

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

黄 凯^{1,2} 周 钰¹ 李荣旺¹ 翟东升¹ 熊耀恒¹

¹中国科学院云南天文台, 云南 昆明 650216

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 大气湍流的倾斜扰动会导致光束在通过大气后到达角发生起伏。对于激光测距、激光导引星等应用场合, 激光分别在发射和接收时两次通过了湍流大气。激光收发望远镜几何布局方式的不同会引起激光发射和接收光路中的倾斜相关性出现差异, 最终影响接收望远镜探测到的激光到达角起伏。从激光收发望远镜布局的一般几何模型出发, 利用Zernike多项式波前展开, 给出了受大气湍流影响的分离孔径倾斜相关函数。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。最后, 讨论了不同的激光收发望远镜的几何布局对接收望远镜探测到的光束到达角起伏的影响。

关键词 大气光学; 到达角起伏; Zernike多项式; 倾斜量; 激光发射望远镜

中图分类号 O436

文献标示码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0701003

Impact of Geometric Layouts of Laser Transceiver on the Correlation of Angle-of-Arrival Fluctuations

Huang Kai^{1,2} Zhou Yu¹ Li Rongwang¹ Zhai Dongsheng¹ Xiong Yaoheng¹

¹Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming, Yunnan 650216, China

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Tip-tilt disturbance of atmospheric turbulence leads to the angle-of-arrival fluctuations when a beam is propagating through such an atmosphere. The laser beam is propagating through the turbulent atmosphere twice in the cases of satellite laser ranging and laser guide star. Different locations of geometric layouts of laser transceiver lead to the difference in correlation of tip-tilt fluctuations between laser launch and receive paths, and affect the variations of angle-of-arrival fluctuations in the end. Based on the geometry of laser transceiver, the tip-tilt correlation between two separated apertures is developed by using the wave-front expansion on the Zernike polynomials. The changes of the tip-tilt correlation due to the geometrical limit of common optical path system and non-common optical path system are analyzed. Finally, the impacts of geometric layouts of the different laser transceivers on the angle-of-arrival fluctuations are discussed.

Key words atmospheric optics; angle of arrival fluctuations; Zernike polynomials; tip-tilt; laser launch telescope

OCIS codes 010.1080; 010.1300; 110.6770

1 引言

大气湍流导致在大气中传输的光束有明显的到达角起伏。在卫星激光测距、激光导引星等应用场合, 光束在短时间内两次通过大气湍流。如果这两次通过大气湍流的时间间隔远小于Tyler频率决定的大气湍

收稿日期: 2014-12-23; 收到修改稿日期: 2015-03-04

基金项目: 国家自然科学基金青年基金(11103070)

作者简介: 黄 凯(1987-), 男, 博士研究生, 主要从事自适应光学天文应用方面的研究。E-mail: hklobo@ynao.ac.cn

导师简介: 熊耀恒(1955-), 男, 博士, 研究员, 主要从事天文光学、空间目标与空间碎片的光电探测等方面的研究。

E-mail: xyh@ynao.ac.cn

流冻结时间^[1],且完全经历了同样的大气湍流,可以认为回波光束经历的湍流倾斜变化刚好校正了发射光束的到达角起伏。然而,由于激光收发系统光瞳大小的不同以及光瞳中心的分离导致回波光束经历的倾斜变化不能完全地校正激光发射光束的到达角起伏,这就是由分离孔径引起的倾斜非等晕性。倾斜非等晕性表征的是到达角起伏相关性的减小。分析激光发射望远镜不同的几何布局对到达角起伏相关性的影响,可以为不同应用场合中激光收发望远镜的设计提供参考。

关于大气湍流非等晕性的研究有大量的报道^[2-4],但本文涉及的分离孔径系统的非等晕性分析鲜有报道。虽然已有基于一般几何位置关系的非等晕性分析方法^[5-6],不过在其简化模型下,收发望远镜的口径差异所引起的非等晕性误差并没有被讨论。本文总结了激光收发望远镜的特定几何布局,构建了不同激光收发方式的一般几何模型,利用Zernike多项式波前展开,分析了光束发射与接收端到达角起伏的相关性变化。最后讨论了不同激光收发望远镜的几何布局对到达角起伏相关性的影响。

2 激光发射方式的几何模型

激光收发系统的设计,在不同的应用场合都有各自的考虑^[7-10]。按激光发射与接收系统是否共享一个望远镜为标准将激光发射方式分为共光路与非共光路两种。如图1所示,共光路发射系统分为全口径共光路系统与部分口径共光路系统。全口径发射系统能够充分利用望远镜口径大小,可以获得更小的激光发散角。部分口径发射系统能够避免副镜遮挡,减少光能损失。非共光路激光发射系统也分为望远镜侧面发射和望远镜中心发射两种方式,侧面激光发射系统安装调试比较方便,然而,在激光导引星自适应光学系统中,为了减小侧面发射导致的激光导引星拖影误差,也可以将激光引导至望远镜的副镜背后发射^[11],其中LGS代表激光导引星。

