

大气湍流对高斯-谢尔模型光束孔径平滑因子的影响

卢 芳 赵 丹 韩香娥

西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071

摘要 大气湍流严重影响了无线激光通信系统的性能,而孔径平滑效应能有效抑制湍流引起的光强闪烁效应。采用包含内外尺度影响的修正 von Karman 湍流谱模型,并根据 Tatarskii 给出的孔径平滑因子定义式和波场交叉谱密度函数的互相干函数近似原理,得到了高斯-谢尔模型(GSM)光束的闪烁孔径平滑因子。讨论了光源相干参量、湍流强度及湍流内外尺度对高斯-谢尔模光束闪烁孔径平滑效应的影响。结果表明:随着湍流的增强,部分相干光抑制湍流效应的作用逐渐减弱,并且湍流越强孔径平滑因子达到饱和的速度越快;湍流外尺度对孔径平滑因子的作用可忽略,内尺度对孔径平滑因子的影响显著,在分析光强闪烁问题时内尺度应作为重要影响参数之一。

关键词 大气光学; 孔径平滑因子; 广义惠更斯-菲涅耳原理; 高斯-谢尔模型; 交叉谱密度函数

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201535.s101006

Effects of Atmospheric Turbulence on the Aperture Averaging Factor of the Gaussian-Schell Model Beams

Lu Fang Zhao Dan Han Xiang'e

School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China

Abstract The performance of wireless laser communication can be affected due to atmospheric turbulence and the aperture averaging can effectively inhibit scintillation caused by turbulence. The aperture averaging factor of scintillation for Gaussian-Schell mode (GSM) beams is derived according to the expression of aperture averaging factor given by Tatarskii and the relationship between mutual coherent function and cross-spectral density function for narrow-band wavefield. The effects of coherent parameter of the source, the strength of turbulence, inner scale and outer scale of the turbulence on the aperture averaging factor of scintillation for GSM beams are discussed. It is shown that the effects of the coherent parameter on the aperture averaging factor become smaller with the turbulence increase. The aperture averaging factor reaches saturated more quickly with stronger turbulence, and further increasing of the aperture of receiver becomes no longer valid in reduction of scintillation. The inner scale of turbulence has a significant effect on aperture averaging factor, while the influence of outer scale can be neglected. The inner scale of turbulence plays an important part in analysis of scintillation.

Key words atmospheric optics; aperture averaging factor; extended Huygens-Fresnel principle; Gaussian-Schell model; cross-spectral density function

OCIS codes 010.1290; 010.1330; 050.1220

1 引 言

无线激光通信链路经过大气信道时,由于受到大气湍流的影响,将会产生光强闪烁、光束扩展、光斑漂移和到达角起伏等效应,严重影响了激光通信系统的性能^[1]。研究表明^[2-5],部分相干光受大气湍流的影响比

收稿日期: 2015-01-13; **收到修改稿日期:** 2015-03-20

基金项目: 国家部委预研项目(62401110309)、教育部博士点基金(20110203110009)

作者简介: 卢 芳(1985—),女,博士研究生,主要从事大气激光传输方面的研究。E-mail:lufang11@163.com

导师简介: 韩香娥(1962—),女,教授,博士生导师,主要从事大气激光通信、小粒子散射及光电探测等方面的研究。

E-mail:xehan@mail.xidian.edu.cn(通信联系人)

完全相干光受到的影响要小。此外,利用大孔径接收机的孔径平滑效应能有效抑制光强闪烁^[6-9],文献[6]研究了湍流外尺度对高斯-谢尔模型(GSM)光束闪烁孔径平滑的影响,得出孔径对 GSM 光束的大气闪烁平滑作用随着湍流外尺度的减小而减小,当光源相干度变得很差时湍流外尺度对闪烁孔径平滑作用的影响可忽略的结论。文献[9]在讨论孔径平均对空间激光通信的影响时,得出了随着湍流强度的增加孔径平均效应增强的结论。文献[10]认为湍流内尺度对激光大气水平传输时的光强闪烁效应具有重要作用,同时闪烁指数还随着传输激光的波长和大气折射率结构常数等的变化而变化。因此,在研究 GSM 光束在湍流大气中传输时的闪烁孔径平滑效应时要综合考虑各种因素的影响。

