

doi:10.3788/gzxb20164512.1206001

部分相干光在大气湍流中的到达角起伏

柯熙政, 薛瑶

(西安理工大学 自动化与信息工程学院, 西安 710048)

摘要:研究了部分相干高斯谢尔光束在大气湍流中的到达角起伏. 主要采用湍流内外尺度的修正 Von Karmon 谱模型及广义惠更斯-菲涅尔原理和交叉谱密度函数推导出了部分相干光在大气湍流中的到达角起伏表达式. 对比分析了湍流内外尺度、湍流强度、传输距离、源相干参数以及波长等参数对部分相干光在大气湍流水平路径上传输时的到达角起伏的影响. 结果表明:随着传输距离的增加,到达角起伏越来越小;随着大气湍流内外尺度和源相干参数的增加,到达角起伏也越来越大;与部分相干光相比,完全相干光的到达角起伏受湍流影响很小;随着波长和湍流强度的减小,到达角起伏越来越小.

关键词:光通信;部分相干光;修正 Von Karmon 谱;广义惠更斯-菲涅尔原理;交叉谱密度函数;大气湍流;到达角起伏

中图分类号:TN929.12

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2016)12-1206001-5

Arrival Angle Fluctuations of Partially Coherent Beams in the Atmospheric Turbulence

KE Xi-zheng, XUE Yao

(School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

Abstract: Arrival angle fluctuations of partially coherent beams have been studied in the atmospheric turbulence. Using the model of modified Von Karmon spectrum considering its inner-scale and outer-scale, generalized Huygens-Fresnel principle and cross-spectrum density function, the expressions of arrival angle fluctuations of partially coherent beams have been deduced in the atmospheric turbulence. The influence to arrival angle fluctuations of partially coherent beam, on the turbulence along a horizontal path have been analyzed in different turbulence scales, different turbulence intensity, different transmission distance, different source coherence parameters and different wavelength. The result shows that with the increase of transmission distance, arrival angle fluctuation is more and more small; with the increase of atmospheric turbulence scale and source coherent parameters, arrival angle fluctuation is bigger and bigger; compared with the partially coherent beam, the influence of the arrival angle fluctuation of the completely coherent beams turbulence is very small; with the decrease of the wavelength and intensity of turbulence, arrival angle fluctuation is more and more small.

Key words: Optical communications; Partially coherent beam; Modified Von Karmon spectrum; Generalized Huygens-Fresnel principle; Cross-spectrum density function; Atmospheric turbulence; Arrival angle fluctuations

OCIS Codes: 060.1660; 270.3430; 010.1330

0 引言

大气湍流是影响光束传输特性的重要因素之一. 当光束在大气湍流中传输时,光束会出现不同程度的

光强峰值降低、光束扩展、漂移以及到达角起伏等大气湍流效应. 当激光在均匀介质中传播时波前均匀;但在大气湍流中传播时,因为光束截面内不同位置的大气折射率存在起伏,这些起伏造成光束波前的不同位置

