

# 受光阑限制的部分相干光通过湍流大气传输的方向性

陈晓文<sup>1</sup> 李宾中<sup>2</sup> 汤明玥<sup>2\*</sup>

(<sup>1</sup>川北医学院医学影像系, 四川 南充 637000)  
(<sup>2</sup>川北医学院基础医学院, 四川 南充 637000)

**摘要** 基于广义惠更斯-菲涅耳原理, 并利用 Rytov 相位结构函数二次近似的方法, 推导出了受光阑限制的高斯-谢尔模型(GSM)光束通过湍流大气传输的二阶矩宽度及扩展角解析表达式。以未受光阑限制的 GSM 光束为参照光束, 分别利用扩展角和归一化远场平均光强分布研究了受光阑限制的 GSM 光通过湍流大气传输的方向性。研究表明, 若以扩展角表征光束的方向性, 则在一定条件下, 截断参数  $\delta$  不同的受光阑限制的 GSM 光束能够与相应的未受光阑限制的 GSM 光束在自由空间及湍流大气中具有相同的方向性; 若以归一化远场平均光强分布表征光束的方向性, 则即使扩展角一致,  $\delta$  不同的受光阑限制的 GSM 光束与相应的未受光阑限制的 GSM 光束在自由空间中的方向性也并不相同, 但在湍流中则一致。

**关键词** 大气光学; 湍流大气; 二次近似; 高斯-谢尔模型光束; 光阑限制; 扩展角; 方向性

**中图分类号** O436.3; TN012 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0913002

## Directionality of Apertured Partially Coherent Beams Propagating through Atmospheric Turbulence

Chen Xiaowen<sup>1</sup> Li Binzhong<sup>2</sup> Tang Mingyue<sup>2\*</sup>

(<sup>1</sup>Medical Imaging Department, North Sichuan Medical College, Nanchong, Sichuan 637000, China)  
(<sup>2</sup>Department of Basic Medicine, North Sichuan Medical College, Nanchong, Sichuan 637000, China)

**Abstract** Based on the extended Huygens-Fresnel principle, the expressions for the mean-squared width and the angular spread of apertured Gaussian Shell-model (GSM) beam propagating through atmospheric turbulence are derived by using the quadratic approximation of Rytov's phase structure function. Compared with unapertured GSM beam, the directionality of apertured GSM beams propagating through atmospheric turbulence is studied by using angular spread and normalized far-field average intensity distribution. It is found that under a certain condition apertured GSM beams with different truncation parameter  $\delta$  may have the same directionality as the corresponding unapertured GSM beam in free space and turbulence, if the angular spread in far-field is chosen as the characteristic parameter of beam directionality. On the other hand, if the beam directionality expressed in terms of the normalized far-field average intensity distribution, the directionality of different apertured GSM beams and the corresponding unapertured GSM beams in free space is not the same even if they have the same angular spreads, but the same in turbulence.

**Key words** atmospheric optics; atmospheric turbulence; quadratic approximation; Gaussian Shell-model beam; apertured; angular spread; directionality

**OCIS codes** 010.1300; 010.1330; 030.7060

## 1 引 言

激光在大气湍流中的传输是一个有重要理论意义和实际应用意义的课题, 近年来受到了广泛的关注<sup>[1]</sup>。文献[2~10]研究了各种激光束在湍流大气

中的传输特性, 并从理论上证明了部分相干光较完全相干光受湍流大气的影 响要小。2003 年, Shirai 等<sup>[11]</sup>指出在特定条件下等价的高斯-谢尔模型(GSM)光束能与相应的完全相干高斯光束在自由

收稿日期: 2012-04-26; 收到修改稿日期: 2012-06-01

基金项目: 四川省教育厅(12ZB048)和教育部留学回国人员科研启动基金(第 39 批, 教外司[2010]1174 号)资助课题。

作者简介: 陈晓文(1984—), 男, 硕士, 讲师, 主要从事激光传输与变换方面的研究。E-mail: xw-c@163.com

\* 通信联系人。E-mail: 56833804@qq.com

空间及湍流中具有相同的方向性。随后发现,除了 GSM 光束外,还存在其他等价的部分相干光束(如部分相干厄米-余弦-高斯光束、部分相干厄米高斯光束、部分相干环状光束)能与高斯光束在自由空间及湍流大气中产生相同的扩展角,即具有相同的方向性<sup>[12~14]</sup>。另一方面,文献[15]指出除扩展角外,光束的归一化远场辐射光强分布同样可以描述光束的方向性。最近,本课题组分别用扩展角及归一化远场平均光强分布研究了一般部分相干光通过湍流大气传输的方向性<sup>[16]</sup>,研究表明,在一定条件下,一般的部分相干光在自由空间及湍流大气中能产生相同的扩展角。此外,在自由空间中,由扩展角所表征的部分相干光束的方向性与归一化远场平均光强分布所表征的方向性是不一致的;只有在湍流大气中两种方法表征的方向性才具有一致性。

