

doi: 10.3788/gzxb20124107.0805

# 湍流特征光学测试对比

景文博, 赵思, 付强, 王晓曼, 姜会林

(长春理工大学 光电工程学院, 长春 130022)

**摘 要:**在  $10^{\circ}\text{C} \sim 230^{\circ}\text{C}$  温差下, 对大气相干长度  $r_0$  分别采用夏克-哈特曼的到达角起伏法、差分像运动法、波面法三种测量法和四象限探测器进行了测试和对比; 对折射率结构常量  $C_n^2$  及闪烁功率谱分别采用夏克-哈特曼和光电倍增管进行对比. 实验结果表明: 对于  $r_0$ , 在强湍流时四象限探测器比夏克-哈特曼的稳定性明显降低, 且对夏克-哈特曼三种方法, 差分像运动法可克服设备抖动等问题, 但引入了方向上不一致的问题, 波面法可有效避免该问题; 对于  $C_n^2$ , 夏克-哈特曼比光电倍增管测量更稳定, 拟合相关系数高达 0.96; 对于闪烁功率谱, 由于噪音影响, 在  $200^{\circ}\text{C}$  时夏克-哈特曼比光电倍增管测得的最大频率高 15 Hz; 最后, 通过对夏克-哈特曼子孔径的闪烁功率谱分析得出, 若同一子孔径入射光强不在 CCD 响应的线性区间时无法准确测量闪烁功率谱, 否则可通过不同子孔径可完成湍流均匀性的测量. 这将为湍流池提供最优的测试方法及理论依据.

**关键词:**湍流模拟池; 光学测试; 夏克-哈特曼; 闪烁功率谱; 到达角起伏; 光强闪烁

**中图分类号:** P427.1

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2012)07-0805-7

## 0 引言

近地面进行激光传输实验时受大气湍流影响复杂, 且不易重复, 深入研究激光在湍流大气中传输特性比较困难, 而数值模拟也仅能对简单的情况进行仿真. 然而, 大气湍流模拟池具有重复性好、惯性区域宽、均匀区大和易操控等优点<sup>[1]</sup>, 十分适合激光传输室内实验研究. 一般湍流模拟池工作介质为水, 水的折射率大, 很容易得到强湍流. 但湍流混合速度小, 频率范围较低. 而空气对流湍流池模拟的湍流更接近实际大气湍流情况, 能获得较高的频率范围.

目前, 对大气湍流模拟池的湍流特征测试通常采用温度脉动和光学测量等方法. 温度脉动法的最大缺点是传感器安装和维护困难. 光学测量法相对而言更容易实施, 它体现的是光路上湍流作用的平均效应, Noll 利用波前信息反演了泽尼克多项式系数方差与大气相干长度之间的关系<sup>[2]</sup>; 汪建业等人利用闪烁法和差分像运动法对相干长度进行对比测量<sup>[3]</sup>; 李岩等人使用位置敏感探测器 (Position Sensitive Detector, PSD) 测量光强闪烁方差和到达角起伏法来计算湍流池大气折射率结构常量和内尺度<sup>[4]</sup>; 申永等人采用到达角起伏和光强闪烁两种方法来测试湍流池湍流特征<sup>[5]</sup>, 诸文献主要集中在对

单个光电探测器对湍流特征的测量. 但对采用不同类型的光电探测器测量湍流特征的对比, 尚未发现有深入研究的文献报道.

通常用于湍流特征光学测试的光电探测器器件为: 光电倍增管 (Photomultiplier Tube, PMT)、四象限探测器 (Quadrant Detector, QD) 和夏克-哈特曼波前探测器 (Shack-Hartmann, SH) 三种. PMT 具有高增益、高探测灵敏度和大光敏面积等. 然而, 光电倍增管由于其自身的工作原理特性, 使其暗电平噪音较大, 且长时间工作可能会导致更多的低频噪音<sup>[6]</sup>. QD 具有灵敏度和位置分辨率高、光谱范围宽、体积小、响应快、动态范围宽等特点. 然而当湍流较强, 光强闪烁剧烈, 光斑变大或破碎时, QD 对于光斑的检测就会失效<sup>[7]</sup>. SH 主要由 CCD 及微透镜阵列组成, 是一种以波前斜率测量为基础的波前测试仪器. 它能以高的时间分辨率和空间分辨率提供光束相位和光强的动态时空分布. 不仅具有原理简单、探测速度快、光能利用率高及低噪音等优点, 还可以实时获取波面畸变信息, 被广泛用于波前畸变补偿及大气湍流特征检测<sup>[8-9]</sup>.

针对上述情况, 本文选择了最典型的三种光电探测器对空气对流湍流模拟池的湍流特征进行了测试和比较分析. 最终, 通过实验结果分析得出对湍流

**基金项目:** 国家高技术研究发展计划激光通信资助项目和国防科工局基础预研课题 (No. A362080230) 资助

**第一作者:** 景文博 (1980-), 男, 讲师, 博士, 主要研究方向为大气激光通信和图像处理. Email: wenbojing@sina.com

**收稿日期:** 2011-12-07; **修回日期:** 2011-12-31

模拟池湍流特征测试的最优方法及设备.

### 1 空气对流湍流模拟池湍流测试

空气对流湍流模拟池主要包括两个部分:大气湍流发生池和温度控制系统. 大气湍流发生池由加热面板、透光孔和水冷面板组成;控系统由计算机和温度控制箱组成. 如图 1 所示,池底平板为加热面板,池顶平板为水冷面板,池体两端为透光孔. 温度控制系统控制加热面板温度上升. 水冷面板内保持冷水循环,当上下平板间温差达到设定值时,池内的空气将产生相应强度的对流湍流.

