

湍流大气中无衍射涡旋光束的展宽及相位奇点的演化

葛筱璐*, 岳喜福, 王本义, 韩克祯, 郭立萍, 刘晓娟, 满忠胜, 付圣贵

山东理工大学物理与光电工程学院, 山东 淄博 255049

摘要 以经过圆形孔径截断的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束为例, 数值模拟了近似无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时引起的光束扩展和畸变光场中相位奇点的变化。仿真结果表明, 与 Bessel 涡旋光束相比, Bessel-Gauss 涡旋光束由大气湍流引起的束宽扩展较小, 且在一定条件下其相位奇点代数和与入射涡旋光束的拓扑荷数保持一致; 在远距离传输时, Bessel-Gauss 涡旋光束相位奇点代数和的起伏偏差远小于 Bessel 涡旋光束。Bessel-Gauss 涡旋光束在自由空间光通信中作为信息载体具有较大的优势。

关键词 大气光学; 无衍射涡旋光束; 数值模拟; 光束扩展; 相位奇点

中图分类号 O438; TN929.12

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0901001

Beam Spreading and Phase Singularities' Behavior of Non-Diffracting Vortex Beams Through Turbulent Atmosphere

Ge Xiaolu*, Yue Xifu, Wang Benyi, Han Kezhen, Guo Liping, Liu Xiaojuan,
Man Zhongsheng, Fu Shenggui

*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Shandong University of Technology,
Zibo, Shandong 255049, China*

Abstract Taking the Bessel and Bessel-Gauss vortex beams shaped by a circular aperture as examples, beam spreading and phase singularities' behavior of approximate non-diffracting vortex beams in turbulent atmosphere are numerically simulated. The simulation results show that, the spreading of Bessel-Gauss vortex beam caused by the atmospheric turbulence is less than that of the Bessel vortex beam, and the algebraic sum of the phase singularities of Bessel-Gauss vortex beams remains close to the topological charges of the input vortex beams. In addition, the algebraic sum fluctuation deviation of the phase singularities of Bessel-Gauss vortex beams is smaller than that of Bessel vortex beams in long distance propagation. As the information carrier, Bessel-Gauss vortex beams have potential application in free space optical communication.

Key words atmospheric optics; non-diffracting vortex beam; numerical simulation; beam spreading; phase singularity

OCIS codes 010.1290; 010.1300; 010.1330; 050.4865

1 引 言

自 1987 年无衍射光束提出^[1-2]以来, 国内外学者对其产生、应用和传输特性进行了大量的理论与实验研究。无衍射光束在垂直于传播方向的横截面内光强不发生变化, 在很多领域具有潜在的应用价值。Bessel 光束是一种典型的无衍射光束, 也是最初被提出的无衍射光束。理想的 Bessel 光束需要无穷大的能量才能产生, 这在物理上是不可能实现的, 实验上能够产生的 Bessel 光束是携带有限能

量、在一定传输范围内光强的横向分布基本不变的近似无衍射光束。Gori 等^[3]提出了另一种近似无衍射光束——Bessel-Gauss 光束, 在一定传输范围内其光强的横向分布基本保持不变。Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束因其相位因子中带有光学涡旋且光学涡旋的拓扑荷是一个相当稳定的量, 故在湍流大气中可以传播较长距离而不发生改变^[4-5], 其在自由空间光通信中可以作为信息的载体。

Lukin^[6]理论分析了 Bessel 涡旋光束在湍流大

收稿日期: 2019-04-12; **修回日期:** 2019-05-12; **录用日期:** 2019-05-23

基金项目: 国家自然科学基金(11704226, 11604182)、山东省自然科学基金(ZR2017MA051)

* **E-mail:** xlge@sdut.edu.cn

气中的光强分布,结果表明,涡旋光束的拓扑荷越大,其稳定性越好;文献[7-15]通过理论分析和数值模拟研究了不同类型的 Bessel-Gauss 涡旋光束在湍流大气中传输时涡旋光束的初始参量、传输条件等对光强分布和光束质量的影响。Birch 等^[16]通过对比研究 Bessel 光束和 Gaussian 光束在湍流大气中垂直上行长距离传输的特性发现, Bessel 光束在能量传输方面具有明显的优势;Fu 等^[17]通过数值模拟研究发现,在相同的传输条件下,当 Bessel 光束的内环半径与 Laguerre-Gaussian 光束的束腰半径相同时, Bessel 光束受大气湍流的影响更大。柯熙政等^[18]研究了部分相干离轴涡旋光束在大气湍流中的光强分布和光斑展宽。作为信息载体的涡旋光束在湍流大气中传输时,大气折射率的随机起伏不仅会引起其光强分布的变化和光束质量的恶化,也会引起光束的展宽,以及新的相位奇点的产生,从而降低通信系统的性能,所以有必要寻找一种光束扩展和相位奇点或光学涡旋受湍流影响较小的无衍射涡旋光束作为信息的载体。

