

## 彗差和球差对涡旋光束斜程传输特性的影响

雍康乐 闫家伟 唐善发 张蓉竹

### Influence of coma and spherical aberration on transmission characteristics of vortex beams in slant atmospheric turbulence

Yong Kang-Le Yan Jia-Wei Tang Shan-Fa Zhang Rong-Zhu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 014201 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191254

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191254>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

数值模拟抽运分布对端泵激光器晶体热透镜球差的影响

Numerical simulation of effect of pump distribution on spherical aberration of end-pumped laser

物理学报. 2018, 67(17): 174204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180113>

六重准晶涡旋光光子晶体光纤特性

Transmission characteristics of vortex beams in a sixfold photonic quasi-crystal fiber

物理学报. 2019, 68(11): 114209 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190381>

贝塞尔-高斯涡旋光束相干合成研究

Generation of Bessel-Gaussian vortex beam by combining technology

物理学报. 2018, 67(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180325>

环形光子晶体光纤中涡旋光的传输特性研究

Propagation properties of vortex beams in a ring photonic crystal fiber

物理学报. 2017, 66(1): 014205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.014205>

基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>

基于双开口谐振环超表面的宽带太赫兹涡旋光束产生

Broadband terahertz vortex beam generation based on metasurface of double-split resonant rings

物理学报. 2019, 68(10): 108701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182147>

## 彗差和球差对涡旋光束斜程传输特性的影响\*

雍康乐 闫家伟 唐善发 张蓉竹†

(四川大学, 电子信息学院, 成都 610065)

(2019年8月20日收到; 2019年10月15日收到修改稿)

利用涡旋光束作为空间光通信载波可以大大提高数据传输的容量, 因此, 研究涡旋光束在大气湍流中的传输具有重要意义. 涡旋光束在大气湍流中传输时会产生光束漂移, 进而影响通信系统的性能. 本文基于多相位屏和傅里叶变换的方法, 研究了带有彗差和球差的涡旋光束在大气湍流中传输时的光束漂移特性. 结果表明, 涡旋光束在大气湍流中传输时, 随着传输距离的增大, 彗差和球差对光束漂移特性的影响均明显增强. 传输天顶角及彗差系数越大, 涡旋光束的光束漂移量越大, 而球差系数的增大, 将会降低光束漂移量. 当天顶角和传输距离相同时, 涡旋光束的漂移量都会随着拓扑荷数的增大而减小. 相对而言, 彗差对涡旋光束的光束漂移特性影响比球差更大.

关键词: 彗差, 球差, 光束漂移, 涡旋

PACS: 42.25.-p, 42.15.Fr, 42.25.Dd, 42.55.-f

DOI: 10.7498/aps.69.20191254

## 1 引言

涡旋光束由于其特有的轨道角动量特性在许多方面都有着应用潜力, 如遥感<sup>[1]</sup>, 光通信<sup>[2-4]</sup>, 医学等领域<sup>[5,6]</sup>. 如果作为信息载体, 理论上轨道角动量可以取任意整数, 这些角动量集合可以构成无穷维希尔伯特空间<sup>[7-9]</sup>. 因此, 与传统光通信系统的二进制编码相比, 利用涡旋光束的轨道角动量编码能够有效地提高数据传输容量. 因此, 以空间光通信为应用背景的涡旋光束传输是一个热点研究方向<sup>[10]</sup>. 葛筱璐等<sup>[11,12]</sup>研究了拉盖尔-高斯(LG)涡旋光束在大气湍流中传输时的光束扩展和相位奇异性的演化. Li等<sup>[13]</sup>研究了贝塞尔涡旋光束在大气湍流中传输时的闪烁指数. 然而, 当激光在大气湍流中传输时, 由于大气湍流的影响, 光束会偏离原来的传输方向, 出现光束漂移<sup>[14]</sup>, 这将严重影响光通信系统的工作特性<sup>[15]</sup>.

对于涡旋光束在大气湍流中传输时光束漂移的研究主要有: Aksenov和Pogutsa<sup>[16]</sup>研究发现在水平链路传输时, 涡旋光束比高斯光束的光束漂移量小. Huang等<sup>[17]</sup>研究了相干涡旋阵列光束在大气湍流中水平传输时光束漂移, 得到拓扑荷数越大、相干程度越小光束漂移量越小的结论. Wu等<sup>[18]</sup>研究了高斯谢尔涡旋光束在大气湍流中水平传输, 得到绝对值相同的正、负拓扑荷数的涡旋光束, 其光束漂移量是相同的. Xu等<sup>[19]</sup>研究了部分相干中空高斯光束在非Kolmogorov湍流中的传输, 得出光束阶数越高, 其光束漂移量越小的结论. 狄颖萍等<sup>[20]</sup>研究了圆艾里高斯涡旋光在各向异性非Kolmogorov湍流大气中的传输, 发现圆艾里高斯涡旋光束的拓扑电荷值越大, 光束的漂移量越小, 轨道角动量态的稳定性就越差. 程振等<sup>[21]</sup>报道了艾里涡旋光束在大气湍流中的漂移特性研究, 得到在传输距离比较小时, 拓扑荷数对光束漂移的影响比较弱. 当传输距离比较大时, 漂移量随着拓扑荷

\* 中央高校基本科研业务费(批准号: 2012017yjsy160)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhang\_rz@scu.edu.cn

数的增大而减小的结论.

高能激光由于在生产过程中的热效应会带有球差和彗差<sup>[22]</sup>, 而目前, 对于带有彗差或球差的涡旋光束在大气湍流中斜程传输时, 光束漂移特性还未有文献报道. 本文利用多相位屏和傅里叶变换的模型, 系统研究了分别带有彗差和球差的涡旋光束在大气湍流中斜程传输时, 天顶角、拓扑荷数、传输距离等参数对光束漂移特性的影响.