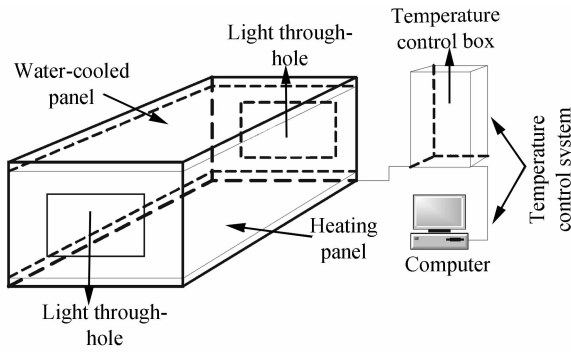


图 1 空气对流湍流模拟池原理图  
Fig.1 Schematic of air convective turbulence simulation cell

湍流统计特征通常用大气相干长度  $r_0$  (也称 Fried 参量)、折射率结构函数  $C_n^2$ 、光强闪烁功率谱和外尺度  $L_0$ 、内尺度  $l_0$  来表征. 这些湍流特征参量的光学测量方法有很多,例如,  $r_0$  的光学测量方法包括到达角起伏法、差分像运动法和波面法等;  $C_n^2$  的光学测量方法包括光强闪烁法和由  $r_0$  反演等.

#### 1.1 大气相干长度 $r_0$

大气相干长度  $r_0$  表征光路上大气湍流强度的积分效应,是衡量光波在湍流大气中传播的空间相干性的一个重要参量,能够很好评价大气湍流的光学特性.

对于湍流模拟池的  $r_0$  测量,通常采用到达角起伏法、差分像运动法和波面法等. 由于不同类型的探测器具有不同的特点,其测量模型也有其相应的改进.

##### 1.1.1 到达角起伏法

到达角起伏法是多种到达角探测器通用且最基本的方法. 以水平方式传输的过程中,大气相干长度  $r_0$  为

$$r_0 = 3.18k^{-6/5} D^{-1/5} \langle \alpha^2 \rangle^{-3/5} \quad (1)$$

式中:  $k = 2\pi/\lambda$  为波数,  $D$  为光入射孔径直径,  $\langle \alpha^2 \rangle$  为到达角起伏方差.

##### 1) QD 达角起伏方差测量模型

$$\langle \alpha^2 \rangle = \frac{1}{N_{\text{samples}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{samples}}} (\alpha_i - \bar{\alpha})^2 \quad (2)$$

式中,  $\alpha_i$  为到达角,  $\bar{\alpha}$  为到达角均值,  $N_{\text{samples}}$  为四象限探测器采样点数.

##### 2) SH 达角起伏方差测量模型

子孔径平均到达角起伏方差(时-空平均法)

$$\langle \alpha^2 \rangle = \frac{1}{N_{\text{frame}} N_{\text{eff}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{frame}}} (\alpha_{ij} - \bar{\alpha}_i)^2 \quad (3)$$

SH 有效子孔径排列如图 2.  $\alpha_{ij}$  为第  $i$  个子孔径上第  $j$  帧到达角,  $\bar{\alpha}_i$  为第  $i$  个子孔径上到达角的  $N_{\text{frame}}$  帧均值,  $N_{\text{frame}}$  为采集帧数,  $N_{\text{eff}}$  为 SH 有效子孔径数.

时-空平均法:如式(3)所示,先求每个子孔径在时间上的到达角起伏方差,即每个子孔径  $N_{\text{frame}}$  帧到达角起伏方差的均值,从而得到  $N_{\text{eff}}$  个到达角起伏方差均值;再进行空间平均,对  $N_{\text{eff}}$  个到达角起伏方差均值再进行平均.

结合式(2)和式(3)很容易看出,利用 SH 波前探测器统计到达角起伏方差时,由于 SH 空间多孔径阵列的特点,使其统计样本的数量是 QD 的  $N_{\text{eff}}$  倍.

##### 1.1.2 差分像运动法

DIMM 具有到达角起伏法无法比拟的优势,它对测量仪器本身的抖动、接收系统的光学质量、望远镜焦距的温度效应以及信标光源亮度起伏等因素都是不敏感的,可以获得良好的测量准确度.

DIMM 最初是由 Stock 和 Keller 于 1960 年提出的,它是通过测量同一波前上不同点的到达角相对起伏来得到相干长度<sup>[10]</sup>. 1981 年 Roddier 得到的结果被广泛采用,并用来计算  $r_0$ <sup>[11-12]</sup>.

对于 SH 也可很方便地采用 DIMM 进行测量,如图 2 所示,设子孔径直径为  $D$ ,中心相距为  $d$  的两

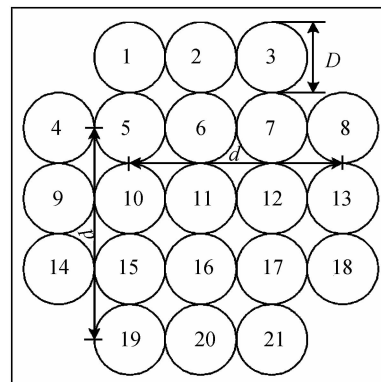


图 2 SH 微透镜阵列排列  
Fig.2 Arrange of SH micro-lens array

个子孔径序号分别为  $a, b, a, b$  两子孔径上的到达角在平行于和垂直于两孔中心连线方向上的分量之差分别为

$$\text{水平排列: } \begin{cases} \alpha_b^{\parallel} - \alpha_a^{\parallel} = \alpha_{bx} - \alpha_{ax} \\ \alpha_b^{\perp} - \alpha_a^{\perp} = \alpha_{by} - \alpha_{ay} \end{cases} ;$$

$$\text{垂直排列:} \begin{cases} \alpha_b^{\parallel} - \alpha_a^{\parallel} = \alpha_{by} - \alpha_{ay} \\ \alpha_b^{\perp} - \alpha_a^{\perp} = \alpha_{bx} - \alpha_{ax} \end{cases} \quad (4)$$

