

湍流大气中涡旋光束的光强分布及光学涡旋的漂移

葛筱璐^{1,2} 魏功祥¹ 刘晓娟¹ 国承山²

¹ 山东理工大学理学院, 山东 淄博 255049

² 山东师范大学物理与电子科学学院, 山东 济南 250014

摘要 数值模拟了拉盖尔-高斯涡旋光束在湍流大气中传输时的光强分布和光学涡旋的漂移。由模拟结果可知, 当涡旋光束在湍流大气中传输时, 光强分布由最初的环形结构变为平顶结构, 最终在远场演化为高斯分布; 光强廓线的演变过程与传输距离、湍流强度、湍流外尺度、涡旋光束拓扑荷数、束腰宽度以及光波长有关, 与湍流内尺度无关。光学涡旋在接收面的不同位置处出现的频次满足高斯分布; 随着传输距离的增加、湍流的增强或涡旋光束拓扑荷数的增加, 光学涡旋的漂移范围增大且在不同位置处出现的频次偏离高斯分布; 适当选择涡旋光束的束腰宽度会减小光学涡旋的漂移。

关键词 物理光学; 大气光学; 光强分布; 光学涡旋漂移; 数值模拟; 涡旋光束

中图分类号 O438; TN929.12 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1026015

Intensity Distribution and Optical Vortex Wander of Vortex Beams Propagating in Turbulent Atmosphere

Ge Xiaolu^{1,2} Wei Gongxiang¹ Liu Xiaojuan¹ Guo Chengshan²

¹ School of Science, Shandong University of Technology, Zibo, Shandong 255049, China

² School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250014, China

Abstract The intensity distribution and the wander of optical vortices of Laguerre-Gaussian beams propagating in turbulent atmosphere are simulated numerically. The results indicate that intensity profiles of vortex beams experienced successive variation from annular structures to flattened-top profiles and finally to Gaussian profiles with the propagation. The variation is closely related with the propagation distance, the turbulence strength, the outer scale of turbulence, the number of topological charge, the width of beam waist and the wavelength of vortex beam. However, the variation is nothing to do with the inner scale of turbulence. The wandering behavior of optical vortices in the atmosphere is described by the occurrence number on a transverse plane. The results show that the occurrence number on the receiver plane follows Gaussian statistics. As the propagation distance, the turbulence strength, or the topological charge of the vortex beam increases, the Gaussian fitting curves become broader, and the statistics of vortex position tends to random distribution. In addition, choosing the suitable width of the vortex beam waist can reduce the wander of optical vortices.

Key words physical optics; atmospheric optics; intensity distribution; optical vortex wander; numerical simulation; vortex beam

OCIS codes 260.2710; 010.1290; 010.1300; 010.1330; 050.4865

收稿日期: 2016-05-10; 收到修改稿日期: 2016-06-14

基金项目: 国家自然科学基金(11474186, 11304184)、山东省自然科学基金(ZR2013FM007)、山东省高等学校科技计划(J13LN28)

作者简介: 葛筱璐(1979—), 女, 博士研究生, 讲师, 主要从事激光大气传输及信息光学等方面的研究。

E-mail: xlge@sdut.edu.cn

导师简介: 国承山(1958—), 男, 博士, 教授, 主要从事现代光学和光学信息处理等方面的研究。

E-mail: guochsh@sdu.edu.cn

1 引 言

光波在湍流大气中传输时,大气折射率的随机起伏将导致光波的相位畸变和振幅起伏,从而引起光强闪烁、光斑抖动、光束扩展和漂移等一系列湍流效应。涡旋光束作为一种特殊光场,具有螺旋形波前结构和确定的光子轨道角动量^[1],在自由空间光通信中可以作为信息的载体^[2-5]。然而,作为信息载体的涡旋光束在湍流大气中传输时,湍流效应会严重影响传输光束的质量,增加通信系统的误码率或中断光信号的传输,降低通信系统的性能。因此,涡旋光束在湍流大气中的传输特性引起了国内外研究人员的广泛兴趣^[4-27],他们对涡旋光束在湍流大气中的光强分布、光强闪烁、光束扩展和光学涡旋的漂移等进行了研究。Zhu 等^[11]和王涛等^[12-13]分别研究了湍流强度、涡旋光束的拓扑荷数和光束束腰宽度对贝塞尔-高斯光束和拉盖尔-高斯光束光强分布的影响;Gu 等^[22]和 Cui 等^[23]分别研究了单位拓扑荷和高拓扑荷的涡旋光束在湍流结构参数 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输至 5 km 处时光学涡旋的漂移特性。

当涡旋光束在湍流大气中传输时,影响光强分布和光学涡旋漂移的参量应包括传输介质参量和光束的初始参量。传输介质参量除了传输距离和湍流强度之外,还有湍流内尺度和外尺度等;而涡旋光束初始参量除了拓扑荷数和光束束腰宽度之外,还有光波长等。本文以拉盖尔-高斯(LG)光束为例,利用激光大气传输四维程序^[28]数值模拟了涡旋光束在湍流大气中的传输特性,系统地探讨了传输介质参量和光束的初始参量对涡旋光束光强分布和光学涡旋漂移的影响。

