

矢量涡旋光束经光阑-透镜系统的OAM与偏振特性

闫丽凝 吕宏 贺蕊 庞令阳 孔妍

Orbital angular momentum and polarization characteristics of vector vortex beam passing through aperture-lens system

Yan Lining, Lv Hong, He Rui, Pang Lingyang, Kong Yan

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.3788/IRLA20220250>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

轨道角动量叠加态的产生及其检验

Generation of Orbital Angular Momentum superpositions and its test

红外与激光工程. 2018, 47(4): 417007 <https://doi.org/10.3788/IRLA201847.0417007>

利用超表面的涡旋光束产生进展 (特邀)

Generation of optical vortex beams via metasurfaces (*Invited*)

红外与激光工程. 2021, 50(9): 20210283 <https://doi.org/10.3788/IRLA20210283>

大气湍流信道中OAM光束与高斯光束传输性能的实验研究

Experimental research on transmission performance on OAM beam and Gaussian beam in atmospheric turbulence channel

红外与激光工程. 2021, 50(8): 20200400 <https://doi.org/10.3788/IRLA20200400>

光束轨道角动量谱的测量技术研究进展 (特邀)

Advances on the measurement of orbital angular momentum spectra for laser beams (*Invited*)

红外与激光工程. 2021, 50(9): 20210145 <https://doi.org/10.3788/IRLA20210145>

轨道角动量模传输的圆环形光子晶体光纤

Circular photonic crystal fiber supporting orbital angular momentum modes transmission

红外与激光工程. 2019, 48(2): 222002 <https://doi.org/10.3788/IRLA201948.0222002>

直接输出的超短脉冲轨道角动量涡旋光产生技术研究进展 (特邀)

Research progress on direct generation of ultrashort pulse OAM vortex beams (*Invited*)

红外与激光工程. 2020, 49(12): 20201061 <https://doi.org/10.3788/IRLA20201061>

矢量涡旋光束经光阑-透镜系统的 OAM 与偏振特性

闫丽凝, 吕宏*, 贺蕊, 庞令阳, 孔妍

(西安工业大学光电工程学院, 陕西西安 710021)

摘要: 与标量涡旋光束不同, 矢量涡旋光束同时具有各项异性的空间偏振分布和螺旋相位分布, 并携带与相位分布有关的轨道角动量 (Orbital angular momentum, OAM)。根据柯林斯衍射积分理论, 得到了傍轴近似条件下矢量涡旋光束的 OAM 密度, 实验采集了矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后的光场, 详细讨论了光阑截断参数以及光阑-透镜间距等参数对矢量涡旋光场及其 OAM 密度的影响。结果表明: 相比标量涡旋光束, 矢量涡旋光束 OAM 通过光阑系统后随传输距离的衰减更慢, 受光阑截断参数影响更小。矢量涡旋光束偏振态不受光阑-透镜系统影响, 截断参数大于 4.2 时, 轨道角动量密度和光强不受截断参数影响。在透镜焦点位置处, OAM 密度达到最大值。研究结果为矢量涡旋光束 OAM 特性的应用提供理论依据。

关键词: 矢量涡旋光束; 轨道角动量; 光学传输矩阵; 光阑; 截断参数

中图分类号: O436 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20220250

Orbital angular momentum and polarization characteristics of vector vortex beam passing through aperture-lens system

Yan Lining, Lv Hong*, He Rui, Pang Lingyang, Kong Yan

(School of Optoelectronic Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710021, China)

Abstract: Different from the scalar vortex beam (SVB), the vector vortex beam (VVB) has both an anisotropic spatial polarization distribution and a spiral phase distribution, and carries the orbital angular momentum (OAM) related to the phase distribution. Based on the Collins diffraction theory, the OAM density under the paraxial approximation is obtained. The light field of the VVB passing through the aperture-lens system was collected experimentally. The effects of the aperture truncation parameters and the aperture-lens spacing on the light field and the OAM density of the VVB are discussed in detail. The OAM density characteristics of the VVB and the SVB through the aperture are compared. The results show that the OAM has a slower attenuation with the transmission distance after the VVB passes through the aperture-lens system and is less affected by the truncation parameters compared with the SVB. The polarization state of the VVB is not affected by the aperture-lens system. When the truncation parameter is greater than 4.2, the OAM density and light field are not affected by the truncation parameter. The OAM density reaches the maximum value at the focal position of the lens. The research results provide theoretical references for the application of OAM characteristics of VVBs.

Key words: vector vortex beam; orbital angular momentum; optical transmission matrix; aperture; truncation parameter

收稿日期: 2022-04-15; 修订日期: 2022-06-10

基金项目: 陕西省自然科学基金基础研究计划 (2019JM-470); 陕西省教育厅科研计划 (18JS048)

作者简介: 闫丽凝, 女, 硕士生, 主要从事光场传输与调控方面的研究。

导师(通讯作者)简介: 吕宏, 男, 副教授, 硕士生导师, 博士, 主要从事光场调控、激光大气传输与测控技术方面的研究。

0 引言

涡旋光束具有沿角向连续变化的相位分布,且存在一个强度为零的相位奇点,这种特殊的相位分布导致涡旋光束携带轨道角动量 (Orbital angular momentum, OAM)^[1]。自 Allen 等^[2]证实涡旋光束携带轨道角动量开始,涡旋光束就因其轨道角动量特性被应用到许多研究中,如旋转探测^[3]、信息存储^[4]、光学通信^[5]等。矢量涡旋光束 (vector vortex beam, VVB) 具有更复杂的空间结构,不仅具有各向异性的空间偏振分布,而且具有特殊的相位分布^[6],其复杂的偏振及相位结构使得矢量涡旋光束的轨道角动量特性具有更大的应用潜力。

