

# 高能固态激光非 Kolmogorov 湍流大气传输 光斑扩展的数值分析

李玉杰<sup>1</sup>, 钱仙妹<sup>1</sup>, 朱文越<sup>1\*</sup>, 苗锡奎<sup>2</sup>

<sup>1</sup>中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学重点实验室, 安徽 合肥 230031;

<sup>2</sup>光电对抗测试评估技术重点实验室, 河南 洛阳 471003

**摘要** 采用高能激光大气传输四维仿真程序模拟计算了高功率固态激光在非 Kolmogorov 湍流大气中聚焦传输时的湍流与热晕效应。数值分析了接收平面处光斑的 63.2% 环围能量半径、光束质量因子随非 Kolmogorov 湍流谱指数  $\alpha$  和传输起伏强度  $D/r_0$  的变化, 比较了非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流条件下激光传输结果的相对偏差。结果表明: 非 Kolmogorov 湍流谱指数  $\alpha$  越小, 湍流效应和湍流热晕综合效应导致的光斑扩展越大, 光束的能量集中度越低; 已建立的描述聚焦高斯光束大气传输光束扩展的定标关系式在非 Kolmogorov 湍流条件下不再成立; 在传输参数条件下, 仅考虑湍流效应时, 非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流下光斑半径的相对偏差最大值可达 87.7%, 存在热晕时的最大相对偏差达 43.7%, 可见热晕降低了两种情况下传输结果的相对偏差。

**关键词** 大气光学; 光束扩展; 数值模拟; 非 Kolmogorov 湍流; 热晕效应

中图分类号 O436; TN012

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0601002

## Numerical Analysis of Beam Spreading of High-Power Solid Laser Propagation Through Non-Kolmogorov Turbulent Atmosphere

Li Yujie<sup>1</sup>, Qian Xianmei<sup>1</sup>, Zhu Wenyue<sup>1</sup>, Miao Xikui<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China;

<sup>2</sup>Key Laboratory of Electro-Optical Counter Measures Test and Evaluation Technology,  
Luoyang, Henan 471003, China

**Abstract** Four-dimensional atmospheric propagation codes of high-power laser are used to simulate turbulence and thermal blooming effects of a focused solid laser beam propagating through non-Kolmogorov turbulent atmosphere. The variations of 63.2% encircled energy beam radius and beam quality factor with non-Kolmogorov turbulent spectral index  $\alpha$  and propagation fluctuated strength  $D/r_0$  are analyzed. Deviations of simulation results of laser propagation through non-Kolmogorov turbulence and Kolmogorov turbulence are also compared. Results show that the smaller the spectral index  $\alpha$ , the larger the beam spreading and the lower the energy concentration for turbulence effect and combined effect of turbulence and thermal blooming. The existed scaling relation for describing the beam spreading of focused Gaussian beam propagation through atmosphere is no longer valid for non-Kolmogorov turbulent atmosphere. Comparisons show that when considering the turbulence effect only, the largest relative deviation of beam spreading induced by Kolmogorov turbulence and non-Kolmogorov turbulence reaches to 87.7%, however, when considering the thermal blooming effect, the largest relative deviation reduces to 43.7%. It means that thermal blooming reduces the relative deviation of beam spreading of laser propagation in Kolmogorov and non-Kolmogorov turbulence.

**Key words** atmospheric optics; beam spreading; numerical simulation; non-Kolmogorov turbulence; thermal blooming effect

**OCIS codes** 010.1290; 010.1300; 010.1330

收稿日期: 2017-11-24; 收到修改稿日期: 2018-01-11

基金项目: 光电对抗测试评估技术重点实验室开放课题(GKCP2016002)

作者简介: 李玉杰(1990—), 女, 博士, 主要从事激光大气传输方面的研究。E-mail: liyujie1017@126.com

\* 通信联系人。E-mail: zhuwenyue@aiofm.ac.cn

# 1 引 言

全固态激光器具有高效率、高亮度、光束发散角小、体积小等优点,其在高能激光系统中的巨大应用潜力正被逐渐发掘<sup>[1-2]</sup>。大气是影响高能激光系统实际作用效果的重要因素,高能激光在大气中传输时将产生一系列线性和非线性效应,如衰减效应、大气湍流效应、热晕效应等,导致传输的光束发生扩展、漂移、畸变等,从而影响激光在接收面的能量集中度<sup>[3-4]</sup>。因此,为了提高全固态激光在大气中的作用效果,详细研究其在大气中的传输特性具有重要的现实意义。

基于 Kolmogorov 湍流假设,学者们对高能激光在大气中传输的湍流效应及湍流热晕综合效应进行了大量研究,并获得了一些工程应用上的定标规律,为实际高能激光系统的设计和应用提供了参考<sup>[5-8]</sup>。近年来,大量实验结果表明大气湍流在绝大部分情况下都偏离了 Kolmogorov 湍流状态。随着非 Kolmogorov 湍流概念的提出,激光在非 Kolmogorov 湍流中传输效应的研究广泛展开,并获得了一些规律性认识<sup>[9-15]</sup>。而关于高能固态激光在非 Kolmogorov 湍流大气中传输时湍流和热晕效应对传输激光影响的研究,目前还未见报道。由于实际大气条件(如大气吸收、散射、湍流特性)的复杂性,以及传播几何条件、光波本身特性和湍流热晕相互作用的复杂性,使得原本就难以获得精确结果的解析求解方法变得更加困难,数值模拟成为研究这类复杂问题的重要手段。对于耗资巨大的高能激光传输,充分的数值模拟研究是十分必要的。

本文通过模拟高能固态激光在非 Kolmogorov 湍流大气中的传输过程,研究了湍流及热晕效应引起的光斑扩展与湍流特征参数和光传播起伏参数之间的变化关系,进而获得了非 Kolmogorov 湍流对激光传输影响的规律性认识,可为高能激光系统在实际大气中的应用提供理论参考。