本文采用包含内外尺度的修正 von Karman 湍流谱模型,基于广义惠更斯-菲涅耳原理推导的 GSM 光束在湍流大气中的交叉谱密度函数的解析表达式,并利用 Tatarskii 给出的孔径平滑因子 G 的定义得出了 GSM 光束通过湍流大气时的孔径平滑因子解析式,通过数值计算分析了光源相干参量、湍流强度及湍流内外尺度和对 GSM 光束闪烁孔径平滑效应的影响,并给出了相应的物理解释。

2 GSM 光束通过大气湍流的交叉谱密度函数

GSM 光束在 $z=0$ 平面内的归一化交叉谱密度函数在可表示为^[6,11]

$$W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, 0) = \exp\left(-\frac{|\boldsymbol{\rho}'_1|^2 + |\boldsymbol{\rho}'_2|^2}{4\sigma_s^2}\right) \exp\left(-\frac{|\boldsymbol{\rho}'_1 - \boldsymbol{\rho}'_2|^2}{2\sigma_\mu^2}\right), \quad (1)$$

式中 $\boldsymbol{\rho}'_1$ 和 $\boldsymbol{\rho}'_2$ 为光源发射平面内任意两点的点向量, σ_s 为光源宽度, σ_μ 表示光源空间相干长度。引入光源相干参数 $\zeta_s = 1 + 4\sigma_s^2/\sigma_\mu^2$ 来表示光束在发射平面的相干度,当 $\zeta_s = 1$ 时,光束为完全相干光,当 $\zeta_s > 1$ 时,为部分相干光。

根据广义惠更斯-菲涅耳原理得到 GSM 光束在湍流大气中传输距离 L 处的交叉谱密度函数为^[12]

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L) = & \frac{1}{(\lambda L)^2} \iint \int d^2 \boldsymbol{\rho}'_1 d^2 \boldsymbol{\rho}'_2 \times W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, 0) \times \\ & \exp\left[-ik \frac{(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}'_1)^2 - (\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}'_2)^2}{2L}\right] \times \\ & \langle \exp[\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}'_1, L) + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}'_2, L)] \rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\boldsymbol{\rho}_1$ 和 $\boldsymbol{\rho}_2$ 为接收平面内任意两点, λ 为波长, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, $\psi(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', L)$ 为球面波在湍流大气中从点 $\boldsymbol{\rho}'$ 到点 $\boldsymbol{\rho}$ 过程中引入的复随机相位起伏, $*$ 表示复共轭, $\langle \cdot \rangle$ 为取系综统计平均。

将(1)式代入(2)式并整理,得到 GSM 光束在湍流大气中传输距离 L 处的交叉谱密度函数解析表达式为^[10,13]

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L) = \frac{1}{\Delta^2(L)} \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)^2}{8\sigma_s^2 \Delta^2(L)}\right] \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{\boldsymbol{\rho}_c^2(L)}\right] \exp\left[-\frac{ik(\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2)}{2R(L)}\right], \quad (3)$$

式中各参量为

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta^2} = & \frac{1}{4\sigma_s^2} + \frac{1}{\sigma_\mu^2}, M = \frac{1}{3} \pi^2 k^2 L \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa, \Delta^2(L) = 1 + \left(\frac{L}{k\sigma_s \delta}\right)^2 + \frac{2ML^2}{k^2 \sigma_s^2}, \\ R(L) = & \frac{k^2 \sigma_s^2 \Delta^2(L) \cdot L}{k^2 \sigma_s^2 \Delta^2(L) + ML^2 - k^2 \sigma_s^2}, \boldsymbol{\rho}_c(L) = \left[\frac{1}{2\delta^2 \Delta^2(L)} + M(1 + \sigma_s^2) - \frac{ML^2}{2k^2 \sigma_s^2 \Delta^2(L)} \right]^{-1/2}, \end{aligned}$$

