

基于回波闪烁效应识别光学目标的方法研究

单聪淼, 孙华燕, 赵延仲

(装备学院, 北京 101416)

摘要: 为获取光学目标更多的特征信息、达到目标识别的目的,文中利用不同目标回波特征受到湍流大气调制作用的差异性,将目标回波的闪烁效应作为目标识别的手段之一。采用功率谱反演法生成随机相位屏模拟双程湍流大气扰动,利用硬边光阑展开为有限级数和的形式以及 Collins 衍射积分公式推导角反射器、镜头目标和朗伯漫反射体的反射光的复振幅分布,通过原路返回处的光强分布得到反射光的闪烁指数。分析了湍流强度和目标尺寸对上述三种目标回波的闪烁指数的影响,并进行了实验验证。研究表明:光学目标与漫反射目标回波的闪烁指数差别明显,整体相差一个数量级,随着口径的增大,光学目标回波闪烁指数整体上呈现减小的趋势;角反射器和镜头目标回波的闪烁指数在数值上差别不明显,但可以通过多组测试结果绘制回波闪烁指数随时间的变化曲线的方法将二者进行大致的区分。该方法可以快速地从漫反射背景中识别出光学目标,同时也为光学目标的分类识别提供了参考价值。

关键词: 闪烁指数; 光学目标; 漫反射; 湍流大气; 猫眼效应

中图分类号: TN249 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201847.0326002

Research on optical target identification based on echo scintillation effect

Shan Congmiao, Sun Huayan, Zhao Yanzhong

(Equipment Academy, Beijing 101416, China)

Abstract: In order to obtain more characteristic information of optical targets and achieve the goal of target recognition, the scintillation of target echo was considered as one of the means of target recognition by utilizing the difference of modulation characteristics of different target echoes in turbulent atmosphere. The random phase screen was used to generate round trip atmospheric turbulence by power spectrum inversion, using hard edged apertures to expand into finite series sum forms and Collins diffraction integral formula, the complex amplitude distribution of the reflected light of corner reflector, lens and reflector of Lambertian diffuse target was derived. The influence of turbulence intensity and target size on the scintillation index of the three target echoes was analyzed and verified by experiments. The results show that the scintillation index of optical target and diffuse reflection echo have obvious differences, the overall difference is an order of magnitude. With the increase of diameter, optical target echo scintillation index shows a decreasing trend on the whole; The scintillation index of corner reflector and lens target

收稿日期: 2017-10-10; 修订日期: 2017-11-20

基金项目: 国家自然科学基金(61302183)

作者简介: 单聪淼(1988-), 女, 博士生, 主要从事激光主动探测、光学信息获取与处理方面的研究。Email: dandanscmiao@163.com

导师简介: 孙华燕(1963-), 女, 教授, 博士生导师, 主要从事激光主动探测、光电信息处理方面的研究。Email: shy221528@vip.sina.com

echoes in the numerical difference is not obvious, but the method of plotting the echo scintillation index over time by multiple test results can be used to distinguish the two roughly. This method can quickly identify the optical target from the diffuse background, and also provide a reference value for the classification and recognition of the optical object.

Key words: scintillation effect; optical target; diffuse reflection; turbulent atmosphere; cat eye effect

0 引言

激光主动探测系统进行远场侦察探测与目标识别作业时, 主动探测激光的探测性能必然受到其传输路径上大气因素的影响, 其中大气湍流效应对激光大气传输最主要的非线性影响因素之一。大气中湍流团的形状变化和位置漂移会导致穿过其中的激光波束的时间分布参数和空间分布参数的改变, 光场强度随时间起伏产生闪烁现象。这种光强闪烁效应直接导致激光主动探测系统的探测能力、探测概率等性能的降低^[1-2]。另一方面, 激光主动探测的目标回波特征携带了大量的目标信息, 对于不同种类的目标, 由于自身结构特点及其对入射波束散射作用的差异, 使得大气湍流对反射回波的调制作用各不相同, 从而使得不同目标回波特征受到大气的影响规律也有所差异^[3-4]。利用这一点, 可以将大气湍流对目标回波的调制作用差异作为目标识别的手段之一。