# 2 物理模型和数值模拟方法

联合求解流体动力学方程和光波在随机介质中传输的旁轴近似标量波动方程,是数值模拟激光大气传输湍流与热晕效应的数学基础<sup>[16]</sup>。下面

首先介绍大气湍流统计模型、激光与大气热相互作用模型、介质中的光传播方程,然后基于这些物理模型简要介绍激光在大气中传输的数值模拟方法。

## 2.1 非 Kolmogorov 湍流谱模型

理论上认为任何偏离局地均匀各向同性统计特征的湍流都可称为非 Kolmogorov 湍流,而本研究讨论的非 Kolmogorov 湍流仍是一种理想的局地均匀各向同性湍流,不同于 Kolmogorov 湍流的是:其折射率结构函数的幂律值不再是 2/3,而是在一定范围内变化。实际大气湍流的测量结果表明,折射率结构函数的标度指数的变化范围主要在 -1~3 之间<sup>[13-14]</sup>。

类似于 Kolmogorov 湍流谱模型,非 Kolmogorov 湍流的三维折射率谱模型表示为<sup>[9]</sup>

$$\Phi_n(\alpha, K) = A(\alpha) \tilde{C}_n^2 K^{-\alpha}, \quad 0 \leq K < \infty, \quad 3 < \alpha < 4, \quad (1)$$

式中:  $K$  为空间频率;  $\tilde{C}_n^2$  为广义折射率结构常数,单位为  $m^{3-\alpha}$ ;  $-\alpha$  为湍流三维功率谱的谱指数,表述中通常将  $\alpha$  称为谱指数;  $A(\alpha) = \text{gamma}(\alpha - 1) / [4\pi^2 \cos(\alpha\pi/2)]$ ,  $\text{gamma}(\cdot)$  为伽马函数。由折射率结构函数的幂律与三维谱指数之间的关系可得  $\alpha$  的实际范围主要在 2~6 之间;但当  $\alpha \leq 3$  和  $\alpha \geq 5$  时,  $A(\alpha) \leq 0$ , 湍流谱  $\Phi_n(\alpha, K) \leq 0$ 。当  $\alpha \rightarrow 4$  时,波结构函数、闪烁指数等参量的值趋于 0,因此在研究非 Kolmogorov 湍流大气中的光传输特性时一般取  $3 < \alpha < 4$ 。当  $\alpha = 11/3$ , 即大气湍流为 Kolmogorov 湍流时,  $A(\alpha) = 0.033$ ,  $\tilde{C}_n^2 = C_n^2$ , 湍流谱表示为  $\Phi_n(K) = 0.033 C_n^2 K^{-11/3}$ ,  $C_n^2$  为 Kolmogorov 折射率结构常数,即通常所说的折射率结构常数。

折射率结构常数常用来表征湍流起伏的强度,而在非 Kolmogorov 湍流中,由于广义折射率结构常数  $\tilde{C}_n^2$  是一个量纲不固定的参量,其值与采用的单位和谱指数的大小有关,不适合作为一个固定的参量来描述湍流强度的大小<sup>[11-12,15]</sup>。为此本课题组使用大气相干长度  $r_0$  这个量纲固定的参量来表征光波在湍流大气中传输的起伏强度。Stribling<sup>[9]</sup> 给出的非 Kolmogorov 湍流大气中球面波相干长度  $r_0$  的表达式为

$$r_0 = \left[ \frac{-c_1 \text{gamma}(\alpha/2)}{2^{4-\alpha} \pi^2 k^2 A(\alpha) \text{gamma}(1 - \alpha/2) \int_0^L C_n^2(z) (z/L)^{\alpha-2} dz} \right]^{\frac{1}{\alpha-2}}, \quad (2)$$

式中： $L$ 为光传输的总距离； $z$ 为传输方向； $k$ 为光波数， $k=2\pi/\lambda$ ， $\lambda$ 为波长； $c_1=2\{8/(\alpha-2)\}^{(\alpha-2)/2}$ ，当 $\alpha=11/3$ ，即大气湍流为Kolmogorov湍流时， $c_1=6.88$ 。

### 2.2 激光大气传输的物理模型

大气是一种流体介质，其状态满足质量守恒、能量守恒、动量守恒的流体力学方程。由于一般情况下，激光在大气中传输时，大气吸收少量的激光能量所导致的大气温度、密度、压强等参量变化较小，因此能够通过通过对大气的流体动力学方程组进行线性化处理来描述激光加热大气所引起的大气状态的变化，线性化的流体动力学方程组<sup>[16]</sup>表示为

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \rho_0(\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0, \quad (3)$$

$$\rho_0 \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} + \nabla p_1 = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \left( p_1 - \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \rho_1 \right) = (\gamma - 1) \alpha_a I, \quad (5)$$

式中： $t$ 为时间； $\nabla = \partial/\partial x + \partial/\partial y$ ； $\rho_0$ 、 $p_0$ 分别为大气密度和压强的平均量； $\gamma = c_p/c_v$ 为流动的定压比热与定容比热之比； $\rho_1$ 、 $p_1$ 、 $\mathbf{v}_1$ 分别为大气密度、压强、风速的1阶起伏量； $\alpha_a$ 为大气吸收系数，包括大气分子和气溶胶的吸收； $I$ 为激光光强。

大气的折射率 $n$ 与密度 $\rho$ 之间满足 Gladstone 关系<sup>[16]</sup>：

$$n - 1 = k_d \rho, \quad (6)$$

式中： $k_d$ 为 Gladstone-Dale 常数， $k_d \approx 2.92 \times 10^{-4} \text{ cm}^3/\text{g}$ 。

连续激光在大气中传输时，大气吸收激光能量导致的温度变化率通常非常小，大气的加热过程可近似为等压过程，因此可以通过(3)~(6)式得到一个大气折射率变化方程<sup>[4]</sup>：

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\perp} \right) n_b - \eta \nabla_{\perp}^2 n_b = -\Gamma \alpha I(\mathbf{r}, z), \quad (7)$$

式中： $\mathbf{v}$ 为风速矢量； $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ； $n_b$ 为激光加热引起的大气折射率的变化量，即热晕效应引起的折射率变化值； $\eta$ 为热传导系数； $\mathbf{r}$ 为光束横截面矢量； $I(\mathbf{r}, z)$ 为 $z$ 位置处光束截面上的光强分布； $\Gamma = \frac{|dn/dT|}{\rho c_p}$ ， $|dn/dT|$ 为折射率随温度变化率的绝对值，大气温度为273 K时， $\Gamma = 8.34 \times 10^{-10} \text{ m}^3/\text{J}$ 。