式中:  $\alpha_{bx} - \alpha_{ax}$  为相距为  $d$  的两个子孔径  $x$  方向上的到达角之差;  $\alpha_{by} - \alpha_{ay}$  为相距为  $d$  的两个子孔径  $y$  方向上的到达角之差. 则多帧平均后的到达角结构函数为

$$\begin{aligned} D_{\parallel}(\alpha) &= \frac{1}{N_{\text{frame}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{frame}}} [\alpha_{bi}^{\parallel} - \alpha_{ai}^{\parallel}]^2 \\ D_{\perp}(\alpha) &= \frac{1}{N_{\text{frame}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{frame}}} [\alpha_{bi}^{\perp} - \alpha_{ai}^{\perp}]^2 \end{aligned} \quad (5)$$

因此

$$\begin{aligned} r_0^{\parallel} &= \left\{ \frac{2\lambda^2 [0.179D^{-1/3} - 0.0968d^{-1/3}]}{D_{\parallel}(\alpha)} \right\}^{3/5} \\ r_0^{\perp} &= \left\{ \frac{2\lambda^2 [0.179D^{-1/3} - 0.145d^{-1/3}]}{D_{\perp}(\alpha)} \right\}^{3/5} \end{aligned} \quad (6)$$

根据 Sarazin 和 Roddier 建议两孔径的间距  $d$  应大于两倍的孔径直径  $D$ <sup>[13]</sup>, 因此, 本文选择  $d = 3D$ .

### 1.1.3 波面法

实际测量中, DIMM 得到的不同方向上的  $r_0$  往往不同, 因此为评价激光大气传输和自适应光学相位校正的效果带来一定的影响. 而波前畸变的信息与大气湍流相干长度是有直接的联系, 采用波面算法获得的大气相干长度  $r_0$ . 测量值可以有效避免方向的不均匀性. 同时, 从波前探测角度来看, 还可以处理湍流畸变波前除波前倾斜外的低阶信息.

根据 Zernike 多项式的正交特性可求得 Zernike 多项式各阶系数为

$$a_i = \pi^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^R \Phi(R\rho, \theta) Z_i(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta \quad (7)$$

式中:  $\rho$  为单位径向坐标,  $\theta$  为极角坐标,  $\Phi(R\rho, \theta)$  为半径为  $R$  的圆周内的光波波前,  $Z_i(\rho, \theta)$  为第  $i$  阶 Zernike 多项式.

由于波面法只有第三阶系数方差所得结果和差分像运动所得结果的平均相对误差较小<sup>[14]</sup>. 因此, 本文利用第三阶 Zernike 多项式系数来解算大气相干长度  $r_0$  (见表 1).

表 1 符合 Kolmogorov 谱的大气扰动带来的各阶 Zernike 多项式系数方差

Zernike order	Variance/rad <sup>2</sup>	Zernike order	Variance/rad <sup>2</sup>
1	0.4479( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>	6	0.0061( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>
2	0.448( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>	7	0.0062( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>
3	0.023( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>	8	0.0062( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>
4	0.023( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>	9	0.0062( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>
5	0.0232( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>	10	0.0024( $D/r_0$ ) <sup>5/3</sup>

## 1.2 大气折射率结构函数 $C_n^2$

大气湍流强度可用折射率结构常量  $C_n^2$  来表示. 光强闪烁法是目前最为经典的光学测量方法之一.

光强闪烁法测量传播路径上的等效平均湍流强度是一种直接、有效的方法. 根据光传播理论, 当 Roytov 近似和 Kolmogorov 湍流谱的条件下, 激光在大气中传播时的对数光强起伏方差为

$$\begin{cases} \sigma_{\ln I}^2 = 1.23k^{7/6} L^{11/6} C_n^2 & (\text{平面波}) \\ \sigma_{\ln I}^2 = 0.496k^{7/6} L^{11/6} C_n^2 & (\text{球面波}) \end{cases} \quad (8)$$

式中,  $L$  为光传播距离.

### 1) PMT 对数光强起伏方差测量模型

$$\sigma_{\ln I}^2 - \text{PMT} = \frac{1}{N_{\text{samples}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{samples}}} (\ln I_i - \langle \ln I \rangle)^2 \quad (9)$$

$I_i$  为采样点光强,  $\langle \ln I \rangle$  为对数光强集合平均,  $N_{\text{samples}}$  为采样点次数.

### 2) SH 对数光强起伏方差测量模型

$$\sigma_{\ln I}^2 - \text{SH} = \frac{1}{N_{\text{eff}} N_{\text{frame}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{frame}}} (\ln I_{ij} - \langle \ln I_i \rangle)^2 \quad (10)$$

$I_{ij}$  为第  $j$  帧图像第  $i$  个子孔径的光强总和;  $\langle \ln I_i \rangle$  为第  $i$  个子孔径光强总和的集合平均. 利用时间-空间平均法, 先对单个孔径内的光强进行  $N_{\text{frame}}$  帧平均, 得到  $N_{\text{eff}}$  个孔径上的对数光强起伏方差, 再对  $N_{\text{eff}}$  个光强起伏方差求平均值得到  $\sigma_{\ln I}^2$ .