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 61377080,60977054)资助

第一作者:柯熙政(1962-),男,教授,博导,主要研究方向为无线激光通信. Email: xzke@263.net

通讯作者:薛瑶(1990-),女,硕士研究生,主演研究方向为大气激光通信. Email: xyoyi@aliyun.com

收稿日期:2016-05-11;录用日期:2016-07-13

<http://www.photon.ac.cn>

存在不同相移, 相位起伏导致光束波前存在到达角起伏, 从而致使望远镜中的像点发生抖动。

近年来, 国内外学者对部分相干光在大气湍流中传输时的到达角起伏做了很多研究^[1-3]。1992年, Nice-Sophia Antipolis 大学的 Julien Borgnino 等^[4]研究了有限相干空间的外尺度对到达角起伏的协方差的影响, 认为到达角起伏的干涉法统计分析是一个获取必要信息非常有效的方法。1997年2月, 张逸新^[5]运用几何光学近似, 推导出了大气湍流中束状反射回波的到达角起伏表达式。结果表明, 当准直光束照明平面反射器时, 到达角起伏是相同条件下视线大气传输光束到达角起伏的一倍。2004年4月, National Technical 大学的 Stelios A. Mitilneos 等^[6]研究了任意到达角信道模型比特误码率性能评估仿真方法。2006年6月, 高宠等^[7]推导了适用于强湍流区的无限平面波和球面波的到达角起伏方差表达式及其功率谱表达式, 分析了散射盘对到达角起伏的影响。2006年10月, 江飞等^[8]研究了大气湍流尺度和强度对到达角起伏的影响, 并计算了到达角起伏在考虑湍流内外尺度和强度影响下的到达角方差表达式。2007年, 李芳等^[9]研究了自适应光学校正空地光通信到达角起伏, 仿真结果表明, 自适应光学能够很好地校正由大气湍流引起的到达角起伏方差。2012年, Bremen 大学的 Ole Bischoff 等^[10]利用测量达到角和距离实现了用于无线传感器网络的超声波定位系统。2013年10月, 都文和等^[11]研究了非柯尔莫哥洛夫湍流对星光到达角起伏的影响, 推导了弱起伏条件下的到达角起伏方差。结果表明, 星光到达角起伏主要是由对流层柯尔莫哥洛夫湍流决定, 对于不同的接收孔径, 到达角起伏 5%~14% 是由平流层非柯尔莫哥洛夫湍流引起的。2015年4月, 都文和等^[12]分析了对流层 Kolmogorov 湍流和平流层 Non-kolmogorov 湍流对星地链路瞄准捕获跟踪的联合影响。结果表明, 大气湍流对星地链路激光通信具有显著影响, 且对流层的影响远小于平流层。2015年7月, 黄凯等^[13]研究了激光收发望远镜的几何布局对光束到达角起伏相关性的影响, 分析了收发共光路与非共光路情况下, 不同的几何限制导致的光束到达角起伏相关性变化。2015年11月, 爱丁堡大学的 Sean Manning 等^[14]发展和实现了一个强大的到达角湍流测量系统, 为了提高测量闪烁的可靠性和鲁棒性, 设计了几个关键的数据采集和处理技术。

本文利用部分相干高斯-谢尔光束模型, 采用将内外尺度考虑在内的修正 Von Karmon 谱模型并以修正 Rytov 方法为基础, 结合到达角起伏的定义, 推导出适合在不同湍流情形应用的部分相干光到达角起伏表达式并进行数值仿真, 分析部分相干光通过大气湍流时, 到达角起伏方差与湍流内外尺度、湍流强度、传输

距离、源相干参数以及波长等参数之间的关系。

1 理论计算

广义 Huygens-Fresnel 原理表达式为^[15]

$$U(\boldsymbol{\rho}, z) = \frac{-ik}{2\pi z} \exp(ikz) \iint d^2 r U(\boldsymbol{r}, 0) \cdot \exp\left[\frac{ik}{2z} |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{r}|^2 + \phi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\rho})\right] \quad (1)$$

由广义 Huygens-Fresnel 原理得接收面上的交叉谱密度函数^[16]为

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; z) = \langle U(\boldsymbol{\rho}_1; z) U^*(\boldsymbol{\rho}_2; z) \rangle = \frac{1}{(\lambda z)^2} \iiint d^2 \boldsymbol{r}_1 d^2 \boldsymbol{r}_2 W(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) \langle \exp[\phi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \phi^*(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle \times \exp\left\{\frac{ik}{2z} [(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{r}_1)^2 - (\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{r}_2)^2]\right\} \quad (2)$$

