

基于剪切干涉法的大气相干长度直接实时测量

周 健 孙建锋 鲁 伟 马小平 刘立人

(中科院上海光学精密机械研究所, 中国科学院空间激光通信及检测技术重点实验室, 上海 201800)

摘要 大气湍流的随机变化对星地激光通信性能有所限制, 高速激光通信对瞬时湍流特性的描述提出新的要求。基于剪切干涉法对大气相干长度进行直接、实时测量。通过测量经过大气扰动的畸变光波前的剪切相位分布, 利用满足各态历经随机过程条件时, 相位结构函数的时间平均等于系综平均的特点, 结合 Fried 相位结构函数, 得到实时的大气相干长度。采用波长为 635 nm 的光波进行 1.2 km 距离实验, 成功测得了大气相干长度, 并通过对比实验验证了其可行性, 解决了在高速激光通信中, 传统的测量大气相干长度方法在时间累积和统计分析方面的限制。

关键词 光通信; 大气相干长度; 剪切干涉仪; 大气湍流

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.1208006

Real-Time Measurement of Atmospheric Coherence Length Based on Lateral Shearing Interferometry

Zhou Jian Sun Jianfeng Lu wei Ma Xiaoping Liu Liren

(Key Laboratory of Space Laser Communication and Testing Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract Random changes of atmospheric turbulence have restrictions on the performance of satellite-to-ground laser communication. High-speed laser communication proposes new requirements on the description of turbulence characteristics in a short period. A direct, real-time measurement of atmospheric coherent length method based on lateral shearing interferometry is proposed. By measuring the sheared phase distribution of the phase distortion caused by atmospheric turbulence, considering that the time average of phase structure function is equal to the ensemble average when the turbulence is an ergodic random process and combining the Fried phase structure function, the atmospheric coherent length can be measured. Experiments are conducted by using a 635 nm laser wave through a 1.2 km distance. The results demonstrate the feasibility of this method, and solve the constraints in time accumulation and statistical analysis of the traditional measurements.

Key words optical communications; atmospheric coherent length; shearing interferometer; atmospheric turbulence

OCIS codes 060.2605; 010.1330; 260.3160; 120.4570

1 引 言

采用光波作为载波的空间光通信技术具有数据传输速率高、保密性强、功耗低等优点。目前双向高速率(5.6 Gb/s)星间激光通信实验已获得成功, 但星地激光通信技术由于大气随机信道的影响还正处

在研究阶段, 是目前空间激光通信网络的瓶颈^[1]。大气信道的温度、湿度和压强的不均匀特性, 造成大气折射率的随机变化, 进而引入随机相位和振幅的扰动, 严重影响了系统性能。大气相干长度 r_0 , 即 Fried 长度^[2], 对大气湍流介质进行了定量描述, 是

收稿日期: 2014-07-07; **收到修改稿日期**: 2014-08-03

基金项目: 国家自然科学基金(61108069, 61275110)

作者简介: 周 健(1990—), 女, 硕士研究生, 主要从事大气湍流对相干激光传输性能影响方面的研究。

E-mail: zhoujianopt@foxmail.com

导师简介: 孙建锋(1978—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事空间激光通信方面的研究。

E-mail: sunjianfengs@163.com

研究激光大气传输的重要参量。

常用的测量大气相干长度的方法有:通过光强闪烁的统计特性反演 r_0 ^[3]、采用到达角起伏方差计算 r_0 的差分像运动测量法(DIMM)^[4]。另外还有哈特曼传感器(HS)测量方法,其采用哈特曼传感器测量多个子孔径间的到达角起伏方差,可以计算更多组不同方向上的大气相干长度。DIMM 方法和 HS 测量方法均采用一定时间内(典型值为 10 s)记录若干对(典型值为 200 frame/s)像点间距离的方法,通过统计分析,得到大气相干长度。对大于孔径距离的湍流元,它们对两孔的波前倾斜是相等的,因此 DIMM 方法和 HS 测量方法得到的是波前相位较小尺度的起伏,即对应于像点间相对运动的高频部分。