在大气中传输的激光的标量波动方程可按旁轴近似处理，当激光沿 $z$ 轴传输时，其旁轴近似方程<sup>[4]</sup>表示为

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} u(\mathbf{r}, z, t) + \nabla_{\perp}^2 u(\mathbf{r}, z, t) +$$

$$2k^2 \delta_n u(\mathbf{r}, z, t) - ik \alpha_e u(\mathbf{r}, z, t) = 0, \quad (8)$$

式中： $u(\mathbf{r}, z, t)$ 为 $t$ 时刻 $z$ 位置处的光场复振幅分布； $\alpha_e$ 为大气消光系数； $\delta_n$ 为大气折射率起伏量，其等于大气湍流和热晕引起的折射率变化量的和。

### 2.3 数值模拟方法

光波在大气中传输的数值模拟通常采用多层相位屏法实现，即用一系列间隔为 $\Delta z$ 的平行平板分割连续大气介质，用一个相位屏代替平板间大气介质引起的光波相位扰动量，从而光波在相位屏间的传输就可以看作是真空传输和相位屏引起的相位调制过程，二者相互独立并同时完成。湍流相位屏通常采用功率谱法求解，即利用湍流空间功率谱产生空间复相位随机场，通过对复相位随机场进行傅里叶变换获得相位的空间分布<sup>[16]</sup>。相位相关函数与折射率空间功率谱之间的关系为

$$B_{\varphi_t}(\mathbf{r}) = 2\pi k^2 \Delta z \iint \Phi_{n_t}(K_z=0, \mathbf{K}) e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{K}, \quad (9)$$

式中： $B_{\varphi_t}(\mathbf{r})$ 为相位相关函数； $\Phi_{n_t}(K_z=0, \mathbf{K})$ 为折射率空间功率谱； $\mathbf{K}$ 为空间频率矢量。

相位相关函数和相位二维频谱 $F_{\varphi_t}(\mathbf{K})$ 之间的关系为

$$B_{\varphi_t}(\mathbf{r}) = \iint F_{\varphi_t}(\mathbf{K}) e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{K}. \quad (10)$$

由(9)式和(10)式可得相位二维频谱和湍流折射率空间功率谱之间的关系为

$$F_{\varphi_t}(\mathbf{K}) = 2\pi k^2 \Delta z \Phi_{n_t}(K_z=0, \mathbf{K}). \quad (11)$$

通过对相位的二维频谱进行高斯滤波和傅里叶变换，可得到相位的空间随机场，即相位屏上的相位分布：

$$\varphi_t(\mathbf{r}) = \iint g(\mathbf{K}) \sqrt{F_{\varphi_t}(\mathbf{K})} e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{K}, \quad (12)$$

式中： $g(\mathbf{K})$ 为复高斯函数随机白噪声。当风速仅是传输方向的函数时，热晕相位屏通常采用傅里叶变化法进行求解。通过对激光加热大气引起的折射率扰动量的方程进行傅里叶变换，可得 $t + \Delta t$ 时刻折射率扰动量在频域上的分布<sup>[4]</sup>：

$$n_b(\mathbf{K}, t + \Delta t) = n_b(\mathbf{K}, t) e^{(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{v} - \eta \mathbf{K}^2) \Delta t} + \Gamma \alpha(z) \int_t^{t+\Delta t} I(\mathbf{K}, t') e^{(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{v} - \eta \mathbf{K}^2)(t+\Delta t-t')} dt'. \quad (13)$$

通过对上式进行傅里叶变换，可由 $t$ 时刻的折射率扰动量得到 $t + \Delta t$ 时刻的折射率扰动量。

$\Delta z$ 传输距离上相位扰动与折射率扰动的关系为

$$\varphi_b(\mathbf{r}) = k \int_z^{z+\Delta z} n_b(\mathbf{r}) dz. \quad (14)$$

将(13)式代入(14)式,可获得  $t + \Delta t$  时刻  $\Delta z$  光传输距离内热晕效应引起的光波相位扰动量。

### 3 数值计算结果及分析

焦平面处的光斑扩展是衡量激光大气传输效果的一个重要参量,是评价光束能量集中度的重要指标。在实际的高功率激光工程应用中,通常用光斑的 63.2% 环围能量半径和光斑扩展倍数来表征光束的能量集中度。下面在第 2 节理论和数值模拟方法的基础上,分析大气湍流为非 Kolmogorov 湍流时湍流效应和湍流热晕综合效应对激光传输光斑扩展的影响,并对非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流条件下传输结果的相对偏差进行定性和定量分析。

数值模拟中选取波长为  $1.06 \mu\text{m}$  的固态激光,光束类型为高斯型,发射口径  $D$  为  $0.6 \text{ m}$ 。高斯光束热晕效应开始对光束传输产生明显影响的热畸变参数阈值为 22,选取激光发射功率为  $30 \text{ kW}$ ,近地面典型大气吸收系数  $\alpha = 3 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ ,近地面横向风速为  $2 \text{ m/s}$ ,聚焦传输  $1 \text{ km}$ ,相应的相位热畸变参数为 23.9,即可产生明显的非线性热畸变效应。通过选取不同的广义折射率结构常数  $\tilde{C}_n^2$ ,使得大气相干长度  $r_0$  的值分别为 154, 38.7, 9.7 cm,与之相对应的  $D/r_0$  分别为 0.39, 1.55, 6.18, 3 种大气相干长度对应的 Kolmogorov 湍流折射率结构常数分别为  $10^{-16}, 10^{-15}, 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。图 1 给出了 3 种大气相干长度对应的广义折射率结构常数  $\tilde{C}_n^2$  随湍流谱指数  $\alpha$  的变化关系。湍流和热晕相位屏均采用  $256 \times 256$  的网格,弱湍流时相位屏的网格间隔  $\Delta x = 5 \text{ mm}$ ,强湍流时  $\Delta x = 1 \text{ cm}$ 。

#### 3.1 湍流效应引起的光斑扩展

为了全面了解激光在非 Kolmogorov 湍流大气中传输的湍流与热晕效应,下面首先给出激光在非 Kolmogorov 湍流大气中传输时,仅考虑湍流效应时的传输结果。图 2 给出了 3 种传输起伏条件下,接收平面处光斑的 63.2% 环围能量半径随着非 Kolmogorov 湍流谱指数  $\alpha$  的变化情况。63% 环围能量半径用  $R_{63}$  表示,以下简称光斑半径或者光斑扩展半径。从图 2 中可以看到,非 Kolmogorov 湍流谱指数对光场分布产生了较大影响,3 种传输起伏强度条件下都有以下趋势: $\alpha$  越大,光斑半径越小,光束能量越集中; $\alpha \rightarrow 4$  时光斑半径达到最小值,且 3 种起伏强度下的光斑半径近似趋于相同,即