式中, $W_0(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ 是发射机处的交叉谱密度函数。对于部分相干波束, 激光发射机孔径处放置一个相位散射器, 发射光场可以修正为

$$\tilde{U}(\boldsymbol{r}, 0) = U(\boldsymbol{r}, 0) \exp[i\varphi_d(\boldsymbol{r})] \quad (3)$$

式中, $U(\boldsymbol{r}, 0) = \exp\left[-\left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik}{2F_0}\right)r^2\right]$, $\exp[i\varphi_d(\boldsymbol{r})]$ 是由相位扩散引起的小随机微扰项。

假设由扩散引起的一部分独立随机相位是高斯型的, 且仅依赖于光束各自的传输距离而不是实际扩散路径, 则发射机的交叉谱密度函数可以表示为

$$W_0(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = \langle \tilde{U}(\boldsymbol{r}_1; z) \tilde{U}^*(\boldsymbol{r}_2; z) \rangle = U(\boldsymbol{r}_1, 0) U^*(\boldsymbol{r}_2, 0) \times \langle \exp[i\varphi_{d1}(\boldsymbol{r}_1)] \exp[i\varphi_{d2}(\boldsymbol{r}_2)] \rangle = U(\boldsymbol{r}_1, 0) U^*(\boldsymbol{r}_2, 0) \exp[-(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)^2 / 2l_c^2] \quad (4)$$

式中, l_c 是部分相干长度, 描述发射源的部分相干特性。

球面波复相位的互相关函数表示为

$$\langle \exp[\phi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \phi^*(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle = \exp[-D_\phi / 2] \quad (5)$$

式中, D_ϕ 是相位结构函数, 它表示两点间相位的均方差, 其表达式为

$$D_\phi(\boldsymbol{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d) \cong 8\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa, L_0, l_0) \times [1 - J_0(|(1 - \xi) \cdot (\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2) + \xi(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)| \kappa)] d\kappa d\xi \quad (6)$$

式中, $\Phi_n(\kappa, L_0, l_0)$ 是折射率湍流谱模型。本文采用将内外尺度均考虑在内的修正 Von Karmon 谱^[17], 其表达式为

$$\Phi_n(\kappa, h) = 0.033 C_n^2(h) \exp(-\kappa^2 / \kappa_m^2) \times (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \quad (7)$$

式中, $\kappa_m = 5.92/l_0$, $\kappa_0 \approx 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别代表湍流的内、外尺度。

由式(6)和式(7)得

$$\langle \exp[\phi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \phi^*(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle \cong \exp\{-[(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)^2 + (\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2] / \bar{\rho}_0^2\} \quad (8)$$

式中,

$$\bar{\rho}_0^2 = \rho_0^2 (1 - 0.715 \kappa_0^{1/3})^{-1}$$

$$\rho_0^2 = \left(\frac{1.46k^2 z}{\cos\theta} \int_0^1 C_n^2(\xi z) (1-\xi)^{5/3} d\xi \right)^{-6/5} \times \\ (1 - 0.103(3/8)^{-5/6} \kappa_m^{1/3})$$

那么式(2)可以化简为

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; z) = \frac{1}{(\lambda z)^2} \iiint d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 \\ W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [(\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_1)^2 - (\boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{r}_2)^2] \right\} \times \\ \exp \left\{ -[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 + (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2] / \bar{\rho}_0^2 \right\} \quad (9)$$

式(9)即为部分相干波束在斜程大气湍流中传输时到达接收面处的交叉谱密度函数。

对于连续光源而言,光束的互相关函数可近似于交叉谱密度 $W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z)$,即

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; z) = \langle U(\boldsymbol{\rho}_1, z) U^*(\boldsymbol{\rho}_2, z) \rangle \approx W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) \quad (10)$$

则波结构函数和互相关函数之间的关系为

$$\exp \left[-\frac{1}{2} D(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) \right] = \\ \frac{|\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z)|}{[\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_1, z) \Gamma(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_2, z)]^{1/2}} \quad (11)$$