近年来,矢量涡旋光束在光学微操控^[7]、焦场调控^[8]、光学通信^[9]等领域都有了广泛研究。Bienvenu 等^[10]研究了矢量涡旋光通过具有模式串扰光纤的传输特性,证明矢量涡旋光束比标量涡旋光束具有更好的稳定性。孙春志等^[11]使用变分法得到了矢量涡旋椭圆厄米-高斯光的临界功率和临界轨道角动量,改变了轨道角动量引起的旋转阻尼。Ilaria Gianani 等^[12]研究了矢量涡旋光束在不同浓度色散介质中传播的轨道角动量结构和偏振结构。Zhao 等^[13]推导了紧聚焦矢量拉盖尔高斯光束的轨道角动量密度表达式,分析了其轨道角动量密度分布特性。利用矢量涡旋光束进行光学微加工、光通信、光学探测等,都会受到光阑的影响,在矢量涡旋光束用于激光微加工时,光阑会导致光束发生衍射现象,在矢量涡旋光通信的调制、准直过程中,光束通常需要通过含有透镜以及光阑等光学元件的光学系统,含光阑透镜光学系统同样会对光束传输特性产生影响,所以研究矢量涡旋光束通过光阑传输特性具有重要意义。吕百达等^[14]研究了矢量高斯光束通过圆形光阑的传输特性。贾信庭等^[15]研究了径向偏振拉盖尔-高斯光束过圆形光阑的传输特性,分析了光阑对径向偏振拉盖尔高斯光束能量通量的影响。Gu 等^[16]研究了环形光阑衍射对矢量涡旋光场的影响。Cui 等^[17]给出了任意矢量拉盖尔高斯光束通过圆形光阑传输的解析表达式,研究了矢量涡旋光束经圆孔衍射后的场强传输特性。目前关于矢量涡旋光束通过光阑传输的研究主要集中在光场分布上,矢量涡旋光束通过光阑传输的轨道角动量

特性及其与标量涡旋光束的对比研究尚未见报道,研究矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统轨道角动量特性为其在激光微加工、光通信、光学探测等领域的应用提供一定的理论依据。

文中基于柯林斯衍射积分,推导出矢量涡旋光束通过光阑-透镜光学系统的场分布和轨道角动量密度分布函数,对矢量涡旋光束与标量涡旋光束经光阑传输的轨道角动量特性进行对比分析,进一步研究了不同的光阑-透镜间距、截断参数、传输距离对矢量涡旋光束轨道角动量密度的影响。同时,通过实验产生携带轨道角动量的矢量涡旋光束,分析了光阑-透镜系统对光强的影响。

1 基本原理

矢量涡旋光束具有各项异性的空间偏振分布和螺旋相位分布,在傍轴近似条件下,为了精确描述其电场分布,选择左、右旋圆偏振矢量 $\{e_L, e_R\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix}$ 作为基矢对,矢量涡旋光束可以表示为左、右旋圆偏振涡旋光束的叠加^[18]:

$$E = E_L e_L + E_R e_R \quad (1)$$

式中: $E_L = A(r_0) \exp(i\delta_L)$ 、 $E_R = A(r_0) \exp(i\delta_R)$ 分别表示左、右旋圆偏振涡旋分量, $\delta_L = l_L \theta_0 - \phi/2$ 和 $\delta_R = l_R \theta_0 + \phi/2$ 分别表示左右旋圆偏振涡旋分量的相位分布, l_L 和 l_R 分别表示左右旋圆偏振涡旋分量的相位拓扑荷, θ_0 为角向坐标, ϕ 表示初始相位, $A(r_0)$ 为矢量涡旋光束的振幅分布,具体表示为:

$$A(r_0) = \left(\frac{\sqrt{2}r_0}{w} \right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r_0^2}{w^2}\right) \quad (2)$$

式中: r_0 为径向坐标; w 表示束腰半径。结合公式 (1)、(2) 可以得到矢量涡旋光束入射面的场分布为:

$$E_0(r_0, \theta_0) = \left(\frac{\sqrt{2}r_0}{w} \right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r_0^2}{w^2}\right) \begin{bmatrix} \cos(m\theta_0 + \phi/2) \\ \sin(m\theta_0 + \phi/2) \end{bmatrix} \exp(il\theta_0) \quad (3)$$

式中: $m = (l_L - l_R)/2$ 表示矢量涡旋光束的偏振阶数; $l = (l_L + l_R)/2$ 表示矢量涡旋光束的相位拓扑荷。

柱坐标下,光束通过含光阑复杂光学系统后场分布由柯林斯积分公式给出^[19]:

$$E(r, \theta, z) = \frac{i}{\lambda B} \exp(-ikz) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_0(r_0, \theta_0) H(r_0) \times \exp\left\{-\frac{ik}{2B} [Ar_0 - 2r_0 r \cos(\theta - \theta_0) + Dr^2]\right\} r_0 dr_0 d\theta_0 \quad (4)$$

式中: $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长; z 为传输方向上的传输距离; r 、 θ 分别表示径向坐标和角坐标; A 、 B 、 D 为光学系统的矩阵元, $H(r_0)$ 为光阑窗口函数。光阑窗口函数可展开为复高斯函数的有限级数和^[20]:

$$H(r_0) = \sum_{j=1}^N A_j \exp\left(-\frac{B_j r_0^2}{a^2}\right) \quad (5)$$

式中: 复常数 A_j 、 B_j 分别为展开系数和复高斯函数系数; a 为光阑孔径。

将公式 (3)、(5) 代入公式 (4) 可得:

$$E(r, \theta, z) = \sum_{j=1}^N A_j \frac{ki}{B} \exp(-ikz) \exp(il\theta) \exp\left(-\frac{ikDr^2}{2B}\right) \times \left[\begin{array}{l} \cos(m\theta + \phi/2) \\ \sin(m\theta + \phi/2) \end{array} \right] \int_0^\infty \left(\frac{\sqrt{2}r_0}{w}\right)^{|l|} \exp\left(-\frac{B_j r_0^2}{a^2}\right) \times J_{|l|}\left(\frac{krr_0}{B}\right) \exp\left(-\frac{ikAr_0^2}{2B} - \frac{r_0^2}{w^2}\right) r_0 dr_0 \quad (6)$$

式中: $J_{|l|}(\cdot)$ 表示第一类贝塞尔函数。

利用积分公式

$$\int_0^\infty x^{v+1} e^{-ax^2} J_v(bx) dx = \frac{b^v}{(2a)^{v+1}} \exp\left(-\frac{b^2}{4a}\right) \quad (7)$$