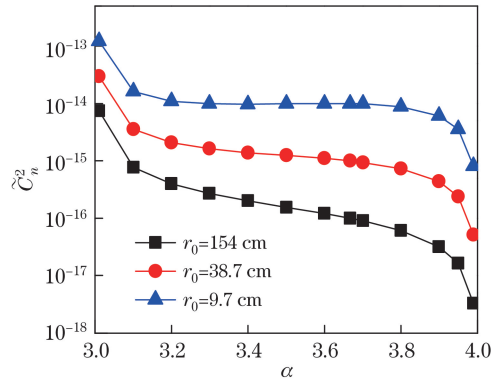


图 1 3 种大气相干长度下,广义折射率结构常数  $\tilde{C}_n^2$  随湍流谱指数  $\alpha$  的变化

Fig. 1 Generalized refractive index structure constants versus the spectral index for three coherent length values

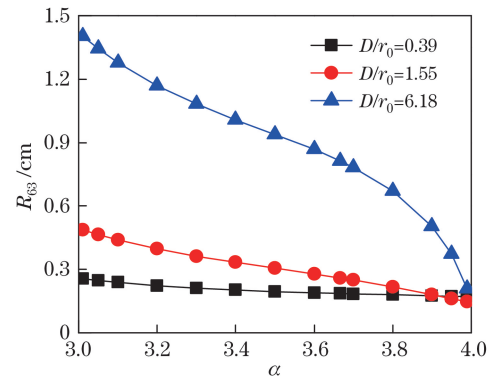


图 2 湍流效应时不同传输起伏强度下的光斑扩展半径随湍流谱指数  $\alpha$  的变化

Fig. 2 Beam radius of the turbulence effect versus spectral index  $\alpha$  at different propagation fluctuation strengths

$\alpha \rightarrow 4$  时湍流强度对光斑扩展的影响可以忽略。该结论与以往通过固定  $\tilde{C}_n^2$  得到的结论明显不同<sup>[17-18]</sup>。这是因为当大气相干长度固定时,广义折射率结构常数的值随着  $\alpha$  的增加基本呈现逐渐减小的趋势,从而导致光斑扩展也逐渐减小,当  $\alpha \rightarrow 4$  时,湍流强度对光斑扩展的影响最小,使得 3 种起伏强度时的光斑扩展半径趋于一致。为分析非 Kolmogorov 湍流引起的光束扩展定标关系,参照 Kolmogorov 湍流中的光束扩展定标式<sup>[4]</sup>:

$$\beta^2 = 1 + A(D/r_0)^2, \quad (15)$$

式中: $\beta$  为光束质量因子, $\beta = R_{63}/R_{630}$ ,  $R_{630}$  为激光在真空中传输时接收位置处光斑的 63.2% 环围能量半径; $A$  为系数。图 3(a) 和图 3(b) 分别给出了光束质量因子  $\beta$  和系数  $A$  随非 Kolmogorov 湍流谱指数  $\alpha$  和传输起伏强度  $D/r_0$  的变化。从图 3(a) 中可以看到,当  $\alpha = 11/3$  时,即大气湍流为 Kolmogorov 湍流时,数值模拟获得的 3 种起伏条件下的光束质量

因子分别为 1.077、1.82、6.13，与光束扩展定标关系式在参数  $A \approx 1$  时的计算结果近似相等，与已有的实验和数值仿真结果一致<sup>[4]</sup>。从图 3(b)中可以看出：当  $\alpha \neq 11/3$  时，即大气湍流为非 Kolmogorov 湍流时， $A$  随着湍流谱指数  $\alpha$  的增加逐渐减小；当  $\alpha < 11/3$  时， $A$  受  $D/r_0$  的影响较大， $A$  随  $D/r_0$  的增加而减小；当  $\alpha > 11/3$  时， $D/r_0$  对  $A$  的影响较小。这是因为当湍流谱指数  $\alpha$  较小时，同一  $\alpha$  条件下不同  $D/r_0$  对应的广义折射率结构常数之间的差值较大，从而导致相应的光束扩展半径之间的差值也较大；随着湍流谱指数  $\alpha$  增加，同一  $\alpha$  条件下不同  $D/r_0$  对应的广义折射率结构常数之间的差值越来越小，相应的光束扩展半径之间的差值也越来越小，从而导致光束扩展定标关系式中的  $A$  值在不同  $D/r_0$  时的差值也随着  $\alpha$  的增加而减小。

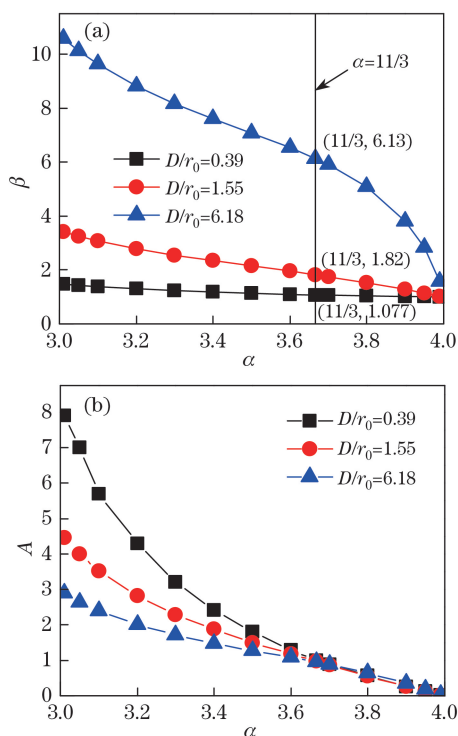


图 3 湍流效应时，(a)光束质量因子  $\beta$  和 (b)光斑扩展定标系数  $A$  随  $D/r_0$  和谱指数  $\alpha$  的变化

Fig. 3 (a) Beam quality factor  $\beta$  and (b) coefficient  $A$  of the scaling relation of beam spreading of the turbulence effect versus  $D/r_0$  or  $\alpha$