从式(10)中很容易看出, 利用 SH 波前探测器统计对数光强起伏方差时, 统计样本数量是 PMT 的  $N_{\text{eff}}$  倍. 因此, SH 测量  $C_n^2$  的准确度也明显优于 PMT.

在弱起伏条件下, 闪烁饱和没有出现时,  $C_n^2$  与  $r_0$  的关系为

$$r_0 = 1.675(Lk^2 C_n^2)^{-3/5} \quad (11)$$

## 1.3 湍流折射率谱模型及光波起伏频谱

根据 Taylor 湍流冻结假设理论, 湍流折射率起伏的三维谱密度可写为

$$\Phi_n(\mathbf{K}) = 0.033 C_n^2 \mathbf{K}^{-11/3} f(\mathbf{K}l_0) \quad (12)$$

式中,  $\mathbf{K}$  为空间波数;  $l_0$  为湍流内尺度.

如果湍流外尺度  $L_0$  为无穷大, 内尺度  $l_0$  为零, 即为 Kolmogorov 谱, 此时  $f(\mathbf{K}l_0) = 1$ . 则

$$\Phi_n(\mathbf{K}) = 0.033 C_n^2 \mathbf{K}^{-11/3} \quad \frac{2\pi}{L_0} \leq \mathbf{K} \leq \frac{2\pi}{l_0} \quad (13)$$

光波起伏的功率谱和湍流谱有着直接的联系. 在光传播路径上, 湍流强度均匀的情况下, 平面波和球面波的对数振幅起伏和相位起伏的频谱密度为

$$\begin{aligned} W_{\chi, s}(f) &= 2\pi k^2 L/V \int_0^{\infty} Q(\kappa) \Phi_n(\kappa) d\kappa' \\ \kappa &= \sqrt{\kappa'^2 + (2\pi f/V)^2} \end{aligned} \quad (14)$$

式中, 核函数为

$$Q(\kappa) = \begin{cases} 1 \mp \sin(\kappa^2 L/k) / (\kappa^2 L/k) & (\text{平面波}) \\ \frac{1}{L} \int_0^L \left\{ 1 \mp \cos \left[ \frac{z(L-z)}{Lk} \kappa^2 \right] \right\} dz & (\text{球面波}) \end{cases} \quad (15)$$

$V = f_0 \sqrt{\lambda L}$  为特征速度;  $\sqrt{\lambda L}$  为 Fresnel 尺度;  $k$  为波数;  $f_0$  为特征频率, 对应于对数振幅频谱曲线低频到高频的转折点; 特征频率给出一个判断时间频率是“高频”或是“低频”的判据; 如果  $f < f_0$ , 称之为低频, 如果  $f > f_0$ , 则可称之为高频.

对于平面波和球面波对数光强起伏低频和高频段时间频谱的渐进形式具体为

$$W_{\ln I}(f \ll f_0) = \begin{cases} 0.134 \sigma_{\ln I}^2 / f_0 & (\text{平面波}) \\ 0.074 \sigma_{\ln I}^2 / f_0 & (\text{球面波}) \end{cases} \quad (16)$$

$$W_{\ln I}(f \gg f_0) = \begin{cases} 0.0049 \sigma_{\ln I}^2 / f_0 \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-8/3} & (\text{平面波}) \\ 0.0121 \sigma_{\ln I}^2 / f_0 \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-8/3} & (\text{球面波}) \end{cases} \quad (17)$$

可见, 当  $f \ll f_0$  时, 频谱近似水平其值为常量; 当  $f \gg f_0$  时, 频谱以  $-8/3$  幂率下降.

根据闪烁频谱中的  $f_0$  和到达角起伏频谱中的  $f_{L_0}$ 、 $f_{l_0}$ , 可求得外尺度  $L_0$  和内尺度  $l_0$ .

$$L_0 = V / f_{L_0} \quad (18)$$

$$l_0 = V / f_{l_0} \quad (19)$$

## 2 实验环境及结果对比分析

如图 3 所示, 实验系统主要由三大部分组成: 激光发射系统、大气湍流模拟池、激光接收系统. 对比实验分两次进行, 分别完成 SH 与 PMT 对比和 SH 与 QD 对比实验.

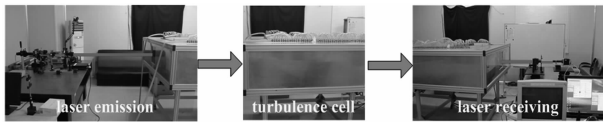


图 3 实验系统实物图  
Fig. 3 Picture of experimental system

激光发射端: 激光器为波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$  的 HeNe 激光器; 大气湍流模拟池: 委托安微光机所研制, 其工作介质为空气的对流湍流模拟池, 池身为  $267 \times 162 \times 48 \text{ cm}^3$ , 通光孔大小为  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , 产生大气湍流的技术指标为最高闪烁频率为  $100 \text{ Hz}$  (由于采用是对流空气所以频率较低), 大气相干长度为  $1 \sim 40 \text{ cm}$ ; 激光接收端的探测器: 夏克-哈特曼的微透镜阵列为  $5 \times 5$ , 有效子孔径数  $N_{\text{eff}} = 21$ , 子孔径直径  $d = 0.32 \text{ mm}$ , 等效焦距  $f_{\text{eff}} = 356.23 \text{ mm}$ , 帧频  $650 \text{ Hz}$ . PMT 为光子计数型, 采样频率  $1000 \text{ Hz}$ . QD 亦为光子计数型, 采样频率  $1000 \text{ Hz}$ .