2 涡旋光束在湍流大气中传输的理论分析

沿 z 轴正方向传输的 LG 涡旋光束在源平面的光场表达式为

$$U_{nm}(r, \theta) = C_{nm} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega_0} \right)^{|m|} L_n^{(m)} \left(\frac{2r^2}{\omega_0^2} \right) \exp(im\theta - r^2/\omega_0^2), \quad (1)$$

式中 (r, θ) 为源平面的极坐标, C_{nm} 为归一化常数, ω_0 为束腰宽度, $L_n^{(m)}$ 为缔合拉盖尔多项式, n 表示光束的径向阶数(模系数), m 表示光束的角向阶数,即涡旋光束的拓扑荷数。

当涡旋光束在湍流大气中传输至 z 处时,其光强的表达式为^[12-13]

$$I(\rho, z) = \frac{k^2}{z^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp \left[- \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\rho_0^2} \right) (r_1^2 + r_2^2) \right] \exp \left[- \frac{ik}{2z} (r_1^2 - r_2^2) \right] J_n \left(\frac{k\rho r_1}{z} \right) \times J_n \left(\frac{k\rho r_2}{z} \right) I_{n+m} \left(\frac{2r_1 r_2}{\rho_0^2} \right) r_1 r_2 dr_1 dr_2, \quad (2)$$

式中 r_1 和 r_2 分别表示源平面内任意两点的位置矢量的模; ρ 为输出平面内任一点位置矢量的模; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为光波波长; $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 为球面波在湍流介质中传输时的大气相干长度, C_n^2 为大气折射率结构参数,表征大气湍流的强弱; J_n 为 n 阶贝塞尔函数; I_{n+m} 为第 $n+m$ 阶修正贝塞尔函数。由(2)式可知,涡旋光束在湍流大气中传输时其光强分布与传输距离、大气湍流参量、光束拓扑荷数、光束束腰宽度和光波长等有关。

高拓扑荷的涡旋光束在湍流大气中传输时会很快分解为单位拓扑荷的光学涡旋的集合^[29-31],这些光学涡旋随着光波在湍流大气中的传播会出现漂移现象。当湍流效应很强时,光学涡旋甚至会溢出探测孔径,从而降低光通信系统的性能。当光场中产生光学涡旋时,光波前会绕着传播方向的一条线螺旋前进,在该线上光场的实部和虚部均为零,即光场的强度为零且相位不确定。Gu 等^[22]和 Cui 等^[23]在研究光学涡旋的漂移特性时利用涡旋光束中心光场的实部和虚部同时为零来确定光学涡旋的中心位置。由于光学涡旋在波前相位分布中是一个孤立的奇点^[32],即涡旋中心点为光学奇点^[1],可以根据 Fried 提出的识别相位奇点的闭环路径相位梯度积分法判定光学涡旋的中心位置^[33-34]。

光波在湍流大气中传输时,假设其在采样区域内的畸变光场为 $U(\mathbf{r}_{i,j})$,这个畸变光场所对应的主值相位为 $\varphi(\mathbf{r}_{i,j})$,其中 $\mathbf{r}_{i,j}$ 代表光场中任一采样点的位置矢量,包含 x 和 y 两个方向的分量,其位置分别为 $i \times d$ 和 $j \times d$, d 表示两个邻近采样点的间距。采样区域内的畸变光场和其对应相位之间的关系为

$$\varphi(\mathbf{r}_{i,j}) = \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[U(\mathbf{r}_{i,j})]}{\text{Re}[U(\mathbf{r}_{i,j})]} \right\}, \quad (3)$$

式中 $\text{Re}[U(\mathbf{r}_{i,j})]$ 和 $\text{Im}[U(\mathbf{r}_{i,j})]$ 分别表示光场复振幅的实部和虚部。光场相位分布的空间梯度 $\mathbf{g}(\mathbf{r}_{i,j})$ 可

表示为

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}_{i,j}) = \nabla\varphi(\mathbf{r}_{i,j}) \approx \frac{\{\varphi(\mathbf{r}_{i+1,j}) - \varphi(\mathbf{r}_{i,j})\}_{\text{pv}}}{d} \mathbf{l}_x + \frac{\{\varphi(\mathbf{r}_{i,j+1}) - \varphi(\mathbf{r}_{i,j})\}_{\text{pv}}}{d} \mathbf{l}_y, \quad (4)$$

式中 $\{\dots\}_{\text{pv}}$ 表示对相位差取主值,即在相位差中加上 2π 或减去 2π ,使相位差值在 $-\pi$ 和 $+\pi$ 之间。 \mathbf{l}_x 和 \mathbf{l}_y 分别为 x 和 y 方向的单位矢量。将(3)式代入(4)式可得用光场复振幅表示的主值相位差 $\mathbf{g}(\mathbf{r}_{i,j})$ 为

$$\begin{aligned} \mathbf{g}(\mathbf{r}_{i,j}) = & d^{-1} \arctan \left\{ \frac{\text{Im}\{U[(i+1)d, jd]U^*(id, jd)\}}{\text{Re}\{U[(i+1)d, jd]U^*(id, jd)\}} \right\} \mathbf{l}_x + \\ & d^{-1} \arctan \left\{ \frac{\text{Im}\{U[id, (j+1)d]U^*(id, jd)\}}{\text{Re}\{U[id, (j+1)d]U^*(id, jd)\}} \right\} \mathbf{l}_y. \end{aligned} \quad (5)$$

