

高斯涡旋光束在大气湍流传输中的特性研究

娄岩*, 陈纯毅, 赵义武, 陶宗慧

(长春理工大学空间光电技术研究所, 吉林 长春 130022)

摘要: 为了研究大气湍流对高斯涡旋光束传递信息的影响, 理论分析了经过大气湍流的高斯涡旋光束轨道角动量(OAM)模式的径向平均功率和归一化平均功率分布、固有模式指数、初始光束半径和湍流强度; 采用纯相位扰动逼近的有效性, 数值模拟高斯涡旋光束在传输中的OAM模式径向平均功率分布的变化。建立传输模型并进行外场激光大气传输实验, 对比分析了模拟和实测的OAM归一化平均功率分布, 结果表明在弱湍流条件下, OAM模式的径向平均功率随着接收器孔径尺寸的增加而变化, 逐渐趋于稳定值。对于一般常用的接收孔径, 在强湍流或较小的初始光束半径条件下对OAM模式干扰十分严重。验证了用数值方法模拟OAM在湍流介质中的模式变化过程的可靠性。

关键词: 高斯涡旋光束; 大气湍流; 轨道角动量(OAM); 模式指数

中图分类号: O43 **文献标识码:** A **doi:** 10.3788/CO.20171006.0768

Characteristics of Gaussian vortex beam in atmospheric turbulence transmission

LOU Yan*, CHEN Chun-yi, ZHAO Yi-wu, TAO Zong-hui

(*Institute of Opto-electronics Technology, Changchun University of Science and Technology, Jilin 130022, China*)

* *Corresponding author, E-mail: louyan2008@126.com*

Abstract: In order to research the influence of Gaussian vortex beam transmission on atmospheric turbulence, the radial average power and normalized average power distribution of the Gaussian vortex orbital angular momentum(OAM) states after atmospheric turbulence as well as the intrinsic mode index, initial beam radius and turbulence intensity were theoretically analyzed. The validity of pure phase perturbation approximation was used to numerically simulate the variation of radial average power distribution of OAM mode during the transmission of Gaussian vortex beam. The transmission model was established and the atmospheric laser field transmission experiments were conducted. The simulated and measured OAM normalized average power distributions were compared. The results show that under the condition of weak turbulence, the radial average power of OAM mode changes with the increase of receiver aperture size, and tends to be stable. For the common receiver aperture, the interference with OAM mode is very serious under strong turbulence or small initial beam radius. The reliability of numerical simulation of the mode change of OAM in turbulent media is veri-

收稿日期: 2017-09-11; 修订日期: 2017-11-13

基金项目: 吉林省科技发展计划项目(No. 20140520115JH)

Supported by Jilin Provincial S&T Development Project of China(No. 20140520115JH)

fied. The paper also verifies the reliability of numerical simulation of the mode change of OAM in turbulent media.

Key words: Gaussian vortex beam; atmospheric turbulence; orbital angular momentum (OAM); intrinsic mode index

1 引言

众所周知,光的轨道角动量可以由捕获粒子的轨道运动来观察。光波的轨道角动量与光学涡旋有关,这与光场中的相位奇点有关。奇点光束是指基于位相奇点的轨道角动量(OAM)光束和偏振奇点的柱矢量(CVB)光束,它们为光束的复用提供了一种全新的自由度。从量子的角度来看,在光场中可用的态的数量原则上是无限的。目前,已广泛开展了OAM模式研究来增加自由空间光通信系统数据传输容量。通常采用两种方法:一种是信息由涡旋光束所携带的光子OAM态进行编码^[1-2];另外一种方法是将其作为一个涡旋光束的自由度来处理多路复用^[3-4]。当前,许多研究报道了在室内和室外条件下基于OAM的FSO通信的演示实验^[5-6]。然而,当涡旋光束在真空中传输时,其各阶模式的组成保持不变;但传输经过大气湍流时,多个OAM模式的涡旋光束叠加并扩散导致OAM模间串扰。造成这种现象的原因是湍流引起的相位波动扭曲了特定OAM模式相关的螺旋相位,从而导致了流场模式的混乱。因此,大气湍流的强弱会对基于OAM的FSO通信产生不利影响。文献[7-8]对拉盖尔-高斯(LG)光束进行了深入研究,它的特点是理论上携带轨道角动量(OAM)光束可以表示为具有不同径向模态指数的LG光束的线性叠加。另一方面,许多研究在演示实验中通过利用光学设备如空间光调制器来产生携带OAM的光束,以使螺旋相结构加载到基本的高斯光束上^[5-8]。在发射面上携带的LG高斯光束的振幅取决于光束^[9-10]的模式指数。因此,为了产生真正的LG高斯光束,实验时应同时控制基本高斯光束的相位和振幅^[11-13]。仅仅通过将螺旋相位结构加到基本的高斯光束上而产生的光束,实质上不是LG高斯