本文基于剪切干涉法对大气相干长度进行实时测量。通过测量经过大气扰动的畸变光波前的剪切相位分布,利用满足各态历经随机过程条件时,相位结构函数的时间平均等于系综平均的特点,结合 Fried 相位结构函数,计算得到实时的大气相干长度。这种由单幅剪切干涉图实时处理得到大气相干长度的方法,速率仅受限于 CCD 采集帧率。相较于传统采用一定时间累积测量参数,经统计分析得到大气相干长度的方法,避免了由大气状态不确定性的统计误差。这种方法通过剪切干涉图恢复波前剪切相位的低频、中频以及高频部分,可完善反映波前相位在大尺度、小尺度以及较小尺度上的变化。另外,这种方法可同时测得两相互垂直方向上的大气相干长度,为高速激光通信中实时分析湍流状态提供了依据^[5-6]。

2 理论模型

2.1 大气相干长度

光波经过随机非均匀介质传输会产生波前畸变,这种畸变的统计特征可以用相位结构函数来描述^[2]。假设在波面上有两位置矢量 \mathbf{x} 和 \mathbf{x}' ,与畸变有关的相位变化分别用 $\varphi(\mathbf{x})$ 和 $\varphi(\mathbf{x}')$ 描述,其相位结构函数 $D(r)$ 可表示为

$$D(r) = \langle [\varphi(\mathbf{x}) - \varphi(\mathbf{x}')]^2 \rangle, \quad (1)$$

式中 $\mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{x}'$, 括号 $\langle \rangle$ 表示关于时间 t 的时间平均。大气折射率的随机变化在有限时间内满足各态历经条件,把光波面上若干位置矢量对应的相位变化作为一个统计系综,如图 1 所示,此时相位结构函数的时间平均 $\langle [\varphi(\mathbf{x}, t) - \varphi(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t)]^2 \rangle$ 等于系综平均 $\overline{[\varphi(\mathbf{x}) - \varphi(\mathbf{x} - \mathbf{r})]^2}$ 。即相位结构函数 $D(r)$ 可

由相位分布 $\varphi(\mathbf{x})$ 求出:

$$D(r) = \overline{[\varphi(\mathbf{x}) - \varphi(\mathbf{x} - \mathbf{r})]^2}. \quad (2)$$

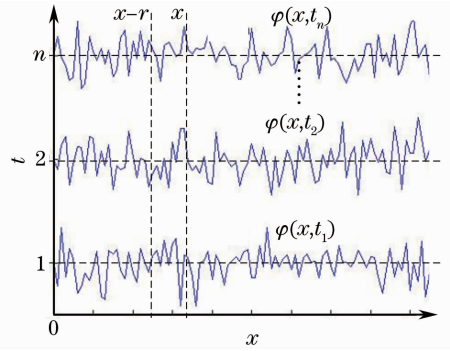


图 1 一个相位函数系综示意图

Fig. 1 Graphs of phase functions in a statistical ensemble

Kolomogorov 湍流统计理论描述了湍流的空间相关性与空间距离的关系^[7],Fried 据此给出相位结构函数为: $D(r) = 6.88 (r/r_0)^{5/3}$ ^[2],其中, r_0 被定义为大气相干长度。大气相干长度 r_0 从空间域的角度对大气湍流强度进行了描述。对于外差接收系统,当接收光学系统的半径 r 大于 r_0 时,波前畸变开始严重限制系统性能^[8]。大气相干长度越小,湍流扰动越剧烈,其范围在几个厘米到几十厘米之间。

2.2 剪切干涉

剪切干涉是采用被检波前与其本身错位后的波前相互重叠发生干涉,从而对被检波前进行检测的一种干涉计量技术^[9]。两束干涉光由同一束光分束得到,只是光束之间平移,光振动方向相同,频率相同,满足干涉条件。

