

部分相干光在大气湍流中的光强闪烁效应

柯熙政 张宇

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 以修正 Rytov 方法为基础, 利用部分相干高斯-谢尔(GSM)光束模型并结合 Andrews 的唯像闪烁模型, 研究部分相干光在大气湍流中的光强闪烁效应。推导出适用于不同湍流情形的部分相干光对数光强起伏方差表达式, 系统分析了部分相干光在大气湍流中的光强起伏方差。结果表明: 在同等的湍流环境下, 部分相干光比完全相干光的光强起伏方差要小; 光束相干性越差, 光强起伏越小, 抗湍流能力越强。在不同大气湍流情形下, 光源相干性、大气折射率常数等参数对光强起伏都有不同程度的影响。

关键词 光通信; 部分相干光; 高斯-谢尔光束模型; 光强闪烁; 大气湍流

中图分类号 TN929.12

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0106001

Scintillation of Partially Coherent Beam in Atmospheric Turbulence

Ke Xizheng Zhang Yu

*School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology,
Xi'an, Shaanxi 710048, China*

Abstract Based on the modified Rytov variance, the effect of partially coherent beam through atmospheric turbulence on log-intensity variance is studied using the Gaussian-Schell model (GSM) beam and Andrews model. The log-intensity variance is deduced and discussed when partially coherent beam goes through weak turbulence and strong turbulence. The results show that the log-intensity variance of the partially coherent beam is lower than that of the fully coherent beam under the same turbulence conditions, as the light source coherence becomes worse, the log-intensity variance and the influence of turbulence plane decreases. The light source coherence, atmospheric refractive index structure constant and other parameters all have great effect on scintillation in both of weak and strong turbulence.

Key words optical communications; partially coherent beam; Gaussian-Schell model beam; scintillation; atmospheric turbulence

OCIS codes 060.1660; 270.5565; 010.1330

1 引言

光波在大气中传播时, 接收面上的光强分布、光斑半径等都会受到大气湍流的严重影响。同时, 由于激光的高度相干性, 大气湍流所引起的波前相位畸变使得光束在局部区域内发生干涉, 从而产生光强闪烁现象, 如何降低大气湍流对无线光通信的影响是人们一直关注的问题。当大气湍流强度增强、传输距离增加时, 激光的相干性会遭到严重破坏, 完全相干光也会退化成为部分相干光^[1]。1975年 Wolf 和 Carter^[1]提出了准单色的高斯部分相干光源的概念, 不久以后高斯-谢尔模型(GSM)光源理论得以发展和完善。随后在 20 世纪 90 年代初期, Wu 等^[2]通过对部分相干高斯-谢尔光束在大气湍流中的传输研究, 得出“部分相干光比完全相

收稿日期: 2014-07-24; 收到修改稿日期: 2014-08-19

基金项目: 国家自然科学基金(61377080, 60977054)、陕西省“13115”科技统筹计划(2011KTCQ01-31)、陕西省教育厅产业化培育基金(2010JC17)、西安市科技成果转化基金(CX12165)、陕西省自然科学基金基础研究计划(2013JQ8011)、陕西省教育厅科研计划(2013JK1104)、陕西省工业攻关科技计划(2013K06-08)、江苏省省级前瞻性研究专项基金(BE2013088)

作者简介: 柯熙政(1962—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事无线激光通信方面的研究。E-mail: xzke@263.net

干光对湍流效应更不敏感”的结论。为了具体化该不敏感标准, Ponomarenko 等^[3-4]先后对部分相干光的光束束宽和扩散角进行了分析, 给出了该不敏感标准。Salem 等^[5]从理论上分析了大气湍流中部分相干光比完全相干光更适于进行长距离传输。张晓欣等^[6]以部分相干平顶光束为例, 研究了大气湍流中斜程传输时的光束扩展问题。各种研究均表明, 与完全相干光相比, 部分相干光受到大气湍流的影响更小^[7-10]。因此, 利用部分相干光的这个优点来改善激光通信系统性能就成为了一种行之有效的方法。