光束,我们将这种光束称作高斯涡旋光束,与LG高斯光束形成对比。当前在实验中可以很容易地产生涡旋高斯光束,对高斯涡旋光束在大气湍流中传输时的OAM模式变化研究具有一定的意义。许多实验^[14-15]都是假设在弱湍流条件下研究携带光旋涡的传输光速的OAM模式变化,忽略了光束在接收面上产生光强闪烁、光束扩散等现象,而将光束变化视为纯位相扰动。实际情况下的湍流强度可能远远超过弱湍流的范围。因此,本文给出了弱湍流和强湍流条件下的OAM模式理论公式。对比分析了高斯涡旋光束和LG高斯光束在大气湍流中的OAM模式,并给出了结论。

2 理论分析

在发射面上,涡旋高斯光束的场定义为:

$$U_0^{(m)}(s, 0) = a_0 \exp\left(-\frac{s^2}{w_0^2}\right) \exp(im\varphi), \quad (1)$$

式中, s 表示角度 φ 在发射面上的二维矢量, $s = |s|$, a_0 是该场的轴振幅, w_0 表示初始光束半径, m 是OAM模式指数。需要说明的是在发射面上的涡旋高斯光束的振幅是不依赖于OAM模式指数的,而在发射面上的LG光束则依赖于OAM的模式指数。Gu和Gbur^[14-17]研究了在大气湍流中传输的 $m=1$ 的高斯涡旋光束测量折射率结构常数的可行性。式(1)中定义的高斯涡旋光束在大气湍流中传输时,由于湍流导致的相位扰动,在发射面光束场中可能出现指数不同于 m 的新OAM模式,因此,本文把指数为 m 的OAM模式描述为固有OAM模式,将指数不是 m 的其它OAM模式描述为非固有OAM模式。在无大气湍流的条件下,利用惠更斯-菲涅耳原理^[18-21],接收平面上高斯涡旋光束与发射端距离 L ,可表示为:

$$U_0^{(m)}(\mathbf{r}, L) = a_0 C_0^{(m)} A^{(m)}(\mathbf{r}) \exp(im\theta), \quad (2)$$

$$C_0^{(m)} = \frac{\sqrt{\pi} k^2}{8L^2} (-i)^{m+1} \exp(ikL) \cdot \left[-\frac{ik}{2L} (1 + i\alpha_0 L) \right]^{-3/2}, \quad (3)$$

$$A^{(m)} = \mathbf{r} \exp \left[\frac{ikr^2}{2L} - \frac{ikr^2}{4L(1 + i\alpha_0 L)} \right] \times \left[I_{m/2-1/2} \left(\frac{ikr^2}{4L(1 + i\alpha_0 L)} \right) - I_{m/2+1/2} \left(\frac{ikr^2}{4L(1 + i\alpha_0 L)} \right) \right], \quad (4)$$

式中, \mathbf{r} 表示角度为 θ , $r = |\mathbf{r}|$, $\alpha_0 = 2/(kw_0^2)$ 接收面上的二维矢量, $k = 2\pi/\lambda$ 是波长为 λ 的光波数, $I_p(\cdot)$ 是阶为 P 的第一类修正贝塞尔函数。在上式括号内的 m 表示 OAM 模式指数 m 。以下通过 Tyler 和 Boyd 方法^[16] 得到大气湍流中传输的高斯涡旋光束的湍流导致的 OAM 模式变化。假设无湍流的条件下, 传输中的高斯涡旋光束场可表示为:

$$U_0^{(m)}(r, L) = a_0 C_0^{(m)} A^{(m)}(r) \cdot \exp(im\theta) \exp[\psi^{(m)}(r)], \quad (5)$$

式中, $\psi^{(m)}(r)$ 表示大气湍流导致的复相位扰动, 可以扩展为复值的傅里叶级数

$$\exp[\psi^{(m)}(r, \theta)] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n^m(r) \exp(nm\theta), \quad (6)$$

$$c_n^m(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \exp[\psi^{(m)}(r, \theta) \exp(-in\theta)], \quad (7)$$

式中, $\psi^{(m)}(\cdot)$ 表示圆柱坐标。场 $U^{(m)}(r, L)$ 也可以扩展为复值的傅里叶级数

$$U^{(m)}(r, \theta, L) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} U_l^{(m)}(r) \exp(il\theta), \quad (8)$$

$$U_l^{(m)}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta U^{(m)}(r, \theta, L) \exp(-il\theta), \quad (9)$$

式中, $U^{(m)}(\cdot)$ 表示圆柱坐标。代入式(6)中 $\psi^{(m)}(r)$ 得出:

$$U_l^{(m)}(r) = a_0 C_0^{(m)} A^{(m)}(r) C_{l-m}^{(m)}(r). \quad (10)$$

式(8)表示接收端高斯涡旋光束场是具有不同指数的 OAM 模式的线性叠加; OAM 模式 l 的空间辐照度分布表示为 $I_l^{(m)}(r) = u_l^{(m)}(r) u_l^{(m)*}(r)$, 星号 * 表示复共轭, 由于大气湍流的随机性, 该数值