本文采用分束器(BS)和直角棱镜(RF)分别作为分束元件和光束平移元件,设计了如图 2 所示的双向剪切干涉装置。待测光波前经一级分束器分成两束,分别进行 x 和 y 两方向剪切。在 x 方向剪切部分,光束在二级分束器部分再分束,分别经过直角棱镜发生水平方向侧向平移,并通过分束器合束,在 CCD 接收面上发生干涉,其二维光路图如图 3(a)所示,通过调整 RF2 的左右位置来调整剪切量大小。 y 方向剪切部分类似,发生垂直方向平移,并通过分束器合束后干涉,其三维示意图如图 3(b)所示,通过调整 RF4 的高度来调整剪切量的大小。

它的优点在于可通过调整两直角棱镜的相对倾斜,引入两相干波面间的相对倾斜,产生背景干涉条纹,有利于观测由湍流引起的条纹畸变。另外,可以通过调节直角棱镜的位置,改变剪切量大小,观察剪切干涉图的条纹变化程度。同时,可通过调节直角

棱镜位置,保证两束干涉光等光程。为保证两光束在光路中传播时,不引入光学元件造成的波前畸变,

特别是直角棱镜本身的角误差,所以要保证光学元件的平整度和工艺完善。

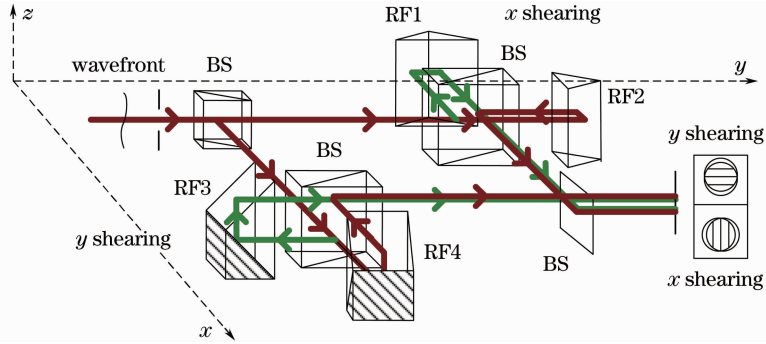


图 2 双向剪切干涉仪示意图

Fig. 2 Schematic setup of shearing interferometer

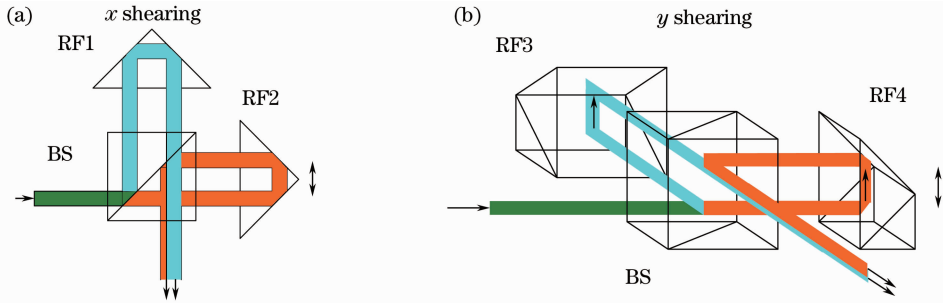


图 3 剪切光路示意图。(a) x 方向剪切; (b) y 方向剪切

Fig. 3 Schematic of the shearing light path, (a) x shearing part; (b) y shearing part