目前关于湍流大气中光学目标反射光的光强特性研究主要分为解析分析和数值模拟两大类。解析分析方法利用 Rytov 相位结构函数的二次近似模拟大气相位扰动, 利用 Collins 衍射积分公式得到光学目标回波复振幅的解析表达式^[5-6], 此种方法计算较为精确, 但表达式繁琐, 给实际应用带来不便, 且 Rytov 二次近似相位结构函数只适用于弱湍流的情况, 不能推广到中等湍流和强湍流^[7-8]。数值模拟方法是利用数值仿真方法生成随机相位屏模拟湍流大气^[9-10], 利用传输矩阵和 Collins 衍射积分公式得到光学目标回波复振幅的分布^[11], 此种方法虽不能给出回波光强的解析表达, 但是计算过程简单明了, 实际应用方便, 且适用于各种强度的湍流情况。因此, 文中采用数值仿真生成相位屏的方法来模拟湍流大气对光场分布相位起伏的影响, 利用硬边光阑展开

为有限级数和的形式以及 Collins 衍射积分公式推导角反射器、镜头目标等光学目标以及朗伯漫反射体的反射光的复振幅分布, 通过原路返回处的光强分布得到反射光的闪烁指数, 并从数值仿真和实验两方面验证了基于目标回波的闪烁效应识别光学目标的可行性。

1 理论分析

利用数值仿真的方法模拟高斯光束在湍流大气中的传输过程, 其主要思想是利用数值方法生成随机相位屏模拟湍流大气, 目的是生成对高斯光场分布产生影响的随机相位起伏。功率谱反演法是一种频域间接模拟, 这种方法根据大气湍流的功率谱密度函数得到相位空间随机场, 然后进行傅里叶变换得到二维随机相位的空间分布, 通常也称为快速傅里叶变换(FFT)法^[12-13]。如图 1 所示, 假设激光器发出的光束经过 N 个相位屏到达距离为 L 的目标所在平面上, 则屏间距离 $=L/N$ 。高斯光束从初始位置开始在自由空间中传输 Δz 到达第一个相位屏, 经过相位屏时, 相位屏对高斯光场的相位扰动作用叠加在光场上, 再经过传输到达下一个相位屏, 此过程依次重复, 直到到达目标所在平面为止。

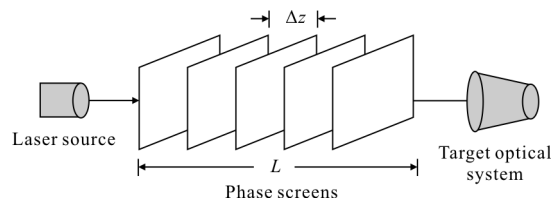


图 1 相位屏法模拟光波在湍流大气中的传输过程

Fig.1 Transmission of light wave through phase screen in turbulent atmosphere

设高斯光束的初始光场分布为 $U_0(x,y)$, 则由菲涅尔衍射积分公式, 可以得到高斯光束在自由空间传输 Δz 到达第一个相位屏的复振幅分布为:

$$u_1^-(x_i, y_i) = -\frac{i}{\lambda \Delta z} \exp(ik\Delta z) \exp\left(ik \frac{x_i^2 + y_i^2}{2\Delta z}\right) \times \iint U_0(\xi_i, \eta_i) \exp\left(ik \frac{\xi_i^2 + \eta_i^2}{2\Delta z}\right) \times \exp\left[-i2\pi\left(\frac{x_i}{\lambda \Delta z} \xi_i + \frac{y_i}{\lambda \Delta z} \eta_i\right)\right] d\xi_i d\eta_i \quad (1)$$