其中, $\boldsymbol{\rho}_c(L)$ 为 GSM 光束在湍流大气中的空间相干长度, $\Phi_n(\kappa)$ 为大气折射率起伏功率谱密度函数,本文采用包含内外湍流尺度影响的修正 von Karman 谱^[14]:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \exp\left(\frac{-\kappa^2}{\kappa_m^2}\right) (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6}, \quad 0 \leq \kappa < \infty, \quad (4)$$

其中, C_n^2 为大气折射率结构常数, $\kappa_m = 5.92/l_0$, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别为湍流的内外尺度。

当 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}$ 时,(3)式即为 GSM 光束在传输距离 L 处的光强分布,即

$$\langle I(\boldsymbol{\rho}, L) \rangle = W(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) = \frac{1}{\Delta^2(L)} \exp\left[-\frac{|\boldsymbol{\rho}|^2}{2\sigma_s^2 \Delta^2(L)}\right]. \quad (5)$$

3 GSM 光束在湍流大气中的孔径平滑因子

为了研究湍流大气中光强起伏孔径平滑效应,引入 Tatarskii 给出的孔径平滑因子 G 的数学表达式^[14]:

$$G = \frac{16}{\pi} \int_0^1 x b_I(xD, L) (\arccos x - x \sqrt{1-x^2}) dx, \quad (6)$$

式中 $x = |\mathbf{p}|/D$, $\mathbf{p} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$, D 为接收孔径的直径, $b_I(|\mathbf{p}|, L)$ 是归一化光强起伏协方差函数^[15],

$$b_I(|\mathbf{p}|, L) = \frac{B_I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)}{[\langle I^2(\boldsymbol{\rho}_1, L) \rangle \langle I^2(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle]^{1/2} - \langle I(\boldsymbol{\rho}_1, L) \rangle \langle I(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle}, \quad (7)$$

其中, $B_I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)$ 为光强起伏协方差函数,

$$B_I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L) = \langle I(\boldsymbol{\rho}_1, L) I(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle - \langle I(\boldsymbol{\rho}_1, L) \rangle \langle I(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle. \quad (8)$$

均匀各向同性湍流大气满足^[6]:

$$\langle I(\boldsymbol{\rho}_1, L) I(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle = \langle I(\boldsymbol{\rho}_1, L) \rangle \langle I(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle + |\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)|^2, \quad (9)$$

式中 $\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)$ 为互相干函数。则(8)式可写成 $B_I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L) = |\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)|^2$ 。

假设光源统计起伏与湍流引起的统计起伏相互独立,则对于窄带光源,交叉谱密度函数 $W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)$ 可看作与互相干函数 $\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)$ 近似,即 $\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L) \approx W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)$, 则(7)式可重写为

$$b_I(|\mathbf{p}|, L) = \frac{|W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)|^2}{\langle I(\boldsymbol{\rho}_1, L) \rangle \langle I(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle} = \exp(-\eta |\mathbf{p}|^2), \quad (10)$$

式中 $\eta = \frac{2}{\rho_c^2(L)} - \frac{1}{4\sigma_s^2 \Delta^2(L)}$ 。

将(10)式代入(6)式整理得到 GSM 光束在湍流大气中的孔径平滑因子表达式为

$$G = \frac{4}{\eta D^2} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\eta D^2}{2}\right) \left[I_0\left(\frac{\eta D^2}{2}\right) + I_1\left(\frac{\eta D^2}{2}\right) \right] \right\}, \quad (11)$$