本课题组利用激光大气传输程序^[19]数值模拟了经圆形孔径截断的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束在湍流大气中的传输特性,对比研究了它们受湍流影响引起的光束扩展和相位奇点的变化。理想的 Bessel 涡旋光束需要无穷大的能量才能产生,故考虑到实际应用,本文数值模拟中研究的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束均为近似无衍射涡旋光束,均是通过相同口径的发射望远镜后才在湍流大气中传输的。

2 理论分析

描述电磁场的标量波动方程为

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)U(r, \theta, z, t) = 0, \quad (1)$$

式中: Δ 为拉普拉斯算子; r, θ, z 分别为径向、角向和轴向坐标; t 为时间; c 为光速; U 为场函数。(1)式在无界空间中的一组特解为^[20]

$$U_{\text{BGV}}(r, \theta, z, t) = J_m(ar) \exp(im\theta) \exp[i(\beta z - \omega t)], \quad (2)$$

式中: $J_m(ar)$ 表示第一类 m 阶 Bessel 函数($m = 1, 2, \dots$), a 为波矢的径向分量; $\exp(im\theta)$ 为涡旋相位因子; β 为波矢传播方向上的分量,满足 $\alpha^2 + \beta^2 = k^2$, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长; ω 为圆频率。当 $0 < \alpha \leq k$ 时,由(2)式决定的垂直于传输方向的横截面上的光强 $I(r, \theta, z) = |J_m(ar)|^2$ 与传输距离无

关,此即为无衍射特性的由来。由(2)式描述的光束称为 Bessel 涡旋光束。Bessel-Gauss 光束的光强因受 Gauss 分布的调制而具有有限能量,在实验上是可以实现的。相位因子中带有涡旋结构的 Bessel-Gauss 光束称为 Bessel-Gauss 涡旋光束,其表达式为^[11]

$$U_{\text{BGV}}(r, \theta, z, t) = J_m(ar) \exp(im\theta) \cdot \exp(-r^2/\omega_0^2) \exp[i(\beta z - \omega t)], \quad (3)$$

式中: $\exp(-r^2/\omega_0^2)$ 为高斯调制项; ω_0 为光束束腰。当 $\omega_0 \rightarrow \infty$ 时, Bessel-Gauss 涡旋光束转化为 Bessel 涡旋光束。

无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时,受传输介质的影响会引起光束扩展。激光束宽的定义有多种,用二阶矩法定义的束宽因严格遵守 ABCD 定律在理论上认为最为严格^[21]。如果光斑的质心定义为

$$\rho_c = \frac{\iint \rho I(\rho, z) d^2\rho}{\iint \langle I(\rho, z) \rangle d^2\rho}, \quad (4)$$

式中: ρ 为接收平面任意位置矢量; z 为光束传输距离; $I(\rho, z)$ 为光束传输至 z 平面的光场强度。则无衍射涡旋光束的二阶矩半径定义为

$$\overline{\rho^2}(z) = \frac{\iint (\rho - \rho_c)^2 I(\rho, z) d^2\rho}{\iint I(\rho, z) d^2\rho}. \quad (5)$$

无衍射涡旋光束的相对二阶矩束宽为光束在湍流大气中传输时的二阶矩半径的算术平方根和其在真空中传输的二阶矩半径的算术平方根的比值,即

$$R_{\text{rel}} = (\overline{\rho^2}_{\text{tur}})^{1/2} / (\overline{\rho^2}_{\text{vacu}})^{1/2}, \quad (6)$$

式中: $\overline{\rho^2}_{\text{tur}}$ 为无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时的二阶矩半径; $\overline{\rho^2}_{\text{vacu}}$ 为无衍射光束在真空中传输时的二阶矩半径。该比值可以用来比较无衍射涡旋光束束宽扩展受湍流影响的大小。