## 2.1 大气相干长度对比测量

图 4 为湍流模拟池在温差  $10^\circ\text{C} \sim 200^\circ\text{C}$  时, SH 和 QD 结合多种方法所测量得到的大气相干长度对比图, 其中 AOA 是到达角起伏 (Angle of Arrival). 图 5 和图 6 分别为与图 4 中区域 1 和区域 2 相对应的放大图. 从图 5 中可以看出, 当温差为  $50^\circ\text{C}$  时, SH 的到达角起伏法所测  $r_0$  有突起, 偏离总体递减趋势, 说明到达角起伏法对于 SH 的抖动较为敏感. 而图 6 中, QD 的到达角起伏法测量得到的  $r_0$  在温差  $150^\circ\text{C} \sim 170^\circ\text{C}$  之间时突然升高, 与  $r_0$  随温差的增大而减小的规律背离, 说明 QD 随光斑位置、光斑半

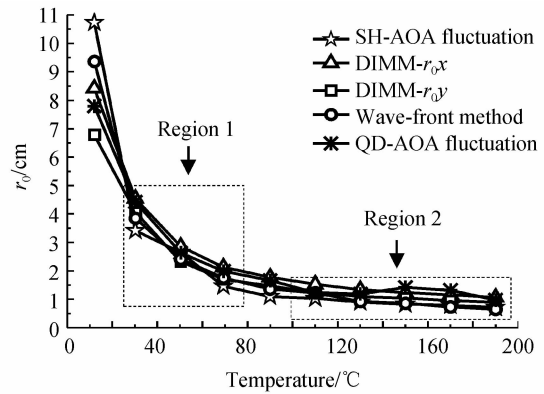


图 4 大气相干长度对比图  
Fig. 4 Comparison chart of atmospheric coherence length

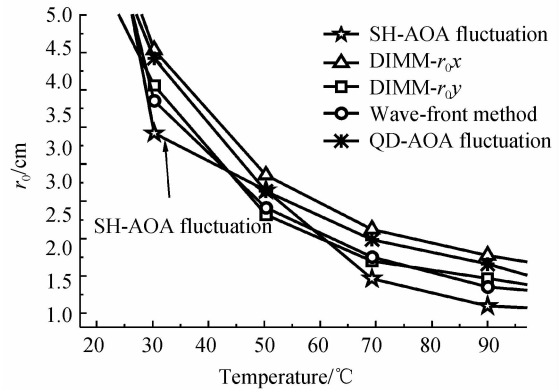


图 5 区域 1 放大对比图  
Fig. 5 Comparison chart region 1 to enlarge

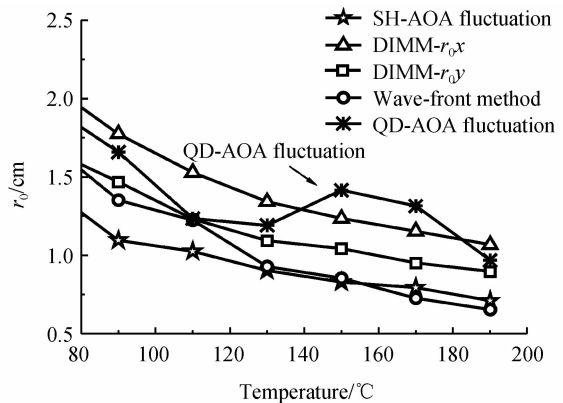


图 6 区域 2 放大对比图  
Fig. 6 Comparison chart about region 2 to enlarge

径不同,质心探测误差变化大.湍流对光信号的调制作用会改变光斑的能量与形状分布形式,而光斑特性的改变会对 QD 的输出产生影响.当温差较大、湍流较强时,光斑出现破碎现象,使得 QD 对于光束到达角的测量失效.

图 7 为 SH 的 DIMM 法所测  $x$  方向相干长度  $r_{0x}$  与  $y$  方向相干长度  $r_{0y}$  的不同子孔径的平均比值随温差变化曲线.可知,  $r_{0x}/r_{0y}$  的值在  $[1.18, 1.25]$  之间,相对变化较大,不符合局地均匀各项同性,说明湍流池模拟的大气湍流均匀性较差.

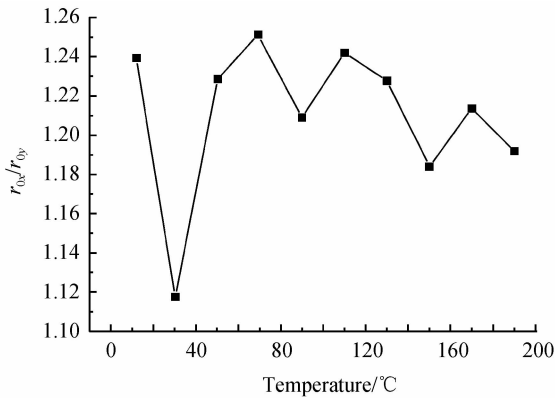


图 7  $r_{0x}/r_{0y}$  温度变化曲线  
Fig. 7 Temperature curve of  $r_{0x}/r_{0y}$

SH 波面法所测的  $r_0$  曲线光滑且随温差增大而减小,不仅克服了到达角起伏方差法对设备抖动的敏感问题,也避免了 DIMM 法测的  $r_0$  值多方向的不一致.