依据识别相位奇点的闭环路径相位梯度积分法^[33-34],可以判断畸变光场中的任一点是否存在相位奇点。当畸变光场中的某一点有相位奇点时,围绕这个点的主值相位差的闭环路径积分之和等于 $\pm 2\pi$,"+"或"-"与相位奇点的极性有关;如果光场中的某一点没有相位奇点,则围绕该点的主值相位差的闭环路径积分之和等于0。用数学形式可表示为

$$\oint_C \mathbf{g}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \begin{cases} \pm 2\pi, & \text{a phase singularity is enclosed} \\ 0, & \text{no phase singularity is enclosed} \end{cases}, \quad (6)$$

式中 C 为闭环的积分路径, $d\mathbf{r}$ 为平行于路径 C 的单位矢量。在数值计算中相位梯度采用离散形式时,(6)式可以表示为

$$S_{i,j} = \mathbf{g}(\mathbf{r}_{i,j}) \cdot \mathbf{l}_x d + \mathbf{g}(\mathbf{r}_{i+1,j}) \cdot \mathbf{l}_y d - \mathbf{g}(\mathbf{r}_{i,j+1}) \cdot \mathbf{l}_x d - \mathbf{g}(\mathbf{r}_{i,j}) \cdot \mathbf{l}_y d. \quad (7)$$

(6)式中环路 C 是由四个相邻的点或子孔径组成的矩形,四个角的位置分别为 $\mathbf{r}_{i,j}$ 、 $\mathbf{r}_{i+1,j}$ 、 $\mathbf{r}_{i+1,j+1}$ 和 $\mathbf{r}_{i,j+1}$,(7)式中 $S_{i,j}$ 值的符号考虑了沿闭环路径积分的方向与矩形两个方向上的单位矢量 \mathbf{l}_x 和 \mathbf{l}_y 方向的关系。如果 $S_{i,j}$ 等于 $+2\pi$,说明该闭合路径内包含一个正的相位奇点;如果 $S_{i,j}$ 等于 -2π ,说明该闭合路径内包含一个负的相位奇点;如果 $S_{i,j}$ 等于0,则该闭合路径内没有相位奇点。利用(7)式可以计算到达探测面的畸变光场中出现的相位奇点的位置。

利用相位梯度的环路积分法确定光学涡旋的中心位置并统计光学涡旋在垂直于传输方向的探测面内不同位置处出现的频次来研究光学涡旋漂移的统计特性。

3 涡旋光束在湍流大气中的光强分布及光学涡旋的漂移

涡旋光束沿 z 轴正方向在湍流大气中传输时,如果忽略光波的后向散射和偏振特性,传输方程为经过傍轴近似的抛物线方程

$$2ik \frac{\partial U}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 U + 2k^2 n_1 U = 0, \quad (8)$$

式中 $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial_x^2 + \partial^2/\partial_y^2$ 为拉普拉斯算符, n_1 为大气折射率, U 为涡旋光束的光场。利用多层相位屏傅里叶变换法^[35-36]数值求解(8)式即可模拟涡旋光束在湍流大气中的传输。为了考察湍流的内尺度和外尺度对涡旋光束光强分布和光学涡旋漂移的影响,采用修正的 von Karman 谱来描述大气湍流,其表达式为

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}}, \quad (9)$$

式中 κ 为空间波数; $\kappa_m = 5.92/l_0$, l_0 为湍流内尺度,是温度结构常量在惯性子区和能量耗散区间的过渡尺度,也可理解为湍流惯性子区内湍流的最小尺寸,其范围通常为几毫米至几厘米; $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, L_0 为湍流外尺度,是湍流惯性子区的上界和湍流非各向同性的边界,也可理解为湍流惯性子区内湍流的最大尺寸,其范围通常为几十米到几百米。

3.1 涡旋光束在湍流大气中的光强分布

图1所示为波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、拓扑荷数为2、束腰宽度为 0.05 m 的LG涡旋光束在不同传输介质参量的湍流大气中传输100次后,垂直于传输方向的接收面内 x 轴方向上的归一化长曝光光强,即 $I(x, 0, z)/I(x, 0, z)_{\text{max}}$ 的分布曲线。其中,图1(a)为涡旋光束在湍流结构参数 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输至不同

距离处的光强分布曲线；图 1(b)为涡旋光束在不同湍流强度的大气中传输至 1 km 处的光强分布曲线；图 1(c)、(d)分别为固定湍流内尺度为 0.025 m、不同湍流外尺度以及固定湍流外尺度为 100 m、不同湍流内尺度条件下涡旋光束在湍流结构参数 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输至 3 km 处的光强分布曲线。