大气湍流中部分相干 GSM 光束到达接收面处的互相关函数表示为

$$W(\boldsymbol{\rho}_c, \boldsymbol{\rho}_d; z) = \langle I(\boldsymbol{\rho}_c, \boldsymbol{\rho}_d; z) \rangle = \frac{w_0^2}{W_\zeta^2(z)} \cdot \\ \exp \left\{ -\rho_d^2 \left(\frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{2w_0^2 \Lambda_0^2} \right) - \frac{4\boldsymbol{\rho}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_d}{2W_\zeta^2(z)} - \frac{ik\boldsymbol{\rho}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_d}{F_\zeta^2(z)} \right\} \quad (12)$$

式中, $\varphi = \Theta_0 / \Lambda_0 - \Lambda_0 w_0^2 / \rho_0^2$, $W_\zeta(z)$, $F_\zeta(z)$ 分别为大气湍流中 GSM 波束的有效波束半径和相位波前曲率半径,具体表达式为

$$\begin{cases} W_\zeta(z) = w_0 (\Theta_0^2 + \zeta \Lambda_0^2)^{1/2} \\ \zeta = \zeta_s + \frac{2w_0^2}{\rho_0^2} \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} F_\zeta(z) = \frac{z(\Theta_0^2 + \zeta \Lambda_0^2)}{\varphi \Lambda_0 - \zeta \Lambda_0^2 - \Theta_0^2} \\ \Lambda_0 = 2z / k w_0^2 \end{cases} \quad (14)$$

式中, Θ_0, Λ_0 分别表示发射机处高斯波束的有效参数。当 $\Theta_0 = 1$, 波束是准直的; 当 $\Theta_0 < 1$, 波束是会聚的; 当 $\Theta_0 > 1$, 波束是发散的。 ζ 表示全局相干参数, $\zeta_s = 1 + w_0^2 / l_c^2$ 为发射机处波束的源相干参数。若 $\zeta_s = 1$, 光束是完全相干光; $\zeta_s > 1$, 光束是部分相干光。

综合式(12)和(13)可以得到,部分相干 GSM 波束在大气湍流中沿水平路径传输时的相位结构函数为

$$D(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = 2\rho^2 \left\{ \left(\frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{2w_0^2 \Lambda_0^2} \right) - \frac{\Theta_0^2}{2W_\zeta^2(z) \Lambda_0^2} + \frac{\Lambda_0 w_0^2}{W_\zeta^2(z) \rho_0^2} - \frac{\Lambda_0^2 w_0^4}{2W_\zeta^2(z) \rho_0^4} \right\} \quad (15)$$

相位结构函数表示两点间相位的均方差,所以可以用式(15)来衡量部分相干 GSM 光束的相位起伏。波

结构函数 $D = D_x + D_s$ 可以近似表示为 $D \approx D_s$, 这是由于相位结构函数 D_s 起主导作用,因而可以忽略对数振幅结构函数 D_x 的影响。由到达角起伏方差的定义和式(15),可以得到部分相干 GSM 光束在大气湍流中沿水平传输时接收面处的到达角起伏方差为

$$\langle \alpha^2 \rangle = \frac{D(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L)}{(k\rho)^2} = \frac{2}{k^2} \left\{ \left(\frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{2w_0^2 \Lambda_0^2} \right) - \frac{\varphi^2}{2W_\zeta^2} \right\} \quad (16)$$

2 仿真结果与分析

2.1 不同大气湍流内外尺度对到达角起伏的影响

图1和图2主要是对部分相干 GSM 光束在大气湍流中传输时,大气湍流内外尺度对到达角起伏方差的影响进行了分析。参数选取如下:光腰初始半径 $w_0 = 0.01$ m,近地面大气折射率结构常数 $c_0 = 1.7 \times 10^{-14}$,波长 $\lambda = 1.06 \times 10^{-6}$ m,光束有效参数 $\Theta_0 = 0.1$,其他参数如图中所示。传输距离 $L = 3000$ m。