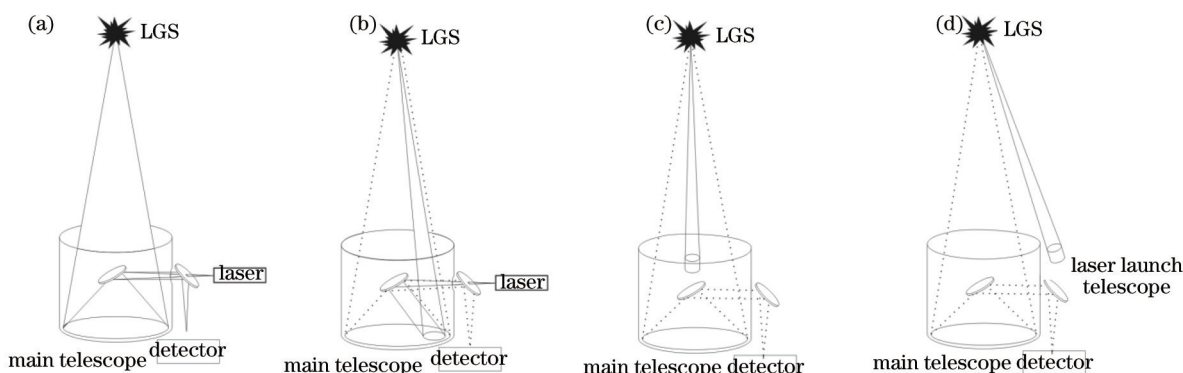


图1 激光收发望远镜的几何布局图。(a)全口径共光路系统;(b)部分口径共光路系统;
(c)从副镜背后发射的非共光路系统;(d)从主望远镜侧面发射的非共光路系统

Fig.1 Geometric layouts of laser transceiver. (a) Full aperture common optical path system; (b) partial aperture common optical path system; (c) non-common optical path system behind the secondary mirror; (d) non-common optical path system beside the main telescope

激光收发望远镜的一般几何位置关系如图2所示,为了简化数学模型,不考虑副镜的大小对分析的影响。激光接收的光瞳半径为 R_r ,激光发射的光瞳半径为 R_l ,光瞳的中心的距离为 D ,上文提到的4种发射方式可以总结为

$$\begin{cases} R_r = R_l; D = 0, \text{ for full aperture common optical path system} \\ R_r > 2R_l; R_l < D < R_r - R_l, \text{ for partial aperture common optical path system} \\ D > R_r + R_l, \text{ for non-common optical path system beside the main telescope} \\ R_l < R_r; D = 0, \text{ for non-common optical path system behind the secondary mirror} \end{cases} \quad (1)$$

大气湍流会导致光束波前发生畸变,波前整体倾斜是波前畸变的主要组成。在如图2所示的激光收发系统中,激光上行的传输过程会因为波前整体倾斜导致目标平面的光斑发生整体漂移,激光下行经过接收望远镜的成像光路后,成像光斑在成像平面整体抖动。无论是光斑的整体漂移,还是在成像平面的整体抖

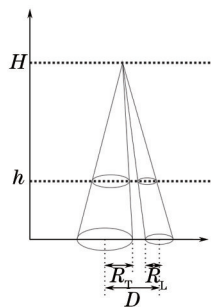


图2 激光收发系统的一般几何关系图

Fig.2 General geometry of laser transceiver system

动,都是由波前整体倾斜变化引起的到达角起伏,其方差表示为

$$\langle \alpha^2 \rangle = 0.1445 \lambda^2 R^{-1/3} r_0^{-5/3}, \quad (2)$$

式中 λ 为光波长, R 为光学系统光瞳半径, r_0 为大气相干长度,在不考虑发射与接收望远镜本身抖动误差的情况下,设激光上行的到达角起伏方差为 $\langle \alpha_{up}^2 \rangle$, 激光下行的到达角起伏方差为 $\langle \alpha_{down}^2 \rangle$, 那么,接收望远镜得到的激光回波到达角起伏方差表示为

$$\langle \alpha_r^2 \rangle = \langle \alpha_{down}^2 \rangle \left(1 + \frac{\langle \alpha_{up}^2 \rangle}{\langle \alpha_{down}^2 \rangle} - 2 \frac{\langle \alpha_{up} \alpha_{down} \rangle}{\langle \alpha_{down}^2 \rangle} \right), \quad (3)$$

式中 $\frac{\langle \alpha_{up} \alpha_{down} \rangle}{\langle \alpha_{down}^2 \rangle}$ 为归一化的到达角起伏相关函数,很明显,发射与接收系统的到达角起伏相关性越高,激光回