本文利用部分相干高斯-谢尔光束模型, 以修正 Rytov 方法为基础, 结合 Andrews 的唯像闪烁模型, 研究单色部分相干光的闪烁效应。针对完全相干光通信的不足, 论证部分相干光通信的优点。假设部分相干光的光强起伏方差就是光束的部分相干性对完全相干光束的光强起伏方差进行再调制, 在此基础上, 推导出适合在不同湍流情形应用的部分相干光光强起伏方差表达式并进行数值仿真, 分析部分相干光通过湍流大气时, 光强起伏方差和光源相干性、大气折射率常数之间的关系, 并且定量分析采用部分相干光通信对光强起伏的改善程度, 从而说明采用部分相干光通信的优势。

2 部分相干光在大气湍流中的闪烁

对数光强起伏方差定义为^[11]

$$\sigma_{\ln}^2 = \left\langle \left[\ln(I/I_0) - \ln(I/I_0) \right]^2 \right\rangle, \quad (1)$$

式中 I_0 为入射光强, I 为接收端光强。

根据光束有效参数法和 Rytov 近似理论, 当折射率谱满足 Kolmogorov 模型时, 得到弱起伏下部分相干高斯-谢尔光轴向光强起伏方差的表达式为^[12]

$$\sigma_i^2(0, L) = \sigma_b^2 = 3.86\sigma_1^2 \times 0.4 \left[(1 + 2\Theta_e)^2 + 4\Lambda_e^2 \right]^{5/12} \times \cos \left[\frac{5}{6} \arctan \left(\frac{1 + 2\Theta_e}{\Lambda_e} \right) \right] - 3.86\sigma_1^2 \times \frac{11}{16} \Lambda_e^{5/6}, \quad (2)$$

式中 σ_1^2 为 Rytov 指数, $\sigma_1^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$; L 为光束传输距离; C_n^2 为大气折射率常数; k 为波数, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ 为波长; Θ_e 、 Λ_e 为部分相干 GSM 光束在真空中传输距离 L 后的光束有效参数, 它们的表达式为

$$\Theta_e = \frac{\Theta_0}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2 \left(1 + 4 \frac{q_c}{\Lambda_0} \right)}, \quad (3)$$

$$\Lambda_e = \frac{\Lambda_0 \left(1 + 4 \frac{q_c}{\Lambda_0} \right)}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2 \left(1 + 4 \frac{q_c}{\Lambda_0} \right)}, \quad (4)$$

式中 Θ_0 、 Λ_0 为部分相干 GSM 光束在发射端的光束参数, Θ_0 可以用来表征光束的发散程度, $\Theta_0 < 1$ 为会聚光束, $\Theta_0 = 1$ 为准直光束, $\Theta_0 > 1$ 为发散光束; q_c 表示部分相干 GSM 光束的相干程度, 它们的表达式为

$$\Theta_0 = 1 - \frac{L}{F_0}, \quad (5)$$

$$\Lambda_0 = 2L/kw_0^2, \quad (6)$$

$$q_c = L/k l_c^2, \quad (7)$$

式中 F_0 为光束波前曲率半径, w_0 为初始光束半径, l_c 为光束的相干长度, l_c 越大光束相干性越好。

根据修正 Rytov 理论, 适用于任意湍流强度下的部分相干高斯-谢尔光轴向光强起伏方差为^[11]

$$\sigma_i^2(0, L) = \exp \left[\frac{0.49\sigma_b^2}{(1 + 0.56\sigma_b^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.51\sigma_b^2}{(1 + 0.69\sigma_b^{12/5})^{5/6}} \right] - 1, \quad (8)$$

离轴光强起伏方差为

$$\sigma_2^2(r, L) = 4.42\sigma_1^2 \left(\frac{\Lambda_e}{1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e} \right)^{5/6} \times \frac{r^2}{w_c^2(1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e)}, \quad (9)$$

式中 r 为矢径, 即接收平面上任一点到光斑中心的距离。

总的光强起伏方差为

$$\sigma_1^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 = \exp \left[\frac{0.49\sigma_B^2}{(1 + 0.56\sigma_B^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.51\sigma_B^2}{(1 + 0.69\sigma_B^{12/5})^{5/6}} \right] - 1 + 4.42\sigma_1^2 \left(\frac{\Lambda_e}{1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e} \right)^{5/6} \times \frac{r^2}{w_c^2(1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e)}. \quad (10)$$