## 2 理论模型

激光在大气湍流中斜程传输时的示意图如图 1 所示,  $h$  为垂直海拔高度,  $z$  为传输距离,  $\alpha$  为天顶角,  $z$  和  $h$  之间的关系为  $z = h \times \sec \alpha$ . 带有彗差的高斯涡旋光束在  $z = 0$  m 处时的光场表达式为<sup>[23]</sup>

$$E_0 = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} - \frac{ikC_3 \times x(x^2 + y^2)}{w^3}\right) \times \exp(in\theta), \quad (1)$$

带有球差的高斯涡旋光束在  $z = 0$  m 处时的光场表达式为<sup>[24]</sup>

$$E_0 = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} + \frac{ikC_4(x^2 + y^2)^2}{w^4}\right) \times \exp(in\theta), \quad (2)$$

其中  $w$  是激光的束腰半径,  $n$  是拓扑荷数,  $\theta$  是方位角,  $k$  为波数,  $kC_3$  和  $kC_4$  分别为彗差和球差系数. 光束在大气中传输, 光路中大气湍流的强弱变化将对光束特性产生不同的影响, 大气湍流的强弱可用大气湍流结构常数来表征. 由于大气湍流在不同海拔高度具有不同的结构, 因此本文采用 2001 年国际电信联盟推荐的与高度有关的结构常数<sup>[25]</sup>

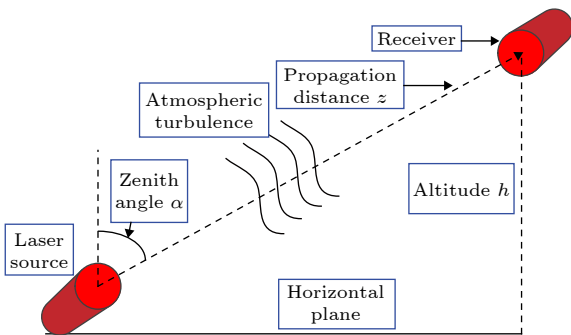


图 1 激光在大气湍流中斜程传输时的示意图

Fig. 1. schematic diagram of laser propagation in slant atmospheric turbulence.

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^{-56} V^2 h^{10} \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1500) + C_0 \exp(-h/100) \quad (3)$$

其中  $V = (v_g^2 + 30.69v_g + 348.91)^{1/2}$  是垂直方向风速,  $v_g$  是地面风速,  $C_0$  是地面处的湍流典型值 ( $C_0 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ ).

在计算光束在大气湍流中的传输特性时, 采用多相位屏法来模拟湍流对光束波前的动态调制. 由于湍流结构常数是与高度有关的, 相位屏不能如水平传输那样设置为等间距. 考虑到对不同折射率起伏区域的充分采样, 根据随机介质折射率起伏的积分效应, 使用等 Rytov 指数间隔的相位屏 (ERPS) 是最合理的设置方法<sup>[26]</sup>, 并由下式计算出相邻相位屏间的距离:

$$\beta_0^2(\Delta z_i) = 1.23C_n^2(z_{i-1})k^{7/6}(\Delta z_i)^{11/6} = c_1, \quad (4)$$

其中  $k = 2\pi/\lambda$  为波数, 光束在大气湍流中斜程上行传输时的控制方程可以写成 (5) 式和 (6) 式:

$$E_{z_i + \Delta z_i} = F^{-1} \left\{ F \left[ E_{z_i + \frac{\Delta z_i}{2}} \times \exp(i\Gamma) \right] \times \exp\left(\frac{-i(\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \times \Delta z_i / 2}{2k}\right) \right\}, \quad (5)$$

$$E_{z_i + \frac{\Delta z_i}{2}} = F^{-1} \left[ F(E_{z_i}) \times \exp\left(\frac{-i(\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \times (\Delta z_i / 2)}{2k}\right) \right], \quad (6)$$

其中  $F$  代表傅里叶变换,  $F^{-1}$  代表傅里叶逆变换.  $\Gamma$  为大气湍流引起的相位扰动, 其采用功率谱反演法得到<sup>[27]</sup>

$$\Gamma(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x e^{ik_x x} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y e^{ik_y y} \times a(k_x, k_y) \times \sqrt{\Phi_\phi(k_x, k_y)}, \quad (7)$$

其中  $\Phi_\phi(k_x, k_y)$  是随机相位功率谱函数,  $a(k_x, k_y)$  表示复高斯随机数矩阵, 这里采用修正的 Von Karman 折射率功率谱密度函数<sup>[28]</sup>:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \frac{\exp(-\kappa^2 / (\kappa_m^2))}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}}, \quad (8)$$

其中  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $\kappa_m = 5.92/l_0$ ,  $l_0$  和  $L_0$  分别为大气湍流内、外尺度. 随机相位功率谱函数与折射率功率谱密度函数之间的关系可表示为 (9) 式:

$$\Phi_\phi(k_x, k_y) = 2\pi k^2 \Delta z \Phi_n(k_x, k_y), \quad (9)$$

相位屏设置在每段传输距离的中间位置, 激光先在自由空间传输  $\Delta z/2$  到达第一个相位屏, 然后将大气湍流扰动相位叠加到复振幅的相位项上, 激光再在自由空间传输  $\Delta z$ . 经过多次传输, 激光经过第  $N$  个相位屏, 最后再在自由空间传输  $\Delta z/2$  完成整个传输链路.