然而,以上研究仅针对未受到光阑限制的部分相干光。实际上,由激光器发射的激光束或多或少都受到了光阑的限制。因此,研究受到光阑限制的激光束的传输特性就显得极为重要。近年来仅有少量文献研究了受光阑限制的光束通过湍流大气的传输特性<sup>[17~19]</sup>,如受圆形光阑限制的电磁 GSM (EGSM)光束、平顶高斯光束及余弦高斯光束。迄今为止,对于受光阑限制的部分相干光通过湍流大气传输的方向性研究尚未涉及。通过对受到光阑限制的部分相干光通过湍流大气传输的方向性进行研究,得到一些有意义的结果。

## 2 理论公式

### 2.1 光强分布

假设一部分相干光通过源场处( $z=0$ )的一个硬边光阑,该硬边光阑为垂直  $z$  轴上半径为  $a$  的圆孔。硬边光阑的窗口函数可表示为矩形函数的形式,即

$$T(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq a \\ 0, & |x| > a \end{cases}, \quad (1)$$

式中  $T(x)$  可展开为复高斯函数的有限级数和<sup>[20]</sup>, 即

$$T(x) = \sum_{i=1}^M F_i \exp\left(-\frac{G_i x^2}{a^2}\right), \quad (2)$$

式中展开系数  $F_i$ 、高斯系数  $G_i$  及  $M$  都可由文献[20]中表 1 查到。

GSM 光束在 Cartesian 坐标系统中源场处( $z=0$ )的交叉谱密度函数为<sup>[21]</sup>

$$W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0) =$$

$$\exp\left(-\frac{x_1'^2 + x_2'^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(x_1' - x_2')^2}{2\sigma_0^2}\right], \quad (3)$$

式中  $\omega_0$  为束腰半径,  $\sigma_0$  为源场处光束的空间相关长度。

根据广义惠更斯-菲涅耳原理,受光阑限制的 GSM 光束在远场( $z>0$ )处光强表示为<sup>[1]</sup>

$$\begin{aligned} \langle I(x, z) \rangle &= \frac{k}{2\pi z} \int_{-a}^a \int_{-a}^a dx'_1 dx'_2 W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0) \times \\ &\exp\left\{\left(\frac{ik}{2z}\right) [(x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1' - x_2')x]\right\} \\ &\langle \exp[\psi^*(x'_1, x, z) + \psi(x'_2, x, z)] \rangle_m, \quad (4) \end{aligned}$$

式中波数  $k = 2\pi/\lambda$  与波长  $\lambda$  有关,  $\psi(x', x, z)$  表示湍流大气对球面波影响的随机相位因子,  $\langle \rangle_m$  为随机介质的系综平均,  $*$  表示取共轭。采用 Rytov 相位结构函数的二次近似,可得<sup>[2]</sup>

$$\langle \exp[\psi^*(x'_1, x, z) + \psi(x'_2, x, z)] \rangle_m \cong \exp\left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2}{\rho_0^2}\right], \quad (5)$$

式中  $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$  为球面波通过湍流大气的相干长度,  $C_n^2$  是折射率结构常数,它表征湍流的强弱。

将(2)式及(5)式代入(4)式,则

$$\begin{aligned} \langle I(x, z) \rangle &= \frac{k}{2\pi z} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M F_i F_j^* \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx'_1 dx'_2 \times \\ &W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0) \times \\ &\exp\left(-\frac{G_i x_1'^2}{a^2}\right) \exp\left(-\frac{G_j^* x_2'^2}{a^2}\right) \times \\ &\exp\left\{\left(\frac{ik}{2z}\right) [(x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1' - x_2')x]\right\} \times \\ &\exp\left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2}{\rho_0^2}\right], \quad (6) \end{aligned}$$

将(3)式代入(6)式,并利用积分方程

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-C^2 x^2 + Dx) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{C} \exp\left(\frac{D^2}{4C^2}\right), \quad (7)$$