图 4 给出了大气湍流为 Kolmogorov 湍流时，激光在  $D/r_0$  分别为 0.39、1.55 和 6.18 时的 3 种传输起伏强度下的长曝光光斑图像。从图 4 中可以看出：当  $D/r_0 = 0.39$  时，光斑无明显畸变，此时的光束质量因子约为 1.08，随着起伏强度增加，光斑的畸变越来越大；当  $D/r_0 = 6.18$  时，光斑畸变非常明显，

此时光束质量因子约为 6.13。图 5 给出了  $D/r_0 = 6.18$  时，激光在谱指数分别为 3.1、3.4、11/3 和 3.9 的湍流中传输时的长曝光光斑图像。从图 5 中可以看出：随着湍流谱指数  $\alpha$  增加，光斑的畸变越来越小；当  $\alpha = 3.1$  时光斑畸变非常明显，此时的光束质量因子约为 10.6；当谱指数为 3.9 时光斑畸变较小，

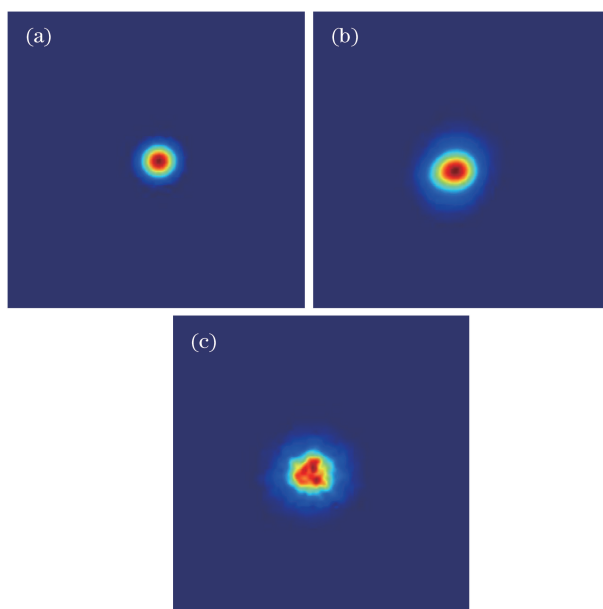


图 4  $\alpha = 11/3$  时激光的长曝光光斑图像。(a)  $D/r_0 = 0.39$ ；(b)  $D/r_0 = 1.55$ ；(c)  $D/r_0 = 6.18$

Fig. 4 Long-term spots of laser at  $\alpha = 11/3$ . (a)  $D/r_0 = 0.39$ ；(b)  $D/r_0 = 1.55$ ；(c)  $D/r_0 = 6.18$

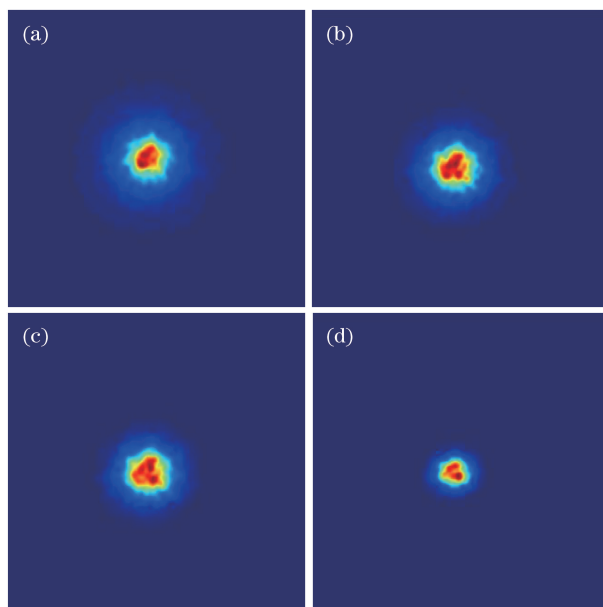


图 5  $D/r_0 = 6.18$  时激光的长曝光光斑图像。(a)  $\alpha = 3.1$ ；(b)  $\alpha = 3.4$ ；(c)  $\alpha = 11/3$ ；(d)  $\alpha = 3.9$

Fig. 5 Long-term spots of laser at  $D/r_0 = 6.18$ . (a)  $\alpha = 3.1$ ；(b)  $\alpha = 3.4$ ；(c)  $\alpha = 11/3$ ；(d)  $\alpha = 3.9$

此时的光束质量因子约为 1.6。

为定量比较激光在非 Kolmogorov 和 Kolmogorov 湍流大气中传输结果的差异,本课题组对光斑扩展半径在不同谱指数的非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流中传输结果的相对偏差进行了比较分析。图 6 给出了光斑扩展半径的相对偏差随谱指数  $\alpha$  和传输起伏强度  $D/r_0$  的变化关系,光斑半径的相对偏差用  $\Delta R_{63}/R_{63}$  表示。由图 6 可以看出:当  $\alpha < 11/3$  时,光斑半径的相对偏差随着  $\alpha$  的增大而减小,在相同的谱指数时,中等湍流强度时的相对偏差最大;当  $\alpha > 11/3$  时,光斑半径的相对偏差随着  $\alpha$  的增大而增大,相对偏差与起伏强度呈正相关,即较大的起伏强度对应于较大的相对偏差。这是因为当大气相干长度相一定时,广义折射率结构常数  $\tilde{C}_n^2$  随着谱指数  $\alpha$  的变化而变化;在 3 种起伏强度条件下,中等起伏( $D/r_0 = 1.55$ )的广义折射率结构常数在谱指数  $\alpha < 11/3$  范围内的值与  $\alpha = 11/3$  时的值相差最大,而  $D/r_0 = 6.18$  的强起伏的广义折射率结构常数在谱指数  $\alpha > 11/3$  范围内的值与  $\alpha = 11/3$  时的值相差最大,从而导致这两种情况下非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流中光斑扩展的相对偏差最大。在本研究的参数条件下,3 种起伏强度下的相对偏差最大值达到 87.7%,起伏强度最小时( $D/r_0 = 0.39, \alpha = 3.9$ )的相对偏差仍在 7% 左右。