### 3 模拟结果

为了直观反映涡旋光束在传输中受到湍流、像差的影响, 我们进行了具体的数值计算, 计算中使用的主要参数有: 激光波长  $\lambda = 1550 \times 10^{-9}$  m, 束腰半径  $w = 0.05$  m, Roytov 指数  $c_1 = 5 \times 10^{-4}$ .

#### 3.1 光强和相位分布变化

本文中光强和相位都是 800 次计算结果的平均. 首先分析传输过程中光强的变化规律, 当天顶角  $\alpha = 80^\circ$ , 彗差系数  $kC_3 = 0.5$ , 拓扑荷数  $n = 1$  和 2 时, 带有彗差的涡旋光束在大气湍流中传输不同距离时的二维光强分布如图 2 所示. 从整体上看, 随着传输距离的增大, 光斑逐渐增大, 而涡旋光束中心光强为零的区域则逐渐减小.

为了更直观地显示出光强变化的情况, 图 3 给出了对应的归一化一维光强分布. 对比图 2 和图 3,

当拓扑荷数  $n = 1$  时, 随着传输距离的增大, 涡旋光束的涡旋特性逐渐减弱, 当传输距离  $z = 3639$  m 时, 涡旋光束中心下凹的区域很小. 随着传输距离的进一步增大, 当传输距离  $z = 5458$  m 时, 光强分布已经退化成高斯型. 当拓扑荷数  $n = 2$  时, 随着传输距离的增大, 光斑逐渐增大, 涡旋光束中心下凹的程度逐渐减小. 对比图 3(a) 和图 3(b), 当传输距离相同时, 拓扑荷数  $n = 2$  时的光束中心下凹的程度比  $n = 1$  时的大. 当传输距离  $z = 5458$  m 时, 拓扑荷数  $n = 2$  时的涡旋光束中心还是下凹的, 还保持着涡旋特性. 而  $n = 1$  时的涡旋光束已经退化为高斯光束.

图 4 为传输距离  $z = 3639$  m, 拓扑荷数不同时, 无像差、带有彗差和球差系数分别为  $kC_3 = 0.5$  和  $kC_4 = 0.5$  的涡旋光束在大气湍流中传输时的相位分布. 从图中可以看出, 三种光束都随着拓扑荷数的增大, 相位的跃变处, 即“每一扇页片”的分界处模糊和变形. 尤其是拓扑荷数较大时 ( $n = 5$ ), 相位的畸变程度更大. 分别带有彗差和球差的涡旋光束比无像差的涡旋光束相位畸变更严重.

图 5 给出了在天顶角  $\alpha = 80^\circ$ , 传输距离  $z = 3639$  m 时, 彗差大小对光束传输的影响. 如图 5(a) 所示, 当彗差系数为 0 和 0.5 时, 光强分布还是明显的环状结构, 当彗差系数增大时, 光强逐步演化为类高斯分布. 而且随着彗差系数的增大, 光强分

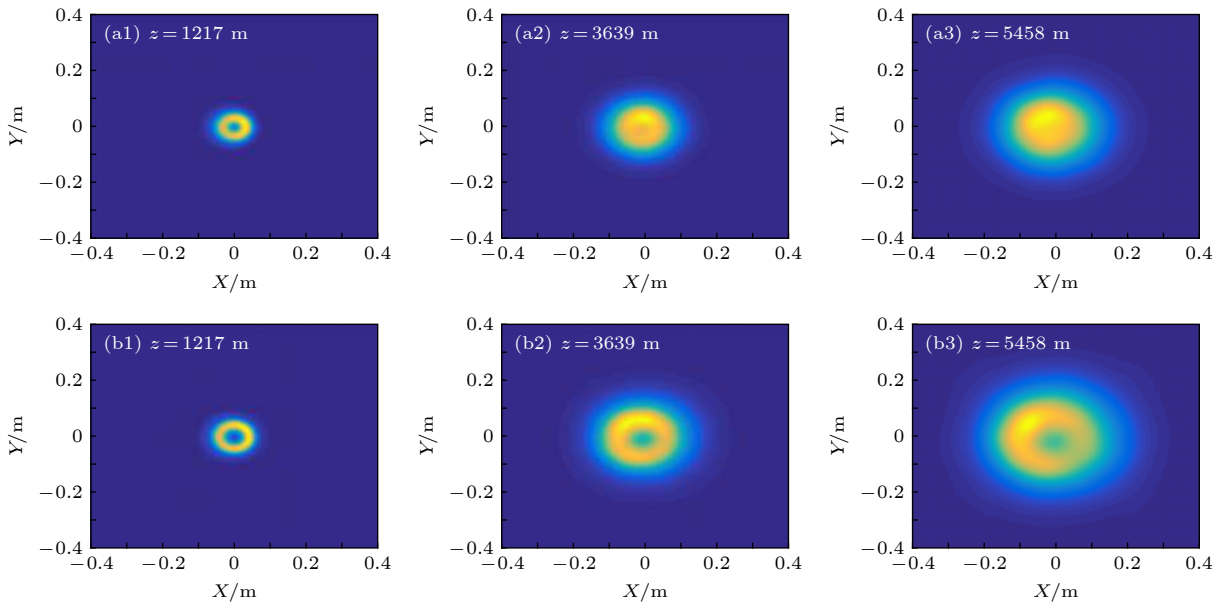


图 2 含彗差涡旋光束在大气湍流中不同传输距离时的光强分布. (a1)—(a3)  $n = 1$ ; (b1)—(b3)  $n = 2$

Fig. 2. Two-dimensional intensity distribution of Gaussian vortex beam with coma in slant atmospheric turbulence at different propagation distance: (a1)—(a3)  $n = 1$ ; (b1)—(b3)  $n = 2$ .