波的到达角起伏方差越小,当 $\frac{\langle \alpha_{up} \alpha_{down} \rangle}{\langle \alpha_{down}^2 \rangle} = 1$ 时,激光回波的到达角起伏方差为 0,说明激光上行与下行的波前倾斜正好抵消。到达角起伏的相关性可以通过波前倾斜的相关性直接反应出来。

3 倾斜相关性分析

一般情况下波前畸变可以用一系列正交多项式的线性组合表示,如用 Zernike 多项式的展开来分析大气湍流对波前扰动的影响^[2,5,12]。对于半径为 R 的系统,光束的波前表达式为

$$\phi(R\rho) = \sum_{j=1}^{\infty} a_j \times Z_j(\rho), \quad (4)$$

式中 ρ 是单位位置矢量, $Z_j(\rho)$ 为第 j 阶 Zernike 多项式的展开项, a_j 为该展开项的系数,其可以表示为

$$a_j = \int d^2 \rho W(\rho) \phi(R\rho) Z_j(\rho), \quad (5)$$

式中 $W(\rho) = \begin{cases} 1/\pi, & |\rho| \leq 1 \\ 0, & |\rho| > 1 \end{cases}$ 。如图 2 所示,将光瞳归一化到基准平面,激光发射的目标高度为 H , 其 Zernike 系数相关函数可表示为

$$\langle a_{Tj}(D) a_{Lj}(0) \rangle = \int d^2 \rho_T \int d^2 \rho_L W(\rho_T) Z(\rho_T) W(\rho_L) Z(\rho_L) \sum_{h=0}^H C(\Theta R_T \rho_T, \Theta R_L \rho_L), \quad (6)$$

式中 $\Theta = \frac{H-h}{H}$ 是和海拔高度 h 有关的光路传输因子。 $C(\Theta R_T \rho_T, \Theta R_L \rho_L)$ 是相位协方差函数,将波前的相位起伏看作是均值为 0 的高斯随机变量,那么:

$$C(\Theta R_T \rho_T, \Theta R_L \rho_L) = \langle \phi(\rho) \phi(\rho + \Delta\rho) \rangle, \quad (7)$$

$$\Delta\rho = \Theta D \rho_D + \Theta R_T \rho_T - \Theta R_L \rho_L. \quad (8)$$

根据 Noll 给出的 Zernike 多项傅里叶变换^[13]将 (4) 式中的 $W(\rho)Z(\rho)$ 替换为

$W(\boldsymbol{\rho})Z(\boldsymbol{\rho}) = \int d^2 K Q_j(\mathbf{K}) \exp(-2i\pi \mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho})$, $Q_j(\mathbf{K})$ 与 $W(\boldsymbol{\rho})Z(\boldsymbol{\rho})$ 为傅里叶变换对, \mathbf{K} 为波矢量。将 $W(\boldsymbol{\rho})Z(\boldsymbol{\rho})$ 代入(4)式得到:

$$\langle a_{\text{vj}}(D)a_{\text{lj}}(0) \rangle = \sum_{h=0}^H \int d^2 K_{\text{T}} \int d^2 K_{\text{L}} Q_j(K_{\text{T}}) Q_j(K_{\text{L}}) \times \int d^2 \boldsymbol{\rho}_{\text{T}} \int d^2 \boldsymbol{\rho}_{\text{L}} \exp[2i\pi(K_{\text{L}}\boldsymbol{\rho}_{\text{L}} - K_{\text{T}}\boldsymbol{\rho}_{\text{T}})] C(\Theta R_{\text{T}}\boldsymbol{\rho}_{\text{T}}, \Theta R_{\text{L}}\boldsymbol{\rho}_{\text{L}}). \quad (9)$$

设 $\xi = R_{\text{L}}/R_{\text{T}}$ 为发射光瞳半径和接收光瞳半径之比; 如果 $\boldsymbol{\eta} = \xi\boldsymbol{\rho}_{\text{L}} - \boldsymbol{\rho}_{\text{T}}$, 那么 $\Delta\boldsymbol{\rho} = [\Theta D\boldsymbol{\rho}_{\text{D}} - \Theta R_{\text{T}}\boldsymbol{\eta}]$ 。(7)式可以化解为

$$\langle a_{\text{vj}}(D)a_{\text{lj}}(0) \rangle = \sum_{h=0}^H \int d^2 K_{\text{T}} \int d^2 K_{\text{L}} Q_j(K_{\text{T}}) Q_j(K_{\text{L}}) \times \int d^2 \boldsymbol{\eta} \exp(2i\pi \mathbf{K}_{\text{T}} \cdot \boldsymbol{\eta}) C(\Theta D\boldsymbol{\rho}_{\text{D}} + \Theta R_{\text{T}}\boldsymbol{\eta}) \times \int d^2 \boldsymbol{\rho}_{\text{L}} \exp[2i\pi \boldsymbol{\rho}_{\text{L}}(\mathbf{K}_{\text{L}} - \mathbf{K}_{\text{T}}\xi)] \quad (10)$$

