

文章编号:1001-5078(2023)11-1724-08

· 光纤传感及光通讯技术 ·

斜程湍流大气中矢量涡旋光束的 OAM 特性研究

孔 妍, 吕 宏, 闫丽凝, 庞令阳
(西安工业大学光电工程学院, 陕西 西安 700021)

摘 要: 基于螺旋谱理论推导出矢量涡旋光束在斜程大气湍流传输中的轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 谱, 讨论了修正 Kolmogorov 大气湍流对不同阶矢量涡旋光束光场分布及光束 OAM 谱的影响。利用旋转毛玻璃作为随机相位屏, 实验采集了矢量涡旋光束通过旋转毛玻璃后的光强图像与归一化强度。结果表明: 经大气湍流斜程传输后, 矢量涡旋光束的光强分布产生畸变且 OAM 谱发生弥散, OAM 谱弥散程度随传输距离的增大而增大。传输距离不变时, 天顶角越大, 主 OAM 模相对功率越小, 湍流内尺度减小与折射率结构常数增大均会导致主 OAM 模相对功率减小。同一传输路径下, 随着湍流强度的增大, 矢量涡旋光束中心相位奇点的强度逐渐增大, 并且拓扑荷不变时, 偏振阶数高的矢量涡旋光束受到的湍流影响较小。

关键词: 矢量涡旋光束; 斜程传输; 大气湍流; 轨道角动量; 螺旋谱

中图分类号: O436; TN929.1 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-5078.2023.11.016

Orbital angular momentum characteristics of vector vortex beam in slant turbulent atmosphere

KONG Yan, LÜ Hong, YAN Li-ning, PANG Ling-yang

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

Abstract: The orbital angular momentum (OAM) spectrum of vector vortex beam propagating in slant atmospheric turbulence is derived based on the spiral spectrum theory, and the influence of modified Kolmogorov atmospheric turbulence on the optical field distribution and OAM spectrum of vector vortex beams with different orders is discussed. Using a rotating ground glass as a random phase screen, the optical intensity image and normalized intensity of the vector vortex beam passing through the rotating ground glass are collected experimentally. The results show that the intensity distribution of vector vortex beam is distorted and the OAM spectrum is dispersed after the slant propagation of atmospheric turbulence, and the dispersion degree of OAM spectrum increases with the increase of propagation distance. At a constant transmission distance, the larger the zenith angle, the smaller the relative power of the main OAM mode. The decrease of the turbulence internal scale, and the increase of the refractive index structure constant both lead to a decrease of the relative power of the main OAM mode. Under the same propagation path, with the increase of turbulence intensity, the intensity of the central phase singularity of the vector vortex beam gradually increases, and the vector vortex beam with high polarization order suffers less from turbulence when the topological charge is constant.

Keywords: vector vortex beam; slant propagation; atmospheric turbulence; orbital angular momentum; spiral spectrum

基金项目: 陕西省自然科学基金基础研究计划项目 (No. 2019JM-470); 陕西省教育厅科研计划项目 (No. 18JS048) 资助。

作者简介: 孔 妍, 女, 硕士研究生, 主要从事激光大气传输与光场调控技术研究。E-mail: 1666036138@qq.com

通讯作者: 吕 宏, 男, 博士, 副教授, 主要从事光场调控, 激光大气传输与测控技术研究。E-mail: lvhong@xatu.edu.cn

收稿日期: 2023-05-04; **修订日期:** 2023-06-02

1 引言

涡旋光束因携带具有螺旋相位波前的轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 被广泛地应用于光通信^[1-2]、信息存储^[3]、遥感^[4]等领域。光束在大气中沿斜程路径传输时,受到湍流的影响,导致光强衰减和涡旋光束的 OAM 谱发生弥散,影响光束传播质量。矢量涡旋光束是一种兼具各向异性空间偏振态和螺旋形相位分布的新型空间结构光束^[5-7]。它有着偏振分布不均匀的矢量光束和螺旋相位结构的涡旋光束的共同优点,因此,研究矢量涡旋光束在湍流传输后 OAM 特性在光通信、激光雷达等领域有着重要的现实意义。

近年来,矢量涡旋光束因其独特的空间分布及相位结构吸引了众多学者们的关注。Peng 等人^[8]推导了矢量涡旋光束在远场中的电场解析表达式,研究了矢量涡旋光束在不同旁轴光学系统中传输时的强度和偏振演化。Huang 等人^[9]对部分相干矢量涡旋光束在非均匀湍流传输时的 M^2 因子和均方根角宽度的变化进行了讨论。Yu 等人^[10]研究了径向偏振涡旋光束在大气湍流传输后的光强与闪烁特性,并与部分相干涡旋光束和部分相干径向矢量光束进行比较。Xu 等人^[11]采用多相位屏的方法研究了部分相干径向偏振和角向偏振涡旋光束经过大气湍流后的偏振特性。Shi 等人^[12]对散射场中的矢量贝塞尔-高斯涡旋光束的轨道角动量谱变化进行了研究。Xu Ying 等人^[13]讨论了中度到强度波动对贝塞尔高斯光束经过湍流大气传输后 OAM 模式的影响。柯熙政等人^[14]数值模拟了低阶 LG 光束经大气湍流传输后的演化过程和轨道角动量谱的分布。韦宏艳等人^[15]推导了聚焦拉盖尔高斯光束在各向异性大气湍流中传输时的螺旋谱表达式,并分析各向异性 non-Kolmogorov 大气湍流与光束参数对聚焦 LG 光束的 OAM 模式的影响。Guo 等人^[16]分析了部分相干贝塞尔高斯局域波在完全弱到强各向异性大气湍流信道中的螺旋谱和 OAM 串扰效应。近年来研究者们对涡旋光束的轨道角动量特性研究取得的成就相当可观,但针对矢量涡旋光束经斜程湍流大气传输后的轨道角动量特性研究报道较少。