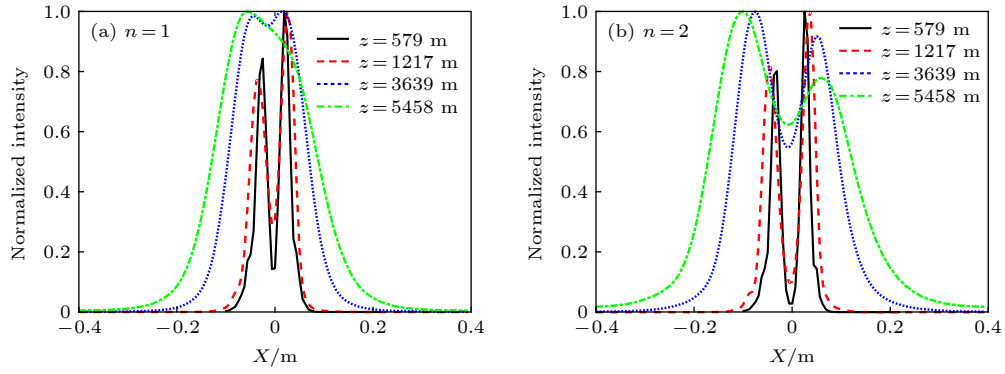


图 3 拓扑荷数 (a)  $n = 1$  和 (b)  $n = 2$  时带有彗差的涡旋光束在大气湍流中不同传输距离的归一化光强分布

Fig. 3. Normalized intensity distribution of Gaussian vortex beam with coma when the propagation distance is different. Topological charge (a)  $n = 1$ , (b)  $n = 2$ .

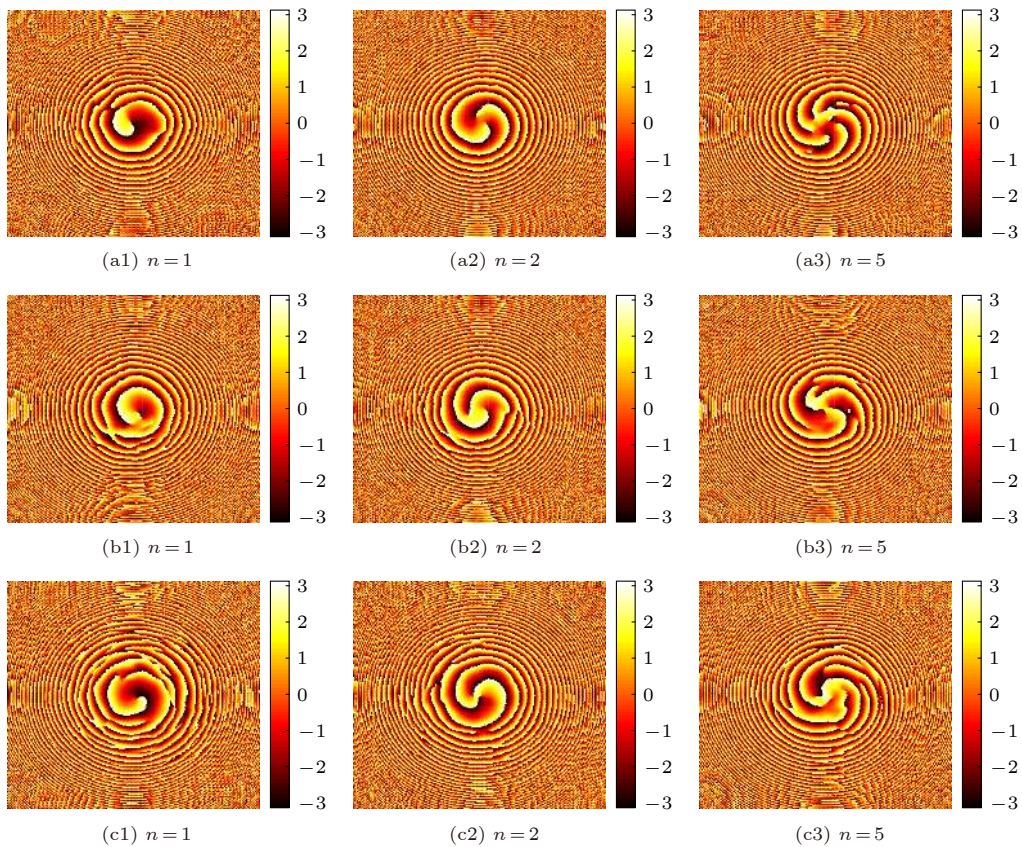


图 4 拓扑荷数不同时, 无像差、带有彗差和带有球差的涡旋光束在大气湍流中传输时相位变化. 传输距离  $z = 3639$  m: (a1)—(a3) 无像差; (b1)—(b3) 带有彗差  $kC_3 = 0.5$ ; (c1)—(c3) 带有球差  $kC_4 = 0.5$ . 相位对应黑色 ( $-\pi$ )-白色 ( $\pi$ )

Fig. 4. The phase change of the vortex beam with no aberration, with coma and with spherical aberration propagated in atmospheric turbulence when the topological charges are different. Distance  $z = 3639$  m: (a1)—(a3) with no aberration; (b1)—(b3) with coma  $kC_3 = 0.5$ ; (c1)—(c3) with spherical aberration  $kC_4 = 0.5$ . Phase responding to black ( $-\pi$ )-white ( $\pi$ ).

布出现畸变, 峰值光强逐渐减小. 图 5(b) 为拓扑荷数  $n = 2$  时的光强分布, 随着彗差系数的增大, 涡旋光束的一侧光强逐渐减小, 而另一侧是先增大后减小. 涡旋光束中心光强下凹的程度逐渐减小, 涡旋特性逐渐减弱. 光斑整体向  $x$  轴负方向移动. 此外, 彗差系数越大, 光强向  $x$  轴负方向移动得越大.

