

矢量多高斯-谢尔模型光束在大气湍流中上行链路中的传输特性

刘 侠^{1,2} 吴国华³ 曹丁象^{1,2} 邓剑钦^{1,2} 肖 青^{1,2} 姚建铨¹

¹天津大学精密仪器与光电子工程学院,激光与光电子研究所,天津 300072

²光库通讯(珠海)有限公司,广东 珠海 519080

³北京邮电大学电子工程学院,北京 100876

摘要 为了有效地提高星地激光通信系统的通信性能,从推广的惠更斯-菲涅耳衍射原理出发,系统研究了矢量多高斯-谢尔模型光束在上行链路中的传输特性。研究结果表明,改变光束的横向相干长度能有效地改变其远场光强分布和大气湍流引起的光束展宽。另外,大气湍流会改变矢量多高斯光束的偏振度,但是在远场其偏振度会趋于一个固定值。该研究结果对星地激光通信等有着潜在的应用价值。

关键词 光通信;星地激光通信;光束展宽;光束漂移

中图分类号 TN929.1 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.020102

Propagation Properties of Electromagnetic Gaussian Multi-Schell Model Beams Through Atmospheric Turbulence in a Slanted Path

Liu Xia^{1,2} Wu Guohua³ Cao Dingxiang^{1,2} Deng Jianqin^{1,2} Xiao Qing^{1,2} Yao Jianquan¹

¹*Institute of Laser and Optoelectronics, College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*

²*Advanced Fiber Resources (Zhuhai) Ltd., Zhuhai, Guangdong 519080, China*

³*School of Electronic Engineering, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*

Abstract Based on the extended Huygens-Fresnel principle, the propagation properties of electromagnetic Gaussian multi-Schell model beams through atmospheric turbulence in a slanted path are investigated in detail. Results indicate that the changing of transverse coherence length has an effect on the far-field intensity distribution and the beam width induced by atmospheric turbulence of the laser beam. Besides, the degree of polarization of the electromagnetic Gaussian multi-Schell model beams can change with the propagation distance, and it can reach a certain value when the laser beam propagates through atmospheric turbulence in a slant path. This result indicates potential applications for satellite-to-ground or ground-to-satellite laser communications.

Key words optical communications; satellite-to-ground optical communications; beam spreading; beam wander

OCIS codes 010.1290; 010.7060; 030.1640

1 引言

卫星通信技术在现代社会中起着越来越大的作用。随着社会的不断发展,通过卫星传输的信息量越来越大,为了确保星地通信对地观测和科学实验等的信息能够快速、实时地传输,对卫星通信容量提出越来越高的要求。采用波长极短的光波进行通信是实现高码率通信的最佳方案。激光通信是未来卫星通信的主要手段和重要发展方向。激光通信具有带宽高、容量大、安全性好等优点,能满足星地之间日益增长的高速

收稿日期: 2014-08-05; 收到修改稿日期: 2014-09-12; 网络出版日期: 2015-01-13

基金项目: 国家自然科学基金(61471051)

作者简介: 刘 侠(1982—),男,博士,主要从事激光及光通信方面的研究。E-mail: liuxiamail@gmail.com

率和大通信容量的需求,是解决卫星光网和光纤光网之间传输“瓶颈”的有效途径之一^[1-2]。然而,在星地激光通信系统中,大气湍流效应严重影响了通信质量和链路的可靠性。大气湍流导致激光强度的起伏,使得入射到探测器上的光信号忽高忽低,影响接收机的阈值判决。光强闪烁(光强起伏)对于通信系统的显著影响就是引起误码率的上升。由于大气湍流的干扰,当一束激光在大气中传输时,在垂直其传输方向的平面内光束中心位置会做随机变化——光束漂移。光束漂移导致光斑的质心在光轴附近做随机运动,进而使得轴上闪烁指数增大。另外,湍流大气会导致光束在其中传输时比在真空中发散得更快^[3-4]。因此,如何有效抑制大气湍流对激光通信的影响、提升大气光通信系统性能是当前星地激光通信的一个研究热点和难点之一。