当无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时,传输介质会导致光束的相位发生畸变,产生新的相位奇点。另外,来自涡旋光束的光学涡旋可以分解为拓扑荷为 +1 或 -1 的光学涡旋的集合^[22]。本文中,分解后具有单位拓扑荷的光学涡旋被称为相位奇点。设无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时,其在采样区域内的畸变光场为 $U(\mathbf{r}_{p,q})$, 对应的主值相位为 $\varphi(\mathbf{r}_{p,q})$, 它们之间的关系为

$$\varphi(\mathbf{r}_{p,q}) = \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[U(\mathbf{r}_{p,q})]}{\text{Re}[U(\mathbf{r}_{p,q})]} \right\}, \quad (7)$$

式中: $\mathbf{r}_{p,q}$ 代表任一采样点的位置矢量,它包含 x 和

y 两个方向的分量,其位置分别为 $p \times d$ 和 $q \times d$, d 表示两个邻近采样点的间距。 $\text{Re}[U(\mathbf{r}_{p,q})]$ 和

$\text{Im}[U(\mathbf{r}_{p,q})]$ 分别表示涡旋光场复振幅的实部和虚部。光场相位分布的空间梯度 $\mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q})$ 可表示为

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q}) = \nabla \varphi(\mathbf{r}_{p,q}) \approx \frac{[\varphi(\mathbf{r}_{p+1,q}) - \varphi(\mathbf{r}_{p,q})]_{\text{pv}}}{d} \mathbf{l}_x + \frac{[\varphi(\mathbf{r}_{p,q+1}) - \varphi(\mathbf{r}_{p,q})]_{\text{pv}}}{d} \mathbf{l}_y, \quad (8)$$

式中: $[\cdot]_{\text{pv}}$ 表示对相位差取主值; \mathbf{l}_x 和 \mathbf{l}_y 分别为 x 和 y 方向的单位矢量。把(7)式代入(8)式可得

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q}) = d^{-1} \left\{ \arctan \left\{ \frac{\text{Im}\{U[(p+1)d, qd]U^*(pd, qd)\}}{\text{Re}\{U[(p+1)d, qd]U^*(pd, qd)\}} \right\} \right\} \mathbf{l}_x + d^{-1} \left\{ \arctan \left\{ \frac{\text{Im}\{U[pd, (q+1)d]U^*(pd, qd)\}}{\text{Re}\{U[pd, (q+1)d]U^*(pd, qd)\}} \right\} \right\} \mathbf{l}_y. \quad (9)$$

依据 Fried 等^[23-24] 提出的闭环路径相位梯度积分法,可以判断畸变光场中的任一点是否存在相位奇点,用数学形式可表示为

$$\oint_C \mathbf{g}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \begin{cases} \pm 2\pi, & \text{if phase singularity is enclosed} \\ 0, & \text{if phase singularity is not enclosed} \end{cases}, \quad (10)$$

式中: C 为积分路径; $d\mathbf{r}$ 为平行于路径 C 的单位矢量。在数值计算中,主值相位差的闭环路径积分之和用离散形式表示为

$$S_{p,q} = \mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q}) \cdot \mathbf{l}_x d + \mathbf{g}(\mathbf{r}_{p+1,q}) \cdot \mathbf{l}_y d - \mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q+1}) \cdot \mathbf{l}_x d - \mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q}) \cdot \mathbf{l}_y d. \quad (11)$$

这里的环路 C 是由 4 个相邻的点组成的一个矩形,它的 4 个角的位置分别为 $\mathbf{r}_{p,q}$, $\mathbf{r}_{p+1,q}$, $\mathbf{r}_{p+1,q+1}$ 和 $\mathbf{r}_{p,q+1}$ 。(11)式中等号右边的两个负号是考虑了积分的方向与单位矢量 \mathbf{l}_x 和 \mathbf{l}_y 方向相反的缘故。如果 $S_{p,q}$ 等于 $+2\pi$,说明该闭合路径内包含一个正的相位奇点;如果 $S_{p,q}$ 等于 -2π ,说明该闭合路径内包含一个负的相位奇点;如果 $S_{p,q}$ 等于 0,则该闭合路径内没有相位奇点。利用(11)式就可以计算到达探测面上的畸变光场中正负相位奇点的数目或数密度。整个光场的相位奇点的代数和为

$$S_{\text{AS}} = \frac{1}{2\pi} \sum_{p,q} [\mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q}) \cdot \mathbf{l}_x d + \mathbf{g}(\mathbf{r}_{p+1,q}) \cdot \mathbf{l}_y d - \mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q+1}) \cdot \mathbf{l}_x d - \mathbf{g}(\mathbf{r}_{p,q}) \cdot \mathbf{l}_y d]. \quad (12)$$