也是随机的。由孔径接收的传输中高斯涡旋光束所含的 OAM 模式 l 的归一化平均功率如下:

$$\hat{P}_l^{(m)}(R) = \frac{\langle P_l^{(m)}(R) \rangle}{P_l^{(m)}(R)}, \quad (11)$$

$$\langle P_l^{(m)}(R) \rangle = 2\pi \int_0^R dr r \langle I_r^{(m)}(r) \rangle, \quad (12)$$

式中, $\langle \cdot \rangle$ 表示总体均值, R 表示接收孔径的半径, $\hat{P}_l^{(m)}(R)$ 表示接收端总的平均功率, 可通过孔径上光束的平均辐照度得到。式(11)定义的 OAM 模式的标准平均功率, 可以用来量化湍流导致的接收端高斯涡旋光束 OAM 模式变化; 对于具有固有模式指数 m 的高斯涡旋光束, 一般来说 $\hat{P}_l^{(m)}(R)$ 值越大, 意味着固有 OAM 模式中光功率越大, 即 OAM 模间串扰越小; 若传输路径中无大气湍流, 则 $\hat{P}_l^{(m)}(R)$ 值为 1。式(12)中的 $r \langle I_r^{(m)}(r) \rangle$ 表示 OAM 模式 l 的径向平均功率分布; 其中上标 m 表示光束的固有 OAM 模式指数。 $r \langle I_l^{(m)}(r) \rangle$ 可定义为在半径为 r 的圆环内, OAM 模式 l 的平均光功率; 根据这个值, 则可检验在接收端处半径为 r 的圆环内, 湍流导致的高斯涡旋光束的 OAM 模式变化。由式(7)和(10), 可得到:

$$\langle I_l^{(m)}(r) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta_d \Gamma_2^{(m)}(r, \theta_d, L) \cdot \exp(-il\theta_d), \quad (13)$$

$$\Gamma_2^{(m)}(r, \theta_d, L) = \langle U_l^{(m)}(r, \theta_1 - \theta_d, L) \rangle, \quad (14)$$

式(14)是两个观测点 (r, θ_1, L) 和 $(r, \theta_1 - \theta_d, L)$ 相关的互相干函数 (MCF), 用于在各向同性的大气湍流中传输的固有 OAM 模式为 m 的高斯涡旋光束; 由于它实际由角度差 θ_d 决定, 所以也可称为旋转 MCF。对于通过大气湍流的固有 OAM 模式为 m 的高斯涡旋光束, 可以得出其旋转 MCF 为:

$$\Gamma_2^{(m)}(r, \theta_d, L) = a_0^2 \left(\frac{k}{2\pi L} \right)^2 \cdot$$

$$\exp \left[-\frac{3r^2}{2\rho_0^2} (1 - \cos\theta_d) \right] \pi \rho_0^2 \times$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} V_1^{(m)}(\mathbf{T} \cdot \mathbf{r}_0, K) V_1^{(m)*}(\mathbf{r}_0, K) \mu(\kappa) d^2 K, \quad (15)$$

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \cos\theta_d & -\sin\theta_d \\ \sin\theta_d & \cos\theta_d \end{bmatrix}, \quad \mathbf{r}_0 = \begin{bmatrix} r \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (16)$$

$$V_1^{(m)}(r, K) = \tilde{V}_0^{(m)} \left(\frac{kr}{2\pi L} - K \right) \exp(i\pi K \cdot r), \quad (17)$$

$$\tilde{V}_0^{(m)}(K) = \frac{(-i)^m \pi^{5/2}}{2} \kappa W_0^3 \cdot$$

$$\exp\left(-\frac{\pi^2 \kappa^2 W_0^2}{2}\right) \exp(im\theta_k) \times$$

$$\left[I_{m/2-1/2} \left(\frac{\pi^2 \kappa^2 W_0^2}{2} \right) - I_{m/2+1/2} \left(\frac{\pi^2 \kappa^2 W_0^2}{2} \right) \right], \quad (18)$$

$$\mu(\kappa) = \exp(-\pi^2 \rho_0^2 \kappa^2), \quad (19)$$

$W_0 = [1/w_0^2 - ik/(2L)]^{-1/2}$, $\kappa = |K|$, θ_k 是二维矢量 \mathbf{K} 的方位角, $\rho_0 = (0.55C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$ 是由于大气湍流导致的柯尔莫戈洛夫球面波相干长度, 而 C_n^2 是折射率结构常数。无论是使用惠更斯-菲涅耳原理, 还是使用抛物线等式结合马尔科夫逼近^[19], 都会得出上述结果, 且结果本质上可以应用于弱和强大气湍流条件下。此外, 在式(15)的计算中, 应用了两点球面波结构函数的二次逼近。在远场条件 $2L/(kw_0^2) \gg 1$, *i. e.*, $W_0 \approx w_0$ 条件下, $m=1$ 的式(15)与文献[17]中式(11)一致。在式(15)中, 很难得到其二重积分的闭合形式解析, 经数值计算检验式(15)、(19)后, $\mu(\kappa)$ 作用为截断因子, 式(15)中的被积函数只有在 $\kappa = |K| \leq 2^{1/2}/(\pi\rho_0)$ 时有估计值。在特殊情况下,

$$kr/(2\pi L) \gg 2^{1/2}/(\pi\rho_0), \quad \rho_0 \gg L/(kr)$$

$$[k/2\pi L] \mathbf{r}_0 - K \approx [k/(2\pi L)] \mathbf{r}_0 \text{ 和}$$

$$[k/2\pi L] (\mathbf{T} \cdot \mathbf{r}_0) - K \approx [k/(2\pi L)] (\mathbf{T} \cdot \mathbf{r}_0),$$