经复杂积分计算后得

$$\begin{aligned} \langle I(x, z) \rangle &= \frac{k}{2z} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \frac{F_i F_j^*}{\beta} \times \\ &\exp\left[-\frac{k^2}{4\beta^2 z^2} \left(\frac{G_i + G_j^*}{\omega_0^2 \delta^2} + \frac{2}{\omega_0^2}\right) x^2\right], \quad (8) \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned} \beta &= \left[ \frac{1}{\omega_0^4} + \frac{k^2}{4z^2} + \frac{G_i G_j^*}{\omega_0^4 \delta^4} + \frac{ik}{2z} \left(\frac{G_i - G_j^*}{\omega_0^2 \delta^2}\right) + \frac{G_i + G_j^*}{\omega_0^2 \delta^2} \right. \\ &\left. \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{2\omega_0^2 \alpha^2} + \frac{1}{\rho_0^2}\right) + \frac{2}{\omega_0^2} \left(\frac{1}{2\omega_0^2 \alpha^2} + \frac{1}{\rho_0^2}\right) \right]^{1/2}, \quad (9) \end{aligned}$$

式中  $\delta = a/\omega_0$  为光束截断参数,  $\alpha = \sigma_0/\omega_0$  为光束相干参数<sup>[21]</sup>。(8)式为受光阑限制的 GSM 光束通过湍流大气传输的平均光强分布传输方程。由(8)式可知,远场处的平均光强分布与折射率结构常数  $C_n^2$ 、传输距离  $z$ 、相干参数  $\alpha$  及光束截断参数  $\delta$  有关。

若  $\delta \rightarrow \infty$ , 则(8)式可简化为未受光阑限制的 GSM 光束通过湍流大气的平均光强分布表达式

$$\langle I(x, z) \rangle |_{\text{unapertured}} = \frac{k}{2z\gamma} \exp\left(-\frac{k^2}{2\omega_{0\text{un}}^2 z^2 \gamma^2} x^2\right), \quad (10)$$

式中

$$A = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M F_i F_j^* \left(\frac{G_i + G_j^*}{\delta^2} + 2\right)^{-3/2} \omega_0^2}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M F_i F_j^* \left(\frac{G_i + G_j^*}{\delta^2} + 2\right)^{-1/2}}, \quad (14)$$

$$B = \frac{2i}{k} \cdot \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M F_i F_j^* \left(\frac{G_i + G_j^*}{\delta^2} + 2\right)^{-3/2} \left(\frac{G_i - G_j^*}{\delta^2}\right)}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M F_i F_j^* \left(\frac{G_i + G_j^*}{\delta^2} + 2\right)^{-1/2}}, \quad (15)$$

$$E = \frac{4z^2}{k^2 \omega_0^2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M F_i F_j^* \left(\frac{G_i + G_j^*}{\delta^2} + 2\right)^{-3/2} \left[\frac{G_i G_j^*}{\delta^4} + \left(1 + \frac{1}{2\alpha^2}\right) \frac{G_i + G_j^*}{\delta^2} + 1 + \frac{1}{\alpha^2}\right]}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M F_i F_j^* \left(\frac{G_i + G_j^*}{\delta^2} + 2\right)^{-1/2}}, \quad (16)$$

$$F = 4 \times (0.545 C_n^2)^{6/5} k^{2/5}. \quad (17)$$

(13)式是受到光阑限制的 GSM 光束传输于湍流大气中的二阶矩宽度解析表达式,该式表明光束在湍流大气中的扩展与束腰半径  $\omega_0$ 、相干参数  $\alpha$ 、截断参数  $\delta$ 、波长  $\lambda$ 、折射率结构常数  $C_n^2$  以及传输距离  $z$  有关。此外,(13)式中第 4 项代表湍流大气对光束扩展的影响,而前 3 项为受光阑限制的 GSM 光束在自由空间中的光束二阶矩宽度。值得指出的是,(13)式与文献[16]中(12)式有所不同。文献[16]指出,未受光阑限制的部分相干光束在湍流大气中的二阶矩宽度解析式只有 3 项。而在本文中由于光束受光阑限制,采用了光阑函数用有限复高斯展开的近似方法,导致(13)式中出现复数,并且出现  $Bz$  项。但数值计算表明,其虚部的数量级相对实部的非常小,  $Bz$  项的数量级相比其他项的也非常小。