狄拉克函数的积分表达式为: $\delta(\mathbf{K}_{\text{T}}\xi - \mathbf{K}_{\text{L}}) = \int d^2 \boldsymbol{\rho}_{\text{L}} \exp[2i\pi \boldsymbol{\rho}_{\text{L}}(\mathbf{K}_{\text{L}} - \mathbf{K}_{\text{T}}\xi)]$, 当 $\mathbf{K}_{\text{L}} = \mathbf{K}_{\text{T}}\xi$,

$$\langle a_{\text{vj}}(D)a_{\text{lj}}(0) \rangle = \sum_{h=0}^H \int d^2 K_{\text{T}} \int d^2 K_{\text{L}} Q_j(K_{\text{T}}) Q_j(K_{\text{L}}) \times \int d^2 \boldsymbol{\eta} \exp(2i\pi \mathbf{K}_{\text{T}} \cdot \boldsymbol{\eta}) C(\Theta D\boldsymbol{\rho}_{\text{D}} + \Theta R_{\text{T}}\boldsymbol{\eta}). \quad (11)$$

考虑自相关函数 $\langle \phi(\boldsymbol{\rho})\phi(\boldsymbol{\rho} + \Delta\boldsymbol{\rho}) \rangle$ 和湍流折射率功率谱呈一对傅里叶变换关系。对于一般大气湍流, 其功率谱可以写为

$$\Phi(\mathbf{K}, h) = 0.033 C_n^2(h) g(\mathbf{K}) K^{-11/3}, \quad (12)$$

式中 $C_n^2(h)$ 为大气湍流折射率结构常数; 那么, 分离孔径 Zernike 多项式系数相关函数表达式为^[12]

$$\langle a_{\text{vj}}(D, \xi) a_{\text{lj}}(0) \rangle = \frac{0.033 g(k) R_{\text{T}}^{5/3}}{\pi^2} \int_0^H dh \Theta^{5/3} C_n^2(h) \xi^{-1} I_{n,m} \left(\frac{D}{R_{\text{T}}}, \xi \right), \quad (13)$$

$$I_{n,m} \left(\frac{D}{R_{\text{T}}}, \xi \right) = s_{n,m} \int_0^\infty dK' (K')^{-14/3} J_{n+1}(K') J_{n+1}(K'\xi) \times \left[J_0 \left(K' \frac{D}{R_{\text{T}}} \right) + k_j J_{2m} \left(K' \frac{D}{R_{\text{T}}} \right) \right], \quad (14)$$

式中 $K' = 2\pi K$; $g(K)$ 为湍流折射率功率谱修正因子^[5], 若 $g(K) = 1$, 则为 K41 湍谱; J_n 表示 n 阶贝塞尔函数; n, m 分别是多项式的径向频率数和角向频率数, 对于只考虑倾斜分量的情况则 $n = m = 1$ 。解析求解相关函数的难点在于对贝塞尔函数乘积的积分求解, 本文的求解方法可以参看相关文献的讨论^[2], 不在此复述。最后, 给出归一化的相关函数表达式:

$$F_{1,1}(D, \xi) = \frac{\langle a_{\text{vj}}(D, \xi) a_{\text{lj}}(0) \rangle}{\langle a_{\text{vj}}^2 \rangle} = \frac{\int_0^H dh \Theta^{5/3} C_n^2(h) \xi^{-1} I_{1,1} \left(\frac{D}{R_{\text{T}}}, \xi \right)}{\int_0^H dh \Theta^{5/3} C_n^2(h) I_{1,1}(0, 1)}. \quad (15)$$

(15)式可以看出, $F_{1,1}$ 不仅受 D/R_{T} 的影响, 还与激光发射光瞳半径和接收光瞳半径之比 ξ 有关。 $F_{1,1}$ 的大小表明光束上行和下行到达角起伏的相关性程度, 当 $F_{1,1} = 1$ 时, 说明光束上行与下行的到达角起伏完全相同且方向相反, 起伏刚好抵消。当 $F_{1,1} = 0$ 时, 说明光束上行与下行的到达角起伏相互独立, 接收望远镜探测到的激光束到达角起伏为激光上行及下行到达角起伏的叠加结果, 激光回波到达角起伏方差则为 $\langle \alpha_{\text{T}}^2 \rangle = \langle \alpha_{\text{down}}^2 \rangle + \langle \alpha_{\text{up}}^2 \rangle$ 。