式中 $I_0(\cdot)$ 和 $I_1(\cdot)$ 分别为零阶和一阶第一类修正贝塞尔函数。

4 数值计算与分析

为了便于计算分析,选取光源波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 为大气光通信常用波长,光源宽度 $\sigma_s = 0.01 \text{ m}$, 传输距离 $L = 5 \text{ km}$ 。图 1 讨论了不同湍流强度 C_n^2 下孔径平滑因子随光源相干参量 ζ_s 和接收孔径 D 的变化规律。其中,湍流内尺度 $l_0 = 5 \text{ mm}$, 湍流外尺度 $L_0 = 5 \text{ m}$, 光源相干参量 ζ_s 从 1(完全相干光)到 100 变化,大气折射率结构常数选取 $C_n^2 = 1 \times 10^{-17}, 5 \times 10^{-17}, 1 \times 10^{-16}, 1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, 分别对应几种不同强度的湍流情况,右侧的色度条表示孔径平滑因子的大小。由图 1 可以看出光源相干参量和湍流强度均对孔径平滑因子有影响,图 1(a)~(c)中,随着光源相干参量的增大,即光源相干性下降,孔径平滑因子达到饱和的速度逐渐下降,此结论与测量孔径内非相干光斑数增加将平滑光强起伏的原理是一致的。由图 1(a)~(d)的变化可以得到,湍流强度越强孔径平滑因子达到饱和的速度越快;当湍流强度达到一定值($1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$)时[如图 1(c)所示],光源相干参量对孔径平滑因子的影响几乎为 0,这是因为当湍流较强时,光源的部分相干性不能有效降低湍流效应引起的光强闪烁。

在上述实验条件下,当大气折射率结构常数达到 $C_n^2 = 1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 时,接收机孔径直径约为 0.35 m 时平滑因子就达到饱和,继续增大接收孔径将不能有效降低光强闪烁,因此在设计光通信系统时考虑不同相干参量光源的影响,接收孔径只要达到一个适当的值就能满足系统需求。

图 2 和图 3 研究了湍流内外尺度对 GSM 光束闪烁孔径平滑效应的影响,选取光源宽度和传输距离与图 1 中的值相同。大气折射率结构常数 $C_n^2 = 1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, 根据文献[16]对不同地区湍流内外尺度的测量分析,在考虑内尺度影响时取外尺度 $L_0 = 5 \text{ m}$, 湍流内尺度分别取 $l_0 = 1, 5, 10 \text{ mm}$ 。考虑外尺度影响时取内尺度 $l_0 = 5 \text{ mm}$, 外尺度分别取 $L_0 = 1, 5, 10 \text{ m}$ 。其数值计算结果如图 2 和图 3 所示。可以看出,孔径平滑因子随外尺度的变化很小,在讨论光强闪烁问题时外尺度对孔径平滑因子影响可忽略。而内尺度对孔径平滑因子的影响显著,在分析光强闪烁问题时内尺度应作为重要影响参数之一。