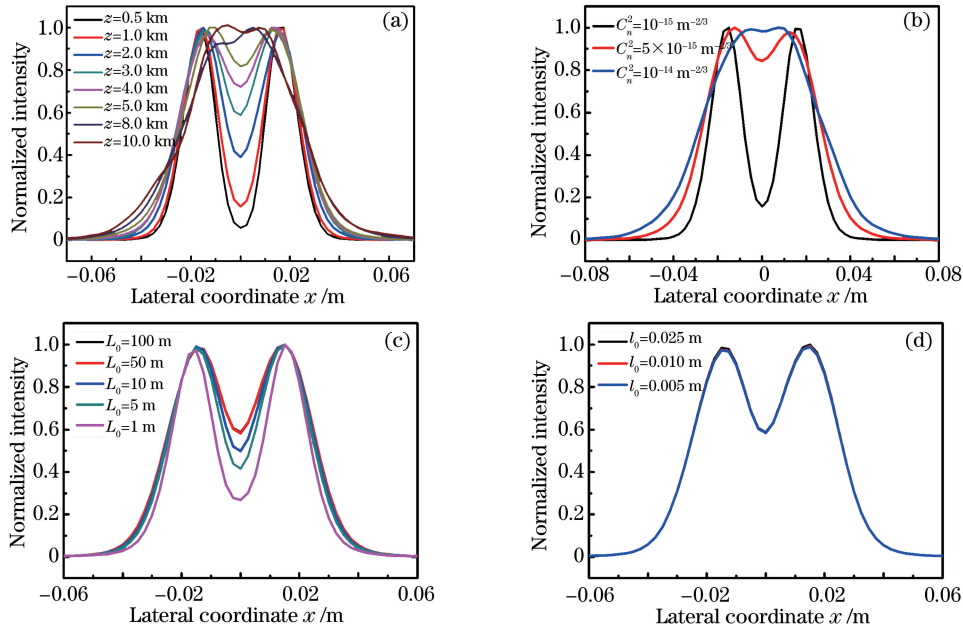


图 1 传输介质参量对涡旋光束光强分布的影响

Fig. 1 Intensity distribution of vortex beams with different propagation parameters

如图 1(a)所示,随着传输距离的增加,涡旋光束中心光强为零的相位奇异性消失,其光强的演变经历了如下过程:当传输距离相对较短时,光束仍保持其涡旋特性,即中心光强为零;随着传输距离的增加,光束中心处的光强逐渐增加,呈现中央凹陷状的光强分布;当传输距离进一步增加时,光束的光强逐渐转变为平顶分布并最终在远场退化为高斯分布。从图 1(b)可知,大气湍流会加速涡旋光束由中空光束向高斯光束的演化过程。另外,从图 1(c)和 1(d)可以看出,湍流内尺度对涡旋光束的光强分布基本没有影响而湍流外尺度会影响涡旋光束的光强分布。在一定的尺度范围内,湍流外尺度越大,对光强分布的影响越明显;当湍流外尺度增大到一定程度时($L_0 > 50 \text{ m}$),对光强的分布基本没有影响。

图 2 所示为不同参量的入射涡旋光束在湍流结构参数 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输时,在接收面处 x 轴方向上的归一化平均光强分布曲线。图 2(a)为波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、束腰宽度为 0.05 m、不同拓扑荷数的 LG 涡旋光束在湍流大气中传输至 5 km 处的光强分布模拟曲线;图 2(b)为波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、拓扑荷数为 2、不同束腰宽度的 LG 涡旋光束在湍流大气中传输至 5 km 处的光强分布模拟曲线;图 2(c)为束腰宽度为 0.05 m、拓扑荷数为 2、不同波长的 LG 涡旋光束在湍流大气中传输至 1 km 处的光强分布模拟曲线。

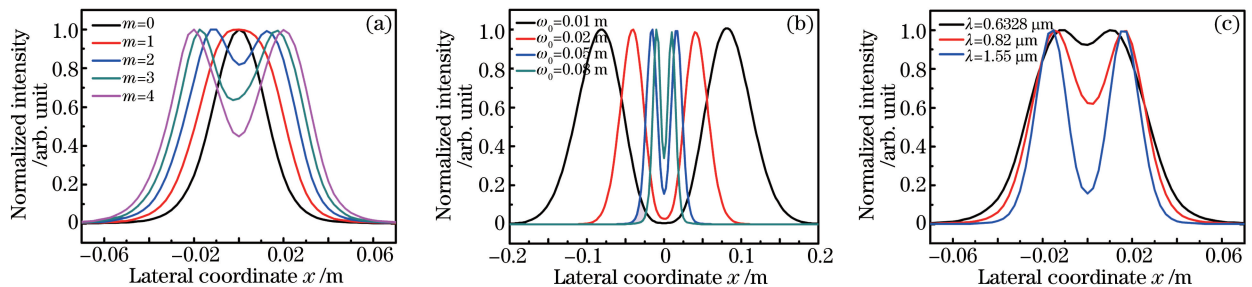


图 2 光束初始参量对涡旋光束光强分布的影响

Fig. 2 Intensity distribution of vortex beams with different initial beam parameters

从图 2(a)可知,在湍流大气中传输时,涡旋光束的拓扑数越高,其保持中心光强为零或相位奇异性的能力越强。从图 2(b)可以看出,涡旋光束的束腰宽度越宽,在湍流大气中传输时光强分布受传输介质的影响

越明显且保持相位奇异性的能力越差。另外,涡旋光束的波长也会影响湍流大气中光场的光强分布,如图 2 (c)所示。波长越长,涡旋光束保持其相位奇异性的能力越强;波长越短,光强分布受大气湍流的影响越明显,光强会率先演变为高斯分布。

3.2 光学涡旋在湍流大气中的漂移

涡旋光场中的光学涡旋在湍流大气中传输时会发生漂移现象。图 3 给出了波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、拓扑荷数为 1、束腰宽度为 0.05 m 的 LG 涡旋光束在发射位置处以及在湍流结构参数 $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输至 5 km 处的短曝光光强分布曲线。从图中可以看出,受传输介质的影响,光学涡旋从中心位置向 x 轴负方向发生漂移,光强的分布也发生了变化。