从图1中可以看出,当传输距离一定时,随着内尺度的增加,到达角起伏方差也随之减小。当内尺度 $l_0 < 0.2$ cm 时,曲线变化趋势较大,当内尺度 $l_0 > 0.2$ cm 时,曲线变化趋势较缓慢,这说明湍流内尺度越小,对到达角起伏方差的影响越大。从图2中可以看出,到达角起伏方差随着外尺度的增大而增大。

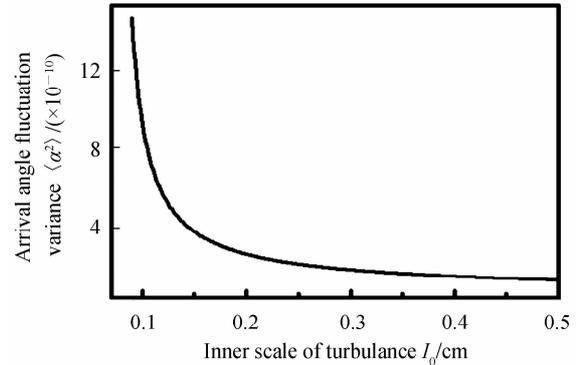


图1 到达角起伏方差随大气湍流内尺度的变化关系
Fig. 1 Arrival angle fluctuation variance versus inner scale of turbulence

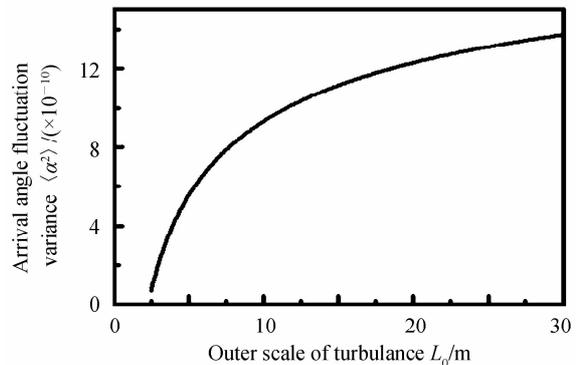


图2 到达角起伏方差随大气湍流外尺度的变化关系
Fig. 2 Arrival angle fluctuation variance versus outer scale of turbulence

2.2 不同相干度对到达角起伏的影响

图3和图4是不同源相干参数下,光束的到达角起伏方差随束腰半径和传输距离的变化情况.参数选取如下:近地面大气折射率结构常数 $c_0 = 1.7 \times 10^{-14}$,波长 $\lambda = 1.06 \times 10^{-6}$ m,光束有效参数 $\Theta_0 = 0.1$,内尺度 $l_0 = 0.01$ m,外尺度 $L_0 = 10$ m.源相干参数 ζ_s 分别取1、20、50、100.

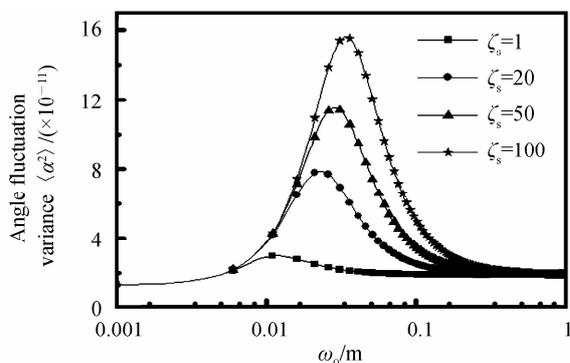


图3 不同源相干参数下,到达角起伏随束腰的变化关系

Fig. 3 Arrival angle fluctuation versus beam waist radius under different source coherence parameters