### 2.2 大气折射率结构常量对比测量

图 8 为湍流模拟池在温差  $10^\circ\text{C} \sim 230^\circ\text{C}$  时, PMT 和 SH 利用闪烁法测量得到的大气折射率结构常量对比图.当温差为  $140^\circ\text{C}$  时, PMT 所测得的  $C_n^2$  值陡增,且高于  $170^\circ\text{C}$  时的  $C_n^2$  值,不满足温差越大  $C_n^2$  越大.说明 PMT 在当湍流强度较强时可能出现闪烁饱和现象,以及在入射光强度过大或照射时间过长时, PMT 会出现电流衰减、灵敏度骤降的疲

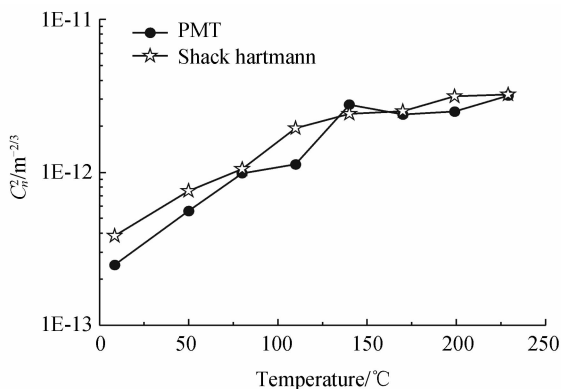


图 8 大气折射率结构常量对比  
Fig. 8 Comparison atmospheric refractive index refractive structure parameter

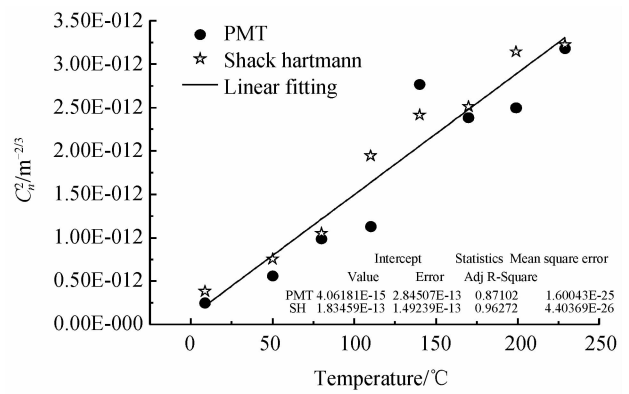


图 9 SH 与 PMT 所测大气折射率结构常量的拟合  
Fig. 9 Fitting of atmospheric index structure parameter with SH and PMT measured

劳现象,使其测量值与大气湍流强度不符.图 9 为 PMT 和 SH 所测得的  $C_n^2$  值线性拟合分析图,可见 SH 的  $C_n^2$  值更接近拟合曲线,其相关系数  $R_{SH}^2 = 0.96$ ,而 PMT 相关系数为  $R_{PMT}^2 = 0.87$ .因此,从图中可以看出在湍流强度和背景噪音不影响的前提下,出现闪烁饱和现象时 SH 的闪烁法比 PMT 闪烁法所测得的  $C_n^2$  值更稳定.

### 2.3 光强闪烁功率谱对比分析

光波起伏的频谱特征通过某些形式反应了湍流介质折射率场起伏的谱特征,采用基于 Fourier 频谱分析的五线段拟合法<sup>[8]</sup>可以较准确地拟合实验数据.

#### 2.3.1 光强闪烁功率谱对比

实验中同时使用 SH 和 PMT 测量光强闪烁功率谱.图 10 为利用这两种探测器所测量到的温差为  $200^\circ\text{C}$  光强闪烁功率谱.可以看出:1)当  $f < f_0$ , SH 和 PMT 所测功率谱均近似常量;2)当  $f > f_0$  时,频谱进入惯性区域,两条频谱曲线均以  $-8/3$  幂率下降,符合 Kolmogrov 谱;3)当  $f > f_{\text{max-PMT}}$  时, PMT 所测频谱趋近于水平,完全进入耗散区,与真实情况不符,说明由惯性区域向耗散区过度区间被噪音信号所淹没,只能表征出惯性区对湍流谱的贡献.

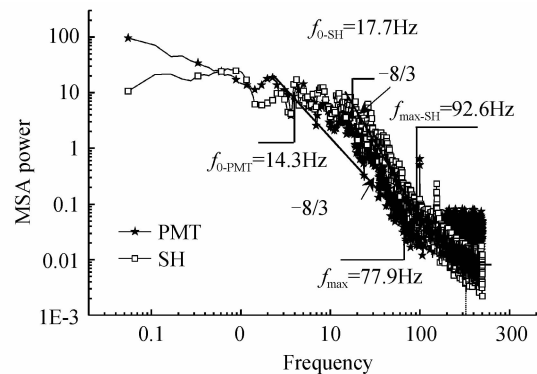


图 10 闪烁功率谱对比图  
Fig. 10 Comparison chart scintillation power spectrum

PMT 所能测得最大闪烁频率  $f_{\max-PMT} = 77.9 \text{ Hz}$ ; 对于 SH 所测闪烁频谱, 其最大闪烁频率  $f_{\max-SH} = 92.6 \text{ Hz}$ . 当  $f > f_{\max-SH}$  时, 频谱曲线以比  $-8/3$  幂率缓慢的速率向耗散区过度, 明显体现出部分更高频率依然对光波起伏频谱有贡献. 当  $f > 300 \text{ Hz}$  时, 频谱完全进入耗散区.