简化式(15)得到

$$I_2^{(m)}(r, \theta_d, L) = \hat{I}^{(m)}(r, L) \exp(im\theta_d) H(r, \theta_d), \quad (20)$$

$$\hat{I}^{(m)}(r, L) = a_0^2 C_0^{(m)} C_0^{(m)*} A^{(m)}(r) A^{(m)*}(r), \quad (21)$$

式中, $\hat{I}^{(m)}(r, L)$ 是在无大气湍流条件下的点 (r, L) 上, 固有 OAM 模式为 m 的传输中高斯涡旋光束的辐照度。通过比较式(7)和式(20), 可以看出式(20)中的条件 $H(\cdot)$ 是在弱湍流条件下二次逼近相位扰动的旋转相干函数, 因而可以适当地使用纯相位扰动。此外将方程(20)替换成方程(13), 可以得出在较弱的大气湍流的条件下, OAM 模式为 l 的平均辐照度。方程(11)~(13)

和方程(15)~(22)给出了在大气湍流中传输的高斯涡旋光束的 OAM 模式变化的理论公式。在大气湍流中传输的接收涡旋光束的 OAM 模式密度, 表示了 OAM 模式中所含功率与整个接收光束场所含的功率比率, 在文献[2, 16]中, 在特殊情况下处理了平均 OAM 模式密度, 涡旋光束携带的功率可以通过接收孔径得到。一般情况下, OAM 模式平均密度定义如下:

$$H(r, \theta_d) = \exp\left[-\frac{4r^2 \sin^2(\theta_d/2)}{\rho_0^2}\right], \quad (22)$$

$$P_l^{-(m)}(R) = \left\langle \frac{P_l^{(m)}(R)}{\sum_{l'=-\infty}^{\infty} P_{l'}^{(m)}(R)} \right\rangle, \quad (23)$$

一般情况下, 方程(23)中的分子和分母是随机量, 它们可能部分相关的, 很难对方程(23)得出分析表达式。因此, $\hat{P}_l^{(m)}(R)$ 和 $P_l^{-(m)}(R)$ 存在一定相似度。

3 数值模拟

通过以上建立的理论模型为基础, 确定了两个无因次参数 $q_c = \rho_0/q_F$ 和 $q_w = w_0/q_F$, 其中 $q_F = (L/k)^{1/2}$, 以此来表示菲涅耳区。本文在计算结果的显示和分析中会使用这两个无因次参数, 这与直接使用参数 ρ_0, w_0, k, L 相比更具普遍性。很多文献经常使用用 q_c 表示 Rytov 方差来衡量湍流强度, 其表达式为: $\sigma_R^2 = (1.23/0.55) q_c^{-5/3}$ 。通常是当满足条件 $\sigma_R^2 < 1$ 时表示弱湍流。因此, 我们认为当 $q_c > 1.5$ 时对应的是弱湍流, $q_c \leq 1.5$ 对应的是中度湍流到强湍流。以下计算中菲涅耳区 q_F 使用到的基本参数是, $L = 5 \text{ km}$ 且 $\lambda = 808 \text{ nm}$ 。图1表示在不同的 q_w 和 m 值条件下, 无大气湍流和实际湍流传输中的高斯涡旋光束的固有 OAM 模式的径向平均功率分布。从图1可以看出, 无大气湍流时, 固有模式指数 m 相同时, q_w 越大, 光功率就越集中在一个较小直径的环形区域, 表明接收端得到大量光功率所需的孔径尺寸越小。出现这个现象的原因是, 衍射导致的光束传输在 q_w 变小时会更大。

图2和图3表示的是在不同 q_c, q_w 和 m 值条件下, 在大气湍流中传输的高斯涡旋光束固有和

非固有 OAM 模式的归一化平均功率分布。图 2 相对应的湍流强度较弱,而图 3 对应的湍流强度相对较强。通过图 2 和图 3 分析表明,曲线随固有模式指数升高而产生变化,在弱湍流和较强的湍流条件下,从固有 OAM 模式溢出的光功率变

大较明显;即固有 OAM 模式分散的强度取决于 m 。在弱湍流条件下,对于固有 OAM 模式为 m 的传输中的高斯涡旋光束,当 $q_w = 0.1$ 时,与每组非固有 OAM 模式指数为 $l = m \pm \delta_l$ 相对的曲线基本上融合在一起。