为了减少大气湍流引起的强度起伏,提高通信系统的性能,人们从不同原理出发展开了对强度闪烁抑制技术的研究,提出了几种不同的大气湍流影响抑制方法。其中包括:大孔径接收技术、分集技术、自适应光学技术和阈值优化技术等。大气湍流引起的光强闪烁会导致接收机收到的光信号功率产生起伏,但是光功率的起伏与接收器孔径尺寸有关。接收机孔径越大,光功率的起伏方差越小,这就是孔径平均效应。虽然增大接收孔径能减少光功率的起伏,但孔径的增大受到制造、材料、工艺和成本等客观因素的限制,尤其是在星地光学系统中,孔径的增大必然会带来发射的困难。复杂的空间环境也可能导致大口径望远系统的性能下降,因此大孔径接收技术在空间激光通信中也会受到一定的限制。另外,在高码率激光通信系统中,孔径平均效应对光强闪烁的抑制效应也会减弱^[5-7]。因此,在星地激光通信中该技术会受到一定的限制。采用两个或者更多不相关信号来抑制激光通信中的信号衰落,即分集技术,如阵列技术、多光束技术等,在激光通信中常常采用。这些技术在一定程度上也会导致系统更复杂,不容易小型化^[8]。研究表明,在接收面积相同的情形下,阵列接收机对光强闪烁的抑制效果要好于大孔径接收器,且孔径数目越大,抑制效果越明显^[9]。美国喷气推进实验室对阵列接收技术展开了研究,目前已完成了概念设计并进行了外场实验^[10]。同时,美国喷气推进实验室的实验结果表明阵列接收机具有很好的捕获和跟踪能力^[11]。但是,该技术会增加系统复杂度,在星地激光通信中其应用会受到限制。

众所周知,部分相干光在大气湍流中传输时的光强起伏比完全相干光要小^[12-13]。因此,部分相干光束在大气湍流中的传输特性研究成为研究热点之一^[14-16]。部分相干光具备的这种特性被用来减小大气激光通信中的光强起伏,提高系统性能。减小光束的空间相干性会减小接收端的干涉效果,从而减小了接收信号的光强起伏^[17]。部分相干光对大气湍流引起的光强起伏的抑制作用也得到了实验上的验证^[18]。美国空军实验室的研究小组研究了部分相干光在大气湍流中传输时,其光束的空间相干度对孔径平均效应和平均误码率的影响^[19]。在无线光通信链路中,减小激光光源的空间相干性,在许多情形下,能显著减小由于大气湍流引起的强度闪烁,从而能减小几个数量级的大气湍流引起的误码率^[20]。进一步的研究表明,改变激光束的偏振态也有同样的效果。但是随着相干性的变差,激光束在大气湍流中的展宽会变大,从而导致在接收端在单位面积上接收到的能量减低。因此,本文研究了矢量部分相干光束在大气湍流中的传输特性。

2 基本理论

2.1 交叉谱密度矩阵

对于矢量-部分相干光束而言,常用 2×2 的交叉谱密度矩阵来描述^[21]:

$$\underline{\underline{W}}^{(0)}(x'_1, x'_2) = \begin{bmatrix} W_{xx}^{(0)}(x'_1, x'_2) & W_{xy}^{(0)}(x'_1, x'_2) \\ W_{yx}^{(0)}(x'_1, x'_2) & W_{yy}^{(0)}(x'_1, x'_2) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

矢量多高斯-谢尔模型光束在 $z=0$ 平面处的交叉谱密度矩阵可表示为^[22]

$$W_{ij}^{(0)}(x'_1, x'_2) = \frac{A_i A_j B_{ij}}{C_0} \exp\left(-\frac{x_1'^2 + x_2'^2}{w_0^2}\right) \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \binom{M}{m} \exp\left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2m\sigma_{ij}^2}\right], \quad (2)$$

式中 w_0 和 σ_{ij} 分别为光束的束腰宽度和空间相干长度。参数 B_{ij} 具有以下性质:

$$\begin{cases} B_{ij} \equiv 1, i=j \\ B_{ij} \leq 1, i \neq j, \\ B_{ij} = B_{ji}^* \end{cases} \quad (3)$$

归一化常数 $C_0 = \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \binom{M}{m}$ 。