设第 i 个相位屏表示的相位为 $\phi_i(x_i, y_i)$, 激光束在相位屏入射面和出射面的复振幅分别记为 $u_i^-(x_i, y_i)$ 和 $u_i^+(x_i, y_i)$ 。则有

$$u_i^+(x_i, y_i) = u_i^-(x_i, y_i) \exp[i\phi_i(x_i, y_i)] \quad (2)$$

式中: $\phi_i(x_i, y_i)$ 为湍流大气的扰动相位, 表示为:

$$\phi_i(x_i, y_i) = \sum_{\kappa_x} \sum_{\kappa_y} \kappa_x h(\kappa_x, \kappa_y) \sqrt{\Phi(\kappa_x, \kappa_y)} \times \exp[i(\kappa_x x_i + \kappa_y y_i)] \quad (3)$$

式中: $h(\kappa_x, \kappa_y)$ 为均值为 0, 方差为 1 的 Hermitian 复高斯随机矩阵; $\Phi(\kappa_x, \kappa_y)$ 为符合 Von Karmon 谱的功率谱函数^[14]; κ_x 、 κ_y 分别为 x 方向和 y 方向的波矢分量。其中:

$$\Phi_n(\kappa_x, \kappa_y) = 0.033 C_n^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + L_0^{-2})^{-11/6} \times \exp\left[-(\kappa_x^2 + \kappa_y^2) l_0^{-2} / 35.05\right] \quad (4)$$

式中: C_n^2 为大气折射率结构常数, 当传输路径为水平传输时, C_n^2 可视为常数; l_0 为湍流内尺度; L_0 为湍流外尺度。

再次利用菲涅尔衍射积分公式, 则可以得到光束经过第 i 个相位屏传输距离 Δz 到达第 $i+1$ 个相位屏的入射面上的复振幅分布。重复进行上述过程, 直到到达目标终止。

设到达目标所在平面上的相干光场的复振幅分布为 U_N 。根据 Collins 衍射积分公式, 可以得到相干光波传输经过目标, 在目标出瞳处的复振幅分布为:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{ik}{2\pi B_1} \exp\left[-\frac{ikD_1}{B_1}(x_2^2 + y_2^2)\right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_N(x_1, y_1) W(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \times \exp\left[-\frac{ik}{2B_1}\left[A_1(x_2^2 + y_2^2) - 2(x_1 x_2 + y_1 y_2)\right]\right] \quad (5)$$

式中: $W(x, y)$ 为目标对应的等效窗口函数的复高斯函数展开式; $\begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix}$ 表示高斯光束通过光学系统

的传输矩阵, 其中各传输系数的值由光学系统的具体参数决定, 对于猫眼目标有 $\begin{bmatrix} -1 & 2f \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$, f 为镜头焦距, 对于角反射器有 $\begin{bmatrix} -1 & -\sqrt{3}l/\eta \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$, l 为角反射的底面边长, η 为反射率, 这里令 $\eta=1$ 。

通常情况下, 无离焦的猫眼目标的等效光阑函数展开为复高斯函数和的形式, 可以表示为^[15-16]:

$$W_c(x, y) = \sum_{m=1}^M F_m \exp\left[-\frac{G_m}{r}[x^2 + y^2]\right] \quad (6)$$

式中: r 为猫眼目标的半口径; F_m 与公式(7)中的 F_n 为圆形硬边光阑的展开系数; G_m 与 G_n 为复高斯函数系数, 可以通过计算机优化拟合得到; M 为展开系数的取值个数, 若 M 取值过多则会影响到计算速度, 这里不妨令 $M=10$ 。

角反射器的有效面积由通光口径沿光轴方向上的投影决定。如图 2 所示, 底面 ABC 和底面像的重合部分为光束正入射时的有效反射面积^[17]。当光束垂直入射到角锥棱镜底面时, 底面为正六边形, 设底面正三角形边长为 l 。