由于实际应用中不可能对整个畸变光场进行探测,因此数值计算的相位奇点的代数和只是探测区域内的相位奇点,而不是整个畸变光场的相位奇点。另外,由于大气湍流具有随机起伏的特性,相位奇点的代数和只是涡旋光束在湍流大气中传输多次得到的统计平均值,相位奇点代数和的平均值 \bar{S}_{AS} 和标准偏差 ΔS 的表达式分别为

$$\bar{S}_{\text{AS}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{\text{AS}}^{(i)}, \quad (13)$$

$$\Delta S = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (S_{\text{AS}}^{(i)})^2 - (\bar{S}_{\text{AS}})^2 \right]^{1/2}, \quad (14)$$

式中: $S_{\text{AS}}^{(i)}$ 为第 i 次传输得到的相位奇点的代数和; N 为总的传输次数。

3 数值模拟结果及讨论

设经圆形孔径截断的近似无衍射涡旋光束在湍流大气中沿 z 轴正方向传播,传播方程为经过傍轴近似的抛物型方程,其表达式为

$$2ik \frac{\partial U}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 U + 2k^2 n_1 U = 0, \quad (15)$$

式中: $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ 为拉普拉斯算符; n_1 为大气折射率的起伏; U 为所求得的光场。利用多层相位屏快速傅里叶变换法模拟大气湍流对无衍射涡旋光束的影响,并用 von Karman 谱来描述大气湍流,其表达式为

$$\Phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = 0.033 C_n^2 \frac{\exp(-\boldsymbol{\kappa}^2 / \boldsymbol{\kappa}_m^2)}{(\boldsymbol{\kappa}^2 + \boldsymbol{\kappa}_0^2)^{11/6}}, \quad (16)$$

式中: $\boldsymbol{\kappa}_m = 5.92/l_0$, l_0 为湍流内尺度; $\boldsymbol{\kappa}_0 = 2\pi/L_0$, L_0 为湍流外尺度; C_n^2 为大气折射率结构常数,用来表示大气湍流的强弱。

图 1 分别模拟了波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、拓扑荷为 2 的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束(束腰为 0.05 m)经过圆形口径为 0.3 m 的发射望远镜,在强度为 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 、内外尺度分别为 0.025 m 和 10 m 的湍流大气中传输至 10 km 处时的光强和相位分布。其中,图 1(a)~(d)、(e)~(h)分别为经圆形孔径截断的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束在初始位置及在湍流大气中传输至 10 km 处的光强和相位分布。从图中可以看出:经圆形孔径截断的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束在垂直于传播方向的横截面上的光强均为中空的

系列同心圆环,这是由于其中心具有光强为零的光学涡旋;它们的相位分布也是一系列的同心圆环,且相邻环形之间的相位差为 π ^[25]。当两种涡旋光束在湍流大气中长距离传输时,受传输介质的影响,其光强和相位分布发生了较大变化,导致了光斑的破碎和展宽以及相位畸变,产生了新的相位奇点。

3.1 无衍射涡旋光束在湍流大气中的束宽扩展

图 2 模拟计算了与图 1 相同的两种近似无衍射涡旋光束在湍流强度 C_n^2 分别为 10^{-16} , 10^{-15} , $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中水平传输 200 次得到的相对二阶矩束宽的统计平均值随传输距离的变化过程。从图中可以看出,湍流越强,两种近似无衍射涡旋光束

的相对二阶矩束宽越大,即受大气湍流影响引起的光束扩展越严重。无论是在弱湍流[图 2(a)]、中等湍流[图 2(b)]还是强湍流[图 2(c)]大气条件下,随传输距离增加,两种近似无衍射涡旋光束的相对二阶矩束宽都在增加。与 Bessel 涡旋光束相比, Bessel-Gauss 涡旋光束的相对二阶矩束宽增加幅度较小,即 Bessel-Gauss 涡旋光束的束宽扩展受大气湍流的影响要小于 Bessel 涡旋光束。另外,两种近似无衍射涡旋光束受湍流影响导致的束宽扩展都远小于相同传输条件下的拉盖尔-高斯涡旋光束(文献[26]中图 5),这体现了无衍射光束的无衍射和自恢复特性。