4 模拟仿真结果

数值模拟实验是研究光波在随机介质中传播的重要研究手段, Schmidt^[14]总结了光传播的数值模拟的多种成熟技术, 本文利用他给出的多层相位屏光束传输程序对分离孔径的激光传输到达角起伏进行了仿真实验。根据大气折射率结构常数模型构造随机湍流相位屏, 设置直径为 d 的初始传播光场 U_0 , 接收半径分别为 R_{T} 和 R_{L} 的圆形口径, 口径中心相距 D , 经过分布传播仿真获得接收口径内的光场分布, 最后得到分离孔径内光束的到达角起伏相关性。

依据云南天文台观测条件, 选用 HV10/10 折射率结构常数模型:

$$C_n^2(h) = 4.5 \times 10^{-15} \exp(-h/0.1) + 9 \times 10^{-17} \exp(-h/1.5) + 2 \times 10^{-53} h^{10} \exp(-h). \quad (16)$$

表 1 随机湍流大气相位屏构造参数

Table 1 Parameters of random turbulent atmospheric phase screens

Phase location /km	Layer width /km	Fried's parameter /cm
$h_{12} = 19.314$	$\Delta h_{12} = 1.3724$	$r_{12} = 138$
$h_{11} = 17.318$	$\Delta h_{11} = 2.6191$	$r_{11} = 53.6$
$h_{10} = 15.078$	$\Delta h_{10} = 1.8615$	$r_{10} = 40.11$
$h_9 = 13.392$	$\Delta h_9 = 1.5107$	$r_9 = 33.84$
$h_8 = 11.967$	$\Delta h_8 = 1.3387$	$r_8 = 30.43$
$h_7 = 10.658$	$\Delta h_7 = 1.2786$	$r_7 = 28.54$
$h_6 = 9.353$	$\Delta h_6 = 1.3313$	$r_6 = 27.72$
$h_5 = 7.892$	$\Delta h_5 = 1.5908$	$r_5 = 27.94$
$h_4 = 6.143$	$\Delta h_4 = 1.9088$	$r_4 = 31.95$
$h_3 = 4.478$	$\Delta h_3 = 1.4214$	$r_3 = 35.73$
$h_2 = 3.265$	$\Delta h_2 = 1.0046$	$r_2 = 29.87$
$h_1 = 2.381$	$\Delta h_1 = 0.7623$	$r_1 = 25.04$

表 1 给出了使用等 Rytov 指数间隔的方法得到的 12 层湍流分层模型参数^[15], 湍流大气设置于 2~20 km, 积分 Fried 常数为 $r_0 = 7.4$ cm。图 3 给出了 $R_1 = R_2$ 时, 分离孔径接收望远镜到达角起伏相关性随 D/R_T 的变化曲线。实线为(15)式中给出的归一化相关函数的绝对值, 其余的离散点为模拟仿真的结果, 可以看出, 分离孔径的到达角起伏相关性确实随着望远镜中心距离和接收望远镜半径之比 D/R_T 增加而减小。表 2 给出了不同口径仿真时的具体参数。 $R_T = R_L$ 为接收孔径的半径, Δz 为光束传播的距离, 初始光场平面的采样间隔为 δ_1 , 目标平面的采样间隔为 δ_n , 相位屏的采样间隔根据传播的几何关系得到, 采样点数 N 受相关的采样限制条件制约。

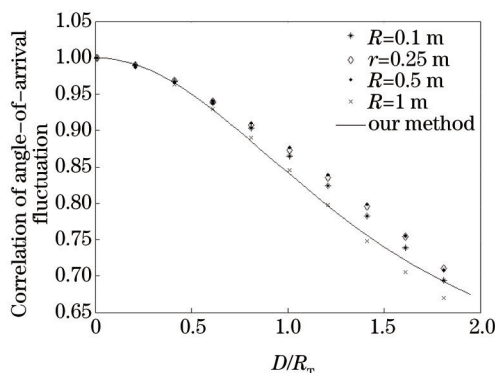


图 3 到达角起伏相关性随 D/R_T 的变化曲线

Fig.3 Changing curves of correlation of angle-of-arrival fluctuations

表 2 仿真参数

Table 2 Parameters of simulation

R_T /m	Δz /km	δ_1 /m	δ_n /m	N
0.1	90	0.01	0.01	512
0.25	90	0.01	0.01	512
0.5	90	0.08	0.08	1024
1	90	0.065	0.072	1024

光束传播仿真需要满足采样定理, 对于湍流介质中的光传播, 需要满足更为严格的采样限制, 对于波长为 λ 的球面波, 仿真应该满足的采样限制为^[14]

$$\begin{cases} \text{constraint 1: } \delta_n \leq \frac{\lambda \Delta z - d' \delta_1}{D'} \\ \text{constraint 2: } N \geq \frac{d'}{2\delta_1} + \frac{D'}{2\delta_n} + \frac{\lambda \Delta z}{2\delta_1 \delta_n} \\ \text{constraint 3: } 2\delta_1 - \frac{\lambda \Delta z}{d'} \leq \delta_2 \leq 2\delta_1 + \frac{\lambda \Delta z}{d'} \end{cases}, \quad (17)$$