矢量部分相干光束在大气湍流中传输时,满足推广的惠更斯-菲涅耳衍射原理:

$$W_{ij}(x_1, x_2, L) = \frac{1}{\lambda L} \iint dx'_1 dx'_2 W_{ij}^{(0)}(x'_1, x'_2) \exp \left[-ik \frac{(x'_1 - x_1)^2 - (x'_2 - x_2)^2}{2L} \right] \langle \exp[\psi^*(x'_1, x_1) + \psi(x'_2, x_2)] \rangle, \quad (4)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数。 $\langle \cdot \rangle$ 为对大气湍流介质的系综平均,可表示为

$$\langle \exp[\psi^*(x'_1, x_1) + \psi(x'_2, x_2)] \rangle \equiv \exp \left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2 + (x'_1 - x'_2)(x_1 - x_2) + (x_1 - x_2)^2}{\rho_0^2} \right],$$

式中 $\rho_0 = (0.545 \tilde{C}_n^2 k^2 L)^{-3/5}$, $\tilde{C}_n^2 = \frac{1}{H} \int_0^H C_n^2(h) dh$, h 为离地面的高度。 L 和 z 满足以下关系:

$$L = H \sec \zeta, z = h \sec \zeta, \quad (5)$$

其中 ζ 为天顶角。斜程路径传输时,大气折射率结构常数随着海拔高度的变化而变化,满足以下表达式 (ITU-R 模型)^[23]:

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^6 V^2 h^{10} \exp\left(-\frac{h}{1000}\right) + 2.7 \times 10^{-16} \exp\left(-\frac{h}{1500}\right) + C_d \times \exp\left(-\frac{h}{100}\right), \quad (6)$$

其中 $V = (v_g^2 + 30.69v_g + 348.91)^{1/2}$ 是沿着垂直路径的风速, v_g 是地面风速(在这篇文章中假设 v_g 为零)。 C_d 为地面的大气湍流折射率结构常数,其典型值为 $1.7 \times 10^{-14} m^{-23}$ 。为了计算方便,进行以下变量代换:

$$\begin{cases} x_s = \frac{x_1 + x_2}{2}, x_d = x_1 - x_2 \\ x'_s = \frac{x'_1 + x'_2}{2}, x'_d = x'_1 - x'_2 \end{cases} \quad (7)$$

经过较为复杂的数学运算,可以得到传播一段距离后的交叉谱密度函数,即

$$W_{ij}(x_s, x_d, \hat{L}) = \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1} A_i A_j B_{ij}}{m C_0} \frac{w_0}{w_{ij}(\hat{L})} \exp \left[\frac{2ix_s x_d}{w_0^2 \hat{L}} - \left(\frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{2w_0^2 \hat{L}^2} \right) x_d^2 \right] \exp \left\{ \frac{\left[2ix_s + \left(\frac{w_0^2 \hat{L}}{\rho_0^2} - \frac{1}{\hat{L}} \right) x_d \right]^2}{2w_{ij}^2(\hat{L})} \right\}, \quad (8)$$

其中,

$$w_{ij}(L) = w_0 \sqrt{1 + \left(1 + \frac{w_0^2}{m\sigma_{ij}^2} + \frac{2w_0^2}{\rho_0^2} \right) \hat{L}^2}, \quad (9)$$

$$\hat{L} = \frac{L}{Z_R}, \quad (10)$$

其中, $Z_R = \frac{kw_0^2}{2}$ 是瑞利距离。基于(8)式,可以得到矢量多高斯-谢尔模型光束的光强、偏振度和相干度的解析表达式。

2.2 平均光强

从(8)式很容易得到斜程路径情形下,矢量多高斯-谢尔模型光束的光强,即^[21]

$$I(x, L) = \text{Tr}[\underline{\underline{W}}(x_1, x_2, L)] = W_{xx}(x, L) + W_{yy}(x, L) = \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1} A_x^2}{m C_0} \frac{w_0}{w_{xx}(\hat{L})} \exp \left[-\frac{2x^2}{w_{xx}^2(\hat{L})} \right] + \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1} A_y^2}{m C_0} \frac{w_0}{w_{yy}(\hat{L})} \exp \left[-\frac{2x^2}{w_{yy}^2(\hat{L})} \right]. \quad (11)$$