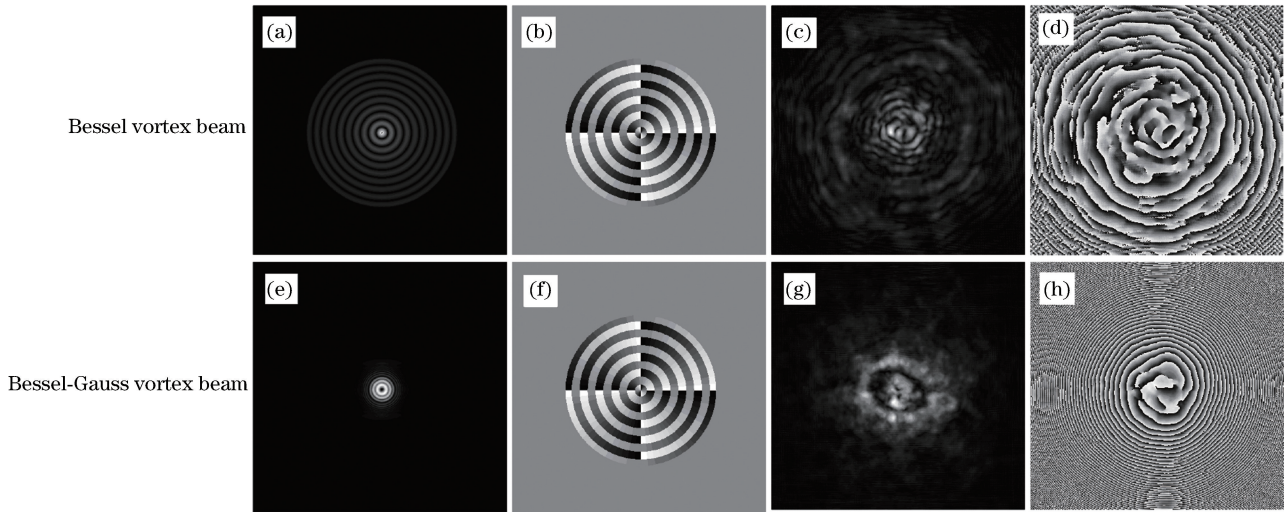


图 1 经圆形孔径截断的 Bessel 和 Bessel-Gauss 涡旋光束 ($m=2$) 在发射平面和接收平面的光强和相位分布图 ($C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$)。 (a)(e) $z=0$, 光强; (b)(f) $z=0$, 相位; (c)(g) $z=10 \text{ km}$, 光强; (d)(h) $z=10 \text{ km}$, 相位

Fig. 1 Intensities and phase distributions of Bessel and Bessel-Gauss vortex beams ($m=2$) shaped by circular aperture on input plane and receiver plane ($C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$). (a)(e) $z=0$, intensity; (b)(f) $z=0$, phase; (c)(g) $z=10 \text{ km}$, intensity; (d)(h) $z=10 \text{ km}$, phase

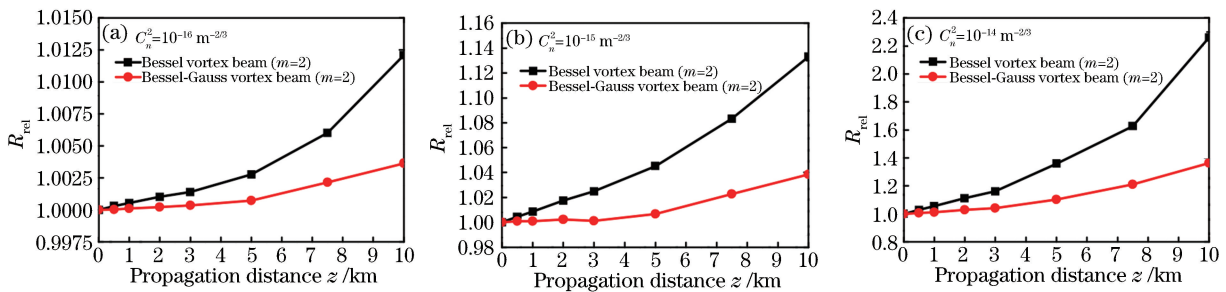


图 2 不同湍流强度下,经圆形孔径截断的 Bessel 和 Bessel-Gauss 涡旋光束 ($m=2$) 的相对束宽随传输距离的变化。 (a) $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$; (b) $C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 2 R_{rel} of Bessel and Bessel-Gauss vortex beams ($m=2$) shaped by circular aperture versus propagation distance under different turbulence strengths. (a) $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$; (b) $C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

3.2 无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时相位奇点的演化

为考察大气湍流对无衍射涡旋光束相位的影

响,图 3 给出了与图 2 参数相同和模拟计算条件相同的两种近似无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时的相位奇点密度变化特征。从图 3 可以看出,