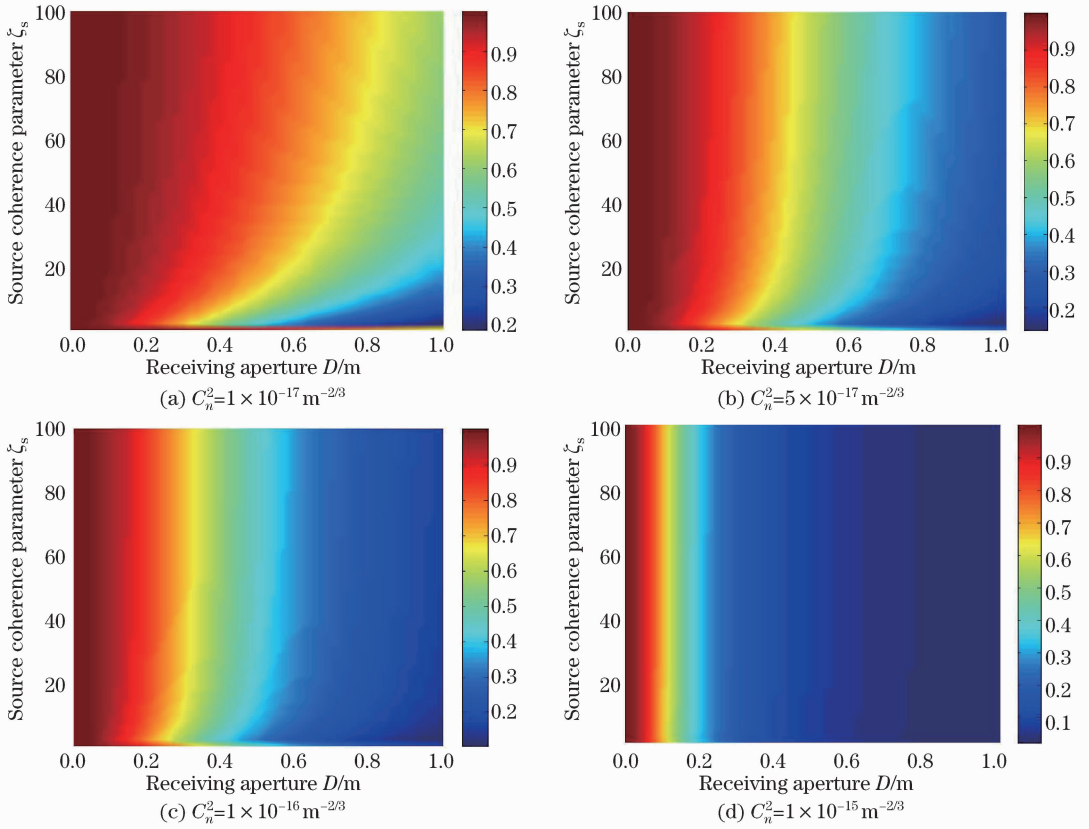


图 1 不同湍流强度下孔径平滑因子随光源相干参量和接收孔径的变化

Fig. 1 Aperture averaging factor versus coherent parameter and receiving aperture for different turbulence intensities

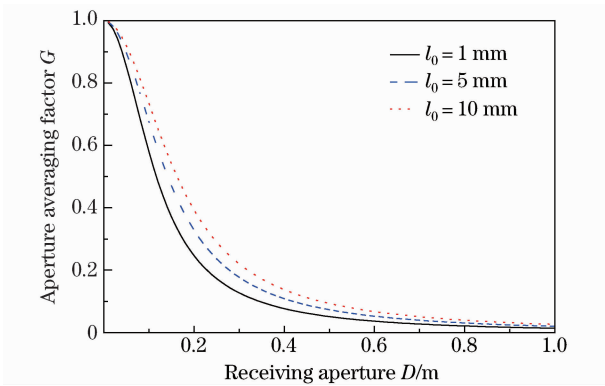


图 2 湍流内尺度对 GSM 光束孔径平滑因子的影响
Fig. 2 Effects of inner-scale of turbulence on the aperture averaging factor of GSM beams

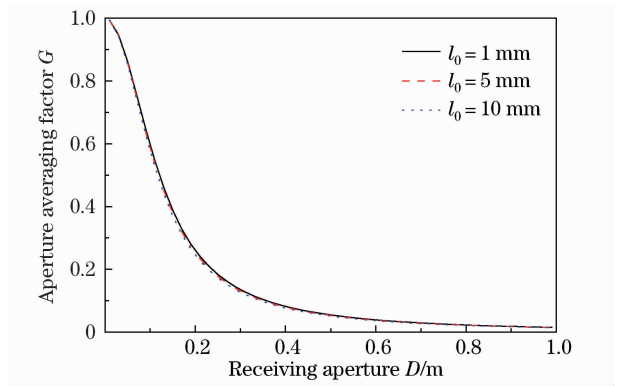


图 3 湍流外尺度对 GSM 光束孔径平滑因子的影响
Fig. 3 Effects of outer-scale of turbulence on the aperture averaging factor of GSM beams

5 结 论

采用包含内外尺度的修正 von Karman 湍流谱模型,基于广义惠更斯-菲涅耳原理推导的 GSM 光束在湍流大气中的交叉谱密度函数近似表达式,利用 Tatarskii 给出的孔径平滑因子数学表达式,推导了 GSM 光束在湍流大气中的闪烁孔径平滑因子解析表达式,分析了光源相干参量、湍流强度及湍流内外尺度对 GSM 光束闪烁孔径平滑效应的影响。结果表明:随着光源相干参量的增大,孔径平滑因子达到饱和的速度逐渐下降;湍流强度越强孔径平滑因子达到饱和的速度越快;当湍流强度达到一定值($1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$)时,光源相干参量对孔径平滑因子的影响几乎为零。孔径平滑因子随外尺度的变化不大,而内尺度对孔径平滑因子的影响显著。研究结果为设计大气激光通信系统接收机孔径尺寸提供了理论依据,为进一步研究通信系统性能