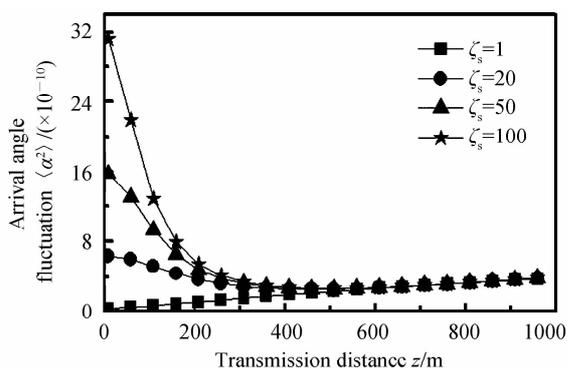


图4 不同源相干参数下,到达角起伏随传输距离的变化关系

Fig. 4 Arrival angle fluctuation versus transmission distance, under different source coherence parameters

如图3,不同源相干参数的光束的到达角起伏方差在某一束腰半径处达到最大值,当束腰半径 $\omega_0 > 0.01$ m时,到达角起伏方差随束腰半径的变化比较明显,且光束相干性越大,这种现象越明显.如图4,到达角起伏方差随着传输距离的增大先减小后增大,完全相干光($\zeta_s = 1$)的到达角起伏方差随传输距离的变化不明显,即完全相干光的到达角起伏受湍流的影响很小,而部分相干 GSM 光束的到达角起伏方差随传输距离的增大而减小,与完全相干光的到达角起伏方差越来越接近.当传输到距离大约为 1 km 后,不同源相干参数的光束到达角起伏方差达到最小值,基本不再随传输距离的变化而变化;另外,光束相干性越差,光束

的到达角起伏方差就越大.这是因为部分相干光是一个相位快速随机变化的波源,所以在相同条件下,部分相干光的到达角起伏大于完全相干光.所以选择束腰半径在 1 cm 范围内的光束,源相干参数和束腰半径的大小对到达角起伏的影响都很微弱.

2.3 不同湍流强度对到达角起伏的影响

图5是不同大气折射率结构常数下,光束的到达角起伏方差随相干参数的变化情况.仿真参数是:传输距离 $l = 1000$ m,波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$,光束有效参数 $\Theta_0 = 0.1$,初始光束半径 $\omega_0 = 0.01$ m.内尺度 $l_0 = 0.01$ m,外尺度 $L_0 = 10$ m.大气折射率结构常数 c_0 分别取 1.7×10^{-13} 、 1.7×10^{-14} 、 1.7×10^{-15} .

从图5中可以看出,当源相干参数 $\zeta_s \leq 10$ 时,随着源相干参数的增加,部分相干 GSM 光束的到达角起伏方差也随之增大;当源相干参数 $\zeta_s > 10$ 时,随着源相干参数的增加,到达角起伏方差几乎不变化,这说明随着源相干参数的增加,其对到达角起伏方差的影响越来越小;随着湍流强度的减弱,部分相干 GSM 光束到达角起伏的影响也越来越小.随着大气折射率常数越大,部分相干 GSM 光束的到达角起伏也越大.这是由于随着大气折射率的增大,湍流引起的波束到达角随时间和空间位置的随机变化增强而导致的.

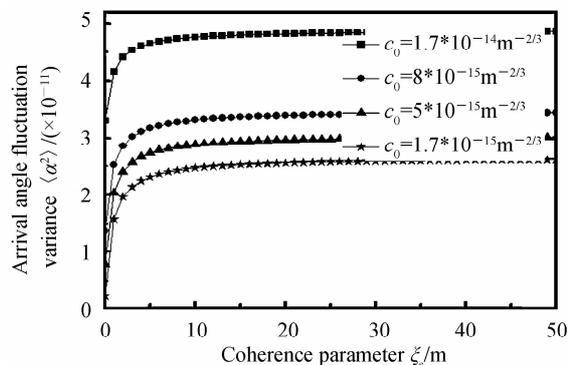


图5 不同大气折射率结构常数下,到达角起伏方差随源相干参数的变化

Fig. 5 Arrival angle fluctuation variance versus coherent parameter, under different atmospheric refractive index structure constant