可得矢量涡旋光束通过光阑-透镜光学系统后的场分布为:

$$E(r, \theta, z) = \sum_{j=1}^N A_j \frac{ki}{B} \exp(-ikz) \exp(il\theta) \times \exp\left(-\frac{ikDr^2}{2B} - \frac{1}{4}\left(\frac{kr}{B}\right)^2 \left(\frac{B_j}{a} + \frac{ikA}{2B} + \frac{1}{w^2}\right)^{-1}\right) \times \left(\frac{\sqrt{2}kr}{wB}\right)^{|l|} 2^{-|l|-1} \left(\frac{B_j}{a} + \frac{ikA}{2B} + \frac{1}{w^2}\right)^{-|l|-1} \left[\begin{array}{l} \cos(m\theta + \phi/2) \\ \sin(m\theta + \phi/2) \end{array} \right] \quad (8)$$

光束的轨道角动量源于光束线动量的角向分量, 沿光束传播方向的轨道角动量密度可由径矢 \mathbf{r} 叉乘线动量密度 \mathbf{S} 的角向分量 (ϕ 分量) 得到:

$$j_z = |(\mathbf{r} \times \mathbf{S}_\phi)| \quad (9)$$

光束线动量密度 \mathbf{S} 为坡印亭矢量时间平均值的实部:

$$\mathbf{S} = \varepsilon_0 \langle \text{Im}(\mathbf{E}) \times \text{Im}(\mathbf{H}) \rangle \quad (10)$$

式中: ε_0 为真空介电常数; \mathbf{E} 为光束的电场强度矢量, $\text{Im}(\mathbf{E}) = (\mathbf{E} + \mathbf{E}^*)/2$; \mathbf{H} 为光束的磁场强度矢量, $\text{Im}(\mathbf{H}) = (\mathbf{H} + \mathbf{H}^*)/2$ 。则公式 (11) 为:

$$\mathbf{S} = \frac{\varepsilon_0}{4} [(\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) + (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)] = \frac{\varepsilon_0 \omega}{4} (i(u \nabla u^* - u^* \nabla u) + 2k|u|^2 \hat{z}) \quad (11)$$

式中: ω 为角频率; u 为近轴传播下光场的复振幅。

线动量密度的角向分量为:

$$\mathbf{S}_\phi = \frac{l\varepsilon_0 \omega u^2}{2r} \quad (12)$$

公式 (12) 代入公式 (9), 可得傍轴近似条件下矢量涡旋光束经光阑-透镜光学系统的轨道角动量密度为:

$$j_z = \frac{\omega \varepsilon_0 l}{2} |u|^2 \quad (13)$$

2 仿真及实验

为了研究光阑对矢量涡旋光场及其轨道角动量传输的影响, 对矢量涡旋光束通过含光阑和透镜的光学系统进行仿真计算和实验。仿真过程中, 矢量涡旋光束取偏振阶数 $m = 1$, 相位拓扑荷 $l = 1$, 波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 束腰半径 $w = 1 \text{ mm}$, 初始相位 $\phi = 0$, 此时矢量涡旋光束为径向矢量涡旋光束。图 1 为矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统的实验光路图, 虚线框中为光阑-透镜光学系统。

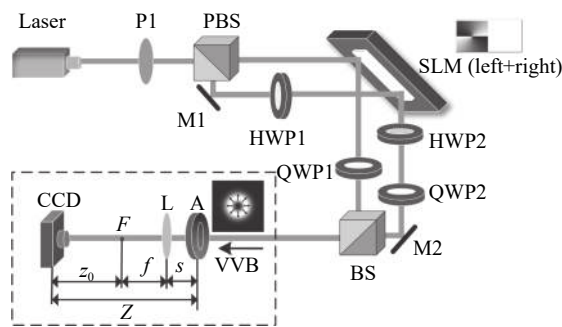


图 1 矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统的实验光路图

Fig.1 Experimental optical path diagram of vector vortex beams through aperture-lens system

由波长为 632.8 nm 的 He-Ne 激光器 (laser) 输出的基模高斯光束经偏振片 (polarizer, P) 后变为水平线偏光。水平线偏光被偏振分光棱镜 (polarizing beam splitter, PBS) 分成透射和反射两束光, 透射光为水平线偏光, 反射光为竖直线偏光, 经半波片 (half wave plate, HWP) 后变为水平线偏光。两束光分别入射到空间光调制器 (spatial light modulator, SLM) 左右部分, SLM 为 Meadowlark Optics 公司的 E19*12-400-700 型号, SLM 上加载左右分量的相位信息, 随后利用 HWP2 使反射光变为竖直线偏光, 具有水平偏振态

的透射光和具有竖直偏振态的反射光经四分之一波片 (quarter wave plate, QWP) 后变为左右旋圆偏振涡旋分量, 经分光棱镜 (beam splitter, BS) 合束后生成矢量涡旋光束。放置一半宽为 a 的光阑 A, 光阑后为焦距 $f = 10 \text{ mm}$ 的薄透镜 L, 焦点为 F 。光阑透镜间距为 s , 焦点与接收屏距离为 z_0 , 接收面与光阑距离 $z = s + f + z_0$ 。矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后由电荷耦

合器件 (charge coupled device, CCD) 采集光强信息, CCD 为 Daheng Imaging 公司的 MER-130-30 UM 型号。截断参数定义为 $\beta = a/w$, 其中 a 为光阑的半宽, w 为束腰半径。

图 2 为不同截断参数时矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统轨道角动量密度分布。取 $z_0 = f$, 分析截断参数对 OAM 密度的影响。