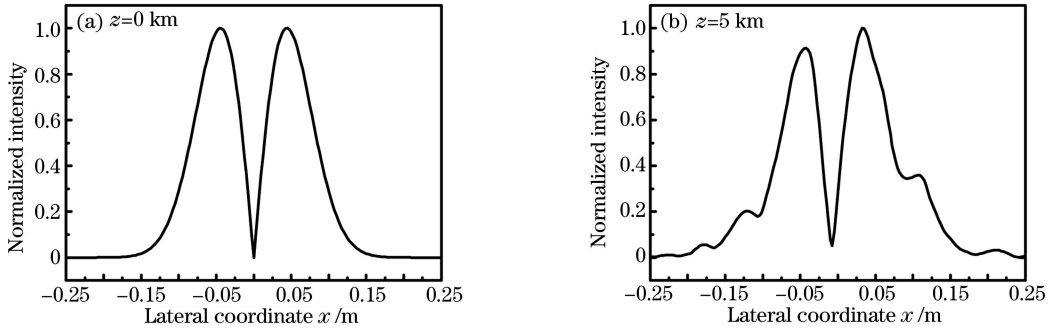


图 3 光学涡旋(a)漂移前和(b)漂移后涡旋光束的光强分布

Fig. 3 Intensity distribution of vortex beams (a) before and (b) after optical vortex wander

在自由空间光通信系统中,光学涡旋的漂移会增加通信系统的误码率或中断光信号的传输,降低通信系统的性能。分别模拟涡旋光束在湍流大气中传输时,传输介质参量和涡旋光束的初始参量对光学涡旋漂移的影响。考虑传输介质的随机性,光学涡旋的漂移取湍流大气中传输 2000 次后得到的统计结果。光学涡旋在接收面内不同位置出现的次数用柱状图表示;坐标原点为传输方向与接收面的交点,也是接收面的中心; x 轴和 y 轴分别与传输方向正交。涡旋光场中光学涡旋的分布具有对称性,其在 x 轴和 y 轴的漂移应满足相同的统计规律,因此只统计光学涡旋在 x 轴方向出现的次数。

图 4 所示为波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、束腰宽度为 0.05 m 、拓扑荷数为 1 的 LG 涡旋光束在湍流结构参数 $C_n^2 =$

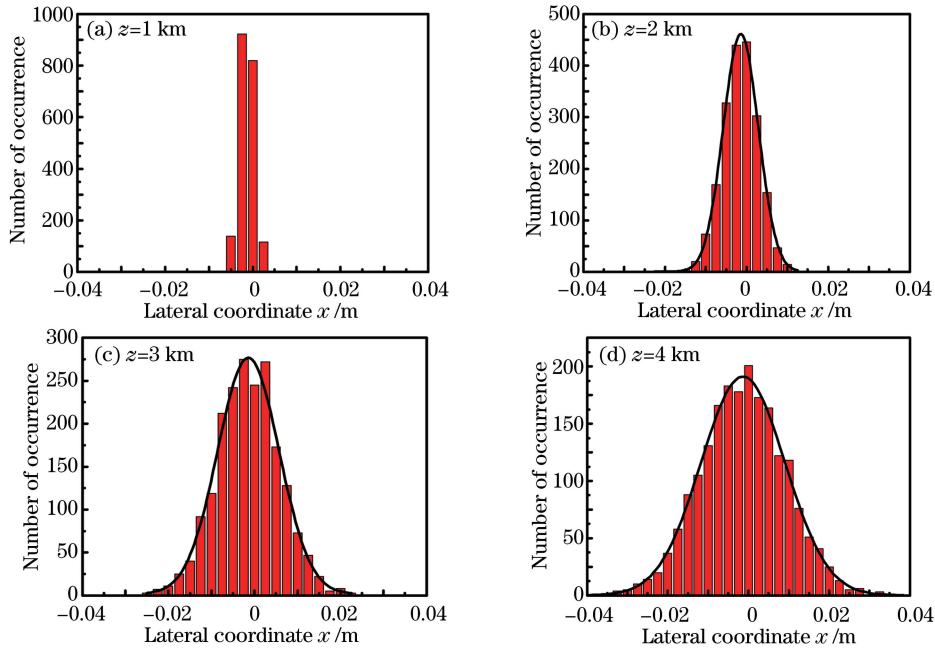


图 4 传输距离不同时光学涡旋在 x 轴出现的次数

Fig. 4 Number of occurrence of optical vortices in x axis with different propagation distances

$10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 、湍流外尺度为 10 m、内尺度为 0.025 m 的大气中传输时,光学涡旋在不同传输距离处的漂移特性。从图 4(a)可以看出,在选取的计算条件下,拓扑荷数为 1 的涡旋光束传输至 1 km 处时,光学涡旋基本出现在光轴位置附近,其在涡旋光场中的漂移很小;随着传输距离由 1 km 增加至 4 km,如图 4(b)~(d)所示,光学涡旋在光轴位置附近出现的次数逐渐减少,而在远离光轴位置处出现的次数越来越多且出现的范围越来越大,即漂移现象变得越来越明显。从总的传输过程来看,光学涡旋在光轴位置附近出现的次数最多,越远离光轴位置,光学涡旋出现的次数相对越少。另外,由图 4 中的拟合结果可以看出,探测孔径内不同位置处出现光学涡旋的次数非常符合高斯分布,这与文献[22-23]中的结果一致。