2 基本原理

矢量涡旋光束可由基矢对为 $\{e_L, e_R\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix}$ 的一对相互正交的左、右旋圆偏振涡旋

光束叠加来表示^[17]:

$$E_{L,R} = E_0(r) [\exp(i\delta_L) e_L + \exp(i\delta_R) e_R] \quad (1)$$

其中, $\delta_L = l_L\theta - \phi/2$ 和 $\delta_R = l_R\theta + \phi/2$ 分别表示为左、右旋圆偏振涡旋光束的相位分布; l_L 和 l_R 是左右旋圆偏振涡旋光束相位拓扑荷; θ 是角向坐标; ϕ 是初始相位; $E_0(r)$ 为矢量涡旋光束的振幅分布,表示为:

$$E_0(r) = \left(\frac{\sqrt{2}r}{w}\right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (2)$$

其中, r 是径向坐标; w 是束腰半径。

将式(2)代入式(1)推导得出矢量涡旋光束在源平面处的光场为:

$$E_{L,R}(r, \phi, 0) = \left(\frac{\sqrt{2}r}{w}\right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(m\phi + \frac{\phi}{2}\right) \\ \sin\left(m\phi + \frac{\phi}{2}\right) \end{bmatrix} \exp(il\phi) \quad (3)$$

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

根据广义惠更斯-菲涅尔原理,矢量涡旋光束自由空间传输 z 后,在接收平面处的光场可表示为:

$$E_1(r, \phi, z) = -\frac{ki}{z} \exp(ilz) \exp(il\phi) \cdot \exp\left\{\frac{ikr^2}{2z} - \left[\left(\frac{kr}{z}\right)^2 \cdot \left(\frac{2ik}{z} + \frac{4}{w^2}\right)^{-1}\right]\right\} \cdot \left(\frac{\sqrt{2}kr}{z}\right)^{|l|} \cdot \left(\frac{ik}{z} + \frac{2}{w^2}\right)^{-|l|+1} \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(m\phi + \frac{\phi}{2}\right) \\ \sin\left(m\phi + \frac{\phi}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数。

利用欧拉公式展开后,矢量涡旋光束在接收平面处的光场可表示为:

$$E_1(r, \phi, z) = -\frac{ki}{z} \exp(ilz) \exp(il\phi) \cdot \exp\left\{\frac{ikr^2}{2z} - \left[\left(\frac{kr}{z}\right)^2 \cdot \left(\frac{2ik}{z} + \frac{4}{w^2}\right)^{-1}\right]\right\} \cdot \left(\frac{\sqrt{2}kr}{z}\right)^{|l|} \cdot \left(\frac{ik}{z} + \frac{2}{w^2}\right)^{-|l|+1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left[\exp(im\phi + \frac{i\phi}{2}) + \exp(-im\phi - \frac{i\phi}{2}) \right] \\ \frac{1}{2i} \left[\exp(im\phi + \frac{i\phi}{2}) + \exp(-im\phi - \frac{i\phi}{2}) \right] \end{bmatrix} \quad (5)$$

光束在湍流中传输时,会造成相位畸变,在 Ry -

rov 近似下, 矢量涡旋光束在斜程湍流大气中传输 z 时的光场表示为:

$$E(r, \phi, z) = E_1(r, \phi, z) \cdot \exp[\Phi(r, \phi, z)] \quad (6)$$

其中, $\exp[\Phi(r, \phi, z)]$ 是湍流引起的复相位扰动。

大气湍流造成空间分布不均匀, 使得光子波函数发生变化, 导致光束模发生改变, 为研究矢量涡旋光束经过湍流后的 OAM 的变化, 将矢量涡旋光束在接收平面处的光场表达式用螺旋谐波函数展开得到^[18]:

$$E(r, \phi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n(r, z) \exp(in\phi) \quad (7)$$

其中:

$$a_n(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} E(r, \phi, z) \exp(-in\phi) d\phi \quad (8)$$

将(6)式代入(8)式可以得到:

$$|a_n(r, z)|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} E_1(r_1, \phi_1, z) \cdot$$

$$E_1^*(r_2, \phi_2, z) \exp[-in(\phi_1 - \phi_2)] \cdot \langle \exp[\Phi(r, \phi_1, z)] + \exp^*[\Phi(r, \phi_2, z)] \rangle d\phi_1 d\phi_2 \quad (9)$$