图1~3分别给出了不同 M 、不同天顶角和不同横向相干长度情形下, $L=30\text{ km}$ 处,矢量多高斯-谢尔模型光束的光强分布图。其中图中仿真参数为: $\lambda=1064\text{ nm}$, $w_0=0.05\text{ m}$, $\sigma_{0xx}=\sigma_{0yy}=0.03\text{ m}$, $A_x=0.5$, $A_y=1$, $M=4$, $\zeta=\pi/6$, $L=30\text{ km}$, $C_d=1.7\times 10^{-14}\text{ m}^{-2/3}$ 。图1中 M 选取了4、10、15三种情形。图2的仿真参数除了天顶角与图1不同以外,其他参数与图1一样。图3的仿真参数除了相干长度与图1不同以外,其他参数与图1一样。从图1可以看出改变 M 能改变其远场的光强分布。如果对(2)式进行模式展开,可以发现部分相干光束可以看成是多个模式的叠加。 M 的改变等效于模式的改变,换句话说等效于光束横向空间相干性发生变化,而相干性的变化会导致光强分布的变化。图2表明随着天顶角的变大,光束束腰宽度越大。这是因为:增大天顶角,激光束在大气湍流中的实际传输距离增大。从 $w_{ij}(L)=w_0\sqrt{1+\left(1+\frac{w_0^2}{m\sigma_{ij}^2}+\frac{2w_0^2}{\rho_0^2}\right)\hat{L}^2}$ 可以看出,如果 $C_n^2=0$,即自由空间,则光束束腰

宽度 $w_{ij}(L)=w_0\sqrt{1+\left(1+\frac{w_0^2}{m\sigma_{ij}^2}\right)\hat{L}^2}$,与自由空间光束展宽一模一样,也就是大气湍流会引起光束的进一步展宽。因此

矢量多高斯-谢尔模型光束的光强分布与自由空间的光强分布非常相似,只是光束束腰宽度会比自由空间的大一些。正如图3所示,光束强度的半峰全宽(FWHM)随着空间相干长度的增大而减小。也就是说矢量部分相干光束的空间相干长度会影响激光束在大气湍流中传输时的光束展宽。相干性越差,光束展宽得越快。

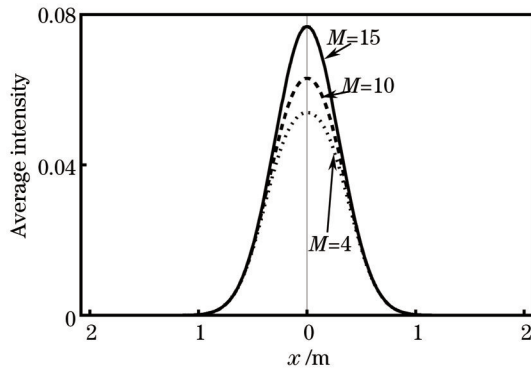


图1 不同 M 情形下,矢量多高斯-谢尔模型光束在 $L=30\text{ km}$ 处的光强分布

Fig.1 Intensity distribution of electromagnetic Gaussian multi-Schell model beams at $L=30\text{ km}$ for different values of M

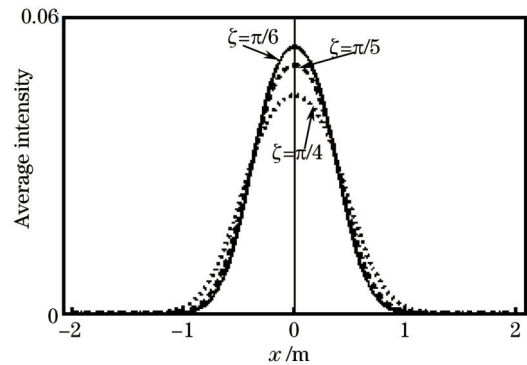


图2 不同天顶角情形下,矢量多高斯-谢尔模型光束在 $L=30\text{ km}$ 处的光强分布

Fig. 2 Intensity distribution of electromagnetic Gaussian multi-Schell model beams at $L=30\text{ km}$ for different zenith angles

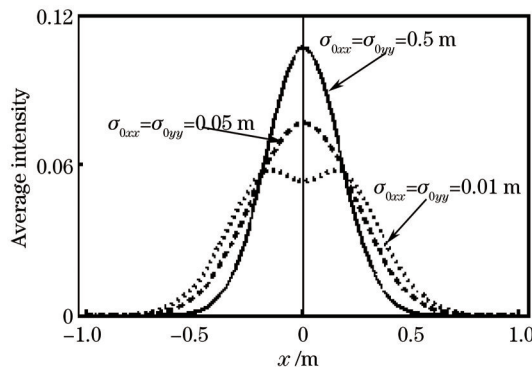


图3 不同横向相干长度情形下,矢量多高斯-谢尔模型光束在 $L=30\text{ km}$ 处的光强分布

Fig.3 Intensity distribution of electromagnetic Gaussian multi-Schell model beams at $L=30\text{ km}$ for different transverse coherent lengths