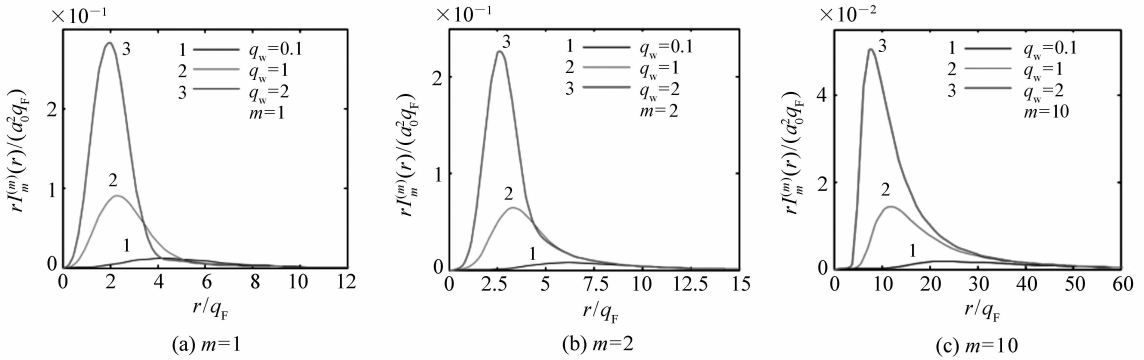


图 1 无大气湍流条件下传输中的高斯涡旋光束固有 OAM 模式径向功率分布

Fig. 1 Radial power distributions of natural OAM mode of Gaussian vortex beams in transmission without atmospheric turbulence

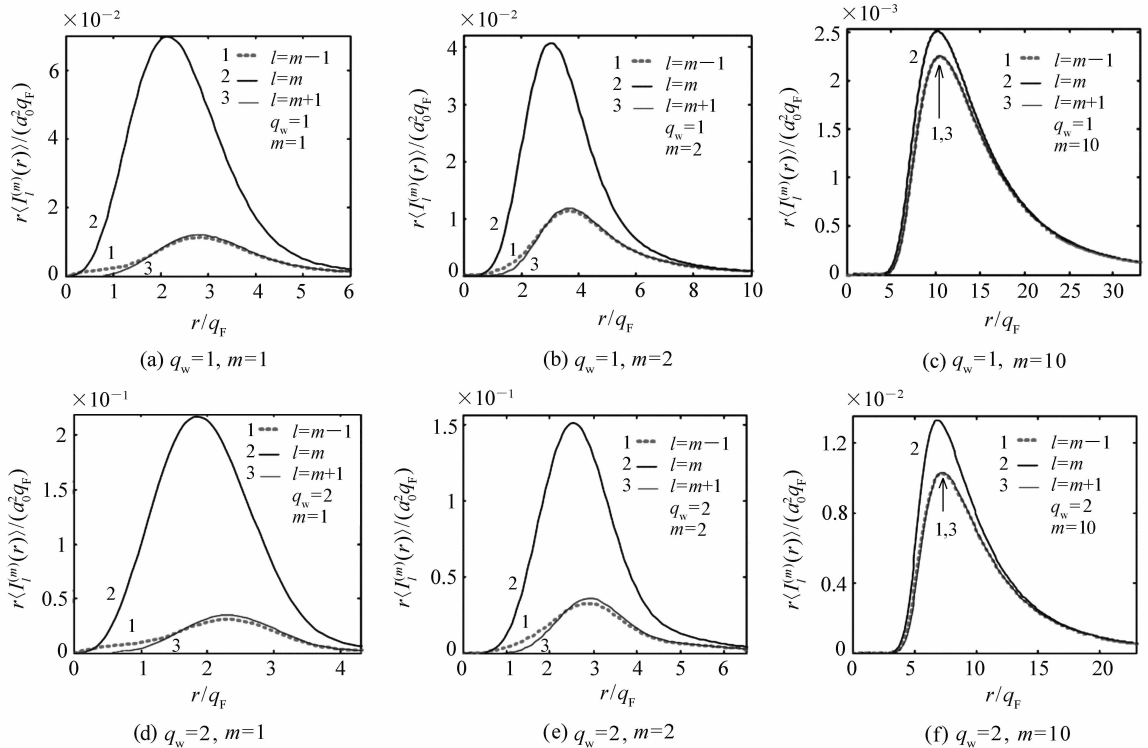


图 2 $q_c = 5$ 时,弱湍流中传输的高斯涡旋光束的 OAM 模式的径向平均功率

Fig. 2 Radial mean power of OAM mode of Gaussian vortex beam transmitting in weak turbulence while $q_c = 5$