经圆形孔径截断的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束在相同的湍流大气中传输时,两种涡旋光场在初始阶段就有大量的相位奇点存在。这是因为两种涡旋光场的相位分布都是一系列的同心圆环,且相邻环形之间的相位差为 π ,当利用相位梯度的环路积分法判定相位奇点时,如果所取的闭合路径恰好穿越相位环,相位梯度的积分值就会等于 $+2\pi$ 或 -2π ,从而认为闭合路径内有一个相位奇点,所以会导致探测面内有大量相位奇点存在^[25]。随着传输距离增加,两种涡旋光场的相位奇点数密度都急剧减小。这是因为当传输距离相对较短时,Bessel 涡旋光束与 Bessel-Gauss 涡旋光束的束宽扩展都比较小(图 2),一定探测孔径内 Bessel 涡旋光

场的相位环数小于 Bessel-Gauss 涡旋光场,导致探测到的 Bessel 涡旋光场的相位奇点数密度小于 Bessel-Gauss 涡旋光场。当传输距离增加到一定程度时,Bessel 涡旋光场中的相位奇点数密度大于 Bessel-Gauss 涡旋光场。这是因为随着传输距离的增加和湍流效应的增强,与 Bessel-Gauss 涡旋光场相比,Bessel 涡旋光束的展宽增大,并有很多新的相位奇点的产生[图 1(d)、1(h)和图 2]。当湍流强度较强时[图 3(c)],两种涡旋光场的相位奇点数密度先急剧降低后缓慢增加,且 Bessel 涡旋光场的相位奇点数密度及增加幅度都大于 Bessel-Gauss 涡旋光场,说明 Bessel 涡旋光场的相位畸变受大气湍流的影响更大。

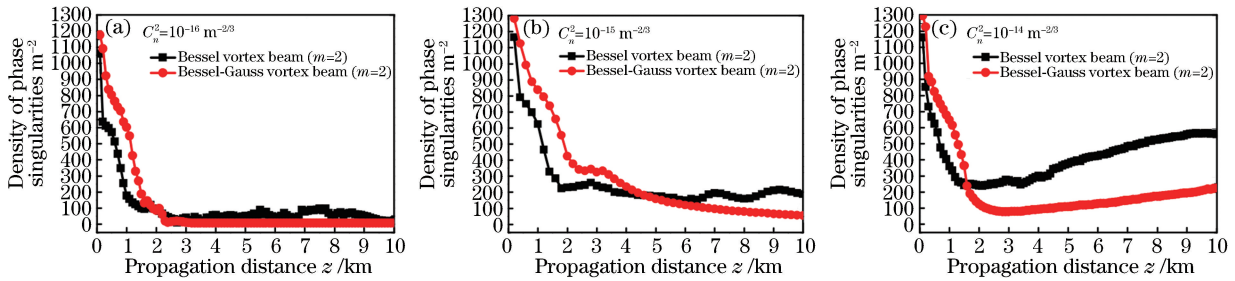


图 3 不同湍流强度下,经圆形孔径截断的 Bessel 和 Bessel-Gauss 涡旋光束 ($m=2$) 相位奇点数密度随传输距离的变化。
(a) $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$; (b) $C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 3 Density of phase singularities of Bessel and Bessel-Gauss vortex beams ($m=2$) shaped by a circular aperture with propagation distance under different turbulence strengths. (a) $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$; (b) $C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

当涡旋光束在湍流大气中传输时,可以通过探测畸变光场中相位奇点代数 (AS-PS) 来确定入射涡旋光束的拓扑荷^[4-5]。图 4 分别模拟了与图 2 相同的两种近似无衍射涡旋光束在湍流大气中传输时相位奇点代数随传输距离的变化过程,计算参数与图 3 相同。从模拟结果可以看出,当两种近似无衍射涡旋光束在弱湍流大气中传输时[图 4(a)、(d)],Bessel-Gauss 涡旋光场中相位奇点代数的平均值在 10 km 处仍等于入射涡旋光束的拓扑荷数,而 Bessel 涡旋光场传输至 8 km 后开始出现起伏偏差。当它们在中等强度的湍流大气中传输时[图 4(b)、(e)],两种涡旋光场中相位奇点代数的平均值都近似等于入射涡旋光束的拓扑荷数,但 Bessel-Gauss 涡旋光束相位奇点代数等于入射涡旋光束拓扑荷数的传输距离达到 7 km,而 Bessel 涡旋光束相位奇点代数等于入射涡旋光束拓扑荷数的传输距离只有 3 km,且 Bessel-Gauss 涡旋光束相位奇点代数的标准偏差远小于 Bessel 涡旋光束。当两种近似无衍射涡旋光束在强湍流大气中传输时