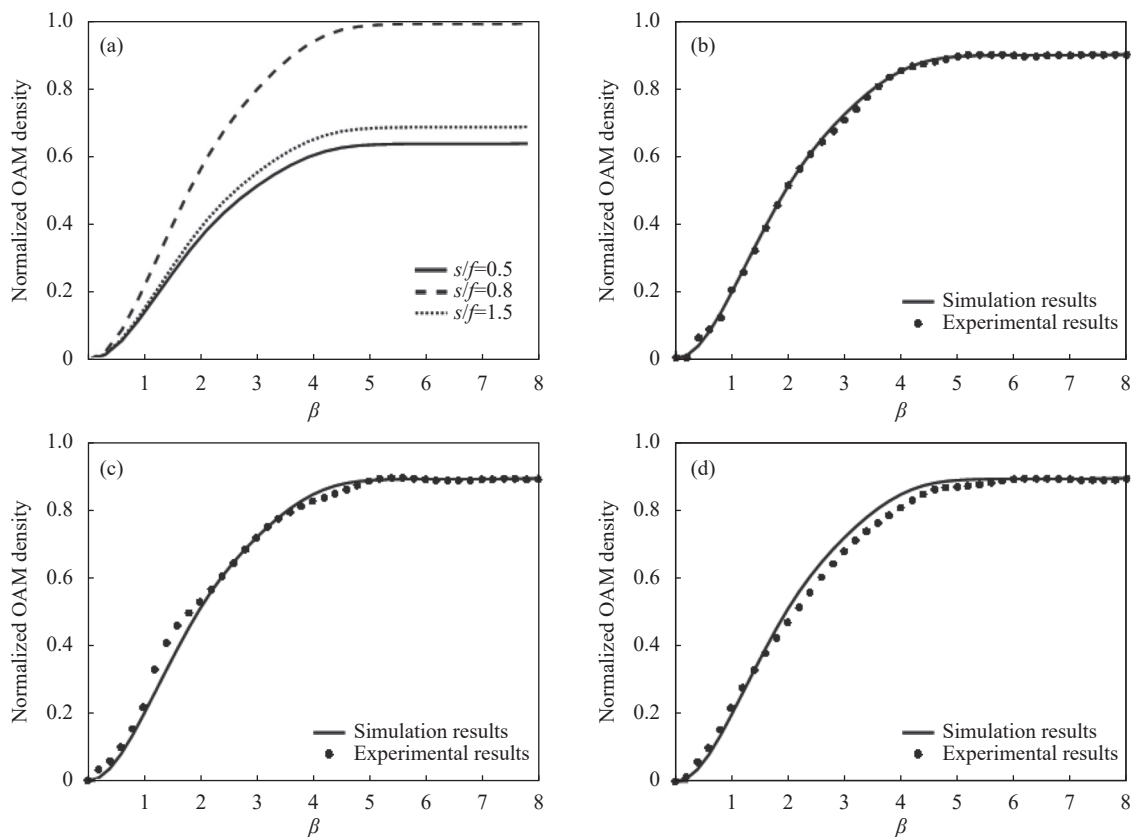


图 2 不同截断参数下矢量涡旋光束轨道角动量密度分布。(a) $s = 0.5f, s = 0.8f, s = 1.5f$ 时轨道角动量密度随截断参数的变化; (b) $s = 0.5f$; (c) $s = 0.8f$; (d) $s = 1.5f$

Fig.2 OAM density distributions of VVB for different truncation parameters. (a) OAM density changes with the truncation parameter at $s = 0.5f, s = 0.8f, s = 1.5f$; (b) $s = 0.5f$; (c) $s = 0.8f$; (d) $s = 1.5f$

由图 2(a) 可知, 在 $s = 0.5f, s = 0.8f, s = 1.5f$ 时, 随着截断参数增大, OAM 密度逐渐增大, 当 $\beta \geq 4.2$ 时, OAM 密度不再改变。存在一个截断参数的临界值 $\beta = 4.2$, $\beta < 4.2$ 时, 矢量涡旋光束 OAM 密度随着截断参数的增大而增大, 光阑的衍射效应明显, $\beta \geq 4.2$ 后 OAM 密度不再变化。图 2(b)~(d) 为实验结果与理论结果对比, 实验产生的光束具有与理论结果基本一致的变化趋势。图 2(b) 为 $s = 0.5f$ 时 OAM 密度随截断参数变化实验结果与理论结果对比图, 观察图 2(b)

发现, $\beta < 1$ 时 OAM 密度变化不稳定, 与理论值有差异, 此时光阑截断参数过小, 光束受光阑衍射影响较大。图 2(c)、(d) 为 $s = 0.8f$ 和 $s = 1.5f$ 时 OAM 密度随截断参数变化实验结果与理论结果对比图, 其实验结果与理论结果基本相符。

图 3 为矢量涡旋光束和 LG 模标量涡旋光束 (scalar vortex beam, SVB) 通过光阑-透镜系统后 OAM 密度分布图。图 3(a)、(b) 分别为 $s = 0.5f, \beta = 4$, 改变 z_0 时 VVB 和 SVB 的 OAM 密度分布图, 图 3(c)、(d) 分别为