当光束远距离传输时, 在发射机和接收机之间的随机介质多数处于发射机的远场, 此时球面波可以较好地近似为辐射场。此外, 发散的部分相干光受大气湍流影响较小^[13], 因此采用发散的高斯-谢尔光束进行仿真分析, 而发散光束的方差与球面波的方差类似^[11]。综上所述, 可以利用球面波的光强起伏方差来求得部分相干光束的近似结果。

在弱湍流下, 球面波的归一化光强起伏方差为^[14]

$$\sigma_1^2 = 0.496C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}. \quad (11)$$

在强湍流下, 球面波的归一化光强起伏方差为^[11]

$$\sigma_1^2 = 0.015\sigma_1^2 \left(\frac{\eta Q}{\eta + Q} \right)^{7/6} \left[1 + 1.753 \left(\frac{\eta}{\eta + Q} \right)^{1/2} - 0.252 \left(\frac{\eta}{\eta + Q} \right)^{7/12} \right], \quad (12)$$

式中 $\eta = \frac{8}{1 + 0.069\sigma_1^2 Q^{1/6}}$, $Q = 10.89L/k l_0$, l_0 为湍流的内尺度。

湍流具有级串性, 但由于存在流体粘性等因素, 这种级串式能量分裂不可能无休止地持续下去^[15], 所以湍流的内尺度大于零。此外, 目前还没有统一的关于湍流强弱的划分办法, 本文参考 Davis 的划分办法, 以 C_n^2 的取值范围来划分强弱湍流, 即 $C_n^2 < 6.4 \times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 时为弱湍流; $C_n^2 > 2.5 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时为强湍流。

由(10)式和(11)式可以推导出部分相干高斯-谢尔光通过弱大气湍流时的光强起伏方差公式为

$$\sigma_1^2 = 0.496C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \left\{ \exp \left[\frac{0.49\sigma_B^2}{(1 + 0.56\sigma_B^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.51\sigma_B^2}{(1 + 0.69\sigma_B^{12/5})^{5/6}} \right] - 1 + 4.42\sigma_1^2 \left(\frac{\Lambda_e}{1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e} \right)^{5/6} \times \frac{r^2}{w_c^2(1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e)} \right\}. \quad (13)$$

由(10)式和(12)式可以推导出部分相干高斯-谢尔光通过强大气湍流时的光强起伏方差公式为

$$\sigma_1^2 = 0.015\sigma_1^2 \left(\frac{\eta Q}{\eta + Q} \right)^{7/6} \left[1 + 1.753 \left(\frac{\eta}{\eta + Q} \right)^{1/2} - 0.252 \left(\frac{\eta}{\eta + Q} \right)^{7/12} \right] \left\{ \exp \left[\frac{0.49\sigma_B^2}{(1 + 0.56\sigma_B^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.51\sigma_B^2}{(1 + 0.69\sigma_B^{12/5})^{5/6}} \right] - 1 + 4.42\sigma_1^2 \left(\frac{\Lambda_e}{1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e} \right)^{5/6} \times \frac{r^2}{w_c^2(1 + 4\Lambda_e q_c + 1.63\sigma_1^{12/5} \Lambda_e)} \right\}. \quad (14)$$

(13)式和(14)式分别是部分相干高斯-谢尔光束通过弱、强大气湍流后的光强起伏方差公式, 是光束的部分相干性对完全相干光的光强起伏方差进行再调制的结果, 这与文献[11]推导的单束部分相干高斯光束通过强大气湍流的(4)式相类似。可以看出, 部分相干高斯-谢尔光束的光强起伏方差与大气结构常数、光束相干度、光束半径、传输距离等因素有关。

为了更直观地描述光强起伏方差的改善程度, 定义一个光强起伏方差的改善比, 用字母 α 表示, α 的取值为相同条件下部分相干光的光强起伏方差与完全相干光的光强起伏方差的比值。很明显, α 越小, 采用部分相干光通信对光强起伏的改善程度越好; α 越大, 采用部分相干光通信对光强起伏的改善程度越差。下面结合以上公式对部分相干高斯-谢尔光的光强起伏方差进行仿真并分析结果。

3 仿真结果与分析

图1是弱湍流下部分相干光在不同大气折射率常数下的光强起伏方差随传输距离的变化情况。仿真选取参数为:波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 初始光束半径 $w_0 = 0.01 \text{ m}$, 内尺度 $l_0 = 0.01 \text{ m}$, 相干长度 $l_c = 0.001 \text{ m}$, 矢径 $r = 1 \text{ m}$ 。从图中可以看到,在弱湍流条件下,传输相同距离时,随着大气折射率常数的增大,部分相干光的光强起伏方差也随之增大,且大气折射率常数越大,光强起伏方差随传输距离增加的速度越快,这是由于随着大气折射率的增大,湍流引起的接收光强度随时间和空间位置的随机变化增强而导致的。