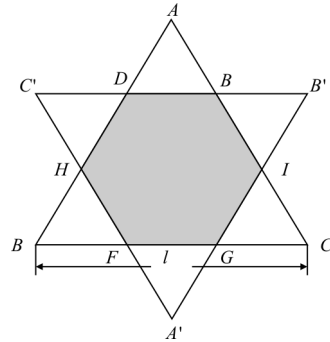


图 2 角反射器有效反射面积

Fig.2 Effective reflection area of corner reflector

对于有效反射区域为正六边形的角反射器, 其反射窗口函数可以通过复杂的几何推导获得:

$$W_a(x, y) = \sum_{m=1}^M F_n \exp\left[-\frac{G_n}{l^2}(12x^2 + 9y^2)\right] \quad (7)$$

式中: l 为图中 AB 的长度。

朗伯漫反射体等效为同面积的一个圆形朗伯体, 根据朗伯余弦定律^[18], 反射光与入射光的入射角的余弦成正比。由于反射体的尺寸相对于传输距离来说很小, 该余弦值可以简化为常数 1。为简化模型, 设朗伯漫反射体的反射率为常数 ρ 。则反射光的

复振幅分布为:

$$U_d(x_1, y_1) = \rho U_N(x_1, y_1) \quad (8)$$

假设回程湍流大气的相位扰动影响无变化,即反射光在回程路径上与相干光在上行路径上经过同一组随机相位屏。这时,将反射光在目标出瞳处的复振幅分布 U_2 (或 U_d)作为初始分布,设经过 N 个相位屏传输到达原路返回点处的复振幅分布为 U_3 ,进一步可以得到原路返回处的光强分布为:

$$I_3 = U_3 U_3^* \quad (9)$$

在计算回波的闪烁指数时,利用闪烁指数的定义式,表示为:

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I_3^2 \rangle - \langle I_3 \rangle^2}{\langle I_3 \rangle^2} \quad (10)$$

式中: $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均。

2 仿真分析

图3(a)、(b)分别为 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 和 $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,角反射器、镜头目标和漫反射目标的回波闪烁指数随目标尺寸的变化情况。可以看出漫反射目标的回波闪烁指数明显低于镜头目标和角反射器,且随着目标尺寸的增大,三种目标的回波闪烁指数都有所下降,其中镜头目标的下降速度最快。对比图3(a)、

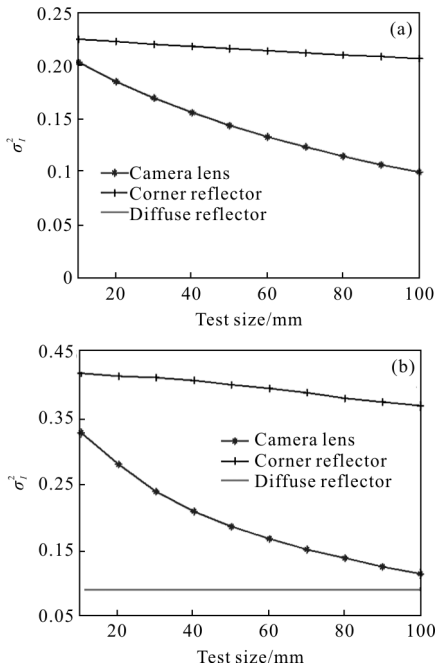


图3 三种目标回波的闪烁指数与目标尺寸的关系
Fig.3 Relationship between scintillation index and target size of three target echoes

(b)还可以看出,随着湍流强度的增大,三种目标反射光的闪烁指数都有所增大,说明随着湍流强度增大,反射光的光强起伏变得剧烈。

3 实验与结果分析

为了进一步研究基于回波闪烁效应识别光学目标的方法的可行性和有效性,进行了如下实验:利用波长为 532 nm、重频为 10 kHz、峰值功率为 50 W 的高重频脉冲激光器分别对角反射器、大口径相机镜头和无人机漫反射板进行主动照射,接受光学系统采用口径为 600 mm 的卡塞格伦镜头,数据采集系统采用 BASE-8 CompoScope 高速数据采集卡,采样率为 500 MHz、分辨率为 8 bit,进行了水平距离 1 km 的外场实验。外场实验测试原理如图4所示。