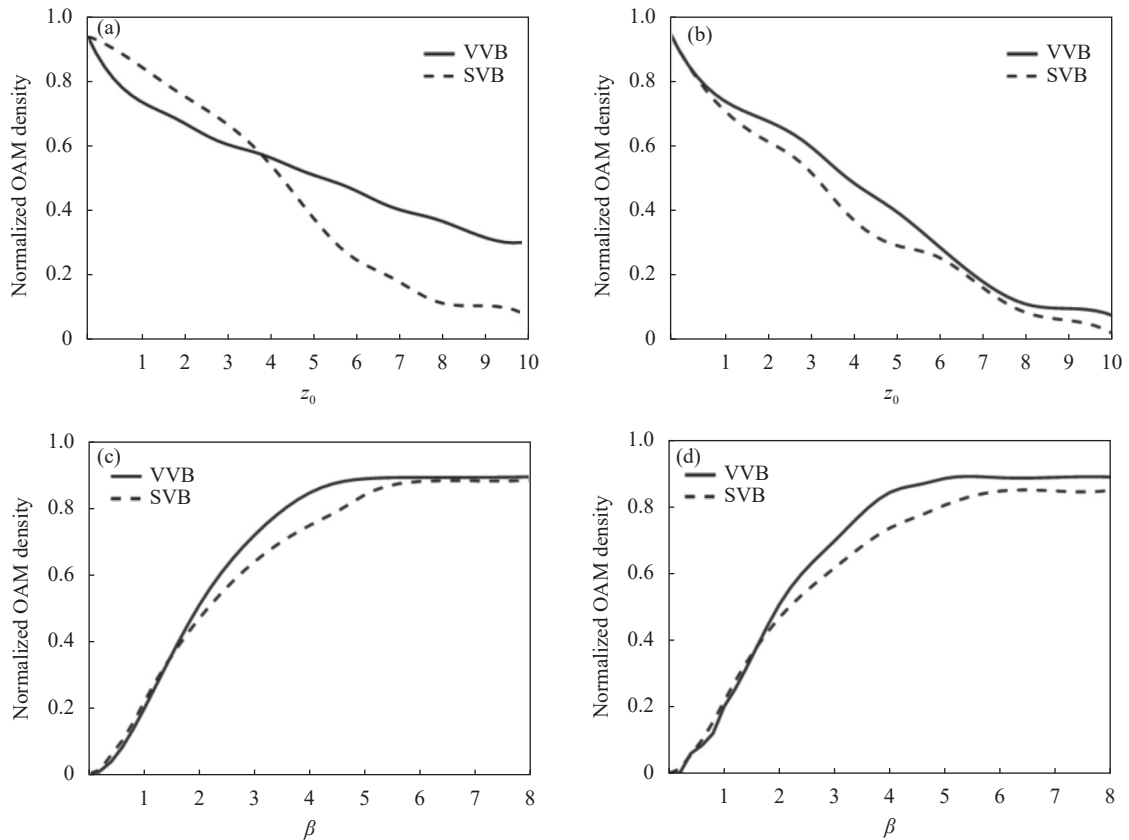


图 3 矢量涡旋光束与标量涡旋光束 OAM 密度分布。(a) 仿真得到的 VVB 与 SVB 随传输距离变化;(b) 实验得到的 VVB 与 SVB 随传输距离变化;(c) 仿真得到的 VVB 与 SVB 随截断参数变化;(d) 实验得到的 VVB 与 SVB 随截断参数变化

Fig.3 OAM density distributions of VVB and SVB. (a) Simulation results of VVB and SVB with transmission distance; (b) Experimental results of VVB and SVB with transmission distance; (c) Simulation results of VVB and SVB with truncate parameters; (d) Experimental results of VVB and SVB with truncate parameters

$z_0 = f, s = 0.5f$, 改变 β 时 VVB 和 SVB 的 OAM 密度分布图。

从图 3 可以看出, 传输距离、截断参数变化对于 VVB 和 SVB 通过光阑传输的 OAM 密度都会产生影响。观察图 3(a) 仿真结果可知, SVB 和 VVB 的 OAM 密度都随传输距离增大而变小, 但 SVB 的 OAM 密度衰减更明显。而图 3(b) 实验结果与仿真结果存在差异, VVB 与 SVB 的 OAM 密度衰减程度相差不大, 这是由于 VVB 在生成过程中光路较复杂, 光束的损耗较大。从图 3(c) 和 (d) 可以看出, 截断参数变化对于 VVB 和 SVB 通过光阑传输的 OAM 密度都会产生影响。从图 3(c) 发现, VVB 通过光阑的 OAM 密度随着截断参数的增大而增大, 当 β 大于临界值 4.2 时, VVB 的 OAM 密度不再随着截断参数的增大发生变化。对于 SVB, 这一临界值为 6, 实验结果与理论结果一致。相比标量涡旋光束, 矢量涡旋光束 OAM 通过光

阑-透镜系统后随传输距离的衰减更慢, 受光阑截断参数影响更小。

图 4 为 $\beta = 4$ 时不同 z_0 下矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后 OAM 密度随 s 的变化。

由图 4(a)~(c) 可观察到, OAM 密度极大值出现在 $s/f = 1$ 左右两侧时, 当 $s/f = 1$ 时, OAM 密度为极小值。在 $s/f = 1$ 左侧, OAM 密度随着 s 增大而增大, $s/f = 0.9$ 时 OAM 达到极大值, 随后 OAM 密度随着 s 增大而减小, 到 $s/f = 1$ 时降为极小值; 在 $s/f = 1$ 右侧, 随着 s 增大, OAM 密度从极小值处增加, 到 $s/f = 1.1$ 时 OAM 达到另一极大值, 随后 OAM 密度随着 s 增大而一直减小。由图 4(a) 可知, 当 $z_0/f < 0$ 时, 轨道角动量密度最大值出现在 $s/f < 1$ 处。由图 4(b) 可知, 当 $z_0/f = 0$ 时, 在 $s/f = 1$ 左右两侧处出现两个相等的轨道角动量密度峰值。由图 4(c) 可知, 当 $z_0/f > 0$ 时, 轨道角动量密度最大值出现在 $s/f > 1$ 处。当 s/f 在 0.7~

1.3 之间, OAM 密度变化剧烈。

图 5 为 $\beta = 4$ 时矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后轨道角动量密度随 z_0 的变化。在 $s/f = 0.4, s/f = 0.6, s/f = 0.8$ 的情况下分析 z_0 改变对矢量涡旋光束 OAM 密度的影响。

由图 5 可以看出, 在 $s/f = 0.4, s/f = 0.6, s/f = 0.8$ 情况下有相似的现象。当 $z_0/f < 0$ 时, OAM 密度随着 z_0 增大而增大; 当 $z_0/f > 0$ 时, OAM 密度随着 z_0 增大而减小; 当 $z_0/f = 0$ 时, OAM 密度达到最大值, 也就是当接收屏放在透镜焦点位置时, 接收到的 OAM 密度

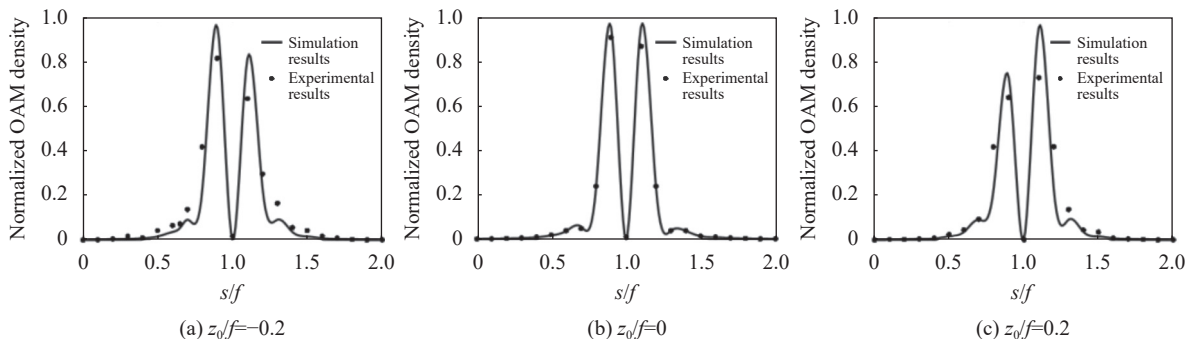


图 4 矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后 OAM 密度随 s/f 的变化

Fig.4 Variation of the OAM density after the VVB passes through the aperture-lens system with s/f