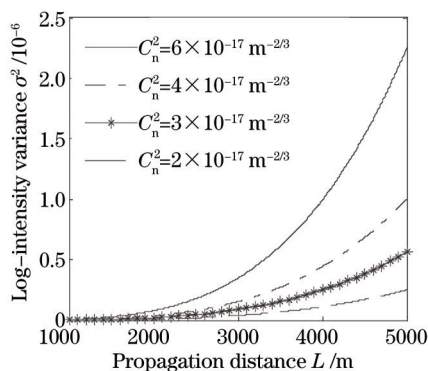


图1 弱湍流下部分相干光的光强起伏方差随距离的变化

Fig.1 Log-intensity variance of partially coherent beam versus propagation distance in weak turbulence

图2是弱湍流下完全相干光($l_c \rightarrow \infty$)和部分相干光($l_c = 0.01 \text{ m}$, $l_c = 0.001 \text{ m}$)的光强起伏方差随传输距离的变化情况。仿真选取参数为:波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 初始光束半径 $w_0 = 0.01 \text{ m}$, 内尺度 $l_0 = 0.01 \text{ m}$, 大气折射率常数 $C_n^2 = 3 \times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$, 矢径 $r = 1 \text{ m}$ 。从图中可以看出,在弱湍流条件下,光束的光强起伏方差随着传输距离的增加而增大。传输相同距离时,部分相干光的光强起伏方差明显小于完全相干光,并且随着相干长度的减小,即相干性下降,部分相干光的光强起伏方差也在减小。由此可见,弱湍流条件下,部分相干光受湍流影响小于完全相干光。

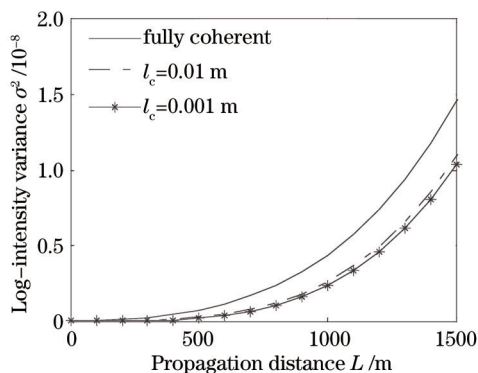


图2 弱湍流下光束的光强起伏方差随距离的变化

Fig.2 Log-intensity variance versus propagation distance in weak turbulence

图3是强湍流下部分相干光在不同大气折射率常数下的光强起伏方差随传输距离的变化情况。仿真选取参数为:波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 初始光束半径 $w_0 = 0.01 \text{ m}$, 内尺度 $l_0 = 0.01 \text{ m}$, 相干长度 $l_c = 0.001 \text{ m}$, 矢径 $r = 1 \text{ m}$ 。从图中可以看到,与弱湍流条件下得出的结论相似,在强湍流下,传输相同距离时部分相干光的光强起伏方差也随着大气折射率常数的增大而增大。大气折射率常数越大,光强起伏方差随传输距离增加的速度越快并且强湍流时的部分相干光光强起伏方差的增大幅度要明显大于弱湍流。

图4是强湍流下完全相干光($l_c \rightarrow \infty$)和部分相干光($l_c = 0.01 \text{ m}$, $l_c = 0.001 \text{ m}$)的光强起伏方差随传输距离的变化情况。仿真选取参数为:波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 初始光束半径 $w_0 = 0.01 \text{ m}$, 内尺度 $l_0 = 0.01 \text{ m}$, 大气折射率常数 $C_n^2 = 3 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, 矢径 $r = 1 \text{ m}$ 。从图中可以看出,与弱湍流下得出的结论类似,在强湍流条件下,光

束的光强起伏方差随着传输距离的增加而增大。传输相同距离时,部分相干光的光强起伏方差明显小于完全相干光,并且随着相干长度的减小,即相干性下降,部分相干光的光强起伏方差也在减小。由此可见,强湍流条件下,部分相干光受湍流影响小于完全相干光,这与文献[11]的结论一致。