2.3 偏振度

描述矢量部分相干光束在不同介质中的传输特性的物理量除了光强以外,还有另一个重要的物理量,即偏振度。偏振度定义了某一束光束内偏振部分的强度与总强度的比值^[21]。矢量部分相干光束在点 (x,L)

处的偏振度(DOP)可以表示为

$$P(x, \hat{L}) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det}[\underline{W}(x, x, \hat{L})]}{\{\text{Tr}[\underline{W}(x, x, \hat{L})]\}^2}}, \quad (12)$$

其中 Det 和 Tr 分别表示矩阵的行列式和矩阵的迹。将(1)式代入(12)式, 矢量部分相干光束又可表示为

$$P(x, \hat{L}) = \frac{\sqrt{(W_{xx} - W_{yy})^2 + 4W_{xy}W_{yx}}}{W_{xx} + W_{yy}}, \quad (13)$$

将(8)式代入(13)式, 矢量多高斯-谢尔模型光束轴上($x=0$)的偏振度可表示为

$$P(0, \hat{L}) = \frac{\sqrt{\left[\sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \frac{A_x^2}{w_{xx}(\hat{L})} - \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \frac{A_y^2}{w_{yy}(\hat{L})} \right]^2 - \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \frac{4A_x A_y B_{xy}}{w_{xy}(\hat{L})} \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \frac{A_y A_x B_{yx}}{w_{yx}(\hat{L})}}{\sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \frac{A_x^2}{w_{xx}(\hat{L})} + \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m-1}}{m} \frac{A_y^2}{w_{yy}(\hat{L})}}}. \quad (14)$$

图4的仿真参数为: $\lambda=1064 \text{ nm}$, $w_0=0.05 \text{ m}$, $\sigma_{0yy} = 0.02 \text{ m}$, $\sigma_{0xy} = \sigma_{0yx} = 0.01 \text{ m}$, $A_x^2 = A_y^2 = 0.5$, $M=4$, $\zeta = \pi/6$, $L=30 \text{ km}$, $C_d=1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。上行链路中, 矢量多高斯谢尔模型光束的远场偏振度会趋于一个固定值, 该值由激光源的参数决定。这是因为大气湍流的垂直厚度大概为 20 km , 且大气折射率结构常数 $C_n^2(h)$ 随着海拔高度 h 的增大而迅速减小。因此, 在上行链路中, 湍流引起的偏振度变化无法抵消相干引起的偏振度变化。所以在上行链路中, 矢量多高斯谢尔模型光束的远场偏振度由激光源的参数决定。

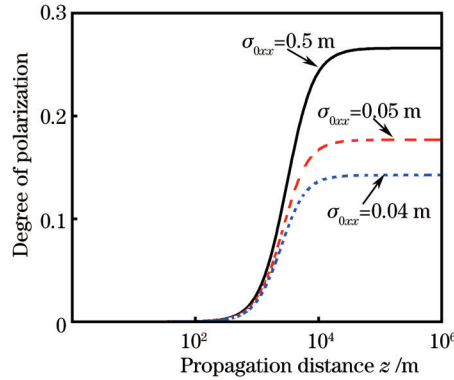


图4 $B_{xy}=0$ 时, 不同相干长度情形下, 矢量多高斯-谢尔模型光束的偏振度随着传输距离的变化

Fig.4 DOP of electromagnetic Gaussian multi-Schell model beams versus propagation distance for different coherent lengths

3 结 论

基于交叉谱密度矩阵, 系统研究了矢量多高斯谢尔模型光束在上行链路中的传输特性。研究结果表明, 改变矢量多高斯谢尔模型光束的 M 以及空间横向相干长度能有效地改变其远场光强分布。另外, 当相干性较好时, 矢量多高斯谢尔模型光束的远场强度分布为类高斯分布。但是当其相干性变差时, 其远场强度分布将出现准平顶分布。即在一定距离内, 通过改变激光的横向相干长度能在一定程度上控制其远场强度分布。而在上行链路中, 大气湍流会改变矢量多高斯谢尔模型光束的偏振度, 但是其远场偏振度由激光源的参数来决定。

参 考 文 献

- 1 谭立英, 马 晶. 卫星光通信技术[M]. 北京: 科学出版社, 2004.
- 2 饶瑞中. 现代大气光学[M]. 北京: 科学出版社, 2012.
- 3 Larry C Andrews, Ronald L Phillips. Laser Beam Propagation through Random Media [M]. Bellingham: SPIE Press, 2005.
- 4 V I Tatarskii, trans by R A Silverman. Wave Propagation in a Turbulent Medium [M]. New York: McGraw-Hill, 1961.