[图 4(c)、(f)],Bessel-Gauss 涡旋光束相位奇点代数等于入射涡旋光束拓扑荷数的传输距离达到 3 km 以上,而 Bessel 涡旋光束相位奇点代数等于入射涡旋光束拓扑荷数的传输距离只有 1 km,且 Bessel-Gauss 涡旋光束相位奇点代数的标准偏差也远小于 Bessel 涡旋光束。以上结果表明,与 Bessel 涡旋光束相比,Bessel-Gauss 涡旋光束更适于在长距离自由空间光通信中作为信息的载体。

4 结 论

利用激光大气传输程序数值模拟了经圆形孔径截断的 Bessel 涡旋光束和 Bessel-Gauss 涡旋光束在湍流大气中的传输特性,对比研究了它们在不同湍流强度下受湍流影响而引起的束宽扩展和相位奇点的变化特征。研究结果表明,Bessel-Gauss 涡旋光束在湍流大气中传输时,由大气湍流引起的束宽扩展程度较小,在一定条件下,其相位奇点代数与入射涡旋光束的拓扑荷数始终保持一致。当在湍流大气中远距离传输时,Bessel-Gauss 涡旋光束相位

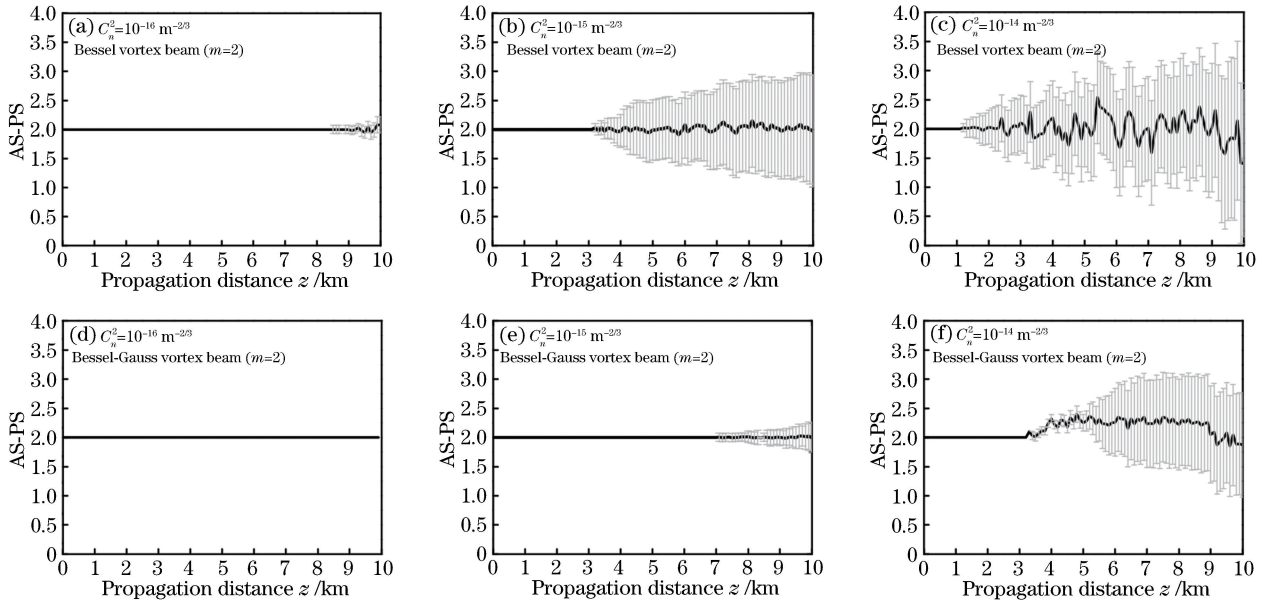


图 4 不同湍流强度下,经圆形孔径截断的 Bessel 和 Bessel-Gauss 涡旋光束($m=2$)的相位奇点代数和随传输距离的变化。

(a)(d) $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$; (b)(e) $C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c)(f) $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 4 AS-PS of Bessel and Bessel-Gauss vortex beams ($m=2$) shaped by circular aperture versus propagation distance under different turbulence strengths. (a)(d) $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$; (b)(e) $C_n^2=10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c)(f) $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

奇点代数和的起伏偏差远小于 Bessel 涡旋光束,在长距离自由空间光通信中作为信息载体具有较大的优势。模拟计算中采用的是近似无衍射涡旋光束,分析得出的结论与理想的无衍射涡旋光束相比存在一定的偏差。