物理解释为: 因为彗差是轴外非对称像差, 其在接收面所成是一个非对称的弥散斑<sup>[29]</sup>, 在本文模型中就体现在向  $x$  轴负方向移动. 彗差系数越大, 由于彗差引起的光斑非对称性越强, 偏离子午面的距离越远<sup>[29]</sup>, 在本文中就体现在一维光强向  $x$  轴负方向移动的越大.

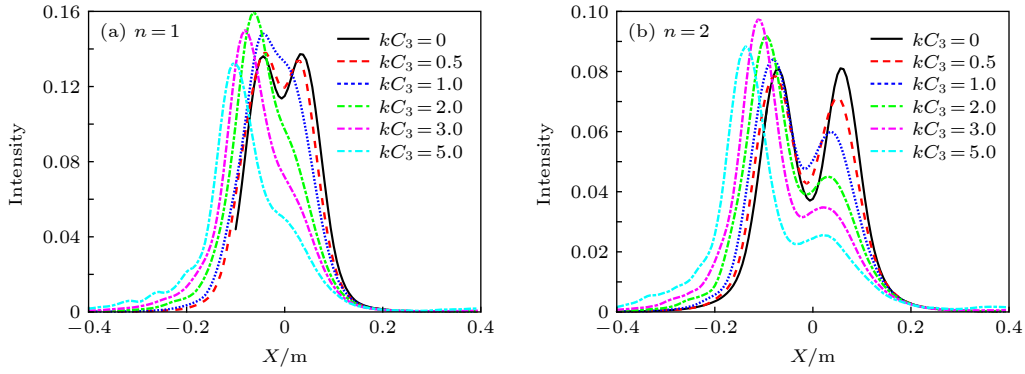

 图 5 拓扑荷数 (a)  $n = 1$  和 (b)  $n = 2$  时不同彗差系数对涡旋光束光强分布的影响

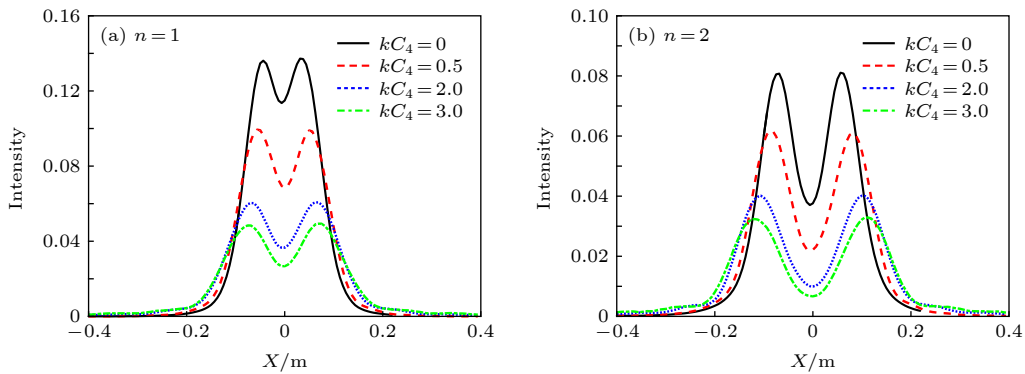
 Fig. 5. The effects of coma aberration coefficients on the intensity distribution of Gaussian vortex beam. Topological charge (a)  $n = 1$ , (b)  $n = 2$ .

 图 6 拓扑荷数 (a)  $n = 1$  和 (b)  $n = 2$  时球差系数对涡旋光束光强分布的影响

 Fig. 6. The effects of spherical aberration coefficients on the intensity distribution of Gaussian vortex beam. Topological charge (a)  $n = 1$ , (b)  $n = 2$ .

球差的大小对涡旋光束的光强分布的影响也是不同的. 图 6 为在天顶角  $\alpha = 80^\circ$ , 传输距离  $z = 3639$  m 时, 含有球差的涡旋光束在大气湍流中传输时的一维光强分布. 可以看出, 随着球差系数的增大, 峰值光强逐渐减小, 光束扩展逐渐增大. 对比图 6(a) 和图 6(b), 拓扑荷数越大, 光束保持涡旋特性的能力越强.

图 7 为传输距离  $z = 3639$  m, 拓扑荷数  $n = 1$  时, 分别带有不同彗差和球差的涡旋光束在大气湍流中传输时的相位分布. 随着彗差系数的增大, 涡旋光束的相位的跃变处变得模糊. 随着球差系数的增大, 其相位跃变处也变得模糊. 对比图 4 和图 7, 拓扑荷数对涡旋光束相位的影响比彗差和球差更敏感.

### 3.2 涡旋光束的漂移特性

由于大尺度湍流涡旋的折射作用, 光束在大气湍流中传输时会发生光束漂移, 这会严重影响光电

探测的工作性能. 光束漂移量的大小可根据下式计算<sup>[30]</sup>

$$\sigma_c = \sqrt{x_c^2 + y_c^2}, \quad (10)$$

式中  $x_c$  和  $y_c$  是在直角坐标系中, 在  $x$  方向和  $y$  方向的光束质心, 计算方式如 (11) 式, 这里进行 800 次模拟仿真, 然后求系综平均得到光束漂移.

$$x_c = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} xI(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy},$$

$$y_c = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} yI(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy}. \quad (11)$$

图 8(a) 为天顶角  $\alpha = 60^\circ$ , 拓扑荷数  $n = 1$  时, 光束漂移量随着传输距离和彗差系数的变化. 图 8(b) 为彗差系数  $kC_3 = 0.5$  时, 涡旋光束的光束漂移量随着传输距离和拓扑荷数的变化曲线. 如图所示, 随着传输距离的增大, 光束漂移量逐渐增大. 当传