- 5 Heba Yuksel, Christopher C Davis. Aperture averaging analysis and aperture shape invariance of received scintillation in free space optical communication links [C]. SPIE, 2006, 6304: 63041E1.
- 6 Heba Yuksel, Stuart Milner, Christopher C Davis. Aperture averaging for optimizing receiver design and system performance on free space optical communication links [J]. Journal of Optical Networking, 2005, 4(8): 462-475.
- 7 A Kumar, V K Jain. Antenna aperture averaging and power budgeting for uplink and downlink optical satellite communication [C]. ICSCN'08, 2008. 126-131.
- 8 Avner Peleg, Jerome V Moloney. Scintillation reduction by use of multiple Gaussian laser beams with different wavelengths [J]. IEEE Photon Technol Lett, 2007, 19(12): 883-885.
- 9 L C Andrews, R L Phillips. Impact of scintillation on laser communication systems: Recent advances in modeling [C]. SPIE, 2002, 4489: 23-34.
- 10 V A Vilnrotter, C W Lau, K Andrews, *et al.*. Two-element optical array receiver concept demonstration [C]. SPIE, 2005, 5712: 225.
- 11 V Vilnrotter, C W Lau, K Andrews, *et al.*. Real-time combining of optical array signals [C]. SPIE, 2006, 6105: 610508.
- 12 A I Kon, V I Tatarskii. On the theory of the propagation of partially coherent light beams in a turbulent atmosphere [J]. Radiophys Quantum Electron, 1972, 15(10): 1187-1192.
- 13 Jian Wu. Propagation of a Gaussian-Schell beam through turbulent media [J]. J Mod Opt, 1990, 37(4): 671-684.
- 14 Ji Xiaoling. Propagation equation of the effective radius of curvature of general beams [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(10): 2845-2848.
季小玲. 一般光束等效曲率半径的传输方程[J]. 光学学报, 2010, 30(10): 2845-2848.
- 15 Shao Xiaoli, Ji Xiaoling. Influence of turbulence on the effective radius of curvature of partially coherent Hermite-Gaussian array beams [J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(s1): s102003.
邵晓利, 季小玲. 湍流对部分相干厄米高斯列阵光束等效曲率半径的影响[J]. 中国激光, 2011, 38(s1): s102003.
- 16 Peng Yanyan, Li Jinhong, Wei Jilin, *et al.*. Influence of non-Kolmogorov atmospheric turbulence on the spectral changes of Gaussian-Schell model beams [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(1): 010102.
彭艳艳, 李晋红, 魏计林, 等. 非Kolmogorov大气湍流对高斯谢尔模型光束光谱变化的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(1): 010102.
- 17 D G Voelz, X F Xiao. Metric for optimizing spatially partially coherent beams for propagation through turbulence [J]. Opt Eng, 2009, 48(3): 036001-036007.
- 18 A Dogariu, S Amarande. Propagation of partially coherent beams: Turbulence-induced degradation [J]. Opt Lett, 2003, 28(1): 10-12.
- 19 J C Ricklin, F M Davidson. Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam [J]. J Opt Soc Am A, 2003, 20(5): 856-866.
- 20 O Korotkova, L C Andrews, R L Phillips. Phase diffuse at the transmitter for lasercom link: Effect of partially coherent beam on the bit-error rate [C]. SPIE, 2003, 4976: 70-77.
- 21 E Wolf. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams [J]. Phys Lett A, 2003, 312(5-6): 263-267.
- 22 S Sahin, O Korotkova. Light sources generating far fields with tunable flat profiles [J]. Opt Lett, 2012, 37(14): 2970-2972.
- 23 ITU-R Document 3J/31-E. On propagation data and prediction methods required for the design of space-to-earth and earth-to-space optical communication systems [C]. Radio-Communication Study Group Meeting, Budapest, 2001. 7.

栏目编辑: 王晓球