2.4 不同波长对到达角起伏的影响

图6是不同波长下,光束的到达角起伏方差随相干参数的变化情况.参数选取如下:光腰初始半径 $\omega_0 = 0.01$ m,传输距离 $z = 1000$ m,近地面大气折射率结构常数 $c_0 = 1.7 \times 10^{-14}$,光束有效参数 $\Theta_0 = 0.1$,内尺度 $l_0 = 0.01$ m,外尺度 $L_0 = 10$ m,源相干参数 ζ_s 取 50.

从图6中可以看出,波长越大,到达角起伏越小.这是因为随着波长增加,大气相干长度越来越大,所以到达角起伏越来越小.

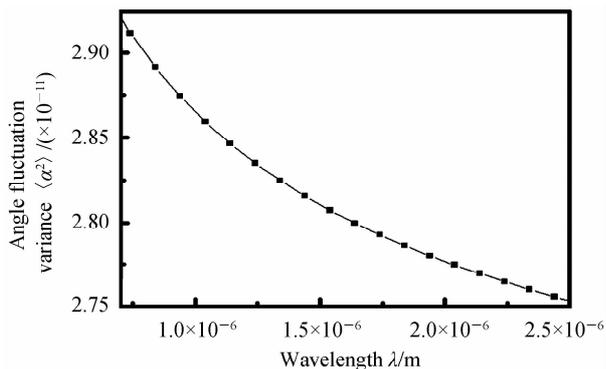


图6 不同波长时,到达角起伏方差随传输距离的变化
Fig.6 Arrival angle fluctuation variance versus transmission distance under different wavelength

3 结论

本文基于广义 Huygens-Fresnel 原理和部分相干高斯-谢尔光束的交叉谱密度函数,推导了在修正 von karmon 大气湍流折射谱中部分相干高斯-谢尔光束的相位结构函数和到达角起伏方差的表达式,给出了数值分析结果:1)随着传输距离的增加,部分相干光的到达角起伏先增大后减小;2)随着大气湍流内尺度的增加,到达角起伏也随之变大,随着大气湍流外尺度的增加,到达角起伏也变大;3)随着源相干参数的增加,到达角起伏越来越大;4)相比于部分相干光,大气湍流对完全相干光的到达角起伏的影响较小;5)随着波长的增加,到达角起伏越来越小;6)随着湍流强度的增加,到达角起伏也越来越大。理论结果表明,在实际应用中,应充分考虑大气湍流内外尺度、光束波长、束腰半径、传输距离、相干长度等因素对光束传输特性的影响,选择合适的参量,最大可能地减小大气湍流对光束传输特性的影响,从而选取最佳波束。