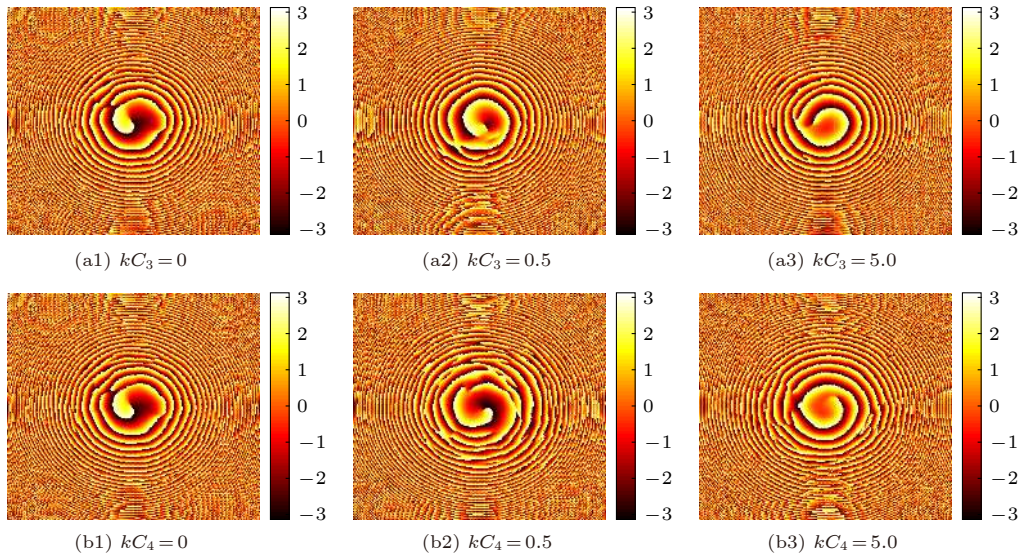


图 7 分别带有不同彗差和球差系数的涡旋光束在湍流中传输时相位分布. 传输距离  $z = 3639$  m, 拓扑核数  $n = 1$  (a1)—(a3) 带有彗差; (b1)—(b3) 带有球差. 相位对应黑色 ( $-\pi$ )-白色 ( $\pi$ )

Fig. 7. Phase change of vortex beams with different coma and spherical aberration propagated through atmospheric turbulence. Distance  $z = 3639$  m, topological charge  $n = 1$ : (a1)–(a3) with coma; (b1)–(b3) with spherical aberration. Phase responding to black ( $-\pi$ )-white ( $\pi$ ).

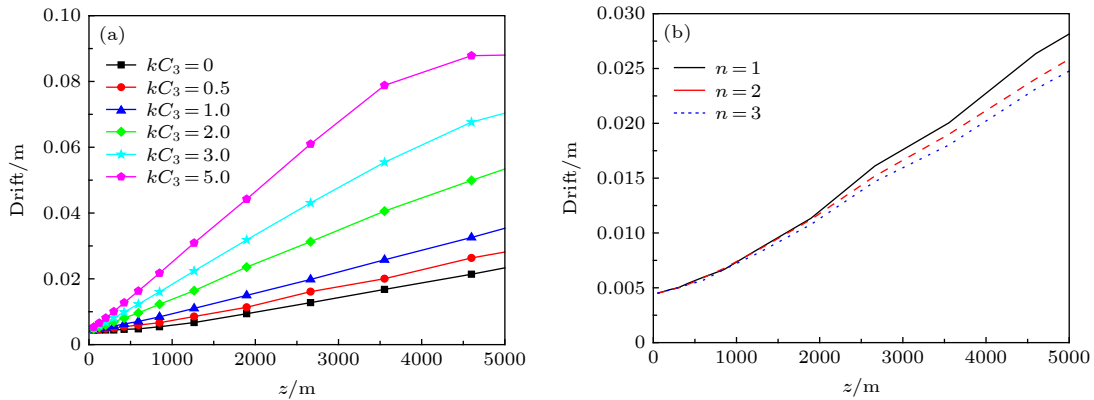


图 8 彗差系数 (a) 以及拓扑荷数 (b) 对涡旋光束的光束漂移影响

Fig. 8. The effects of coma coefficients (a) and topological charges (b) on the beam drift.

输距离相同时, 随着彗差系数的增大, 光束漂移量越大. 这说明当彗差系数越大时, 其光束在大气湍流中传输时受到的影响越大. 如图 6(b) 所示, 当传输距离小于大约 1500 m 时, 不同拓扑荷数的涡旋光束其光束漂移量几乎是重合的. 当传输距离超过 1500 m 时, 不同拓扑荷数的涡旋光束其光束漂移量之间的差异随着传输距离的增大而增大. 传输距离相同时, 拓扑荷数越大, 光束漂移量越小.

图 9 为彗差系数  $kC_3 = 0.5$ , 拓扑荷数取 1 和 2 时, 光束漂移量随着传输距离和天顶角变化的对比图. 从图中可以看出, 天顶角越大, 不同拓扑荷数之间光束漂移量的差异越大. 这说明, 天顶角越大, 大气湍流越强. 当天顶角相同时,  $n = 2$  时的光

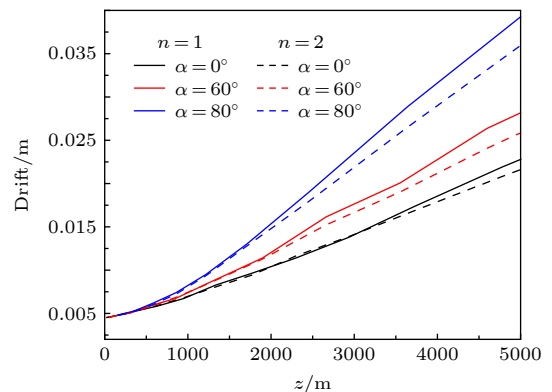


图 9 光束漂移量随着传输距离、天顶角和拓扑荷数的变化曲线. 实线: 拓扑荷数  $n = 1$ , 虚线: 拓扑荷数  $n = 2$

Fig. 9. Curves of beam drift with different transmission distance, zenith angles and topological charges. The solid line:  $n = 1$ , the dash line:  $n = 2$ .