式中 $d' = d + 2\lambda \Delta z / r_0$, $D' = R_T + R_L + 2\lambda \Delta z / r_0$ 。图 4 给出了 $R_T = R_L = 0.25$ m, $\Delta z = 90$ km 时的采样限制图, 十字标记为 $\delta_1 = \delta_n = 0.01$ m 对应的采样限制点, 采样点数 N 介于 256 与 512 之间, 取 512。采样限制图中的虚直线代表

的是限制条件 1 的限制端,采样点应位于该直线下方,实直线代表的是限制条件 3 的限制端,采样点应位于两条实直线之间。

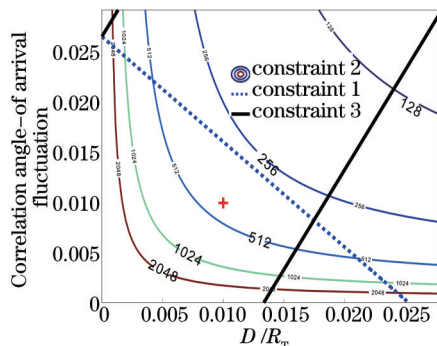


图 4 $R_T = R_L = 0.25 \text{ m}$, $\Delta z = 90 \text{ km}$ 示例情况下的采样限制图

Fig.4 Graphical sampling analysis for the example with $R_T = R_L = 0.25 \text{ m}$, $\Delta z = 90 \text{ km}$

5 数值计算结果与讨论

对于全口径共光路发射的方式,其 $D=0, \xi=1$, 明显的, $F_{1,1}(0,1) = 1$ 。这表明,激光发射和接收受到大气倾斜的作用刚好相反,整体抖动相互抵消。这是因为这种方式发射的光束在上行和下行经历了完全相同的大气湍流,且激光来回传输的时间远小于 Tyler 频率所决定的大气倾斜变化时间^[1]。在这种情况下,接收望远镜收到的激光回波,受大气湍流影响的到达角起伏方差为 0。

对于另外三种发射方式,不仅受激光发射出瞳大小影响的 ξ 发生了变化,而且 D 也可以根据 ξ 的不同而改变。这里采用 Hufnagel 湍流结构常数剖面模型^[16]:

$$C_n^2(h) = 2.72 \times 10^{-16} \left[3v^2 \left(\frac{h}{10} \right)^{10} \exp(-h) \right] + 10^{-16} (h/1.5)^{-2/3}. \quad (18)$$

对归一化相关函数随着 D/R_T 和 ξ 的变化进行了数值计算。其中, v 是风速因子,将其设为常数 30 m/s。如图 5 所示,随着 D/R_T 的增加,激光上下行传输的倾斜相关系数绝对值减小。而当 D/R_T 不变时, $\xi = R_L/R_T$ 越小,其倾斜相关系数绝对值越小。图中曲线并没有考虑望远镜布局的实际限制,例如:当 $\xi=1$, $D/R_T=1$ 时,相关系数为 0.9,虽然相关系数很高,但是此时的发射系统与接收系统已经部分重合,这种情况并不属于前文描述的任何一种几何模型,在实际情况下也是不可能的。为此,分别加入了代表实际情况限制条件的三条线段: $D = R_L$ 、 $D = R_T - R_L$ 以及 $D = R_T + R_L$ 。

对于侧面发射的非共光路系统,其几何限制条件为: $D > R_T + R_L$ 。那么, $D > R_T + R_L$ 右侧的曲线则表示为侧面发射的共光路系统的倾斜相关性变化关系。可以看出当 $\xi=1$, $D/R_T=2$ 时,相关系数最高,大约为 0.7。此时的发射望远镜与接收望远镜口径相同,且紧密相切。

对于部分口径共光路系统,其几何限制条件为: $D > R_L$ 、 $D < R_T - R_L$ 以及 $\xi < 0.5$ 。那么,受其几何限制的相关函数曲线在 $D > R_L$ 、 $D < R_T - R_L$ 以及 $F_{1,1}=0$ 围成的三角区域内。图 6 展示了将此区域放大以后的结