若  $\delta \rightarrow \infty$ , 则(13)式可简化为未受光阑限制的 GSM 光束通过湍流大气的二阶矩宽度,即

$$\omega^2(z) |_{\text{unapertured}} = \frac{\omega_{0\text{un}}^2}{2} + \frac{2}{k^2 \omega_{0\text{un}}^2} \left(1 + \frac{1}{\alpha_{\text{un}}^2}\right) z^2 +$$

$$\gamma = \left[ \frac{1}{\omega_{0\text{un}}^4} + \frac{2}{\omega_{0\text{un}}^2} \left( \frac{1}{2\omega_{0\text{un}}^2 \alpha_{\text{un}}^2} + \frac{1}{\rho_0^2} \right) + \frac{k^2}{4z^2} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

## 2.2 二阶矩宽度

二阶矩宽度定义为<sup>[3]</sup>

$$\omega^2(z) = \frac{2 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 I(x, z) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, z) dx}, \quad (12)$$

将(8)式代入(12)式经复杂运算可得

$$\omega^2(z) = A\omega_0^2 + Bz + Ez^2 + Fz^{16/5}, \quad (13)$$

式中

$$4 \times (0.545 C_n^2)^{6/5} k^{2/5} z^{16/5}, \quad (18)$$

这与文献[16]中(14)式一致。

## 2.3 扩展角

由(13)式可知受光阑限制的 GSM 光束在湍流大气中的扩展角表达式为

$$\theta_{\text{sp}}(z) \equiv \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega(z)}{z} = \sqrt{E + Fz^{6/5}} = \sqrt{E + 4 \times (0.545 C_n^2)^{6/5} k^{2/5} z^{6/5}}, \quad (19)$$

该式表示受光阑限制的 GSM 光束在自由空间中的扩展角与光束参数( $\omega_0, \sigma_0, \delta, \lambda$ )有关,设定波长  $\lambda$  为一定值,因而湍流项  $Fz^{6/5}$  与光束参数是无关系的。

由(19)式可知,如果满足条件:

$$E_{A1} = E_{A2} = E_{A3}, \quad (20)$$

则由“A1”、“A2”和“A3”标识的 3 个受光阑限制的 GSM 光束在自由空间及湍流中将产生相同的扩展角。

若  $\delta \rightarrow \infty$ , 则(19)式可简化为未受光阑限制的 GSM 光束通过湍流大气的扩展角表达式:

$$\theta_{sp}(z) \Big|_{\text{unapertured}} = \sqrt{\frac{2}{k^2 \omega_{0un}^2} \left(1 + \frac{1}{\alpha_{un}^2}\right) + 4 \times (0.545 C_n^2)^{6/5} k^{2/5} z^{6/5}}. \quad (21)$$

比较(19)式和(21)式可知,若满足条件

$$E = \frac{2}{k^2 \omega_{0un}^2} \left(1 + \frac{1}{\alpha_{un}^2}\right), \quad (22)$$

则受光阑限制的 GSM 光束可与未受光阑限制的 GSM 光束在自由空间及湍流大气中产生相同的扩展角。

### 3 数值计算结果及分析

图 1 给出了满足(20)及(22)式下的 3 个受光阑

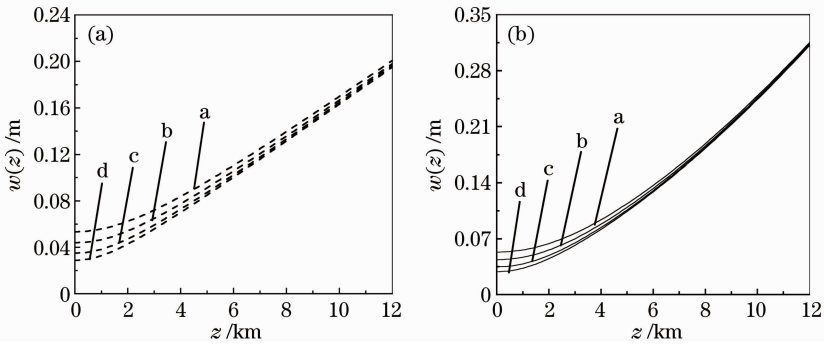


图 1 二阶矩宽度  $w(z)$  随传输距离的变化。(a)  $C_n^2=0$ ;(b)  $C_n^2=5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 1 Mean-squared width  $w(z)$  versus propagation distance. (a)  $C_n^2=0$ ;(b)  $C_n^2=5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$