束漂移量比  $n = 1$  时的光束漂移量要小.

图 10(a) 为球差系数  $kC_4 = 0.5$  时, 带有球差的涡旋光束其光束漂移量随着天顶角和拓扑荷数的变化曲线. 随着传输距离的增大, 光束漂移量增大. 拓扑荷数  $n = 2$  时的光束漂移量始终比拓扑荷数  $n = 1$  时的小, 并且天顶角越大, 这种差异就越大. 图 10(b) 为天顶角  $\alpha = 60^\circ$ , 拓扑荷数  $n = 1$  时, 带有不同球差系数的涡旋光束漂移随传输距离的变化. 随着传输距离的增大, 光束漂移量逐渐增大. 并且球差系数越大, 光束漂移量越小.

图 11 显示的是当拓扑荷数  $n = 1$ ,  $kC_3 = 0.5$ ,  $kC_4 = 0.5$  时, 分别带有彗差和球差的涡旋光束在不同传输距离和不同天顶角时的光束漂移量对比. 随着传输距离的增大, 两种涡旋光束的光束漂移量都增大. 两种涡旋光束的光束漂移量都随着天顶角的增大而增大. 当天顶角相同传输距离相同时, 带有彗差的涡旋光束其光束漂移量比带有球差的涡旋光束的光束漂移量大. 此外, 天顶角  $\alpha = 0^\circ$  时两种涡旋光束的光束漂移量之间的差异比天顶角  $\alpha = 60^\circ$  和  $\alpha = 80^\circ$  时的大.

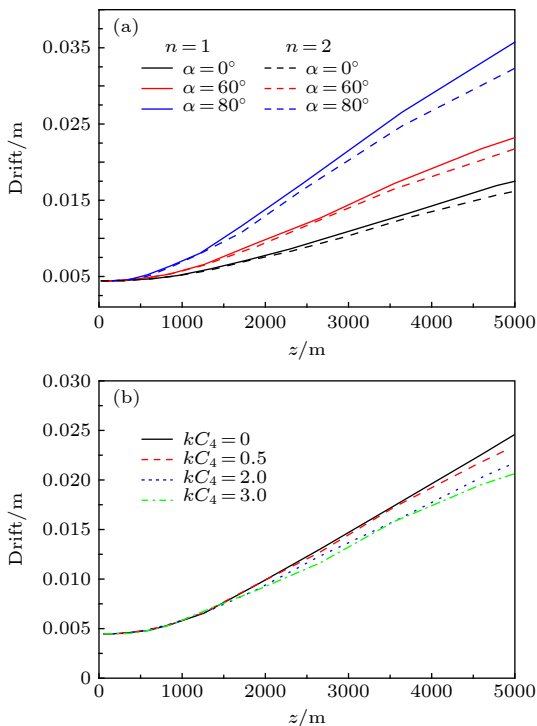


图 10 天顶角、拓扑荷数 (a) 以及球差系数 (b) 对光束漂移的影响

Fig. 10. The effects of zenith angles, topological charges (a) and spherical aberration coefficients (b) on beam drift of vortex beam.

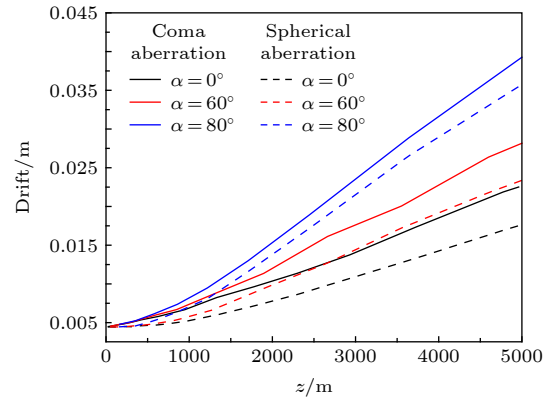


图 11 分别带有彗差和球差的涡旋光束在不同传输距离不同天顶角时的光束漂移量对比

Fig. 11. Comparison of beam drift of Gaussian vortex beams with coma and spherical aberration at different zenith angles and different transmission distances.

### 4 结 论

本文利用多相位屏模型模拟计算了带有彗差和球差的高斯涡旋光束在大气湍流中的传输特性, 重点讨论了传输距离、天顶角、拓扑荷数、彗差系数以及球差系数等关键参数对涡旋光束在大气湍流中斜程传输时光束漂移特性的影响. 结果表明: 随着传输距离的增大, 带有彗差和球差的涡旋光束在大气湍流中传输时光束漂移量都增大. 随着天顶角的增大, 两种涡旋光束的光束漂移量都增大. 相同条件下, 拓扑荷数越大的涡旋光束其光束漂移量越小. 当其他条件都相同时, 彗差对涡旋光束的光束漂移特性的影响比球差大.