依据湍流模拟池闪烁最高频率等指标要求, 可以得到: SH 所测闪烁频谱与 PMT 所测相比具有更宽的惯性区域, 不仅能够细致地表征湍流池模拟的大气湍流谱特征, 同时对噪音具有较好的抑制作用, 更好地描绘出高频特性, 且  $f_{\max-PMT} < f_{\max-SH}$ .

### 2.3.2 SH 同子孔径闪烁功率谱分析

图 11 为 SH 在温差为  $200^\circ\text{C}$  时同一子孔径光强度不同时的闪烁功率谱. 图中序号 1~5 分别对应同一子孔径不同入射光强的闪烁频谱. 不同孔径上的光强总和用相应子光斑的灰度总和表示. 由图可知, 同一孔径入射光强不同时, 对于序号为 1、2 的两条低光强频谱曲线, 其孔径内灰度总和均小于 1 000, 当  $17.7 \text{ Hz} \leq f \leq 92.6 \text{ Hz}$  时, 进入惯性区域, 功率谱以  $-8/3$  幂率下降; 然而, 当子孔径上光强相对较强时(图中对应序号为 3、4、5 的频谱曲线), 五线段划分不明显. 当  $f > f_0$  时, 根本不存在接近  $-8/3$  的区域. 此时入射光强已超出 CCD 探测器的线性区域, 无法表征该湍流影响下的光强闪烁特征. 因此, 控制子孔径接收光强在 CCD 探测器的线性区域内, 对于闪烁频谱的准确测量十分重要, 以确保后续测量结果的准确性.

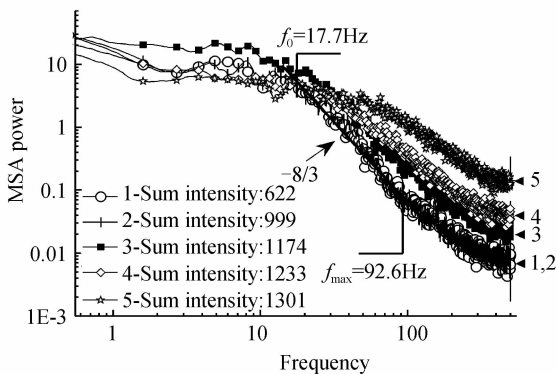


图 11 单孔径孔径光强闪烁频谱  
Fig. 11 Scintillation power spectrum of single aperture

### 2.3.3 SH 不同子孔径功率谱分析湍流池均匀性

图 12 为湍流模拟池调试阶段(湍流产生不均匀时)SH 的部分子孔径上的光强闪烁频谱对比图. 显然, 不同子孔径上的闪烁功率谱的变化趋势不一致(子孔径排列方式参见图 2). 序号为 3 和 15 的子孔径上的闪烁频谱在惯性区域内以  $-8/3$  幂率下降, 符合 Kolmogorov 湍流谱, 而子孔径 7 和 11 上的功率谱无法表征闪烁特性. 对比图 10 分析所给出的结

论, 确实孔径 7 和 11 所接收的光强超出确实超出了 CCD 探测器线性区域, 也不满足  $-8/3$  幂率, 而在线性区域中的 3 和 15 的光强闪烁特性说明两孔径上光强闪烁特性不一致. 由此, 可以通过对不同子孔径功率谱分析可以用来在湍流池研制过程中来评价其均匀性.

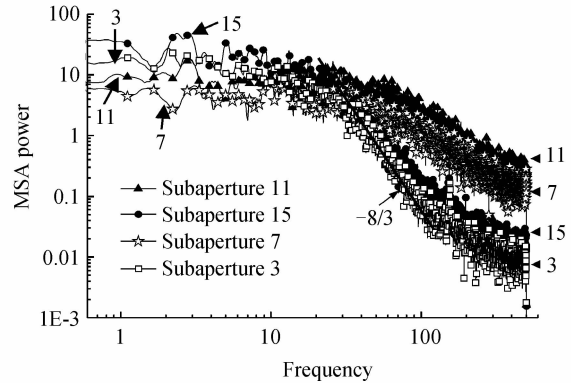


图 12 SH 不同子孔径上的光强闪烁频谱对比  
Fig. 12 Contrast on different sub-aperture scintillation power spectrum of SH

## 3 结论

本文通过对夏克-哈特曼波前探测器的到达角起伏法、差分像运动法、波面法和四象限探测器的到达角起伏法所测  $r_0$  值进行对比; 对夏克-哈特曼的闪烁法和光电倍增管的闪烁法所测  $C_n^2$  值进行对比, 结果发现:

1) 采用 SH 的波面法所测  $r_0$  不仅可克服 SH 和 QD 的到达角起伏法对设备抖动的敏感问题, 也避免了 SH 的差分像运动法所测的  $r_0$  多方向不一致性.

2) SH 所测闪烁功率谱与 PMT 所测相比, 不仅能够测量出较宽的惯性区域, 同时也可以表征出更高频率对湍流谱的贡献, 更细致地描绘出功率谱高频特性, 对于噪音具有较好的抑制作用.

3) 当入射光强超出 CCD 响应动态范围线性区域时, 无法准确测出湍流模拟池所模拟的大气湍流闪烁频谱, 为后续测量结果的准确性提供了可靠的实验依据.

4) 对湍流池均匀性的检测, 一般探测器需要通过多次实验调整光波通过不同的湍流池路径来进行测量, SH 根据其优点, 仅需一次实验即可从多角度评价湍流池的均匀性: 包括利用差分像运动法测量多方向  $r_0$  比值和不同子孔径上闪烁功率谱对比分析.