以下会将固有 OAM 模式附近对称分布的两个非固有 OAM 模式定义为一对对称相邻非固有

OAM 模式。从图 2 可以看出,两个非固有 OAM 模式 $l = m \pm 1$ 之间,径向平均功率分布形状有明

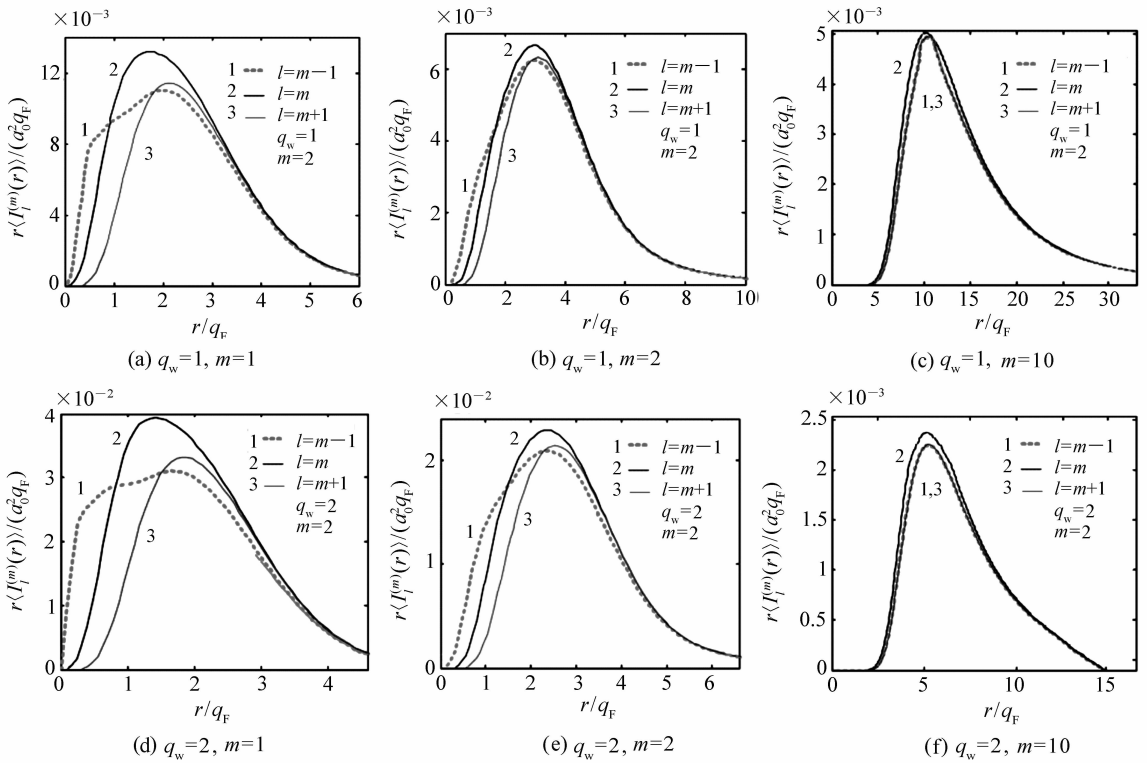


图3 $q_c = 1.5$ 时,强湍流中传输的高斯涡旋光束的 OAM 模式径向平均功率分布

Fig. 3 Radial mean power distributions of OAM mode of Gaussian vortex beam transmitting in strong turbulence while $q_c = 1.5$

显不同;若只在图中显示这两条曲线,则可以清晰地观察到上面提到的 $l = m \pm 1$ 情况下的差异。该现象表明, q_w 可以影响一对对称相邻非固有 OAM 模式是否拥有相同的径向平均功率分布。另一方面,当固有模式指数 m 上升到 10 时,即在 $q_w = 1$ 和 $q_w = 2$ 的情况下,与一对对称相邻非固有 OAM 模式对应的两条曲线也会融合到一起。因此, q_w 越小或 m 值越大,则对称相邻非固有 OAM 模式的径向平均功率分布差异越小。将图 2 和图 3 对比发现,在固有模式指数 m 相对较小时,大气湍流越强,对称相邻非固有 OAM 模式之间径向平均功率分布的差异就越明显。从图 3 中可以清楚看出,对于一对对称相邻非固有 OAM 模式,当 r 相对较小时,越是接近 0 值的非固有 OAM 模式的平均功率越大;然而,当 r 相对较大时,情况正好相反。结果表明,在确定固有 OAM 模式向邻近非固有 OAM 模式的平均功率扩散的径向行为中,是固有和非固有模式指数而非它们的差异绝对值 δ_l 起到决定作用。

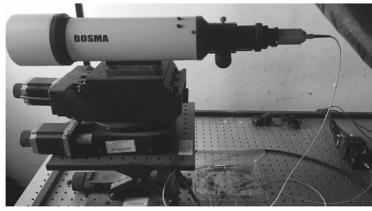
4 测量实验与结果

为研究实际激光在大气湍流中的相干长度特性,本文建立了外场激光传输实验系统,在 2017 年 10 月份进行了相关实验,测量时间全天 24 h,采样间隔为 10 min,每次采集 15 000 帧灰度图像,利用图像处理软件计算出每帧图像所有像素点的灰度值总和进行数据分析和处理。

如图 4 所示,实验系统由激光发射系统和激光接收系统组成。将它们分别放置在彼此通视可见、地面高度为 50 m、链路距离为 1 km 的两个实验地点,选择了晴天无云、能见度为 15 km 的天气,大气信道经过城市居住区域,官方数据 PM2.5 的平均浓度为 $38 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 。在发射端,发射功率为 5 W,采用波长为 1 550 nm 的激光器产生矩形脉冲光波信号,激光光束通过发射端光束准直扩束系统扩束后,压缩束散角进入大气信道,光束准直扩束系统下安置了三维电动调整台,实现对发射