激光通过大气湍流传播后,由于光强闪烁效应,到达接收望远镜的光束,其光强分布将会出现局部不均匀,对剪切干涉图的光强度分布产生调制。因此,要实现大气相干长度的准确测量,对剪切干涉图的准确处理十分重要。文中采取提取干涉条纹的中心条纹的方法,极大削弱了光强闪烁对准确分析干涉强度分布的影响。此时可以假设畸变光波面光强均匀分布,大小为 I ,波前相位函数为 $\varphi(x, y)$,光波面在 x, y 方向分别发生剪切,剪切量分别为 s_x, s_y ,则在 t 时刻,干涉强度分布函数分别为

$$I_x = 2I\{1 + \cos[\varphi(x, y) - \varphi(x - s_x, y)]\}, \quad (3)$$

$$I_y = 2I\{1 + \cos[\varphi(x, y) - \varphi(x, y - s_y)]\}. \quad (4)$$

干涉图经过解包裹,可得到剪切相位分布函数^[10]:

$$\begin{cases} \Delta\varphi_x(s_x) = \varphi(x, y) - \varphi(x - s_x, y) \\ \Delta\varphi_y(s_y) = \varphi(x, y) - \varphi(x, y - s_y) \end{cases} \quad (5)$$

本文只考虑 x 方向的剪切,剪切量大小为 s ,剪切相位拟合流程如图 4 所示。

通过剪切干涉仪获得的原始剪切干涉图如图 4 (a)所示。为了能够准确地进行波面恢复,需要对原始干涉图进行预处理,即通过滤波和裁剪获得所需的更清晰的图像数据。由 CCD 等设备采集到的干涉条

纹分布图,会带有 CCD 本身的噪声、干涉场会聚使用的透镜不光洁引入的噪声、滤光片滤光效果不佳引入的背景光噪声等,使图像质量下降。去除图像噪声的方法有很多,常见的有通过图像直方图增强图像明暗对比度,通过高斯滤波和维纳滤波进行图像平滑。通过预处理后的干涉图如图 4(b)所示。

第二步通过条纹锐化获得如图 4(c)所示的特征条纹。条纹锐化的目的是使干涉图变成只有单像素细线的干涉条纹图,包括条纹二值化和条纹细化两个过程。条纹二值化是将滤波后的图像根据一定的判据变成 0,1 二值图像,判据即像素强度值为 1 的强度起点,可以通过观察图像直方图中像素强度的分布得出。条纹细化的过程要应用形态学方法,对图像进行膨胀和腐蚀。得到细化的条纹后,由于细化会带来毛刺,这些毛刺是由于 CCD 采样率小,高频分量无法反映出来引入的。通过交叉点断开、隔离小毛刺、连接交叉点三步骤,就可以得到清晰、连续的干涉条纹。在干涉图中,暗条纹位置对应的相位差为 $n\pi$ (n 为奇数),亮条纹位置对应的相位差为 $n\pi$ (n 为偶数)。据此对条纹依次进行赋值,其相位分布如图 4(d)所示。

每条条纹对应的相位确定后,采用最小二乘法

拟合符合相位分布的函数图。本文采用 Zernike 多项式进行最小二乘法拟合。Zernike 多项式在半径为 r 的圆域上定义为

$$\begin{cases} Z_j^{\text{even}} = \sqrt{n+1}R_n^m(r)\sqrt{2}\cos m\theta, m \neq 0 \\ Z_j^{\text{odd}} = \sqrt{n+1}R_n^m(r)\sqrt{2}\sin m\theta, m \neq 0 \\ Z_j = \sqrt{n+1}R_n^0(r), m = 0, \end{cases} \quad (6)$$

式中 $R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s![(n+m)/2-s]![(n-m)/2-s]!} r^{n-2s}$, n 和 m 值总是整数,并且满足 $m \leq n, n - |m|$ 为奇数。 j 指数是由一个关于 n 和 m 的函数定义的模式序列号。

Zernike 多项式的优点在于其模式之间相互正

交: $\int d^2r W(r) Z_j Z_j^* = \delta_{jj^*}$, 其中, $W(r) = 1/\pi, r \leq 1; W(r) = 0, r > 1$ 。