由于文章篇幅的限制, 文中并未给出对湍流池湍流内外尺度测试的对比分析, 有待后续讨论. 本文的研究成果可以用于对湍流模拟池湍流特征最优测

试方法的选择提供理论依据,也为基于室内湍流池的激光大气传输特性研究提供了可靠的保障。

#### 参考文献

- [1] YUAN Ren-min, ZENG Zong-yong, XIAO Li-ming, *et al.* On turbulent property of convective flows in a turbulent cell[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2000, **32**(3): 257-263.  
袁仁民, 曾宗泳, 肖黎明, 等. 湍流池湍流特征研究[J]. 力学学报, 2000, **32**(3): 257-263.
- [2] NOLL R J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence [J]. *JOSA*, 1976, **66**(3): 207-211.
- [3] WANG Jian-ye, RAO Rui-zhong, LIU Xiao-chun. Comparison of experimental study of atmospheric coherence length[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2005, **32**(1): 64-66.  
汪建业, 饶瑞中, 刘晓春. 大气相干长度的对比实验研究[J]. 中国激光, 2005, **32**(1): 64-66.
- [4] LI Yan, ZONG Fei, QIANG Xi-wen, *et al.* Design and characterization analysis of turbulence chamber for optical propagation experiments [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2010, **39**(5): 920-923.  
李岩, 宗飞, 强希文, 等. 用于光传输实验研究的湍流箱的设计和特性分析[J]. 红外与激光工程, 2010, **39**(5): 920-923.
- [5] SHEN Yong, LIU Jian-guo, ZENG Zong-yong, *et al.* Performance testing of atmospheric turbulence simulator[J]. *Journal of Atmospheric and Environmental Optics*, 2011, **6**(3): 231-234.  
申永, 刘建国, 曾宗泳, 等. 大气湍流模拟装置性能测试[J]. 大气与环境学报, 2011, **6**(3): 231-234.
- [6] LI Jian-xin, WANG Ying-zong. On noise characteristics of monophoton detector of photomultiplier[J]. *Journal of Yanan University(Natural Science Edition)*, 2006, **25**(1): 31-33.  
李建新, 王应宗. 光电倍增管单光子探测器的噪音特性研究[J]. 延安大学学报(自然科学版), 2006, **25**(1): 31-33.
- [7] ZHAO Xin, TONG Shou-feng, JIANG Hui-lin. Experimental testing on characteristics of four-quadrant detector[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2010, **18**(10): 2164-2170.  
赵馨, 佟首峰, 姜会林. 四象限探测器的特性测试[J]. 光学精密工程, 2010, **18**(10): 2164-2170.
- [8] PLATT B C, SHACK R. History and principles of shack-hartmann wavefront sensing [J]. *Journal of Refractive Surgery*, 2001, **17**(5): 573-577.
- [9] YUAN Ke-e, ZHU Wen-yue, HUANG Yin-bo, *et al.* Measurement of path-averaged transverse wind speed with a Shack-Hartmann wave-front sensor[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 303-307.  
苑克娥, 朱文越, 黄印博, 等. Shack-Hartmann 传感用于湍流大气横向风速的测量[J]. 光学学报, 2009, **29**(2): 303-307.
- [10] MARTIN H M. Image motion as a measure of seeing quality [J]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 1987, **99**: 1360-1370.
- [11] RODDIER F. The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy[J]. *Progress in Optics*, 1981, **19**: 281-376.
- [12] 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: 332-335.
- [13] SARAZIN M, RODDIER F. The ESO differential image motion monitor[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1990, **227**(1): 294-300.
- [14] MA Hou-yong, ZHANG Shou-chuan, JING Xu, *et al.* Comparison of two methods of calculated atmosphere coherence length [J]. *Journal of Atmospheric and Environmental Optics*, 2011, **5**(6): 427-430.  
马后永, 张守川, 靖旭, 等. 测量大气相干长度的数据处理算法对比研究[J]. 大气与环境光学学报, 2011, **5**(6): 427-430.

## Turbulence Characteristics Optical Test Contrast

JING Wen-bo, ZHAO Si, FU Qiang, WANG Xiao-man, JIANG Hui-lin

(School of Photoelectric Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

**Abstract:** During the temperature difference of  $10^{\circ}\text{C} \sim 230^{\circ}\text{C}$ , three kinds of Shack-Hartman measuring methods are used to contrast atmospheric coherence length  $r_0$  with quadrant detector(QD), and Shack-Hartman(SH) and photomultiplier tube(PMT) respectively are applied to contrast refractive index structure parameter  $C_n^2$  with scintillation power spectrum. The experimental results show that: for  $r_0$ , the stability of QD decreases more obviously than SH when there is strong turbulence, and for three Shack-Hartman methods, DIMM overcomes problems such as device jitter but brings in problem of inconsistency in direction which wave front method can avoid; for  $C_n^2$ , SH is more precise than PMT which fitting correlation coefficient is up to 0.96; for scintillation power spectrum, the maximum frequency SH tested is 15 Hz higher than that of PMT when it is  $200^{\circ}\text{C}$  influenced by noise; through the analysis of Shack-Hartman sub-aperture scintillation power spectrum, the scintillation power spectrum is not able to be measured precisely and different sub-apertures accomplish the measurement turbulence uniformity when the same sub-aperture incident intensity is not in the CCD response linear interval. The results will provide an optimal test method and theoretical basis for turbulence cell.

**Key words:** Turbulent simulation cell; Optical test; Shack-Hartmann; Scintillation power spectrum; Angle of arrival fluctuation; Intensity scintillation