其中, $E_1^*(r, \phi_2, z)$ 为矢量涡旋光束在传输 z 时的光场复数共轭; $\langle \cdot \rangle$ 为系综平均。

Rytov 相位结构函数的二次近似后, $\langle \exp[\Phi(r, \phi_1, z)] + \exp^*[\Phi(r, \phi_2, z)] \rangle$ 表示为:

$$\langle \exp[\Phi(r, \phi_1, z)] + \exp^*[\Phi(r, \phi_2, z)] \rangle = \exp\left\{-\frac{r_1^2 + r_2^2 - 2|r_1||r_2|\cos(\phi_1 - \phi_2)}{r_0^2}\right\} \quad (10)$$

其中, r_0 是修正 Kolmogorov 湍流介质中球面波的相干长度^[19]。

$$r_0 = (0.4155682 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot z \cdot \kappa_l^{\frac{1}{3}} - 0.3909 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot z \cdot \kappa_0^{\frac{1}{3}})^{-1/2} \quad (11)$$

$$C_n^2 = 0.00594 \cdot \left(\frac{v}{27}\right)^2 \cdot (10^{-5} \cdot z \cdot \cos\beta)^{10} \cdot \exp\left(-\frac{z \cdot \cos\beta}{1000}\right) + 2.7 \cdot 10^{-16} \cdot \exp\left(-\frac{z \cdot \cos\beta}{1500}\right) + C_n^2(0) \cdot \exp(-z \cdot \cos\beta/100) \quad (12)$$

其中, $\kappa_l = 3.3/l_0$, l_0 为湍流内尺度参数; $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, L_0 为湍流外尺度参数; $C_n^2(0)$ 是近地面折射率结构常数; β 为斜程路径天顶角; $v = 2.1$ m/s 为风速; C_n^2 为斜程路径上大气折射率结构常数。

利用积分公式:

$$\int_0^{2\pi} \exp[-in\theta_1 + \eta \cos(\theta_1 - \theta_2)] d\theta_1 = 2\pi \exp(-in\theta_2) I_n(\eta) \quad (13)$$

其中, $I_n(\eta)$ 为修正的 n 阶贝塞尔函数。

将(5)代入(9)可以得到:

$$|a_n(r, z)|^2 = \frac{2\pi}{w^2(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w(z)}\right)^{2|l|} \left(\frac{2r^2}{w(z)^2}\right)^2 \times \exp\left(\frac{-2r^2}{w(z)^2} - \frac{2r^2}{r_0^2}\right) \times I_{n-l}\left(\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \times \left[\frac{1}{2} \left[I_{n+m}\left(\frac{2r^2}{r_0^2}\right) + I_{n-m}\left(\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \right] \right. \\ \left. \left[\frac{1}{2i} \left[I_{n+m}\left(\frac{2r^2}{r_0^2}\right) + I_{n-m}\left(\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \right] \right] \right] \quad (14)$$

因此, 矢量涡旋光束经过修正 Kolmogorov 湍流传输, 不同螺旋谐波分量功率表达式可表示为:

$$P_n = \frac{\int_0^R |a_n(r, z)|^2 r dr}{\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int_0^R |a_l(r, z)|^2 r dr} \quad (15)$$

其中, R 为光束的接收孔径; l 为矢量涡旋光束的拓扑荷数。

3 仿真与实验

为了研究大气湍流对矢量涡旋光束在斜程传输过程中的 OAM 特性的影响, 对矢量涡旋光束在大气湍流中的传输进行仿真与实验。利用功率谱反演法产生随机相位屏, 采用多层相位屏的方法模拟矢量涡旋光束经斜程大气湍流传输后的 OAM 谱分布。仿真中取初始值: 矢量涡旋光束波长 $\lambda = 632.8$ nm, 束腰半径 $w = 0.03$ mm, 天顶角 $\beta = \frac{\pi}{6}$, 偏振阶数 $m = 1$, 拓扑荷值 $l = 1$, 初始相位 $\phi = 0$, 近地面结构常数 $C_n^2 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 湍流内尺度 $l_0 = 0.001$ m, 湍流外尺度 $L_0 = 5.5$ m。根据以上参数仿真出矢量涡旋光束在大气湍流斜程传输后的 OAM 谱分布情况。

图 1(a) ~ (d) 为拓扑荷值 $l = 1$, 斜程传输距离分别为 500 m, 1000 m, 1500 m, 2000 m 时矢量涡旋光束在真空中传输后 OAM 谱分布。矢量涡旋光束在真空传输过程中不受湍流的影响, 从图中可以看出, 矢量涡旋光束在真空传输距离 1500 m 内, 其 OAM 谱发生轻微弥散。随着传输距离的增加, 矢量涡旋光束主 OAM 模相对功率减小, OAM 谱弥散程度变大。