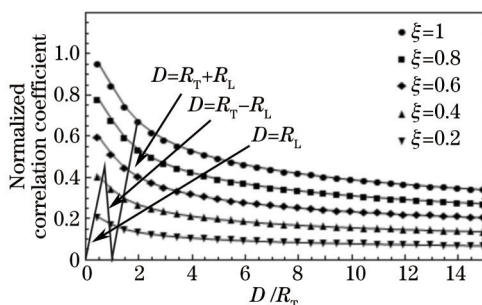


图 5 归一化相关函数变化曲线

Fig.5 Changing curves of normalized correlation function

果,对于部分孔径共光路发射方式来说,由于几何关系的限制,当主望远镜半径 R_T 保持不变时,激光发射出瞳半径 R_L 越大,其能在主望远镜中活动的范围就越小,也就是 D 可变化的范围越小。而且,激光发射出瞳半径与主望远镜半径之比 ξ 的变化比光轴中心距离同主望远镜半径之比 D/R_T 对收发系统的到达角起伏相关性影响更大。可以看出,当 $\xi=0.5$ 、 $D/R_T=0.5$ 时,相关系数最高,约为 0.5。此时的激光发射出瞳刚好是望远镜半径的大小,且与望远镜的边缘相切。必须指出的是,这里并没有考虑望远镜附件遮拦的影响,所以实际情况 ξ 会更小一些。

对于中心发射的非共光路方式,其 D 保持不变,恒等于 0,图 7 给出了在这种情况下,倾斜相关系数受 ξ 变化的曲线。随着 ξ 逐渐增加到 1,激光发射与接收的到达角起伏相关性也不断的增加。真实的应用环境下,激光发射出瞳半径远小于主望远镜半径时 ($\xi \leq 0.2$),其到达角起伏相关性较弱 $[F_{1,1}(D,\xi) < \frac{1}{e}]$,这说明在这种情况下,激光上行和下行受大气湍流影响的倾斜变化是相互独立的,接收望远镜探测到的激光束到达角起伏最为严重。

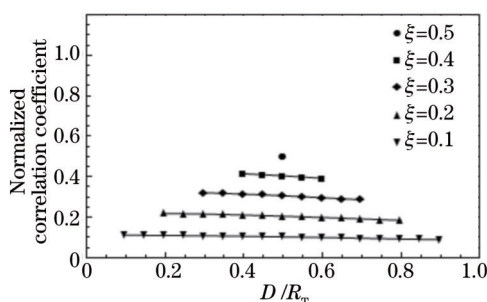


图 6 受部分口径共光路系统几何限制的归一化相关函数

Fig.6 Changing curves of normalized correlation function limited by geometry of part aperture common optical path system

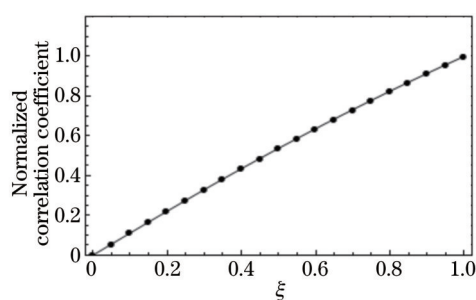


图 7 归一化相关函数随 ξ 变化曲线

Fig.7 Changing curves of normalized correlation function for different ξ

为了直观描述激光回波到达角起伏方差与倾斜相关系数的关系,将归一化倾斜相关函数 $\frac{\langle a_{Tj}(D,\xi)a_{Lj}(0) \rangle}{\langle a_{Tj}^2 \rangle}$ 代入(3)式,得到:

$$\langle \alpha_T^2 \rangle = 0.1445 \lambda^2 R_T^{-1/3} r_0^{-5/3} \left[1 + \xi^{-1/3} - 2 \frac{\langle a_{Tj}(D,\xi)a_{Lj}(0) \rangle}{\langle a_{Tj}^2 \rangle} \right]. \quad (19)$$

图 8 给出了当 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 、 $R_T = 0.53 \text{ m}$ 、 $r_0 = 0.05 \text{ m}$ 时,激光回波到达角起伏均方差 α_T 随归一化倾斜相关函数变化曲线,实线为 ξ 恒等于 1 的情况,由于受布局的几何限制,在本文所描述的大气条件下,倾斜相关系数最高为 0.7,对应的均方差 $\alpha_T = 0.49''$,而在完全不相关的情况下,均方差 $\alpha_T = 0.9''$,到达角起伏方差随着倾斜相关系数增加而减小。虚线给出了在中心发射的非共光路情况下, α_T 随归一化倾斜相关函数变化曲线,由于此时 ξ 并非恒值,而是与倾斜相关系数近似呈线性关系,所以 α_T 的下降趋势与实线描述不同。

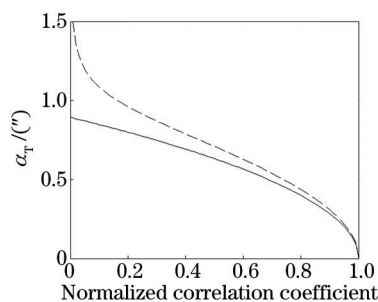


图 8 激光回波到达角起伏均方差 α_T 随归一化倾斜相关函数变化曲线

Fig.8 Changing curves of the root mean square of angle-of-arrival fluctuations for different normalized correlation coefficients