表 1 图 1 及图 2 的光束参数

Table 1 Beam parameters corresponding to Figs. 1 and 2

	$\omega_0/\text{mm}$	$\alpha$	$\delta$
a (unapertured GSM beam)	75.44	0.2	$\infty$
b (apertured GSM beam)	184.00	0.8	0.3
c (apertured GSM beam)	78.75	2.0	0.6
d (apertured GSM beam)	52.50	1.0	0.8

而文献[15,16]指出,光束的方向性也可由归一化远场平均光强分布来描述。因此,图 2 给出了 3

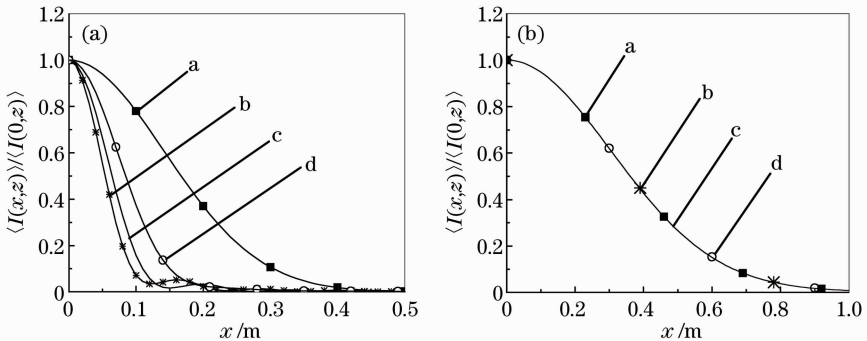


图 2 与图 1 相对应的归一化远场平均光强分布。(a)  $C_n^2=0$ ;(b)  $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 2 Normalized far-field average intensity distributions in accordance with Fig. 1. (a)  $C_n^2=0$ ;(b)  $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

限制的 GSM 光束与相应的未受光阑限制的 GSM 光束在自由空间及湍流大气中的二阶矩宽度  $w(z)$  随传输距离  $z$  的变化图。其中  $\lambda=1.06 \mu\text{m}$  为定值,其他参数见表 1。由(20)、(22)式及图 1(a)可知,3 个不同的受光阑限制的 GSM 光束能够与相应的未受光阑限制的 GSM 光束在自由空间中具有相同的扩展角,在远场处扩展到相同的二阶矩宽度,具有相同的方向性。图 1(b)表明,满足条件(20)、(22)式的 3 个受光阑限制的 GSM 光束与相应的未受光阑限制的 GSM 光束在湍流中产生相同的扩展角,各条曲线趋于一致。因此,3 个受光阑限制的 GSM 光束与相应的未受光阑限制的 GSM 光束在湍流中具有相同的方向性。

个截断参数  $\delta$  不同的受光阑限制的 GSM 光束及相对应的未受光阑限制的 GSM 光束在自由空间及湍流大气中的归一化远场平均光强分布  $\langle I(x,z) \rangle / \langle I(0,z) \rangle$ ,其中  $\lambda=1.06 \mu\text{m}$ ,  $z=12 \text{ km}$ ,其余计算参数见表 1。图 2(a)表明,3 个不同的受光阑限制的 GSM 光束及相对应的未受光阑限制的 GSM 光束即使具有相同的扩展角,各自的归一化远场光强分布也并不一致。然而,在湍流大气中[图 2(b)],4 列光束的归一化远场平均光强分布曲线完全相同。

## 4 结 论

利用 Rytov 相位结构函数二次近似,推导出受光阑限制的 GSM 光束传输于湍流大气的二阶矩宽度和扩展角解析表达式,并以未受光阑限制的 GSM 光束为参照光束,研究了由扩展角所表征的受光阑限制的 GSM 光通过湍流大气传输的方向性问题。由此可以得出如下结论:

1) 不同的受光阑限制的 GSM 光束与相应的未受光阑限制的 GSM 光束若满足(20)、(22)式,则在自由空间及湍流大气中具有相同的方向性;

2) 若光束的方向性由远场归一化光强分布表征,则截断参数  $\delta$  不同的受光阑限制的 GSM 光束与相应的未受光阑限制的 GSM 光束即使具有相同的扩展角,在自由空间中也不具有相同的光强分布,即方向性不同;然而,在湍流大气中,由远场归一化光强表征的方向性是一致的;

3) 在自由空间中,由扩展角所表征的受光阑限制的部分相干光束的方向性与归一化远场平均光强分布所表征的方向性是不一致的;只有在湍流大气中两种方法表征的方向性才具有一致性。