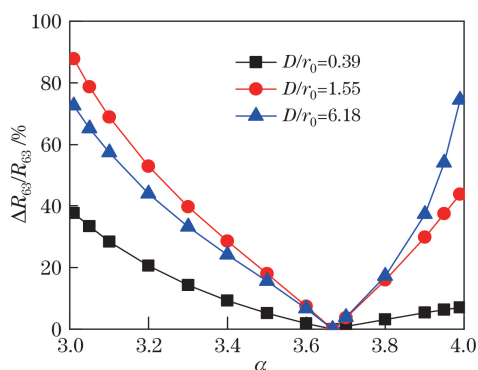


图 6 湍流效应且不同传输起伏强度时,非 Kolmogorov 湍流时的光斑半径相对于 Kolmogorov 湍流时的偏差随谱指数  $\alpha$  的变化关系

Fig. 6 Relative deviation of beam radius in non-Kolmogorov turbulence and Kolmogorov turbulence versus  $\alpha$  at different propagation fluctuation strengths for turbulence effect

### 3.2 湍流与热晕相互作用时的光斑扩展

当存在热晕效应时,本研究采用上述类似分析方法对激光在不同非 Kolmogorov 湍流特性和起伏强度条件下的传输结果进行分析。图 7 给出了光斑

扩展半径随着非 Kolmogorov 湍流谱指数  $\alpha$  和起伏强度  $D/r_0$  的变化关系。从图 7 中可以看出,光斑扩展半径随  $\alpha$  和  $D/r_0$  的变化趋势与仅考虑湍流效应时的情况类似。弱起伏时,光斑扩展半径是仅考虑湍流时的 2~4 倍,强起伏时在 1~3 倍之间。聚焦高斯光束大气传输湍流热晕效应引起的光束扩展倍数可以表示位  $\beta^2 = 1 + A(D/r_0)^2 + BN^2$  的形式,其中  $BN^2$  为热晕扩展项,  $N$  为广义热畸变参量,  $B$  为系数因子<sup>[19]</sup>。图 8 给出了模拟获得的湍流热晕综合效应时的光束质量因子  $\beta$  和系数因子  $B$  随湍流谱指数  $\alpha$  和起伏强度  $D/r_0$  的变化关系。从图 8 中可以看出,热晕扩展项中系数因子  $B$  的值随  $D/r_0$  增大而增大,随  $\alpha$  增大而减小,说明热晕不仅受到湍流强度的影响,而且与湍流谱的谱指数密切相关。尤其在强起伏区,湍流谱指数的变化对热晕效应的影响更为显著,这是因为在湍流热晕综合效应中,强湍流起伏条件时的湍流效应相对于热晕效应占主导作用,因此湍流谱指数对热晕效应的影响相比于弱起伏条件下更大,从而导致强起伏条件下非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流对热晕的影响差别较大。

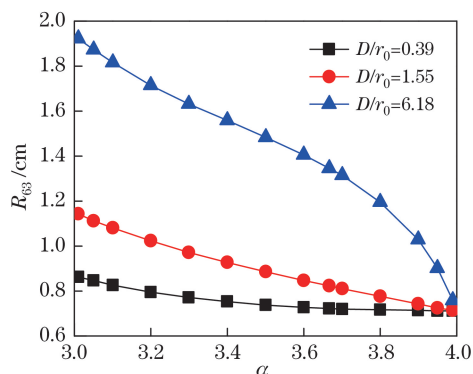


图 7 不同传输起伏强度条件下非 Kolmogorov 湍流与热晕综合作用时光斑扩展半径随湍流谱指数  $\alpha$  的变化

Fig. 7 Beam radius versus spectral index  $\alpha$  at different propagation fluctuation strengths for the combined effect of non-Kolmogorov turbulence and thermal blooming

图 9 给出了  $\alpha = 11/3$  时,激光在  $D/r_0$  分别为 0.39、1.55 和 6.18 时的长曝光光斑图像。从图 9 中可以看出:光斑能量中心向风的方向偏移,呈现明显的“新月”分布,尤其在弱湍流时最明显,此时热晕效应占主导作用;随着光传输起伏强度增加,光斑的扩展半径越来越大,越来越均匀,热晕特征逐渐减弱,湍流对热晕效应产生一定的抑制作用。图 10 给出了  $D/r_0 = 6.18$ ,即强起伏时,激光在谱指数  $\alpha$  分别为 3.1、3.4、11/3 和 3.9 的非 Kolmogorov 湍流中传

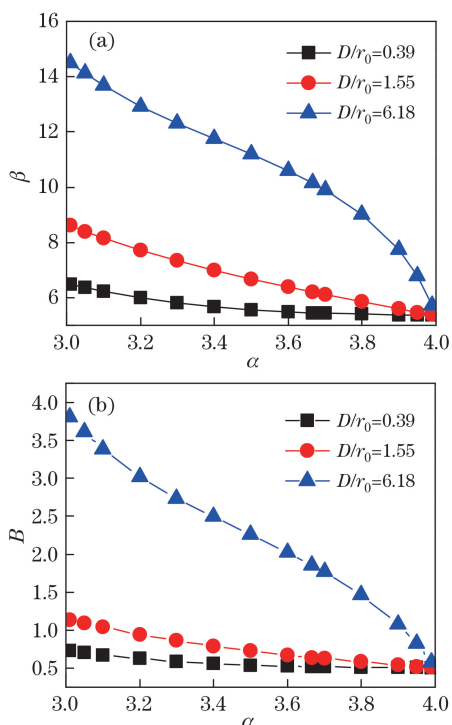


图 8 不同传输起伏强度下非 Kolmogorov 湍流与热晕综合作用时(a)光束质量因子  $\beta$  和 (b)热晕项系数  $B$  随湍流谱指数  $\alpha$  的变化

Fig. 8 (a) Beam quality factor  $\beta$  and coefficient of thermal blooming term  $B$  versus  $\alpha$  at different propagation fluctuation strengths for the combined effect of non-Kolmogorov turbulence and thermal blooming

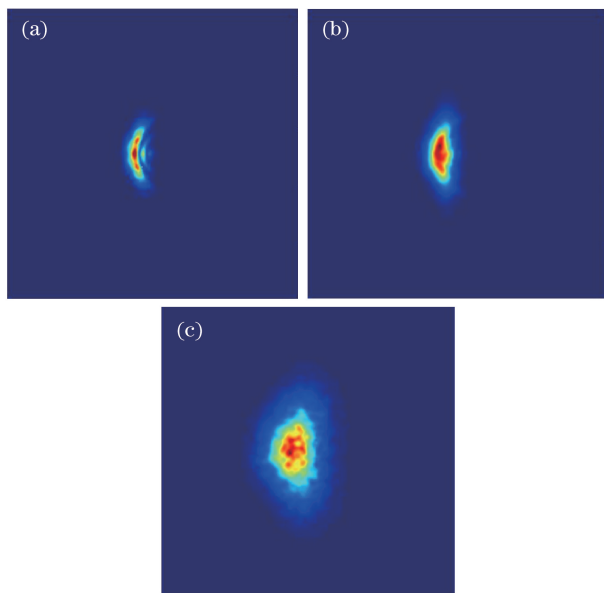


图 9  $\alpha = 11/3$  时,激光在不同传输起伏强度下的长曝光光斑图像。(a)  $D/r_0 = 0.39$ ; (b)  $D/r_0 = 1.55$ ; (c)  $D/r_0 = 6.18$