6 结 论

激光收发望远镜的几何布局,直接影响激光上下行传输的倾斜相关性变化。本文在没有考虑收发望远镜指向误差的情况下,只讨论了大气湍流对其的影响。对于分离孔径的光学系统,大气湍流引起的到达角起伏相关性随着两光瞳之间的中心距离增加而减小,并且,随着分离孔径的光瞳尺寸比 ξ 由 1 减小到 0,到达角起伏相关性迅速地降低。在激光收发望远镜几何布局的限制下,全口径共光路系统收发光路到达角起伏完全相关,接收望远镜探测到的激光束到达角起伏方差为 0;中心发射的非共光路系统到达角起伏相关性 $F_{1,1}(D,\xi) < \frac{1}{e}$,接收望远镜探测到的激光束到达角起伏最为严重;另外两种布局方式在满足 $\xi=1$ 且 $D=R_r+R_l$ 的条件时,到达角起伏相关性 $F_{1,1}(D,\xi)=0.7$ 。这时,能够有效地利用光路下行大气湍流的倾斜变化来改正光路上行的到达角起伏,使接收望远镜探测到的激光回波到达角起伏误差较小。

参 考 文 献

- 1 G A Tyler. Bandwidth considerations for tracking through turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 1994, 11(1): 358-367.
- 2 G Molodij, G Rousset. Angular correlation of Zernike polynomials for a laser guide star in adaptive optics[J]. J Opt Soc Am A, 1997, 14(8): 1949-1966.
- 3 C R Neyman. Focus anisoplanatism: A limit to the determination of tip-tilt with laser guide stars[J]. Opt Lett, 1996, 21(22): 1806-1808.
- 4 M S Belen'kii. Tilt angular anisoplanatism and a full-aperture tilt-measurement technique with a laser guide star[J]. Appl Opt, 2000, 39(33): 6097-6108.
- 5 Chen Jingyuan, Zhou Yu, Chang Xiang, *et al.*. Unified method for anisoplanatism of adaptive optical systems[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(4): 0413001.
陈京元,周 钰,常 翔,等.研究自适应光学非等晕性的统一方法[J].中国激光,2013,40(4): 0413001.
- 6 M R Whiteley, M C Roggemann, B M Welsh. Temporal properties of the Zernike expansion coefficients of turbulence-induced phase aberrations for aperture and source motion[J]. J Opt Soc Am A, 1998, 15(4): 993-1005.
- 7 Rao Changhui, Jiang Wenhan, Zhang Yudong, *et al.*. 61-element adaptive optical system for 1.2 m telescope of Yunnan Observatory [J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2006, 23(3): 0295.
饶长辉,姜文汉,张雨东,等.云南天文台 1.2 m 望远镜 61 单元自适应光学系统[J].量子电子学报,2006,23(3): 0295.
- 8 Shen Feng, Jiang Wenhan. Transmitting characteristics of a Gaussian beam due to the telescope's center obscure[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2000, 12(3): 257-260.
沈 锋,姜文汉.环形孔径高斯光束的远场特性[J].强激光与粒子束,2000,12(3): 257-260.
- 9 Xiong Yaoheng, Fu Honglin. Optical system of the Yunnan Observatory 1.2 m telescope[J]. Opto-Electronic Engineering, 1998, 25(A12): 66-69.
熊耀恒,伏红林.云南天文台 1.2 m 望远镜的光学系统[J].光电工程,1998,25(A12): 66-69.
- 10 Zheng Xiangming, Li Zhulian, Fu Honglin, *et al.*. 1.2 m telescope satellite co-optical path kHz laser ranging system[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(5): 0512002.
郑向明,李祝莲,伏红林,等.云台 1.2 m 望远镜共光路千赫兹卫星激光测距系统[J].光学学报,2011,31(5): 0512002.
- 11 R Joyce, C Boyer, L Daggert, *et al.*. The laser guide star facility for the Thirty Meter Telescope[C]. International Society for Optics and Photonics, 2006: 62713.
- 12 Huang Kai, Zhou Yu, Chang Xiang, *et al.*. Anisoplanatism in the tip-tilt determination of the laser guide star[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(4): 0401002.
黄 凯,周 钰,常 翔,等.激光导引星倾斜探测的非等晕性[J].光学学报,2014,34(4): 0401002.
- 13 R J Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 1977, 67(8): 1065-1072.
- 14 J D Schmidt. Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB[B]. Washington: SPIE Press, 2010.
- 15 Li Rongwang, Chang Xiang, Xiong Yaoheng. Numerical simulation of wander of ranging laser beam[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(11): 1101001.
李荣旺,常 翔,熊耀恒.测距光束光斑漂移的数值仿真[J].光学学报,2011,31(11): 1101001.
- 16 R E Hufnagel. Propagation through atmospheric turbulence[J]. The Infrared Handbook, 1978: 1-56.

栏目编辑: 王晓琰