization[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(8): 1207-1209.
- [6] 罗幸, 周新星, 罗海陆, 等. 光自旋霍尔效应中的交叉偏振特性研究[J]. *物理学报*, 2012, 61(19): 194202. Luo X, Zhou X X, Luo H L, et al. Cross-polarization characteristics in spin Hall effect of light[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(19): 194202.
- [7] 张进, 周新星, 罗海陆, 等. 涡旋光束在反射中的正交偏振特性研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(17): 174202. Zhang J, Zhou X X, Luo H L, et al. Cross polarization effects of vortex beam in reflection[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(17): 174202.
- [8] Liu J A, Chen S Z, Luo H L, et al. Large cross-polarization rotation of light on graphene[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 119(8): 081104.
- [9] Wang B, Li Y, Pan M M, et al. Measuring spin Hall effect of light by cross-polarization intensity ratio[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(12): 3425-3428.
- [10] Özdemir Ş K, Rotter S, Nori F, et al. Parity-time symmetry and exceptional points in photonics[J]. *Nature Materials*, 2019, 18(8): 783-798.
- [11] 张翔宇, 康明, 刘会刚, 等. 非厄米光学系统中奇异点的传感应用[J]. *中国激光*, 2020, 47(3): 0300001. Zhang X Y, Kang M, Liu H G, et al. Sensing applications of exceptional points in non-Hermitian optical systems[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(3): 0300001.
- [12] Yang J, Yuan S J, Li Q Y, et al. Wide-range electrically tunable photonic spin Hall effect in a quasi-PT-symmetric structure[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(19): 4957-4960.
- [13] 易凌俊, 李长红. 基于宇称-时间对称结构的磁光调制器[J]. *光学学报*, 2022, 42(2): 0223001. Yi L J, Li C H. Mag-optical modulator based on parity-time symmetric structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(2): 0223001.
- [14] Miri M A, Alù A. Exceptional points in optics and photonics[J]. *Science*, 2019, 363(6422): eaar7709.
- [15] 齐慧欣, 王晓晓, 胡小永, 等. 超表面中的奇异点[J]. *红外与激光工程*, 2020, 49(9): 20201029. Qi H X, Wang X X, Hu X Y, et al. Exceptional points in metasurface[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2020, 49(9): 20201029.
- [16] Li Z P, Cao G T, Li C H, et al. Non-Hermitian electromagnetic metasurfaces at exceptional points (invited review)[J]. *Progress in Electromagnetics Research*, 2021, 171: 1-20.
- [17] Huang Y, Shen Y C, Min C, et al. Unidirectional reflectionless light propagation at exceptional points[J]. *Nanophotonics*, 2017, 6: 977-996.
- [18] Liu Q J, Wang B, Ke S L, et al. Exceptional points in Fano-resonant graphene metamaterials[J]. *Optics Express*, 2017, 25(7): 7203-7212.
- [19] Nie P, Sheng L J, Xie L G, et al. Gas sensing near exceptional points[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54(25): 254001.
- [20] Li Y C, Deng Z W, Qin C H, et al. Bifunctional sensing based on an exceptional point with bilayer metasurfaces [J]. *Optics Express*, 2022, 31(1): 492-502.
- [21] Feng L, Xu Y L, Fegadolli W S, et al. Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time metamaterial at optical frequencies[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(2): 108-113.
- [22] Zhou X X, Lin X, Xiao Z C, et al. Controlling photonic spin Hall effect via exceptional points[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(11): 115429.
- [23] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, et al. Enhanced sensitivity at higher-order exceptional points[J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 187-191.
- [24] Chen W J, Özdemir Ş K, Zhao G M, et al. Exceptional points enhance sensing in an optical microcavity[J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 192-196.