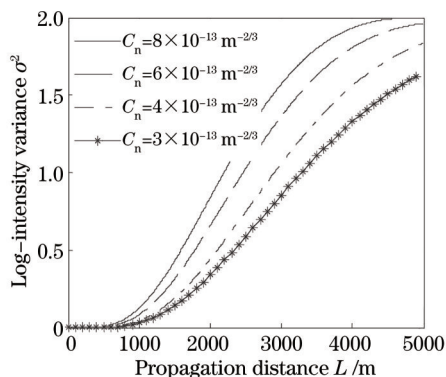


图3 强湍流下部分相干光的光强起伏方差随距离的变化

Fig.3 Log-intensity variance of partially coherent beam versus propagation distance in strong turbulence

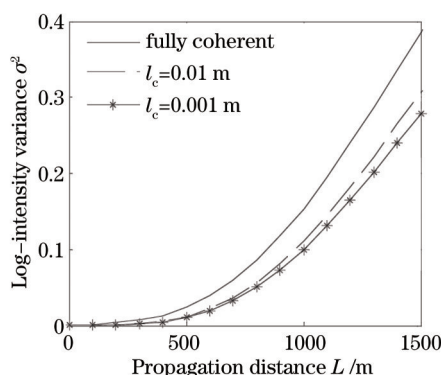


图4 强湍流下光束的光强起伏方差随距离的变化

Fig.4 Log-intensity variance versus propagation distance in strong turbulence

图5为大气湍流中部分相干光($l_c = 0.001\text{ m}$)与完全相干光($l_c \rightarrow \infty$)光强起伏方差的比值,即光强起伏方差改善比随传输距离的变化情况。仿真选取参数为:波长 $\lambda = 1.55\ \mu\text{m}$,初始光束半径 $w_0 = 0.01\ \text{m}$,内尺度 $l_0 = 0.01\ \text{m}$,弱湍流下选取大气折射率常数 $C_n^2 = 3 \times 10^{-17}\ \text{m}^{-2/3}$,强湍流下选取大气折射率常数 $C_n^2 = 3 \times 10^{-13}\ \text{m}^{-2/3}$,矢径 $r = 1\ \text{m}$ 。从图中可以看出,传输距离越大,光强起伏方差的改善比 α 越大,即采用部分相干光对光强起伏的改善程度越小。近距离传输时,弱湍流下的改善比 α 小于强湍流,说明近距离传输时,弱湍流下采用部分相干光对光强起伏方差的改善程度大于强湍流,但随着传输距离的增大,弱湍流下的改善比 α 会超过强湍流,说明当传输距离增大到一定程度时,弱湍流下采用部分相干光对光强起伏方差的改善程度会小于强湍流。从数值计算结果上看,

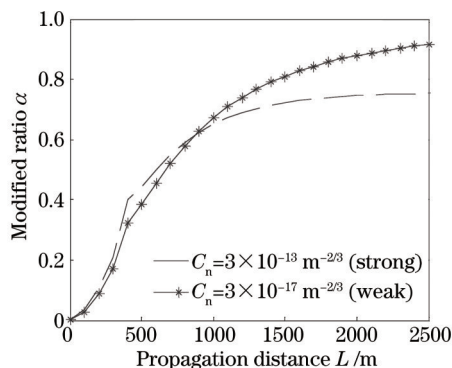


图5 光强起伏方差改善比随传输距离的变化

Fig.5 Modified ratio of log-intensity variance versus propagation distance

当传输 2.5 km 时,弱湍流下的光强起伏方差改善比为 0.91116,说明此时部分相干光的光强起伏方差比完全相干光的光强起伏方差减小了约 8.9%;强湍流下的光强起伏方差改善比为 0.75281,说明此时部分相干光的光强起伏方差比完全相干光的光强起伏方差减小了约 24.7%,由此可见,在大气湍流中使用部分相干光传输可以有效地减小光强起伏。