在直角坐标系下,拟合函数 $\varphi(x, y)$ 可写为: $\varphi(x, y) = \sum_j a_j Z_j(x, y)$ 。本文中取 Zernike 多项式的前 13 阶,通过最小二乘法拟合得到符合条纹相位分布的函数,在剪切干涉区域的相位分布图如图 4(e)所示。由装置自身引入的像差可以得到大量干涉图,利用大量湍流导致的相位畸变的平均值为 0 的特点,对干涉图相加求平均,该图样就是由装置自身的校准和元件的光学质量引入的背景像差得到,去除这些引入的背景像差就可得到实际的剪切相位分布,如图 4(f)所示。

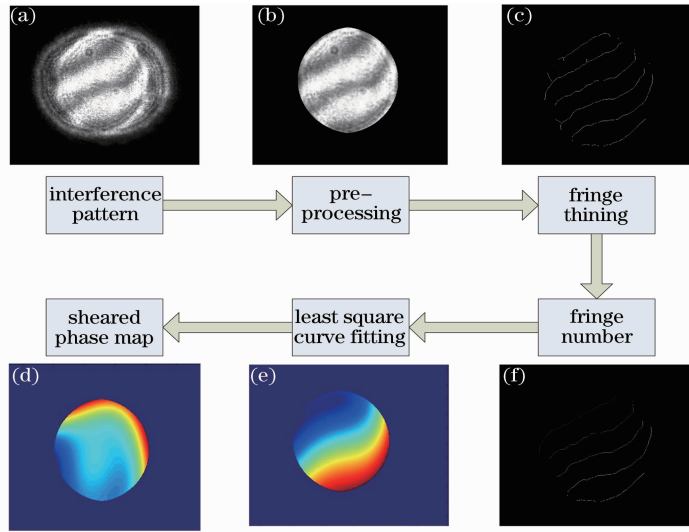


图 4 剪切相位拟合流程

Fig. 4 Flowchart of reconstructing sheared phase map

2.3 测量方法

通过剪切干涉仪可以直接获得 x, y 两方向上的剪切相位。只考虑 x 方向剪切的情况。得到的剪切相位分布表征了畸变波面上距离为剪切量 s 的两点间的相位差,采用网格取点方法取剪切相位分布图上覆盖整个面的若干点,计算剪切相位的均方差。剪切相位的均方差可表示为

$$\sigma^2 = \overline{(\Delta\varphi - \overline{\Delta\varphi})^2} = \overline{[\varphi(x) - \varphi(x-s)]^2}. \quad (7)$$

结合结构函数公式: $D(r) = \overline{[\varphi(x) - \varphi(x-r)]^2}$, 则有 $\sigma^2 = D(s)$, 即波结构函数等于剪切相位的均方差。又由波结构函数与大气相干长度关系: $D(r) = 6.88 (r/r_0)^{5/3}$ 可知, 得到剪切相位均方差即可求得对应的大气相干长度:

$$r_0 = (6.88/\sigma^2)^{3/5} \cdot s. \quad (8)$$

3 实验验证

测量装置如图 5 所示。由半导体激光器(LD)发出的 $\lambda=635 \text{ nm}$ 激光经准直后,经过 $L=1.2 \text{ km}$ 距离的大气传输,到达望远镜接收物镜上,口径为 $D=150.6 \text{ mm}$,采用倍率为 $M=12$ 的望远镜缩束至 $d=12.55 \text{ mm}$,光束通过剪切干涉仪发生剪切,采用照相物镜会聚在 CCD 接收面上产生干涉,CCD 采集帧率为 2.5 frame/s ,干涉图经算法处理得到剪切波面。图 6(a)为采集到的其中一幅 y 方向上的干涉图,此时内剪切量大小为 $s'=1.5 \text{ mm}$,外剪切量大小为 $s=M \times s'=18 \text{ mm}$,图 6(b)为由干涉图解出的剪切相位分布图,单位为 0.216 mm 。在采用剪切干涉法测量大气相干长度的同时,采用大孔径闪烁仪(BLS)同步测量大气相干长度,作为对比验证实验。