端高度、俯仰以及转角的高精度调整。在接收端,采用口径:200 mm 的 Dall-Kirkham 望远系统,输出光束通过透镜汇聚入射到分辨率为 640 pixel ×

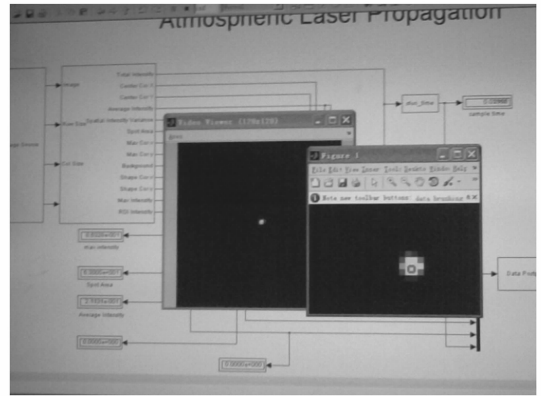
480 pixel、像素尺寸为 7.6 μm CCD 光电探测器。通过 PC 机对采集的数据进行存储和统计分析。



(a) 发射端
(a) Transmitter



(b) 接收端
(b) Receiver



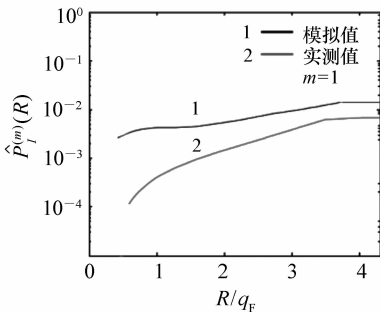
(c) PC 数据采集及处理
(c) PC data processing

图 4 高斯涡旋光束在大气湍流传输中的 OAM 模式传输实验

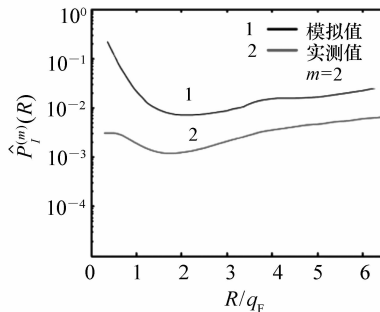
Fig. 4 OAM mode transmission experiment of Gaussian vortex beam transmitting in atmospheric turbulence

图 5 表示的是在不同 m 值条件下, $q_c = 5$ 、 $q_w = 2$ 与实际中晴天无云、能见度为 15 km、PM2.5 平均浓度为 38 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ 条件下的高斯涡旋光束固有和非固有 OAM 模式的归一化平均功率分布。由图 5 中 (a) (b) (c) 可以看出, 图中随 R/q_F 增大, OAM 模式归一化平均功率曲线从迅速增加到逐渐趋于稳定值, 理论上的 OAM 模式归一化平

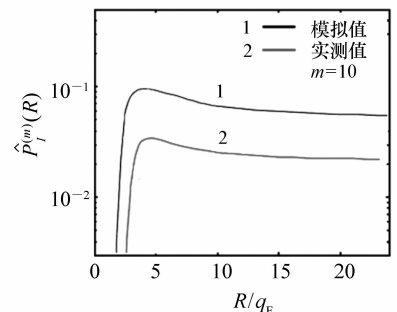
均功率变化数值与实测数据在数值上存在一定差异, 大约在 1 个量级左右, 造成这种差异是天气以及大气湍流的随机性与复杂性。随着 m 值逐渐增大, OAM 模式的归一化的平均功率逐渐增大, 这意味着 m 值越大, 更能抵抗湍流引起的扰动。因此, 实验验证了用数值方法模拟 OAM 在湍流介质中的模式变化过程是可靠的。



(a) $m=1$ 归一化平均功率
(a) $m=1$ normalized average power



(b) $m=2$ 归一化平均功率
(b) $m=2$ normalized average power



(c) $m=10$ 归一化平均功率
(c) $m=10$ normalized average power

图 5 弱湍流条件下, 理论模拟值与实测高斯涡旋光束的 OAM 模式归一化平均功率分布对比图

Fig. 5 Comparison of normalized average power distributions of OAM mode between theoretical simulation value and measured Gaussian vortex beam under the condition of weak turbulence

5 结 论

为了研究大气湍流对高斯涡旋光束传递信息的影响,本文数值模拟了大气湍流中传输的高斯涡旋光束 OAM 模式的径向平均功率和归一化平均功率。探索了固有模式指数、初始光束半径和湍流强度对传输中高斯涡旋光束的影响。在相距 1 km 的两个实验点之间相继开展了激光大气传输实验。实验结果表明:对于在大气湍流中传输的高斯涡旋光束,接收孔径的大小对 OAM 模式