为了研究大气湍流强度对光学涡旋漂移的影响,模拟了波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、束腰宽度为 0.05 m、拓扑荷数为 2 的 LG 涡旋光束在不同湍流结构参数($C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 和 $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$)的大气中传输至 4 km 处时,光学涡旋在探测面的不同位置处出现的次数(图 5)。当涡旋光束在较弱的湍流大气($C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$)中传输时[图 5(a)],光学涡旋主要出现在探测面的光轴位置附近,漂移现象不太严重。当涡旋光束在中等强度的湍流大气($C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$)中传输时[图 5(b)],光学涡旋出现了明显的漂移现象,在光轴位置附近出现的次数减少,在远离光轴位置处开始有光学涡旋出现。当涡旋光束在强湍流大气($C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$)中传输时,受湍流扰动的涡旋光场中不仅有来自入射涡旋光束的光学涡旋,还有因湍流效应产生的光学涡旋,从而导致探测面内光学涡旋数量的增加,加剧了光学涡旋偏离高斯分布[图 5(c)]。

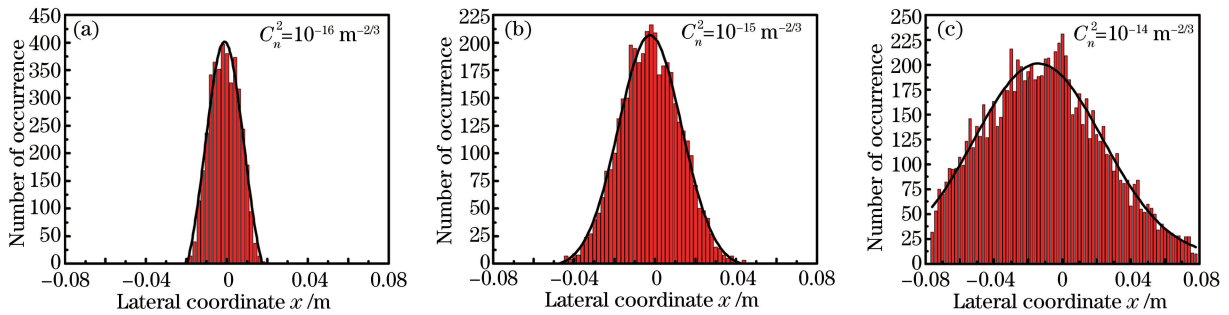


图 5 湍流强度不同时光学涡旋在 x 轴出现的次数

Fig. 5 Number of occurrence of optical vortices at x axis with different turbulence strengths

为了进一步研究入射涡旋光束拓扑荷数对光学涡旋漂移的影响,模拟了波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、束腰宽度为 0.05 m、拓扑荷数分别为 1、2 和 4 的 LG 涡旋光束在湍流结构参数 $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输至 5 km 处时光学涡旋在探测面不同位置处出现的次数(图 6)。不同拓扑荷数的涡旋光束在湍流大气中传输时,其在探测面内不同位置处出现光学涡旋的次数也满足高斯分布。涡旋光束的拓扑荷数越低,在湍流大气中传输时光学涡旋出现的范围越小,即光学涡旋的漂移现象越不明显[图 6(a)]。随着涡旋光束拓扑荷数的增加,光学涡旋出现的范围增大,即光学涡旋的漂移现象更严重[图 6(c)]。

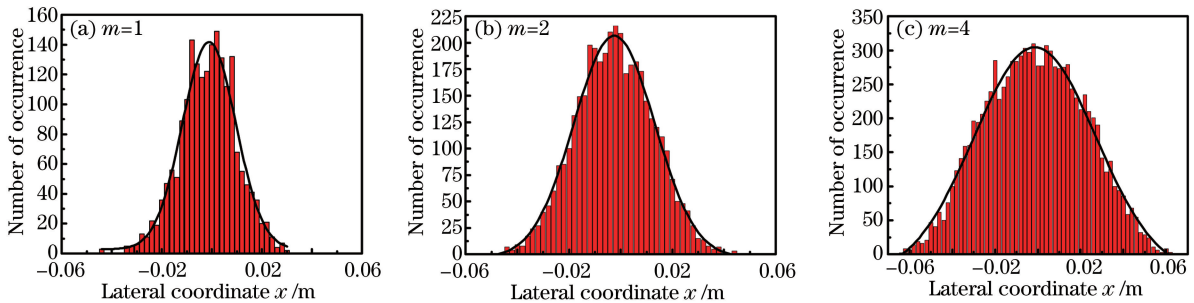
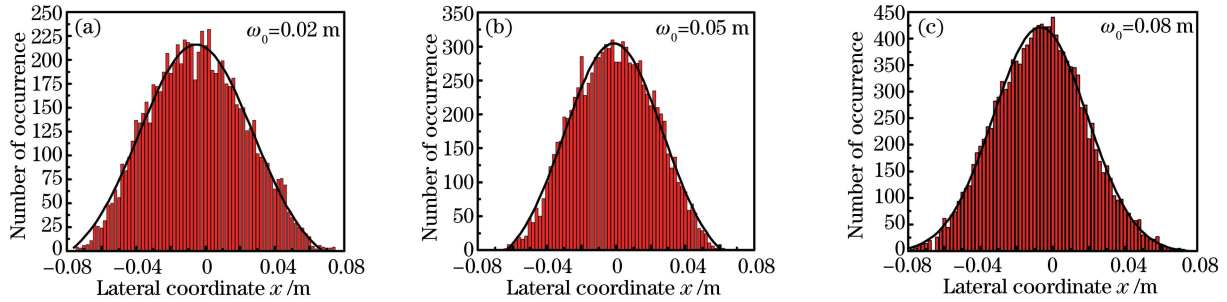