奠定了工作基础。GSM 模光束在斜程大气湍流中的孔径平滑因子有待进一步研究。

参 考 文 献

- 1 Qian Xianmei, Zhu Wenyue, Rao Ruizhong. Research progress on partially coherent beam propagation in turbulent atmosphere [J]. Journal of Atmospheric and Environmental Optics, 2008, 3(2): 81—91.
钱仙妹, 朱文越, 饶瑞中. 部分相干光在湍流大气中传输的研究进展[J]. 大气与环境光学学报, 2008, 3(2): 81—91.
- 2 Wu Jian. Propagation of a Gaussian-Schell beam through turbulent media [J]. J Mod Opt, 1990, 37(4): 671—684.
- 3 Gbur G, Wolf E. Spreading of partially coherent beams in random media [J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19(8): 1592—1598.
- 4 Zhang Xiaoxin, Dan Youquan, Zhang Bin. Spreading of partially coherent flat-topped beams propagating along a slant path in turbulent atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(12): 1201001.
张晓欣, 但有全, 张 彬. 湍流大气中斜程传输部分相干光的扩展[J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1201001.
- 5 Ke Xizheng, Han Meimiao, Wang Mingjun. Spreading and wander of partially coherent beam propagating along a horizontal-path in the atmospheric turbulence [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(11): 1106003.
柯熙政, 韩美苗, 王明军. 部分相干光在大气湍流中水平传输路径上的展宽与漂移[J]. 光学学报, 2014, 34(11): 1106003.
- 6 Xiang Ningjing, Wu Zhensen, Wang Mingjun. Spreading and wander of Gaussian-Schell model beam propagation through atmospheric turbulence [J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(3): 658—662.
向宁静, 吴振森, 王明军. 部分相干高斯-谢尔光束在大气湍流中的展宽与漂移[J]. 红外与激光工程, 2013, 42(3): 658—662.
- 7 胜 琳, 佟首峰, 陈纯毅, 等. 大气湍流结构常数测试及孔径平滑效应的实验研究[J]. 中国科技纵横, 2011, 11: 139.
- 8 Zhang Yixin, Tao Chunkan. Effects of the turbulent scales on aperture averaging of a Gaussian-Schell beam propagation in a turbulent atmosphere [J]. Laser Technology, 2005, 29(3): 318—321.
张逸新, 陶纯堪. 湍流尺度对高斯-谢尔光束闪烁孔径平滑的影响[J]. 激光技术, 2005, 29(3): 318—321.
- 9 Lu Hongqiang, Wang Lahu, Li Yang, *et al.*. Analyses and calculations of effectiveness of aperture averaging on space laser communication system [J]. Journal of Applied Optics, 2012, 33(3): 619—623.
陆红强, 王拉虎, 李 阳, 等. 空间激光通信中孔径平均效应的计算仿真[J]. 应用光学, 2012, 33(3): 619—623.
- 10 Yuan Zongheng, Zhang Wentao. The Analysis and research for the laser beam through on flow atmosphere channel [J]. Laser & Infrared, 2006, 36(4): 272—274.
袁纵横, 张文涛. 大气湍流对激光信号传输影响的分析研究[J]. 激光与红外, 2006, 36(4): 272—274.
- 11 Li Jing, Murat Uysal. Optical wireless communications: System model, capacity and coding [C]. IEEE, 2003: 168—172.
- 12 Lu Wei, Liu Liren, Sun Jianfeng, *et al.*. Change in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence [J]. Opt Commun, 2007, 271(1): 1—8.
- 13 Tomohiro Shirai, Aristide Dogariu, Emil Wolf. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence [J]. 2003, 20(6): 1094—1102.
- 14 Andrews L C, Phillips R L. Laser Beam Propagation Through Random Media [M]. Bellingham: SPIE Press, 2005.
- 15 Robert S Lawrence, John W Strohbehn. A survey of clear-air propagation effects relevant to optical communication [J]. Proc of IEEE, 1970, 58(10): 1523—1545.
- 16 Mei Haiping, Wu Xiaoqing, Rao Ruizhong. Measurement of inner and outer scale of atmospheric optical turbulence in different areas [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(3): 362—366.
梅海平, 吴晓庆, 饶瑞中. 不同地区大气光学湍流内外尺度测量[J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(3): 362—366.

栏目编辑: 史 敏