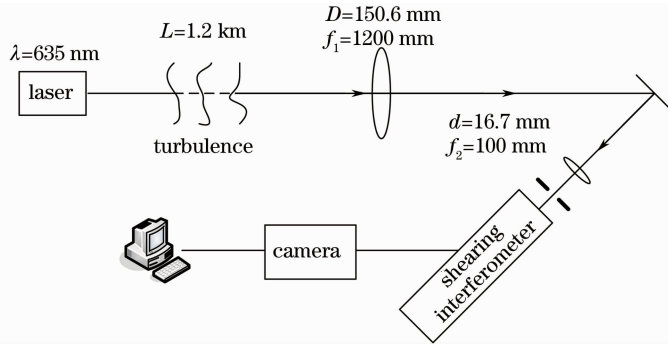


图 5 实验光路图

Fig. 5 Schematic of experimental device

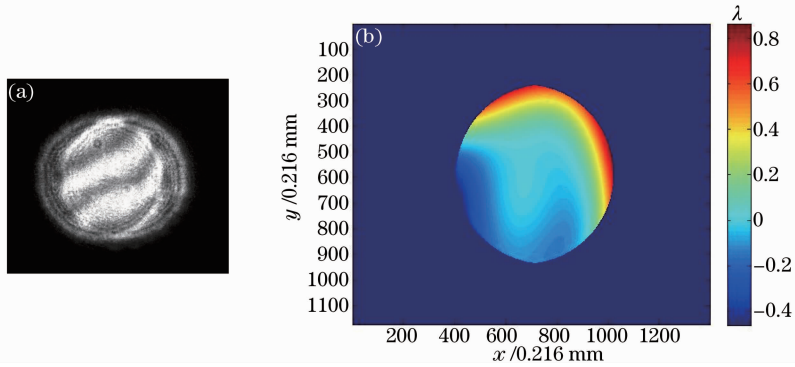


图 6 干涉图处理。(a) 干涉图；(b) 剪切相位

Fig. 6 Interferogram analysis. (a) Interferogram; (b) sheared phase map

求出 t 时刻的剪切相位后,可计算 t 时刻的剪切相位的均方差。图 7 为 1 min 内采集到的 150 幅干涉图的均方差分布。此时,均方差在 0.27 rad^2 浮动。

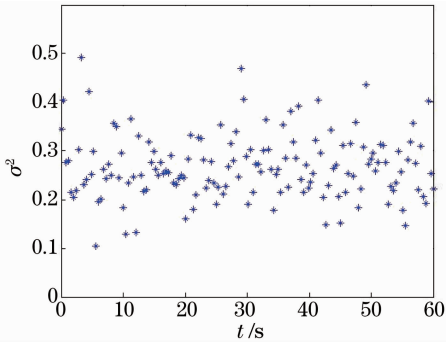


图 7 剪切相位的均方差分布

Fig. 7 Mean square error of the sheared phase

由波结构函数与剪切相位均方差的关系： $r_0 = (6.88/\sigma^2)^{5/3} \times s$,可求得此时的大气相干长度分布。如图 8 所示,大气相干长度在 126.7 mm 左右浮动。其分布的不均匀性代表了由于湍流的随机性,大气相干长度在较短的时间内也在不断的变动。

此时由闪烁仪测量得到的 1 min 内的大气折射率结构常数 C_n^2 大小为 $7.47 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$,由大气相干长度与大气折射率结构常数的关系^[3]计算得到：