图 6 涡旋光束拓扑荷数不同时光学涡旋在 x 轴出现的次数

Fig. 6 Number of occurrence of optical vortices at x axis with different topological charges

涡旋光束的束腰宽度同样会影响光学涡旋的漂移,图 7 所示为波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、拓扑荷数为 4、束腰宽度分别为 0.02、0.05、0.08 m 的 LG 涡旋光束在湍流结构参数 $C_n^2=5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输至 5 km 处时,光学涡旋在探测面不同位置处出现的次数。从图 7 可以看出,随着涡旋光束束腰宽度的增加,在光轴位置附

图 7 涡旋光束束腰宽度不同时光学涡旋在 x 轴出现的次数Fig. 7 Number of occurrence of optical vortices at x axis with different waist widths

近出现光学涡旋的次数也在增加,但这些光学涡旋有一部分是来自大气湍流产生的相位奇点,且涡旋光束的束腰越宽,因大气湍流产生的相位奇点越多。另外,束腰宽度为 0.05 m 的涡旋光束在湍流大气中传输至探测面时,其光学涡旋的漂移程度小于束腰宽度为 0.02 m 和 0.08 m 的涡旋光束,所以为了减小光学涡旋的漂移,要根据传输条件合理地选择光束束腰宽度参量。

4 结 论

以 LG 涡旋光束为例,利用激光大气传输四维程序数值模拟了涡旋光束在湍流大气中的传输特性。全面探讨了传输介质参量和初始光束参量对涡旋光束光强分布和光学涡旋漂移的影响。计算结果表明,涡旋光束在湍流大气中传输时,受传输介质的影响,光束由最初的中空光束演变为平顶光束,并最终在远场演变为高斯光束;光强廓线的演变过程以及相位奇异性的消失与传输距离、湍流强弱、湍流外尺度、涡旋光束拓扑荷数、光束束腰宽度以及光波长有关,与湍流内尺度无关;对于同一涡旋光束,传输距离越远、湍流越强或湍流外尺度越大,光强分布受湍流介质的影响越大,由中空光束演变为平顶光束或高斯光束的速度越快;对于不同的涡旋光束,拓扑荷数越低、束腰越宽或波长越短,光强分布受湍流介质的影响越大,在湍流大气中保持光束中心光强为零或相位奇异性的能力越差,光强会率先演变为高斯分布。具有单位拓扑荷的光学涡旋在垂直于传输方向的探测面内不同位置出现的次数基本满足高斯分布;光学涡旋的漂移随传输距离的增加、湍流的增强或入射涡旋光束拓扑荷的增加而增加。所以,在自由空间光通信中,可以通过增加中继站等措施缩短涡旋光束的传输距离,在高空中传输以降低传输路径中的湍流强度以及采用低拓扑荷的涡旋光束作为信息载体来降低光学涡旋的漂移,从而提高通信系统的性能。另外,适当选择入射涡旋光束的束腰宽度会减小光学涡旋的漂移。

参 考 文 献

- 1 Soskin M S, Vasnetsov M V. Singular optics [M]// Wolf E. Progress in optics. Amsterdam: Elsevier, 2001: 219-276.
- 2 Gibson G, Courtial J, Padgett M J, *et al.* Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. Optics Express, 2004, 12(22): 5448-5456.
- 3 Paterson C. Atmospheric turbulence and orbital angular momentum of single photons for optical communication[J]. Physical Review Letters, 2005, 94(15): 153901.
- 4 Gbur G, Tyson R K. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2008, 25(1): 225-230.
- 5 Ge X L, Wang B Y, Guo C S. Evolution of phase singularities of vortex beams propagating in atmospheric turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2015, 32(5): 837-842.
- 6 Zhang Y X, Tao C K. Wavefront dislocations of Gaussian beams nesting optical vortices in a turbulent atmosphere[J]. Chinese Optics Letters, 2004, 2(10): 559-561.
- 7 Zhang Y X, Tang M X, Tao C K. Partially coherent vortex beams propagation in a turbulent atmosphere[J]. Chinese Optics Letters, 2005, 3(10): 559-561.
- 8 Eyyuboğlu H T. Propagation of higher order Bessel-Gaussian beams in turbulence[J]. Applied Physics B, 2007, 88(2): 259-265.