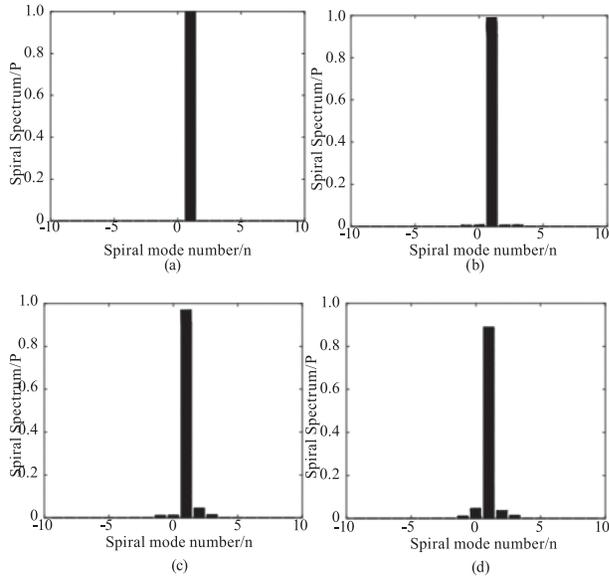


图1 矢量涡旋光束真空中 OAM 谱分布

Fig.1 OAM spectrum distribution of vector vortex beam in vacuum

图2是拓扑荷值 $l=1, l=3, l=5$ 时,矢量涡旋光束在不同斜程传输距离的大气湍流传输后的 OAM 谱分布。

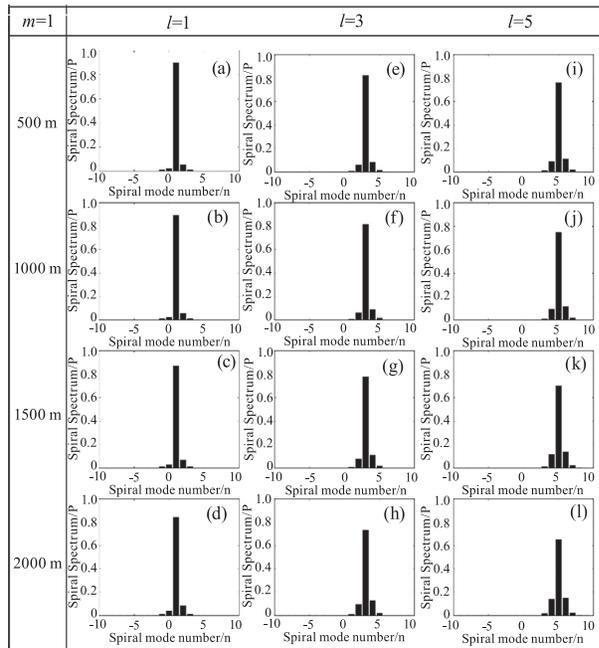


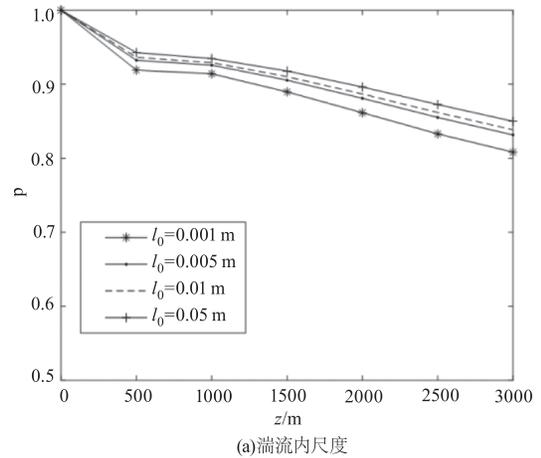
图2 斜程湍流大气中的 OAM 谱分布

Fig.2 OAM spectrum distribution in slant turbulent atmosphere

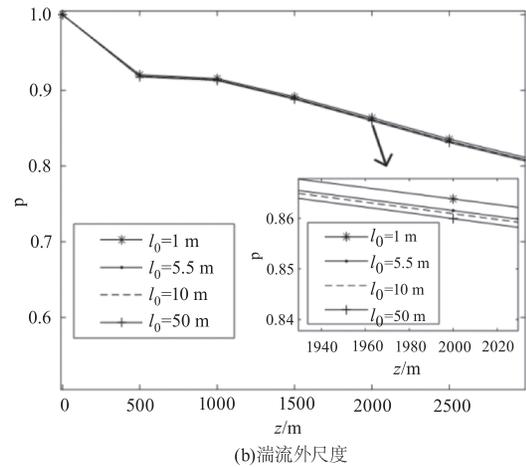
图2是矢量涡旋光束在不同的斜程传输距离,不同相位拓扑荷下的 OAM 谱各谐波分量的分布情况。当 $n=l$ 的时候是主 OAM 模相对功率, $n \neq l$ 的时候是弥散产生的其他分量的相对功率。通过图2可以看出,由于受到斜程大气湍流的影响,矢量涡旋光束的 OAM 谱发生弥散,产生其他拓扑分量。并