Fig. 9 Long-term spots of laser at different propagation fluctuation strengths when  $\alpha = 11/3$ . (a)  $D/r_0 = 0.39$ ; (b)  $D/r_0 = 1.55$ ; (c)  $D/r_0 = 6.18$

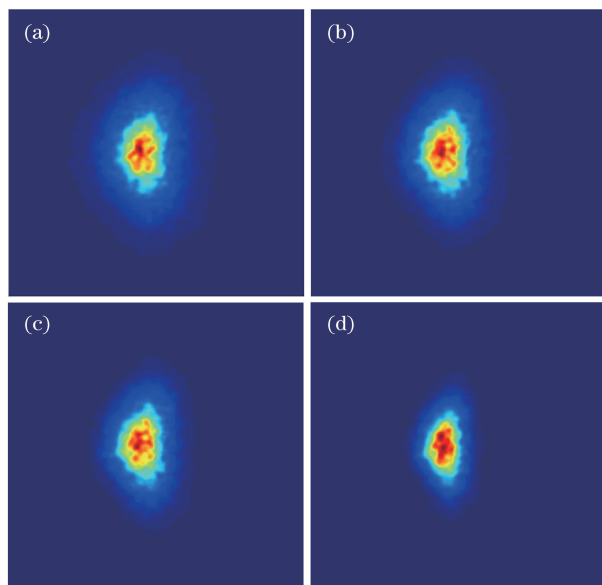


图 10  $D/r_0 = 6.18$  时,激光在不同谱指数下的长曝光光斑图像。(a)  $\alpha = 3.1$ ; (b)  $\alpha = 3.4$ ; (c)  $\alpha = 11/3$ ; (d)  $\alpha = 3.9$

Fig. 10 Long-term spots of laser at different spectral indexes when  $D/r_0 = 6.18$ . (a)  $\alpha = 3.1$ ; (b)  $\alpha = 3.4$ ; (c)  $\alpha = 11/3$ ; (d)  $\alpha = 3.9$

输时的长曝光光斑图像。从图 10 中可以看出,随着  $\alpha$  增加,光斑扩展越来越小,这与图 7 中的结果一致,但光斑的热晕特征越来越明显。

同样,为了定量比较热晕存在时激光在非 Kolmogorov 湍流与在 Kolmogorov 湍流中传输结果的差异,本研究对考虑热晕效应以后的光斑扩展半径在非 Kolmogorov 湍流和 Kolmogorov 湍流条件下的相对偏差进行了分析。图 11 给出了不同传输起伏强度条件下光斑半径的相对偏差随着非 Kolmogorov 湍流谱指数  $\alpha$  的变化关系。将图 11 与图 6 中的结果进行比较可以发现,与仅考虑湍流效应不同的是:无论是  $\alpha > 11/3$  还是  $\alpha < 11/3$ ,光斑半径的相对偏差都随着起伏强度的增加而增大,强湍流时相对偏差随谱指数在 0~43.7% 之间变化,弱湍流时相对偏差随谱指数在 0~19.5% 之间变化;而且在相同的湍流条件下,存在热晕效应时的相对偏差小于仅考虑湍流时的值,即热晕效应降低了聚焦高斯光束非 Kolmogorov 与 Kolmogorov 湍流大气中光斑扩展的相对偏差。

## 4 结 论

本研究采用数值仿真的方法对高能固态激光在非 Kolmogorov 湍流大气中传输时,大气湍流效应和湍流热晕综合效应引起的光束扩展进行了仿真计

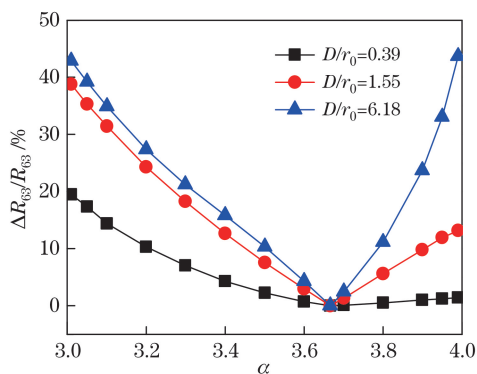


图 11 在不同传输起伏强度和湍流热晕综合作用下, 光束在非 Kolmogorov 湍流、Kolmogorov 湍流中传输的光斑扩展半径值的相对偏差随湍流谱指数  $\alpha$  的变化

Fig. 11 Relative deviation of beam radius in non-Kolmogorov and Kolmogorov turbulence versus  $\alpha$  at different propagation fluctuation strengths and combined effect of turbulence and thermal blooming

算,分析了接收平面处 63.2% 环围能量半径、光束质量因子与非 Kolmogorov 湍流谱指数和光传输起伏强度的关系,并将非 Kolmogorov 湍流条件下的激光传输结果与 Kolmogorov 湍流条件下的结果进行了比较。结果表明:激光在非 Kolmogorov 湍流大气中传输的光斑扩展特性不同于在 Kolmogorov 湍流中的情况,湍流谱指数越小,传输光束的光斑扩展越大,能量集中度越低,反之能量集中度越高。在湍流热晕综合效应引起的光斑扩展定标关系式  $\beta^2 = 1 + A(D/r_0)^2 + BN^2$  中,  $A$  的值在 Kolmogorov 湍流时近似为 1,在非 Kolmogorov 湍流时随  $\alpha$  的增大而减小;当  $\alpha < 11/3$  时,  $A$  随  $D/r_0$  的增大而减小,当  $\alpha > 11/3$  时,不同  $D/r_0$  时的  $A$  值近似相等;  $B$  值随  $\alpha$  的增大而减小,随  $D/r_0$  的增大而增大。