参 考 文 献

- [1] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H. Diffraction-free beams[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [2] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1987, 4(4): 651-654.
- [3] Gori F, Guattari G, Padovani C. Bessel-Gauss beams [J]. Optics Communications, 1987, 64(6): 491-495.
- [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] Lukin I P. Mean intensity of vortex Bessel beams propagating in turbulent atmosphere [J]. Applied Optics, 2014, 53(15): 3287-3293.
- [7] Eyyuboğlu H T. Propagation of higher order Bessel-Gaussian beams in turbulence [J]. Applied Physics B, 2007, 88(2): 259-265.
- [8] 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(2/3): 605-611.
- [9] Eyyuboğlu H T, Hardalaç F. Propagation of modified Bessel-Gaussian beams in turbulence [J]. Optics & Laser Technology, 2008, 40(2): 343-351.
- [10] Chen B S, Chen Z Y, Pu J X. Propagation of partially coherent Bessel-Gaussian beams in turbulent atmosphere [J]. Optics & Laser Technology, 2008, 40(6): 820-827.
- [11] Chen B S, Pu J X. Propagation of Gauss-Bessel beams in turbulent atmosphere [J]. Chinese Physics B, 2009, 18(3): 1033-1039.
- [12] 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.
- [13] Zhu K C, Li S X, Tang Y, *et al.* Study on the propagation parameters of Bessel-Gaussian beams carrying optical vortices through atmospheric turbulence [J]. Journal of the Optical Society of America A, 2012, 29(3): 251-256.
- [14] Wang H Y, Chen C L, Du J L, *et al.* Propagation of Bessel-Gaussian beams with optical vortices in turbulent atmosphere [J]. Acta Photonica Sinica, 2013, 42(5): 505-510.

- 王海燕, 陈川琳, 杜家磊, 等. 贝塞尔高斯涡旋光束在大气湍流中的传输特性[J]. 光子学报, 2013, 42(5): 505-510.
- [15] Qin Z Y, Tao R M, Zhou P, *et al.* Propagation of partially coherent Bessel-Gaussian beams carrying optical vortices in non-Kolmogorov turbulence [J]. Optics & Laser Technology, 2014, 56: 182-188.
- [16] Birch P, Ituen I, Young R, *et al.* Long-distance Bessel beam propagation through Kolmogorov turbulence [J]. Journal of the Optical Society of America A, 2015, 32(11): 2066-2073.
- [17] Fu S Y, Gao C Q. Influences of atmospheric turbulence effects on the orbital angular momentum spectra of vortex beams [J]. Photonics Research, 2016, 4(5): B1-B4.
- [18] Ke X Z, Wang C Z. Intensity distribution of partially coherent off-axis vortex beam propagating in atmospheric turbulence [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(1): 0101005.
柯熙政, 王超珍. 部分相干离轴涡旋光束在大气湍流中的光强分布 [J]. 光学学报, 2017, 37(1): 0101005.
- [19] Wang Y J. Some problems' discuss about the laser propagation in the atmosphere and its phase compensation [D]. Hefei: University of 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: 中国科学院大学, 1996.
- [20] Lü B D, Zhang B, Cai B W, *et al.* Studies of higher-order Bessel beams and their propagation characteristics [J]. Acta Optica Sinica, 1993, 13(9): 840-844.
吕百达, 张彬, 蔡邦维, 等. 高阶贝塞尔光束及其传输特性的研究 [J]. 光学学报, 1993, 13(9): 840-844.
- [21] Yang A L, Li J H, Lü B D. A comparative study of the beam-width spreading and angular spread in atmospheric turbulence [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(4): 2451-2460.
杨爱林, 李晋红, 吕百达. 大气湍流中光束束宽扩展和角扩展的比较研究 [J]. 物理学报, 2009, 58(4): 2451-2460.
- [22] Roux F S. How to distinguish between the annihilation and the creation of optical vortices [J]. Optics Letters, 2013, 38(19): 3895-3898.
- [23] Fried D L, Vaughn J L. Branch cuts in the phase function [J]. Applied Optics, 1992, 31(15): 2865-2882.
- [24] Fried D L. Branch point problem in adaptive optics [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1998, 15(10): 2759-2768.
- [25] Wang B Y, Ge X L, Yue Q Y, *et al.* Determining the vortex densities of random nondiffracting beams [J]. Optics Letters, 2015, 40(7): 1418-1421.
- [26] Ge X L, Wang B Y, Guo C S. 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光束扩展 [J]. 光学学报, 2016, 36(3): 0301002.