- 9 Eyyuboğlu H T, Sermutlu E, Baykal Y, *et al.* Intensity fluctuations in J-Bessel-Gaussian beams of all orders propagating in turbulent atmosphere[J]. Applied Physics B, 2008, 93: 605-611.
- 10 Cai Y J, Eyyuboğlu H T, Baykal Y. Propagation properties of anomalous hollow beams in a turbulent atmosphere[J]. Optics Communications, 2008, 281(21): 5291-5297.
- 11 Zhu K C, Zhou G Q, Li X G, *et al.* Propagation of Bessel-Gaussian beams with optical vortices in turbulent atmosphere [J]. Optics Express, 2008, 16(26): 21315-21320.
- 12 Wang Tao, Pu Jixiong, Chen Ziyang. Propagation of vortex beams in a turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(s2): 82-86.
王 涛, 蒲继雄, 陈子阳. 涡旋光束在湍流大气中的传输特性[J]. 光学学报, 2008, 28(s2): 82-86.
- 13 Wang T, Pu J X, Chen Z Y. Beam-spreading and topological charge of vortex beams propagating in a turbulent atmosphere[J]. Optics Communications, 2009, 282(7): 1255-1259.
- 14 Eyyuboğlu H T, Baykal Y, Sermutlu E, *et al.* Scintillation index of modified Bessel-Gaussian beams propagating in turbulent media[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2009, 26(2): 387-394.
- 15 Cai Y J, Eyyuboğlu H T, Baykal Y. Propagation of various dark hollow beams through an optical system in a turbulent atmosphere[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2010, 48(10): 1019-1026.
- 16 Wang F, Cai Y J, Eyyuboğlu H T, *et al.* Average intensity and spreading of partially coherent standard and elegant Laguerre-Gaussian beams in turbulent atmosphere[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2010, 103: 33-56.
- 17 Eyyuboğlu H T, Baykal Y, Ji X. Scintillations of Laguerre Gaussian beams[J]. Applied Physics B, 2010, 98(4): 857-863.
- 18 Wang F, Cai Y, Eyyuboğlu H T, *et al.* Partially coherent elegant Hermite-Gaussian beam in turbulent atmosphere[J]. Applied Physics B, 2011, 103(2): 461-469.
- 19 Wang D D, Wang F, Cai Y J, *et al.* Evolution properties of the complex degree of coherence of a partially coherent Laguerre-Gaussian beam in turbulent atmosphere[J]. Journal of Modern Optics, 2012, 59(4): 372-380.
- 20 Lukin V P, Konyaev P A, Senninkov V A. Beam spreading of vortex beams propagating in turbulent atmosphere[J]. Applied Optics, 2012, 51(10): C84-C87.
- 21 Liu X L, Shen Y, Liu L, *et al.* Experimental demonstration of vortex phase-induced reduction in scintillation of a partially coherent beam[J]. Optics Letters, 2013, 38(24): 5323-5326.
- 22 Gu Y L. Statistics of optical vortex wander on propagation through atmospheric turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2013, 30(4): 708-716.
- 23 Cui Q R, Li M, Yu Z Y. Influence of topological charge on random wandering of optical vortex propagating through turbulent atmosphere[J]. Optics Communications, 2014, 329: 10-14.
- 24 Lukin I P. Mean intensity of vortex Bessel beams propagating in turbulent atmosphere[J]. Applied Optics, 2014, 53(15): 3287-3293.
- 25 Chen R, Liu L, Zhu S J, *et al.* Statistical properties of a Laguerre-Gaussian Schell-model beam in turbulent atmosphere [J]. Optics Express, 2014, 22(2): 1871-1883.
- 26 Xu Y G, Li Y D, Zhao X L. Intensity and effective beam width of partially coherent Laguerre-Gaussian beams through a turbulent atmosphere[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2015, 32(9): 1623-1630.
- 27 Ge Xiaolu, Wang Benyi, Guo Chengshan. Beam broadening of vortex beams propagating in turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(3): 0301002.
葛筱璐, 王本义, 国承山. 涡旋光束在湍流大气中的扩展[J]. 光学学报, 2016, 36(3): 0301002.
- 28 Wang Yingjian. Some study on the laser propagation in the atmosphere and its compensation[D]. Hefei: Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 1996.
王英俭. 激光大气传输及其位相补偿的若干问题探讨[D]. 合肥: 中国科学院安徽光学精密机械研究所, 1996.
- 29 Dennis M R. Rows of optical vortices from elliptically perturbing a high-order beam[J]. Optics Letters, 2006, 31(9): 1325-1327.
- 30 Ricci F, Löffler W, van Exter M P. Instability of higher-order optical vortices analyzed with a multi-pinhole interferometer[J]. Optics Express, 2012, 20(20): 22961-22975.
- 31 Roux F S. How to distinguish between the annihilation and the creation of optical vortices[J]. Optics Letters, 2013, 38(19): 3895-3898.
- 32 Lu Xuanhui, Huang Huiqin, Zhao Chengliang, *et al.* Optical vortex beams and optical vortices [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2008, 45(1): 50-56.

- 陆璇辉, 黄慧琴, 赵承良, 等. 涡旋光束和光学涡旋[J]. 激光与光电子学进展, 2008, 45(1): 50-56.
- 33 Fried D L, Vaughn J L. Branch cuts in the phase function[J]. Applied Optics, 1992, 31(15): 2865-2882.
- 34 Fried D L. Branch point problem in adaptive optics[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1998, 15(10): 2759-2768.
- 35 Knepp D L. Multiple phase-screen calculation of the temporal behavior of stochastic waves[J]. Proceedings of the IEEE, 1983, 71(6): 722-737.
- 36 Frehlich R. Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere[J]. Applied Optics, 2000, 39(3): 393-397.