4 结 论

利用部分相干高斯-谢尔光束模型,以修正 Rytov 方法为基础,结合 Andrews 的唯像闪烁模型,在“部分相干光的光强起伏方差是光束的部分相干性对完全相干光束的光强起伏方差进行再调制”这一假设基础上,推导出适合在不同湍流情形应用的部分相干光对数光强起伏方差表达式并进行了数值计算与分析。结果表明:无论是弱湍流还是强湍流下,完全相干光和部分相干光的光强起伏方差都会随着传输距离、大气折射率常数的增大而增大,且部分相干光的增大幅度小于完全相干光。在图 5 的仿真参数下,从计算结果上看传输 2.5 km 时弱湍流下部分相干光($l_c = 0.001$ m)比完全相干光($l_c \rightarrow \infty$)的光强起伏方差降低了约 8.9%,强湍流下部分相干光($l_c = 0.001$ m)比完全相干光($l_c \rightarrow \infty$)的光强起伏方差降低了约 24.7%,由此可见,部分相干光受湍流影响明显小于完全相干光。但在实际应用中,相干性太差会影响传输距离,所以应该根据实际情况来选择光束的相干性。

参 考 文 献

- 1 L C Andrews, R L Phillips. Laser Beam Propagation through Random Media [M]. Bellingham: SPIE Press, 1998. 669-685.
- 2 J Wu, A D Boardman. Coherence length of a Gaussian-Schell model beam and atmospheric turbulence [J]. J Mod Opt, 1991, 38(7): 1355-1367.
- 3 A S Ponomarenko, J J Greffet, E Wolf. The diffusion of partially coherent beams in turbulent media [J]. Opt Commun, 2002, 208: 1-8.
- 4 G Gbur, E Wolf. Spreading of partially coherent beams in random media [J]. JOSA A, 2002, 19(8): 1592-1598.
- 5 M Salem, T Shirai, A Sogariu, *et al.*. Long-distance propagation of partially coherent beams through atmospheric turbulence [J]. Opt Commun, 2003, 216: 261-265.
- 6 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光束扩展[J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1201001.
- 7 Pu Lili, Zhou Yu, Sun Jianfeng, *et al.*. Receiving characteristics of coherent lidar under partially coherent condition [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(12): 1228002.
濮莉莉, 周 煜, 孙剑锋, 等. 激光雷达部分相干外差探测接收特性研究[J]. 光学学报, 2011, 31(12): 1228002.
- 8 Chen Xiaowen, Li Binzhong, Tang Mingyue. Directionality of apertured partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(9): 0913002.
陈晓文, 李宾中, 汤明玥. 受光阑限制的部分相干光通过湍流大气传输的方向性[J]. 中国激光, 2012, 39(9): 0913002.
- 9 Ding Chaoliang, Zhang Yongtao, Wang Haixia. Spectra and coherence properties of partially coherent pulse scattered by anisotropic media [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(7): 0729001.
丁超亮, 张永涛, 王海霞, 等. 部分相干光脉冲经各向异性介质散射的光谱和相干特性[J]. 光学学报, 2013, 33(7): 0729001.
- 10 Meng Xiangyu, Guo Chunlei, Wang Yong, *et al.*. Research on partially coherent light propagation in synchrotron beamlines [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(7): 0734001.
孟祥雨, 郭春磊, 王 勇, 等. 同步辐射光束线中部分相干光的传播研究[J]. 光学学报, 2013, 33(7): 0734001.
- 11 Liu Weihui, Wu Jian. Effect of multiple Gaussian-Schell beams through strong turbulence on log-intensity variance [J]. Journal of Applied Optics, 2005, 26(1): 25-28.
刘维慧, 吴 健. 多高斯-谢尔光束通过强湍流对光强闪烁的影响[J]. 应用光学, 2005, 26(1): 25-28.
- 12 J C Ricklin, F M Davidson. Bit error rate in a free-space laser communication system with a partially coherent signal beam [C]. SPIE, 2003, 4884: 95-103.
- 13 J C Ricklin, F M Davidson. Atmospheric optical communication with a Gaussian-Schell beam [J]. JOSA A, 2003, 20(5): 856-866.
- 14 Rao Ruizhong. Light Propagation in the Turbulent Atmosphere [M]. Hefei: Anhui Science & Technology Publishing House, 2005.

饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 合肥: 安徽科学技术出版社, 2005.

15 Wu Jian, Le Shixiao. The Theory of Light Propagating in Random Medium [M]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China Publishing House, 1988.

吴 健, 乐时晓. 随机介质中的光传播理论[M]. 成都: 成都电讯工程学院出版社, 1988.

栏目编辑: 吴秀娟