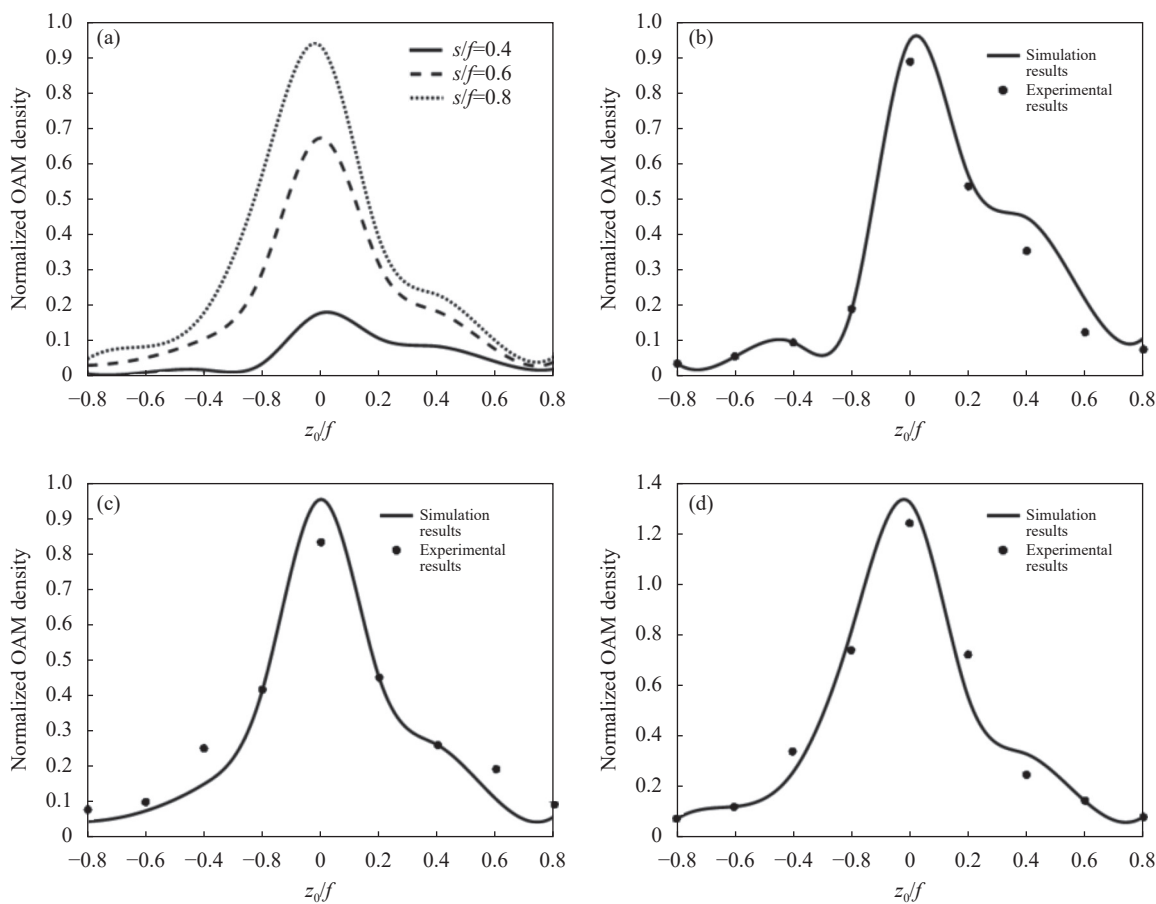


图 5 矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后 OAM 密度随 z_0/f 的变化。(a) $s/f = 0.4, s/f = 0.6, s/f = 0.8$ 时轨道角动量密度随截断参数变化的仿真结果; (b) $s/f = 0.4$; (c) $s/f = 0.6$; (d) $s/f = 0.8$

Fig.5 Variation of OAM density after the VVB passes through the aperture-lens system with z_0/f . (a) Simulation results of OAM density variation with truncation parameter when $s/f = 0.4, s/f = 0.6, s/f = 0.8$; (b) $s/f = 0.4$; (c) $s/f = 0.6$; (d) $s/f = 0.8$

为最大值。实验结果与理论结果一致。

根据图 1 所示的实验光路图进行实验,采集偏振阶数 $m = 1$, 相位拓扑荷 $l = 1$ 的矢量涡旋光场。图 6 为实验产生的矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后光强分布图。取 $\beta = 4$, $z_0 = f$, 分析矢量涡旋光场随光阑-透镜间距的变化情况。

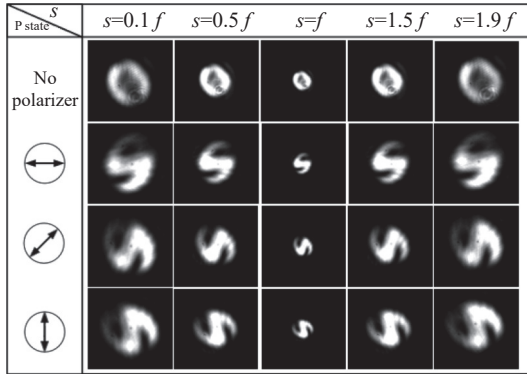


图 6 实验产生的矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后随光阑-透镜间距的变化

Fig.6 Light field variation of the VVB generated by the experiment passing through the aperture-lens system with the aperture-lens spacing

由图 6 可知, 矢量涡旋光束经光阑-透镜系统后光强变化。s 改变, 其光斑发生变化, $s = 0.1f \sim s = f$, 随着光阑-透镜间距增大, 光斑逐渐变小变亮。s = f 时光斑最小最亮。s = f ~ s = 1.9f, 随着光阑-透镜间距增大, 光斑逐渐变大变暗。通过检偏器后, 光束的强度分布呈“s”形, 并随着检偏器角度旋转。通过水平和竖直检偏器时, 消光区域强度分布是互补的。当光阑-透镜间距改变时, 通过检偏器后的光强分布与总强度分布变化规律相同, 偏振态未改变。