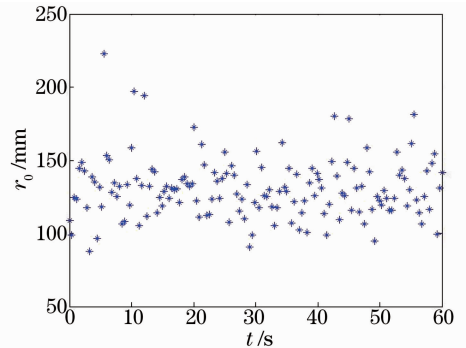


图 8 大气相干长度分布

Fig. 8 Atmospheric coherent length

$$r_0 = \left[0.423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_n^2 L \right]^{-3/5} = 114.3 \text{ mm.} \quad (9)$$

与本文中基于剪切干涉法测量得到的大气相干长度对比,测量精度可达到 90%,证明了这种方法的可行性。这种方法的误差主要来自于剪切干涉图的采样点的多少,采样点数少则无法包含剪切相位变化的高频部分,影响波前恢复的精确度,进而影响大气相干长度的准确测量。

4 结 论

采用剪切干涉法测量畸变波前的剪切相位分

布,通过剪切相位均方差和相位结构函数之间的关系,直接计算得到实时大气相干长度。在 1.2 km 距离上,利用波长为 635 nm 光波进行实验,成功测得了大气相干长度,证明了这种方法的可行性。这种由单幅剪切干涉图实时处理得到大气相干长度的方法,速率仅受限于 CCD 采集帧率。相较于传统采用一定时间累积测量参数,经统计分析得到大气相干长度的方法,避免了由大气状态不确定性的统计误差。另外,这种方法可同时测得两相互垂直方向上的大气相干长度,为高速激光通信中实时分析湍流状态提供了依据。

参 考 文 献

- 1 J Sun, W Lu, L Wang, *et al.*. High-data rate laser communication field experiment in the turbulence channel[C]. SPIE, 2012: 851713.
- 2 D L Fried. Statistics of a geometric representation of wavefront distortion[J]. J Opt Soc Am, 1965, 55(11): 1427—1431.
- 3 T Wang, G R Ochs, S F Clifford. A saturation-resistant optical scintillometer to measure C_n^2 [J]. J Opt Soc Am, 1978, 68(3): 334—338.
- 4 M Sarazin, F Roddier. The ESO differential image motion monitor[J]. Astronomy and Astrophysics, 1990, 1(227): 294—300.
- 5 Ma Xiaoping, Sun Jianfeng, Zhi Yanan, *et al.*. Research of DPSK modulation and self-differential homodyne coherent detection technology to overcome atmospheric turbulence effect in the satellite-to-ground laser communication [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(7): 0706017.
马小平, 孙建锋, 职亚楠, 等. DPSK 调制/自差动零差相干探测技术克服星地激光通信中大气湍流效应的研究[J]. 光学学报, 2013, 33(7): 0706017.
- 6 Ma Xiaoping, Sun Jianfeng, Lu Zhiyong, *et al.*. Research on spatial wave-front characteristics of the inner optical fields of the transmitter with double-face rotatable reflectors in down-looking synthetic aperture imaging lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(12): 1228001.
马小平, 孙建锋, 卢智勇, 等. 直视合成孔径激光成像雷达双面反射棱镜旋转发射装置内发射场的空间波前特性研究[J]. 光学学报, 2013, 33(12): 1228001.
- 7 V I Tatarskii. Wave Propagation in Turbulent Medium[M]. New York: McGraw-Hill, 1961, 285.
- 8 S K Friedlander, L Topper. Turbulence: Classic Papers on Statistical Theory [M]. New York: Interscience Publishers, 1961, 151.
- 9 M Murty. The use of a single plane parallel plate as a lateral shearing interferometer with a visible gas laser source[J]. Appl Opt, 1964, 3(4): 531—534.
- 10 J B Saunders. A simple interferometric method for workshop testing of optics[J]. Appl Opt, 1970, 9(7): 1623—1629.

栏目编辑:王晓琰