参考文献

- [1] SONG Zheng-fang. Angle of arrival fluctuation of light beam propagation through a turbulent atmosphere[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1994, **6**(4):517-524.
宋正方. 光束在湍流大气中传播时的到达角起伏[J]. *强激光与粒子束*, 1994, **6**(4):517-524.
- [2] ZHANG Yi-xin, TAO Chuan-kan. Angle-of-arrival of gaussian schell beam propagation in atmospheric turbulence[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(3):424-427.
张逸新,陶纯堪. 湍流大气传输高斯谢尔光束的到达角起伏[J]. *光子学报*, 2005, **34**(3):424-427.
- [3] LIU Pan, LI Xiao-feng. The calculation and experiment of angle of arrive fluctuation of laser beam transmission in the channel of atmospheric turbulence [J], *Space Electronic Technology*, 2011, **08**(4):9-12.
刘攀,李晓峰. 大气湍流信道中的激光束传输到达角起伏计算及实验[J]. *空间电子技术*, 2011, **08**(4):9-12.
- [4] JULIEN B, FRANÇOIS M, AZIZ Z. Effect of a finite spatial-coherence outer scale on the covariances of angle-of-arrival fluctuations[J]. *Optics Communications*, 1992, **91**(3-4):267-279.
- [5] ZHANG Yi-xin. Angle-of-arrival fluctuation of reflected laser beam in atmospheric turbulence[J]. *Laser Technology*, 1997, **21**(1):25-29.
张逸新. 湍流大气中激光回波到达角起伏[J]. *激光技术*, 1997, **21**(1):25-29.
- [6] MITILINEOS S A, VARLAMOS P K, CAPSALIS C N. A simulation method for bit-error-rate-performance estimation for arbitrary angle of arrival channel models[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 2004, **46**(2):158-163.
- [7] GAO Chong, MA Jing, TAN LI-ying. Angle-of-arrival fluctuation of light beam propagation in strong turbulence regime[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(6):891-894.
高宠,马晶,谭立英. 光束在强湍流区中传播的到达角起伏[J]. *强激光与粒子束*, 2006, **18**(6):891-894.
- [8] JIANG Fei, ZHONG Xiao-chun, RONG Jian. Effect of atmospheric turbulence on angle of arrival fluctuation [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2006, **35**(s1):437-441.
江飞,钟晓春,荣健. 大气湍流尺度和强度对到达角起伏的影响[J]. *红外与激光工程*, 2006, **35**(s1):437-441.
- [9] LI Fang, RONG Jian, DING Xue-ke. Study on correction of angle-of-arrival fluctuation with AO[J]. *Laser Journal*, 2007, **28**(5):57-58.
李芳,荣健,丁学科. 自适应光学校正空地光通信到达角起伏的研究[J]. *激光杂志*, 2007, **28**(5):57-58.
- [10] OLE B, NILS H, JOCHEN R, STEFFEN P. Design and implementation of an ultrasonic localization system for wireless sensor networks using angle-of-arrival and distance measurement[J]. *Sciverse Sciencedirect*, 2012, **47**(12):953-956.
- [11] DU Wen-he, ZHOU Zhi-ming, LIU Dao-sen. Effect of non-kolmogorov turbulence on fluctuations in angle of arrival of starlight[J]. *Infrared And Laser Engineering*, 2013, **42**(10):2778-2783.
- [12] DU Wen-he, YANG Jing-xuan, LIU Jian. Analysis on the temporal-frequency spectra for angle-of-arrival fluctuations under atmospheric turbulence [J]. *Laser & Infrared*, 2015, **45**(4):353-358.
都文和,杨婧娟,刘剑. 强联合大气湍流下到达角起伏时间频率谱分析[J]. *激光与红外*, 2015, **45**(4):353-358.
- [13] HUANG Kai, ZHOU Yu, LI Rong-wang, et al. Impact of geometric layouts of laser transceiver on the correlation of angle-of-arrival fluctuations[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, **35**(7):17-24.
黄凯,周钰,李荣旺,等. 激光收发望远镜的几何布局对光束到达角起伏相关性的影响[J]. *光学学报*, 2015, **35**(7):17-24.
- [14] SEAN M, BRADLEY A C, KENNETH J G, et al. Development and implementation of a robust angle of arrival turbulence measurement system [J]. *Optical Engineering*, 2015, **54**(11):395-399.
- [15] ZHU Xiao-ming, KAHN J M. Free-space optical communication through atmospheric turbulence channels[J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2002, **50**(8):1293-1300.
- [16] RICKLIN J C, DAVIDSON F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam; implications for free-space laser communication [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, **19**(9):1794-802.
- [17] WEI Hong-yan. Study on the characteristic of laser beam in the slant path through the atmospheric turbulence [D]. Xi'an: Xidain University, 2006:5-12.
韦宏艳. 斜程湍流大气中激光波束传输特性研究 [D]. 西安:西安电子科技大学, 2006:5-12.