非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流大气中传输结果的差值表明:仅存在湍流效应时,在  $\alpha < 11/3$  的情况下,非 Kolmogorov 湍流谱指数越大,光斑半径的相对偏差越小,中等起伏强度时的相对偏差比弱起伏强度时要大;在  $\alpha > 11/3$  的情况下,非 Kolmogorov 湍流谱指数和光传输的起伏强度越大,光斑扩展的相对偏差也越大。存在湍流与热晕综合效应时,在  $\alpha > 11/3$  的情况下,湍流谱指数越大,光斑扩展的相对偏差越大;无论是  $\alpha > 11/3$  还是  $\alpha < 11/3$ ,光斑扩展的相对偏差都随着起伏强度的增加而增大;热晕效应降低了激光在非 Kolmogorov 湍流与 Kolmogorov 湍流中光斑扩展的相对偏差。

综上所述,实际的大气湍流在大部分情况下为非 Kolmogorov 湍流,而已有大气湍流对高能激光

传输影响规律的研究结果和工程化的定标规律都是基于 Kolmogorov 湍流假设获得的,本研究的结果表明,这一假设会造成激光大气传输的理论计算结果与实际结果存在一定的偏差。研究结果将为目前应用较多的高能固态激光系统的设计及其实际大气传输效果的评估提供重要的参考价值。系统地研究高能固态激光在非 Kolmogorov 湍流大气中的传输特性,并获得工程应用上的定标规律,将是接下来研究的目标之一。

## 参 考 文 献

- [1] Li J M. Development, trend and application of high average power diode pumped lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2008, 45(7): 16-29.  
李晋闽. 高平均功率全固态激光器发展现状、趋势及应用[J]. 激光与光电子学进展, 2008, 45(7): 16-29.
- [2] Marmo J, Injeyan H, Komine H, *et al.* Joint high power solid state laser program advancements at Northrop Grumman[C]. SPIE, 2009, 7195: 719507.
- [3] Strohbehn J W. Laser beam propagation in the atmosphere[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1978: 1-3.
- [4] Wang Y J, Fan C Y, Wei H L. Laser beam propagation and applications through the atmosphere and sea water[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015: 207-243.  
王英俭, 范承玉, 魏合理. 激光在大气和海水中传输及应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2015: 207-243.
- [5] Gebhardt F G. High power laser propagation[J]. Applied Optics, 1976, 15(6): 1479-1493.
- [6] Shi X Y, Wang Y J, Huang Y B. Numerical analysis on the uniform focused beam spreading induced by atmosphere turbulence with different obscuring ratio[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(12): 1181-1183.  
石小燕, 王英俭, 黄印博. 发射系统遮挡比对均强聚焦光束光斑扩展的影响[J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(12): 1181-1183.
- [7] Huang Y B, Wang Y J. Numerical analysis of the scaling laws about focused beam spreading induced by the atmosphere[J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(12): 6715-6719.  
黄印博, 王英俭. 聚焦光束大气传输光束扩展定标规律的数值分析[J]. 物理学报, 2006, 55(12): 6715-6719.
- [8] Qiao C H, Fan C Y, Huang Y B, *et al.* Scaling laws of high energy laser propagation through atmosphere[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(2): 433-437.  
乔春红, 范承玉, 黄印博, 等. 高能激光大气传输的定标规律[J]. 中国激光, 2010, 37(2): 433-437.



- [9] Stribling B E. Laser beam propagation in non-Kolmogorov atmospheric turbulence[D]. Dayton: Air University of United States of America, 1994: 1-89.
- [10] Li Y J, Zhu W Y, Qian X M, *et al.* Simulation of the scintillation index of plane wave propagating through general non-Kolmogorov atmospheric turbulence path[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(7): 0701004. 李玉杰, 朱文越, 钱仙妹, 等. 一般非 Kolmogorov 大气湍流路径上平面波闪烁的数值模拟分析[J]. *光学学报*, 2015, 35(7): 0701004.
- [11] Rao R Z, Li Y J. Light propagation through non-Kolmogorov-type atmospheric turbulence and its effects on optical engineering[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(5): 0501003. 饶瑞中, 李玉杰. 非 Kolmogorov 大气湍流中的光传播及其对光电工程的影响[J]. *光学学报*, 2015, 35(5): 0501003.
- [12] Li Y J, Zhu W Y, Wu X Q, *et al.* Equivalent refractive-index structure constant of non-Kolmogorov turbulence[J]. *Optics Express*, 2015, 23(18): 23004-23012.
- [13] Mei H P, Wu X Q, Rao R Z. Measurement and analysis of temperature power spectrum scaling exponent in non-Kolmogorov turbulent atmosphere[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, 18(9): 1423-1427. 梅海平, 吴晓庆, 饶瑞中. 非 Kolmogorov 大气湍流温度谱标度指数的测量与分析[J]. *强激光与粒子束*, 2006, 18(9): 1423-1427.
- [14] Wu X Q, Huang Y B, Mei H P, *et al.* Measurement of non-Kolmogorov turbulence characteristic parameter in atmospheric surface layer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(6): 0601001. 吴晓庆, 黄印博, 梅海平, 等. 近地面层大气非 Kolmogorov 湍流特征参数测量[J]. *光学学报*, 2014, 34(6): 0601001.
- [15] Charnotskii M. Common omissions and misconceptions of wave propagation in turbulence: discussion[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2012, 29(5): 711-721.
- [16] Rao R Z. *Modern atmospheric optics*[M]. Beijing: Science Press, 2012: 485-486. 饶瑞中. *现代大气光学*[M]. 北京: 科学出版社, 2012: 382-486.
- [17] Toselli I, Andrews L C, Phillips R L, *et al.* Free space optical system performance for a Gaussian beam propagating through non-Kolmogorov weak turbulence[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2009, 57(6): 1783-1788.
- [18] Andrews L C, Phillips R L, Crabbs R. Propagation of a Gaussian-beam wave in general anisotropic turbulence[C]. *SPIE*, 2014, 9224: 922402.
- [19] Wang Y J, Huang Y B. Analysis of the scaling laws about focused uniform beam spreading induced by real atmosphere[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2006, 23(3): 274-281. 王英俭, 黄印博. 聚焦平台光束大气传输光束扩展的定标参数分析[J]. *量子电子学报*, 2006, 23(3): 274-281.