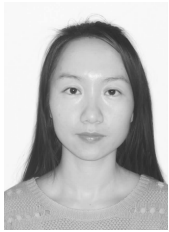
的标准平均功率具有重要影响;随着孔径从 0 逐渐变大,OAM 模式的标准平均功率由最初变化快速直至达到接近稳定值。在 OAM 模式的标准平均功率接近稳定值内,湍流越强,OAM 模式混乱越严重;初始光束半径越大,固有 OAM 模式越不易受大气湍流影响;OAM 模式指数越大,越容易受到湍流引起的干扰;当湍流相对较强时,一对对称相邻的非固有 OAM 模式可能拥有不同的平均功率值。在弱湍流条件下,通过理论数值模拟与实测实验对比,验证了用数值方法模拟 OAM 在湍流介质中的模式变化过程是可靠的。

参考文献:

- [1] AKSENOV V P, KOLOSOV V V. Scintillations of optical vortex in randomly inhomogeneous medium[J]. *Photon. Res.*, 2015,3(2):44-47.
- [2] PATERSON C. Atmospheric turbulence and orbital angular momentum of single photons for optical communication[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005,94(15):153901.
- [3] SHAPIRO J H, GUHA S, ERKMEN B I. Ultimate channel capacity of free-space optical communications[J]. *J. Opt. Netw.*, 2005,4(8):501-516.
- [4] ANGUIA J A, NEIFELD M A, VASIC B V. Turbulence-induced channel crosstalk in an orbital angular momentum-multiplexed free-space optical link[J]. *Appl. Opt.*, 2008,47(13):2414-2428.
- [5] WANG J, YANG J, FAZAL I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing[J]. *Nat. Photon.*, 2012,6(7):488-496.
- [6] REN Y, HUANG H, XIE G, et al. Atmospheric turbulence effects on the performance of a free space optical link employing orbital angular momentum multiplexing[J]. *Opt. Lett.*, 2013,38(20):4062-4065.
- [7] GIBSON G, COURTIAL J, PADGETT M J, et al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. *Opt. Express*, 2004,12(22):5448-5456.
- [8] KRENN M, FICKLER R, FINK M, et al. Communication with spatially modulated light through turbulent air across Vienna[J]. *New J. Phys.*, 2014,16:113028.
- [9] 高明,吴振森. 远场光束扩展对光斑瞄准偏差影响的实验[J]. *光学精密工程*, 2010,18(3):602-608.
GAO M, WU ZH S. Experiments of effect of beam spreading of far-field on aiming deviation[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2010,18(3):602-608. (in Chinese)
- [10] YAO A M, PADGETT M J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications[J]. *Adv. Opt. Photon.*, 2011,3(2):161-204.
- [11] WANG F, CAI Y, KOROTKOVA O. Partially coherent standard and elegant Laguerre-Gaussian beams of all orders[J]. *Opt. Express*, 2009,17(25):22366-22379.
- [12] AKSENOV V P, KANEV F Y, POGUTSA C E. Spatial coherence, mean wave tilt, and mean local wave-propagation vector of a Laguerre-Gaussian beam passing through a random phase screen[J]. *Atm. Ocean. Opt.*, 2010,23(5):344-352.
- [13] GBUR G, TYSON R K. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2008,25(1):225-230.
- [14] 方艳超,郭立红,李岩,等. 激光对风标式激光制导炸弹干扰效能分析[J]. *发光学报*, 2013,34(5):656-664.
FANG Y C, GUO L H, LI Y, et al. Jamming effectiveness analysis of the weather wane-type laser-guided bombs by laser[J]. *Chin. J. Lumin.*, 2013,34(5):656-664. (in Chinese)
- [15] WILLNER A E, HUANG H, YAN Y, et al. Optical communications using orbital angular momentum beams[J]. *Adv.*

- Opt. Photon.*, 2015, 7(1):66-106.
- [16] ZHU Y, LIU X, GAO J, *et al.*. Probability density of the orbital angular momentum mode of Hankel-Bessel beams in an atmospheric turbulence[J]. *Opt. Express*, 2014, 22(7):7765-7772.
- [17] GOPAUL C, ANDREWS R. The effect of atmospheric turbulence on entangled orbital angular momentum states[J]. *New J. Phys.*, 2007, 9:94.
- [18] TYLER G A, BOYD R W. Influence of atmospheric turbulence on the propagation of quantum states of light carrying orbital angular momentum[J]. *Opt. Lett.*, 2009, 34(2):142-144.
- [19] GU Y, GBUR G. Measurement of atmospheric turbulence strength by vortex beam[J]. *Opt. Commun.*, 2010, 283(7):1209-1212.
- [20] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. *Laser Beam Propagation through Random Media*[M]. 2nd ed. SPIE, 2005.
- [21] CHARNOTSKII M. Extended Huygens-Fresnel principle and optical waves propagation in turbulence: discussion[J]. *Opt. Soc. Am. A.*, 2015, 32(7):1357-1365.

作者简介:



娄岩(1981—),女,吉林长春人,博士,助理研究员,2008年于西安工业大学获得硕士学位,2012年于长春理工大学获得博士学位,2016年美国宾夕法尼亚州立大学做访问学者,主要从事自由空间光通信计算机系统仿真机方面的研究。E-mail:louyan2008@126.com