且,随着相位拓扑荷的增加,接收面处的主 OAM 模相对功率不断降低,其他 OAM 模相对功率占比增加,OAM 谱弥散程度加大。

图3为矢量涡旋光束在斜程传输过程中湍流内、外尺度和斜程传输距离对于主 OAM 模相对功率的影响。仿真取拓扑电荷值 $l=1$,偏振阶数 $m=1$,斜程传输距离 $z=0 \sim 3000$ m。



(a)湍流内尺度



(b)湍流外尺度

图3 湍流内、外尺度对主 OAM 模相对功率的影响

Fig.3 Influence of inner and external scales of turbulence on relative power of main OAM mode

从图3(a)是湍流内尺度变化对于主 OAM 模相对功率的影响,随着传输距离的增加,矢量涡旋光束主 OAM 模相对功率不断减小,且同一传输距离下,湍流内尺度越大,主 OAM 模相对功率越大,这是由于 l_0 是湍流惯性范围的下限,斜程传输过程中湍流内尺度增大实际意义上是相当于湍流强度的降低,湍流因子减小,因此受到湍流的影响相对减小。图3(b)给出了不同湍流外尺度对于主 OAM 相对功率的影响,当斜程传输距离固定时,不同的湍流外尺度对于主 OAM 相对功率的影响可以忽略不计。

图 4 是矢量涡旋光束在斜程传输过程中不同近地面大气折射率结构常数和天顶角对于主 OAM 模相对功率的影响。仿真中取天顶角分别为 $\beta = 0, \beta = \frac{\pi}{6}, \beta = \frac{\pi}{4}, \beta = \frac{\pi}{6}$ 。

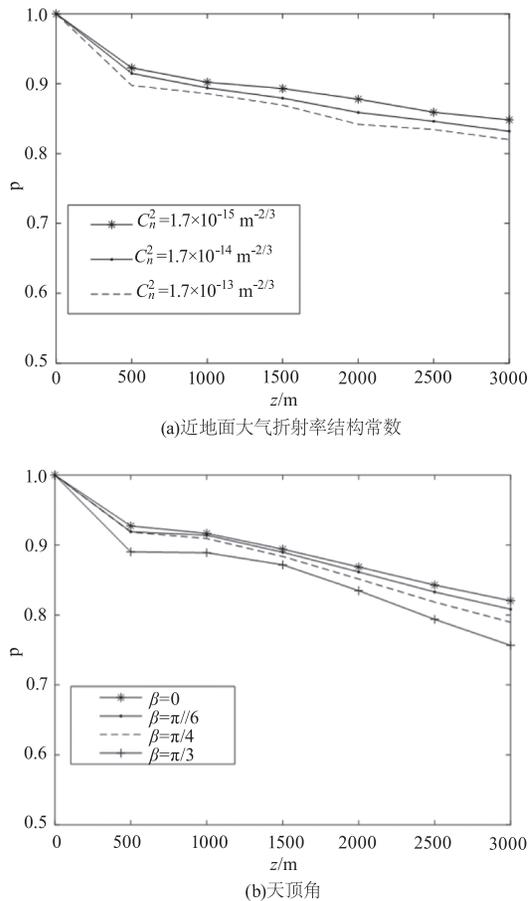


图 4 近地面大气折射率结构常数、天顶角
对主 OAM 模相对功率的影响

Fig. 4 Influence of refractive index structure constant of
near-surface atmosphere and zenith angle on
relative power of main OAM mode

从图 4(a)可以看出,传输距离为零时,主 OAM 相对功率为 100%, OAM 谱没有发生弥散。在同一斜程传输距离下,近地面大气折射率结构常数的越大,矢量涡旋光束的主 OAM 相对功率越小,并且随着传输距离 z 的增大,曲线缓慢趋于平缓。由图 4(b)可知,同一传输距离下,主 OAM 模相对功率随着天顶角的增大而减小, OAM 弥散程度增大。矢量涡旋光束在斜程传输过程中的天顶角越大,说明传输路径越接近水平信道,由公式(12)可知,海拔越低,大气折射率结构常数越大,大气湍流对于光束的影响越大, OAM 弥散越强烈。

图 5 是为拓扑荷值 $l = 1$, 偏振阶数分别为 $m = 1$ 和 $m = 3$ 矢量涡旋光束传输距离 500 m 时通过不同强度的大气湍流后的光强与归一化强度分布图。

由图 5 可知矢量涡旋光束在斜程传输过程中,光强呈空心环状。当矢量涡旋光束经大气湍流后,空心环状边缘处变得模糊,光强分布发生畸变,并且随着湍流强度的增大,光束中心相位奇点的强度逐渐增大。

矢量涡旋光束在斜程大气湍流传输过程中被引入湍流相位。毛玻璃在成像过程中仅会随机扰动相位,可作为随机相位屏。因此实验通过观察矢量涡旋光束经过旋转毛玻璃后的光强强度来讨论大气湍流对于矢量涡旋光束光场相位的影响。图 6 是矢量涡旋光束经旋转毛玻璃的光路实验图。