以上这些理论结果对激光雷达成像以及光通信系统等方面有实用意义。

## 参 考 文 献

- 1 L. C. Andrews, R. L. Phillips. Laser Beam Propagation through Random Media[M]. Washington: SPIE Press, 1998
- 2 S. C. H. Wang, M. A. Plonus. Optical beam propagation for a partially coherent source in the turbulent atmosphere[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1979, **69**(9): 1297~1304
- 3 G. Gbur, E. Wolf. Spreading of partially coherent beams in random media [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(8): 1592~1598
- 4 Chen Xiaowen, Ji Xiaoling. Influence of turbulence on spatial correlation properties of partially coherent annular beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2319~2325  
陈晓文,季小玲. 湍流对部分相干环状光束空间相干性的影响[J]. *中国激光*, 2009, **36**(9): 2319~2325
- 5 Ai Yangli, Dan Youquan, Ming Delie.  $M^2$  factor of partially coherent cosh-Gaussian beams in turbulent atmosphere [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(11): 2849~2854  
艾扬利,但有全,明德烈. 湍流大气中部分相干双曲余弦高斯光束的 $M^2$ 因子[J]. *中国激光*, 2010, **37**(11): 2849~2854
- 6 H. T. Eyyuboglu, Y. Baykal. Analysis of reciprocity of cosh-

- Gaussian laser beams in a turbulent atmosphere [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(20): 4659~4674
- 7 Zhang Shuai, Qiao Na, Zhang Bin *et al.*. Propagation properties of annular beams in atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3103~3109  
张帅,乔娜,张彬等. 环状光束在大气湍流中的传输特性[J]. *光学学报*, 2010, **30**(11): 3103~3109
- 8 C. Y. Young, Y. V. Gilchrest, B. R. Macon. Turbulence induced beam spreading of higher order mode optical waves[J]. *Opt. Eng.*, 2002, **41**(5): 1097~1103
- 9 Liu Fei, Ji Xiaoling, Chen Senhui *et al.*. Turbulence distance of partially coherent cosh-Gaussian array beams [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(7): 225~230  
刘飞,季小玲,陈森会等. 部分相干双曲余弦高斯阵列光束的湍流距离[J]. *中国激光*, 2011, **38**(7): 225~230
- 10 H. T. Eyyuboglu. Propagation of Hermite-cosh-Gaussian laser beams in turbulent atmosphere [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **245**(1): 37~47
- 11 T. Shirai, A. Dogariu, E. Wolf. Directionality of Gaussian Schell-model beams propagating in atmospheric turbulence[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(8): 610~612
- 12 Ailin Yang, Entao Zhang, Xiaoling Ji *et al.*. Angular spread of partially coherent Hermite-cosh-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(12): 8366~8380
- 13 Xiaoling Ji, Xiaowen Chen, Baida Lü. Spreading and directionality of partially coherent Hermite-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2008, **25**(1): 21~28
- 14 Xiaowen Chen, Xiaoling Ji. Directionality of partially coherent annular flat-topped beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(18): 4765~4770
- 15 J. T. Foley, M. S. Zubairy. The directionality of Gaussian Schell-model beams[J]. *Opt. Commun.*, 1978, **26**(3): 297~300
- 16 Xiaowen Chen, Xiaoling Ji. Consistency of the directionality of partially coherent beams in turbulence expressed in terms of the angular spread and the far-field average intensity [J]. *Chin. Phys. B*, 2010, **19**(2): 0242031
- 17 Xiaoling Ji, Zhengcai Pu. Effects of atmospheric turbulence on the polarization of apertured electromagnetic Gaussian Schell-model beams[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2009, **11**(4): 045701
- 18 Xiuxiang Chu, Yongzhou Ni, Guoquan Zhou. Propagation analysis of flattened circular Gaussian beams with a circular aperture in turbulent atmosphere [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **274**(1): 274~280
- 19 Xiuxiang Chu, Yongzhou Ni, Guoquan Zhou. Propagation of cosh-Gaussian beams diffracted by a circular aperture in turbulent atmosphere [J]. *Appl. Phys. B*, 2007, **87**(3): 547~552
- 20 J. J. Wen, M. A. Breazeale. A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1988, **83**(5): 1752~1756
- 21 A. T. Friberg, J. Turunen. Imaging of Gaussian Schell-model sources [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1988, **5**(5): 713~720