图 7 为实验产生的矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后随光阑截断参数的变化。取 $s = 0.5f$, $z_0 = f$, 分析矢量涡旋光场随光阑-透镜间距的变化情况。

由图 7 可知, 截断参数 $\beta < 4.2$ 时, 随着截断参数增大, 接收面处光斑尺寸增大, 光斑逐渐变得完整, 光阑衍射效应明显, 当 $\beta \geq 4.2$ 时, 光斑不再变化, 光阑的衍射效应可以忽略。存在一个截断参数的临界值 $\beta = 4.2$, 在此之前, 光斑尺寸随着截断参数的增大而增大, 光阑的衍射效应明显, 之后光斑大小不再变化, 光阑截断参数对光场的影响可以忽略。光束通过检偏器后, 光场分布随截断参数变化与总光强变化相

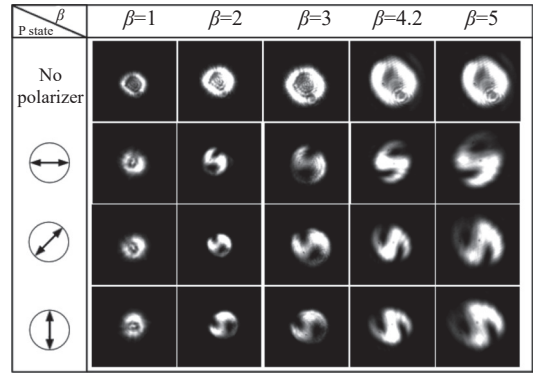


图 7 实验产生的矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后随光阑截断参数的变化

Fig.7 Light field variation of the VVB generated by the experiment passing through the aperture-lens system with the aperture truncate parameters

似。截断参数 $\beta = 1$ 时, 通过检偏器后光强受光阑衍射影响, “s”形不明显, 但仍能观察出偏振态。光阑的截断参数变化可以影响光强分布, 但不会改变光束的偏振分布。

改变图 1 光阑-透镜系统中透镜的焦距, 观察矢量涡旋光束受光阑-透镜系统影响情况。取 $\beta = 4$, $z_0 = f$, $s = 0.5f$, 图 8 为矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后随透镜焦距的变化。由图 8 可以看出, 光阑-透镜光学系统的焦距对矢量涡旋光强影响不明显。改变焦距, 光斑的大小和形状都没有明显变化, 偏振态也未发生变化, 一直保持“s”形分布。

图 9 为实验采集的矢量涡旋光束经光阑-透镜系

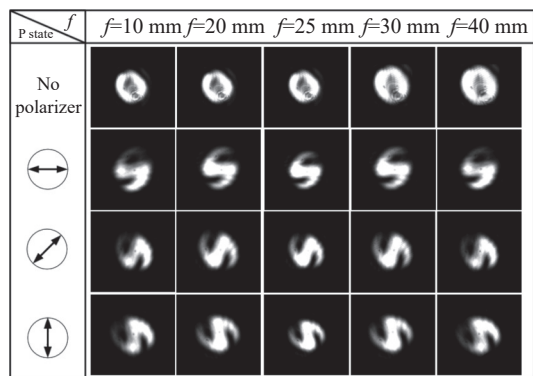


图 8 实验产生的矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后随透镜焦距的变化

Fig.8 Light field variation of the VVB generated by the experiment passing through the aperture-lens system with the Lens focal length

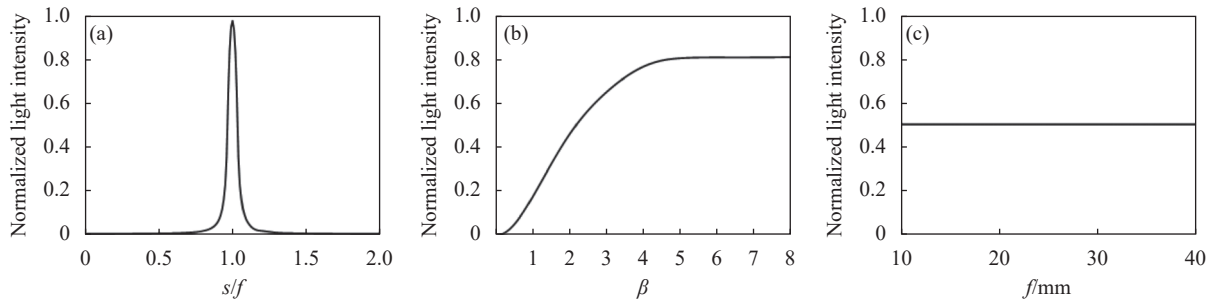


图 9 矢量涡旋光束经光阑-透镜系统后光强变化。(a) 光强随光阑-透镜间距的变化 (b) 光强随截断参数的变化 (c) 光强随焦距的变化

Fig.9 The light intensity variation of the VVB passing through the aperture-lens system. (a) Light intensity variation with aperture -lens spacing (b) Light intensity variation with truncate parameters (c) Light intensity variation with focal length

统后光强变化。根据 CCD 采集到的光强信息分析光强随光阑-透镜间距、截断参数、焦距的变化情况。

由图 9(a) 可知, 在 $s/f = 1$ 左侧, 光强随着 s 的增大而增大, 到 $s/f = 1$ 时达到最大值, 随后在 $s/f = 1$ 右侧, 光强随着 s 的增大而减小, 光强在 $s = 0.9f$ 到 $s = 1.1f$ 之间变化程度剧烈。由图 9(b) 可知, 截断参数 $\beta < 4.2$ 时, 光强随着 β 增大而增大, 当 $\beta \geq 4.2$ 时, 截断参数对光强的影响可以忽略。由图 9(c) 可知, 光阑-透镜系统中透镜的焦距影响不大, 随着焦距的增大, 光强没有变化。