如图 6 所示,使用波长为 632.8 nm 的 He-Ne 激光器发射出线偏振高斯光束,经过半波片(HWP1)转化为偏振方向与水平成 45 度角的线偏振光,接着通过偏振分光棱镜(PBS)将光束分为透射水平线偏振光和反射竖直线偏振光,水平线偏振光照射在空

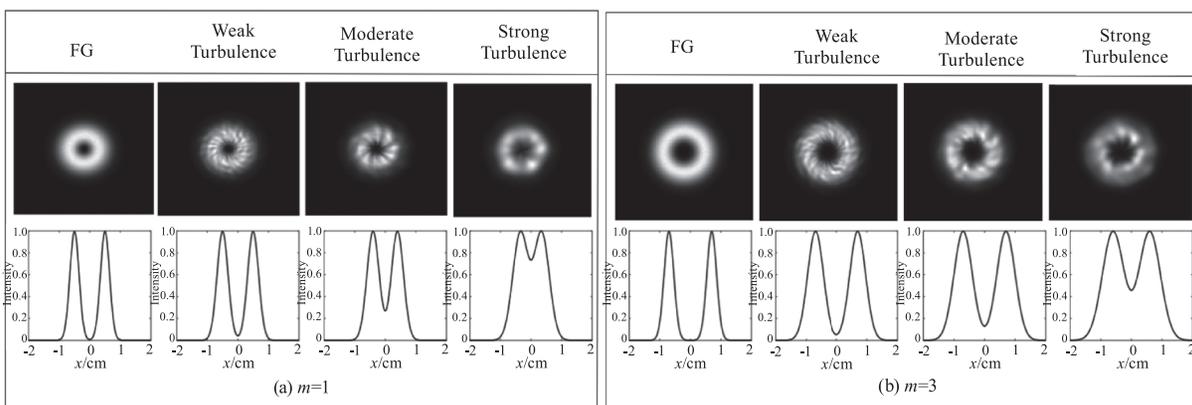


图 5 矢量涡旋光束经大气湍流传输后的光强强度数值模拟

Fig. 5 Numerical simulation of optical intensity of vector vortex beam propagating through atmospheric turbulence

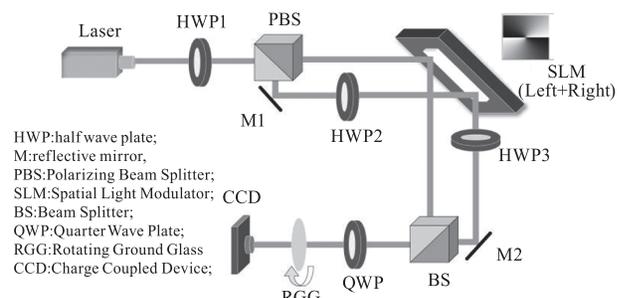


图6 矢量涡旋光束经旋转毛玻璃光路实验图

Fig. 6 Experimental diagram of vector vortex beams passing through rotating ground glass optical path

间光调制器 (SLM1) 左屏上加载相位信息, SLM 为 Meadowlark optics 公司的 E19 * 12 - 400 - 700 型号, 反射竖直线偏振光经过半波片 (HWP2) 后转化为水平线偏振光照射在 SLM 右屏上加载相位信息, 随后经过半波片 (HWP3) 转化为竖直线偏振光。两束光束经过分光棱镜 (BS) 合束, 经 1/4 波片 (QWP), 变为

左右旋圆偏振涡旋光束, 叠加生成矢量涡旋光束。随后矢量涡旋光束通过旋转毛玻璃 (RGG), 由电荷耦合器件 (CCD) 采集光束光强信息。

图 7 为矢量涡旋光束光强强度分布随毛玻璃粗糙度的变化。取拓扑荷值 $l = 1$, 偏振阶数分别为 $m = 1$ 和 $m = 3$, 毛玻璃转速为 40 r/s。

由图 7(a) 是偏振阶数 $m = 1$ 时矢量涡旋光束的光强强度分布, 图 7(b) 是偏振阶数 $m = 3$ 时的光强强度分布。同一粗糙度下, 偏振阶数 $m = 3$ 时的矢量涡旋光束中心奇点的强度相较于 $m = 1$ 时小。随着毛玻璃粗糙度的增大, 矢量涡旋光束中心相位奇点的强度逐渐增大, $m = 3$ 时的中心相位奇点的强度增加的较为缓慢。

图 8 为矢量涡旋光束光强强度分布随毛玻璃转速的变化。取拓扑荷值 $l = 1$, 偏振阶数分别为 $m = 1$ 和 $m = 3$, 毛玻璃粗糙度为 40 μm 。