### 参考文献

- [1] Qiu S, Liu T, Li Z M, Wang C, Ren Y, Shao Q L, et al 2019 *Appl. Opt.* **58** 2650
- [2] Zheng X T, Guo L X, Cheng M J, Li J T 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 214206 (in Chinese) [郑晓桐, 郭立新, 程明建, 李江挺 2018 *物理学报* **67** 214206]
- [3] Paterson C 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 153901
- [4] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Ren Y X, et al 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
- [5] Juhasz T, Loesel F H, Kurtz R M, Horvath C, Bille J F, Mourou G 1999 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5** 902
- [6] Qian Y X, Shi Y L, Jin W M, Hu F R, Ren Z J 2019 *Opt. Express* **27** 18085
- [7] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [8] He H, Friese M E, Heckenberg N R, Rubinsztein-Dunlop H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 826
- [9] Anguita J A, Neifeld M A, Vasic B V 2008 *Appl. Opt.* **47** 2414
- [10] Wu J Z, Li H, Li Y J 2007 *Opt. Eng.* **46** 019701



- [11] Ge X L, Wang B Y, Guo C S 2016 *Acta Opt. Sin.* **36** 0301002 (in Chinese) [葛筱璐, 王本义, 国承山 2016 光学学报 **36** 0301002]
- [12] Ge X L, Wang B Y, Guo C S 2015 *J. Opt. Soc. Am. A* **32** 837
- [13] Li J, Chen X, Duffie S M, Najjar M A, Rafsanjani H, Korotkova O 2019 *Opt. Commun.* **446** 178
- [14] Sandalidis H G 2011 *Appl. Opt.* **50** 952
- [15] Ke X Z, Deng L J 2016 *The Theory of Partially Coherent Optical Transmission in Wireless Optical Communication* (Beijing: Science Press) p14 (in Chinese) [柯熙政, 邓莉君 2016 无线光通信中的部分相干光传输理论 (北京:科学出版社) 第14页]
- [16] Aksenov V P, Pogutsa C E 2012 *Appl. Opt.* **51** 7262
- [17] Huang Y, Yuan Y S, Liu X L, Zeng J, Wang F, Yu J Y, et al 2018 *Appl. Sci* **8** 2476
- [18] Wu G H, Dai W, Tang H, Guo H 2015 *Opt. Commun.* **336** 55
- [19] Xu Y G, Tian H H, Dan Y Q, Feng H, Wang S J 2017 *J. Mod. Opt.* **64** 844
- [20] Di H P, Zhang Q B, Zhou M C, Xin Y, Zhao Q 2018 *Chin. J. Laser* **45** 0305001 (in Chinese) [狄颖萍, 张淇博, 周木春, 辛煜, 赵琦 2018 中国激光 **45** 0305001]
- [21] Cheng Z, Chu X C, Zhao S H, Deng B Y, Zhang X W 2015 *Chin. J. Laser* **42** 1213002 (in Chinese) [程振, 楚兴春, 赵尚弘, 邓博于, 张曦文 2015 中国激光 **42** 1213002]
- [22] Dabby F W, Whinnery J R 1968 *Appl. Phys. Lett.* **13** 284
- [23] Born M, Wolf E 1997 *Principles of Optics* (6th ed.) (Cambridge: Cambridge University Press)
- [24] Pu J X, Zhang H H 1998 *Opt. Commun.* **151** 331
- [25] Chu X X, Zhou G Q 2007 *Opt. Express* **15** 7697
- [26] Qian X M, Zhu W Y, Rao R Z 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 6633 (in Chinese) [钱仙妹, 朱文越, 饶瑞中 2009 物理学报 **58** 6633]
- [27] Fleck J A, Morris J R, Feit M D 1976 *Appl. Phys.* **10** 129
- [28] Ke X Z, Lei S C 2016 *Appl. Opt.* **55** 3897
- [29] Li D H, Cao Y P, Zhang Q C, Wang Q H 2013 *XianDai GongCheng GuangXue* (Beijing: Science Press) p217 (in Chinese) [李大海, 曹益平, 张启灿, 王琼华 2013 现代工程光学 (北京: 科学出版社) 第217页]
- [30] Chen M, Gao T C, Liu L, Hu S, Zeng Q W, Li G, et al 2017 *High Power Laser and Particle Beams* **29** 091008 (in Chinese) [陈鸣, 高太长, 刘磊, 胡帅, 曾庆伟, 李刚, 等 2017 强激光与粒子束 **29** 091008]

## Influence of coma and spherical aberration on transmission characteristics of vortex beams in slant atmospheric turbulence\*

Yong Kang-Le    Yan Jia-Wei    Tang Shan-Fa    Zhang Rong-Zhu †

(College of Electronics and Information Engineering, SiChuan University, Chengdu 610065, China)

( Received 20 August 2019; revised manuscript received 15 October 2019 )

### Abstract

Vortex beam has potential applications in free space optical communication because of its capacity of data transmission. Therefore, it is necessary to study the propagation characteristics of vortex beams in atmospheric turbulence. When the vortex beam propagates in the atmospheric turbulence the beam drift will occur, which has a great influence on the free space optical communication. In this paper, the beam drift of vortex beams with coma and spherical aberration transmitted in atmospheric turbulence is studied by using multi-phase screen and Fourier transform method. The numerical results show that as the transmission distance increases, the effects of both coma and spherical aberration on the beam drift are enhanced. The larger the transmission zenith angle and the coma coefficients, the greater the beam drift of the vortex beam is. However, the beam drift decreases with spherical aberration coefficient increasing. When the zenith angle and the transmission distance are both unchanged, the beam drift of the both vortex beams decrease with topological charges increasing. The influence of coma aberration on beam drift is bigger than that of spherical aberration.

**Keywords:** coma, spherical aberration, beam drift, vortex

**PACS:** 42.25.-p, 42.15.Fr, 42.25.Dd, 42.55.-f

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191254

\* Project supported by the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 2012017yjsy160).

† Corresponding author. E-mail: zhang\_rz@scu.edu.cn