3 结 论

研究了矢量涡旋光束通过光阑-透镜光学系统的轨道角动量传输特性。结合柯林斯公式和复高斯函数展开法, 推导出矢量涡旋光通过光阑-透镜系统的衍射积分表达式和轨道角动量密度函数, 对比研究了矢量涡旋光束与标量涡旋光束 OAM 经光阑传输特性, 分析了不同的透镜与光阑间距、光阑截断参数、传输距离对矢量涡旋光束轨道角动量密度的影响, 实验生产了携带轨道角动量的矢量涡旋光束, 并对光束通过光阑-透镜系统后的场分布进行了研究。可以得出以下结论:

(1) SVB 和 VVB 的 OAM 密度都随着传输距离增大而变小, 但 SVB 的 OAM 密度衰减更快。截断参数 β 变化对于 VVB 和 SVB 通过光阑传输的 OAM 密度都会产生影响。当 β 大于临界值 4.2 时, VVB 的 OAM 密度不再受截断参数影响, 而 SVB 的这一临界值为 6。相比标量涡旋光束, 矢量涡旋光束 OAM 通过光阑系统后随传输距离的衰减更慢, 受光阑截断参数影响更小。

(2) 矢量涡旋光束通过光阑-透镜系统后, OAM 密度受截断参数 β 、光阑-透镜间距 s 和透镜焦点与接收面距离 z_0 影响。 $\beta < 4.2$ 时, OAM 密度随着截断参数的增大而增大, $\beta \geq 4.2$ 时, OAM 密度不再变化。 $z_0 < 0$ 时, OAM 密度最大值出现在 $s = 0.9f$ 处。 $z_0 = 0$ 时, 在 $s = f$ 左右两侧出现两个相等的 OAM 密度峰值。 $z_0 > 0$ 时, OAM 密度最大值出现在 $s = 1.1f$ 处。 s 确定时, 当 $z_0 = 0$, OAM 密度达到最大值, 即当接收屏放在透镜焦点位置时, 接收到的 OAM 密度为最大值。

(3) 光阑-透镜系统对矢量涡旋光束偏振态没有影响, 但对场分布有影响。截断参数 $\beta < 4.2$ 时, 矢量涡旋光束光强随着截断参数的增大而增大, 光斑也逐渐变得完整, $\beta \geq 4.2$ 时, 光强不再受截断参数影响。光阑-透镜间距 $s = f$ 时接收面接收到的光强最大且光斑最小, 光阑-透镜系统的焦距对矢量涡旋光束场分布没有影响。

文中研究结果为矢量涡旋光束轨道角动量的应用提供了理论依据。

参考文献:

[1] Zhang Xiaohui, Xia Tian, Cheng Shubo, et al. Free-space information transfer using the elliptic vortex beam with fractional topological charge [J]. *Optics Communications*, 2018, 431: 238-244.

[2] Allen L, Beijersbergen M, Spreeuw R, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes [J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.

[3] Ding You, Ding Yuansheng, Qiu Song, et al. Rotational frequency detection of spinning objects at general incidence using vortex beam (Invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(9): 20210451. (in Chinese)

- [4] Fang Xinyuan, Ren Haoran, Gu Min. Orbital angular momentum holography for high-security encryption [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(2): 102-108.
- [5] Yu Ce, Wang Tianshu, Zhang Ying, et al. Experimental research on transmission performance on OAM beam and Gaussian beam in atmospheric turbulence channel [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(8): 20200400. (in Chinese)
- [6] Liu Sheng, Qi Shuxia, Zhang Yi, et al. Highly efficient generation of arbitrary vector beams with tunable polarization, phase, and amplitude [J]. *Photonics Research*, 2018, 6(4): 228-233.
- [7] Wang Xilin, Chen Jing, Li Yongnan, et al. Optical orbital angular momentum from the curl of polarization [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 253602.
- [8] Li Weichao, Yang Yanfang, He Ying, et al. Triple optical chain generated by tight focusing of azimuthally polarized higher-order laguerre-gauss vortex beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(8): 0826002. (in Chinese)
- [9] Li Jianping, Liu Jie, Gao Shecheng, et al. Manipulation and transmission technologies of optical field for multidimensional multiplexing optical fiber communication [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126008. (in Chinese)
- [10] Bienvenu N, Isaac N, Mitchell A, et al. Creation and detection of vector vortex modes for classical and quantum communication [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(2): 292-301.
- [11] Sun Chunzhi, Liang Guo. Soliton guidance and nonlinear coupling for polarized vector spiraling elliptic Hermite-Gaussian beams in nonlocal nonlinear media [J]. *Chinese Physics B*, 2019, 28(7): 256-262.
- [12] Gianani I, Suprano A, Giordani T, et al. Transmission of vector vortex beams in dispersive media [J]. *Advanced Photonics*, 2020, 2(3): 45-52.
- [13] Zhao Yufeng, Yao Yong, Xu Xiaochuan, et al. Orbital angular momentum density characteristics of tightly focused polarized Laguerre-Gaussian beam [J]. *Applied Optics*, 2020, 59(24): 7396-7407.
- [14] Lü Baida, Duan Kailiang. Nonparaxial propagation of vectorial Gaussian beams diffracted at a circular aperture [J]. *Optics Letters*, 2003, 28(24): 2440-2442.
- [15] Jia Xinting, Wang Youqing, Li Bo. Nonparaxial analyses of radially polarized beams diffracted at a circular aperture [J]. *Optics Express*, 2010, 18(7): 7064-7075.
- [16] Gu Bing, Xu Danfeng, Pan Yang, et al. Nonparaxial propagation and focusing properties of azimuthal-variant vector fields diffracted by an annular aperture [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014, 31(7): 1657-1665.
- [17] Cui Xianghan, Wang Chaolin, Jia Xinting. Nonparaxial propagation of vector vortex beams diffracted by a circular aperture [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2019, 36(1): 115-123.
- [18] Zhang Yi, Li Peng, Liu Sheng, et al. Unveiling the photonic spin Hall effect of freely propagating fan-shaped cylindrical vector vortex beams [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(19): 4444-4447.
- [19] Lu Zhili, Tu Jialong, Zhen Weiming, et al. Propagation properties of the superimposed chirped Bessel-Gaussian vortex beams in strongly nonlocal nonlinear medium [J]. *Optics Communications*, 2022, 516(1): 128238.
- [20] Wen J J, Breazeale M A. A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams [J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1988, 83(5): 1752-1756.