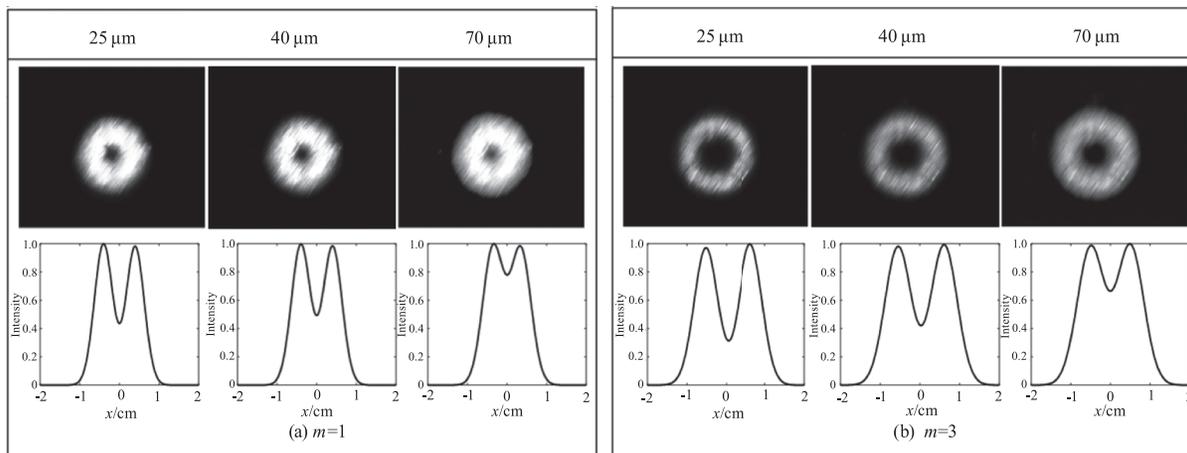


图7 矢量涡旋光束光强强度分布随毛玻璃粗糙度的变化

Fig. 7 Variation of optical intensity distribution of vector vortex beam with ground glass roughness

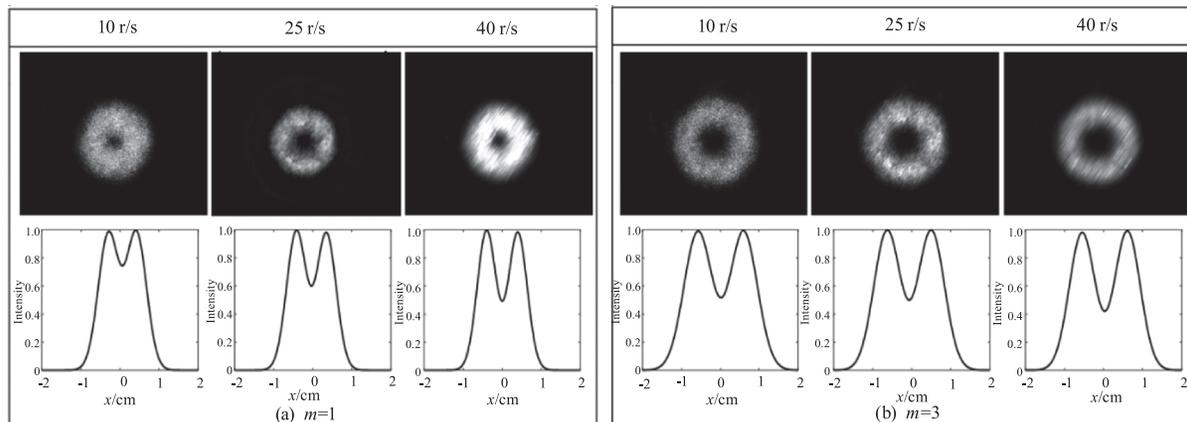


图8 矢量涡旋光束光强强度分布随旋转毛玻璃转速的变化

Fig. 8 Variation of optical intensity distribution of vector vortex beam with rotating speed of ground glass

图 8(a) 为偏振阶数 $m = 1$ 时矢量涡旋光束在不同转速下的光强强度分布, 图 8(b) 为偏振阶数 $m = 3$ 时的光强强度分布。当偏振阶数不变时, 随着转速的增大, 光束中心相位奇点的光强强度逐渐减小。同一转速下, 偏振阶数 $m = 3$ 的矢量涡旋光束的中心相位奇点的强度比 $m = 1$ 时的小。

4 结 论

基于广义 Huygens - Fresnel 原理和 Rytov 近似, 采用螺旋谱理论推导出矢量涡旋光束在修正 Kolmogorov 湍流大气斜程传输时的 OAM 谱, 研究了矢量涡旋光束在不同湍流内、外尺度, 近地面折射率结构常数, 天顶角下长距离斜程传输的光场分布及光束 OAM 谱变化, 同时, 通过实验生成携带 OAM 的矢量涡旋光束, 分析了矢量涡旋光束经旋转毛玻璃后的中心相位奇点光强强度的变化。研究表明:

(1) 矢量涡旋光束通过大气湍流后的 OAM 谱发生弥散, 随着斜程传输距离的增加, OAM 谱弥散程度加大。并且大气湍流对携带高阶拓扑核的矢量涡旋光束在斜程传输中的 OAM 谱影响较大。

(2) 不同的湍流内、外尺度, 主 OAM 模相对功率不同。在天顶角不变的情况下, 同一传输距离, 湍流内尺度越大, 主 OAM 模相对功率越大, 湍流外尺度越大, 主 OAM 模相对功率越小。并且, 湍流外尺度相对于内尺度来说, 对于主 OAM 模相对功率的影响较小, 在一定的情况下可以忽略。

(3) 在天顶角固定的情况下, 矢量涡旋光束主 OAM 模的相对功率随着传输距离的增大而减小。在一定的传输距离下, 随着天顶角的增大, 主 OAM 模的相对功率减小。

(4) 矢量涡旋光束经大气湍流传输后光束光强发生畸变, 随着湍流强度的增大, 畸变程度与光束中心相位奇点的强度逐渐增大, 环状分布逐渐消失。

本文研究结果为矢量涡旋光束 OAM 特性在光通信、传感等领域的应用提供了理论参考意义。

参考文献:

- [1] Li B L, Luan H T, Li K Y, et al. Orbital angular momentum optical communications enhanced by artificial intelligence[J]. Journal of Optics, 2022, 24(9): 094003.
- [2] Ren Chengcheng, Du Yujun, Lv Hong, et al. Orbital angular momentum characteristics of partially coherent vortex beams in weak turbulent atmosphere [J]. Laser & Infrared, 2019, 49(11): 1311 - 1316. (in Chinese)
- [3] Zeng J, Lu X Y, Liu L X, et al. Simultaneous measurement of the radial and azimuthal mode indices of a higher-order partially coherent vortex beam based on phase detection [J]. Optics Letters, 2019, 44(15): 3881 - 3884.
- [4] Yu T, Xia H, Xie Q, et al. Free-space remote detection of a spinning object using the combined vortex beam [J]. Optics Express, 2022, 30(22): 39294 - 39308.
- [5] Li Yi, Chu Xingchun, Tang Hanling, et al. Drift characteristics of radial array Airy vortex beam in slanted atmospheric turbulence [J]. Laser & Infrared, 2022, 52(10): 1448 - 1455. (in Chinese)
- [6] Nobahar D, Khorram S, Rodrigues João D. Orbital angular momentum state variation of vortex beams propagating in a plasma sheath turbulence [J]. Optics and Laser Technology, 2023, 159: 108911.
- [7] Lavanya M, Thiruarul D, Rajesh K B, et al. Energy flux density for higher-order cylindrical vector vortex beam tightly focused through a dielectric interface [J]. Journal of Optics, 2021, 50(4): 548 - 558.
- [8] Peng Z Y, Huang F, Jia X T. Evolution properties of vector vortex beams passing through a paraxial optical system [J]. Optical Engineering, 2020, 59(4): 041207 - 041207.
- [9] Huang K, Xu Y G, Zhao L A, et al. Propagation factor of partially coherent vector vortex beam in inhomogeneous turbulent atmosphere [J]. Optik, 2022, 271: 1414 - 1419.
- [10] Yu J Y, Huang Y, Wang F, et al. Scintillation properties of a partially coherent vector beam with vortex phase in turbulent atmosphere [J]. Optics Express, 2019, 27(19): 26676 - 26688.
- [11] Xu Q, Zhao L A, Xu Y G. Propagation properties of partially coherent radially and azimuthally polarized vortex beams in turbulent atmosphere [J]. Optik, 2022, 265: 169542.
- [12] Shi C G, Cheng M J, Guo L X, et al. Particle scattering induced orbital angular momentum spectrum change of vector Bessel-gaussian vortex beam [J]. Remote Sensing, 2022, 14(18): 4550 - 4550.
- [13] Xu Y, Zhang Y X. Bandwidth-limited orbital angular mo-

- mentum mode of Bessel Gaussian beams in the moderate to strong non-Kolmogorov turbulence [J]. *Optics Communications*, 2019, 438: 90 – 95.
- [14] Xie Y C, Ke X Z, Dong K, et al. Analysis on the characteristics of vortex beam in field turbulence [J]. *Laser Physics*, 2022, 32(10): 105402.
- [15] Yan Jielin, Wei Hongyan, Cai Dongmei, et al. Effect of atmospheric turbulence on orbital angular momentum crosstalk of focused vortex beams [J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(14): 104 – 110. (in Chinese)
闫玠霖, 韦宏艳, 蔡冬梅, 等. 大气湍流信道中聚焦涡旋光束轨道角动量串扰特性 [J]. *物理学报*, 2020, 69(14): 104 – 110.
- [16] Guo Y, Bai L, Wang Y K, et al. Reducing orbital angular momentum modes crosstalk of Bessel Gaussian beams in anisotropic atmospheric turbulence with Localized Wave [J]. *Optik*, 2021, 248: 167995.
- [17] Zhang Y, Li P, Liu S, 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.
- [18] Molina-Terriza G, Torres Juan P, Torner L. Management of the angular momentum of light: preparation of photons in multidimensional vector states of angular momentum [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(1): 013601.
- [19] Wang W J, Wu Z S, Shang Q C, et al. Propagation of multiple Bessel Gaussian beams through weak turbulence [J]. *Optics Express*, 2019, 27(9): 12780 – 12793.