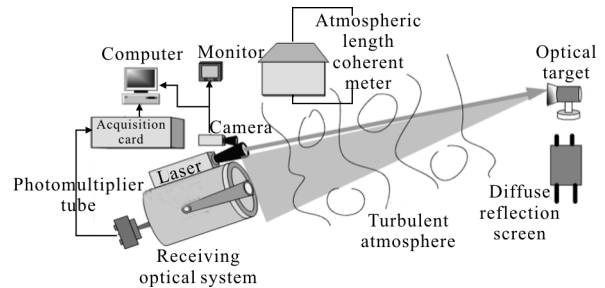


图4 外场实验测试原理图

Fig.4 Principle diagram of field test

实验中采用大气相干长度仪测量大气相干长度,再利用大气相干长度与大气折射率结构常数求得大气折射率结构常数。光束在湍流大气中水平传输时,大气相干长度 r_0 与大气折射率结构常数 C_n^2 存在如下关系^[11]:

$$r_0 = 0.185 (\lambda^{-2} C_n^2 L)^{-3/5} \quad (12)$$

图5为夜间每半小时记录下的大气折射率结构

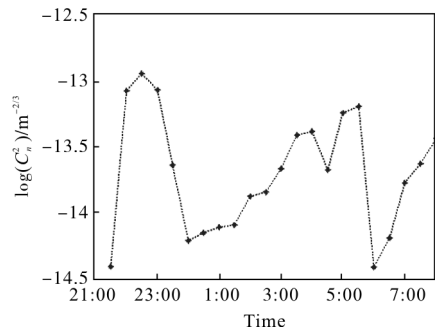


图5 夜间大气折射率变化情况

Fig.5 Atmospheric refractive index changes at night

常数的变化情况。由图可知,外场试验环境在夜间的大气折射率结构常数主要在 $1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-23} \sim 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-23}$ 附近波动。

图 6 为三种不同目标的回波幅值。由图可知,角反射器和相机回波的光强幅值明显高于漫反射目标回波,漫反射目标回波幅值的波动范围较小。角反射器回波幅值整体高于相机回波幅值,说明合作目标的回波能量更强。

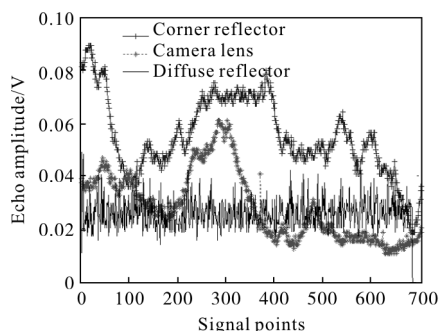


图 6 不同目标的回波幅值

Fig.6 Echo amplitude of different targets

由图 6 可知,相机的回波幅值虽然整体上大于漫反射目标,但也存在相机回波幅值小于漫反射回波幅值的部分信号点,说明远场测试中,当目标回波信号信噪比很低时,仅凭回波幅值大小判别目标光学性质具有很大的不确定性,而通过回波幅值计算得到的光学目标与漫反射目标回波的闪烁指数差别明显,可以很好地将光学目标从漫反射背景中识别出来。

表 1 为漫反射板与光学目标回波闪烁指数的四组测试结果。为了更加直观,将四组测试的结果

表 1 漫反射板与光学目标回波闪烁指数

Tab.1 Diffuse reflector and optical target echo scintillation index

Group number	Diffuse reflector	Side length of corner reflector l/mm			Lens caliber of camera D ($D=2r$)/mm		
		35	30	25	110	80	50
1	0.022 9	0.156 6	0.303 4	0.335 7	0.160 3	0.194 7	0.347 3
2	0.039 1	0.108 7	0.184 8	0.279 7	0.218 6	0.240 2	0.187 7
3	0.028 2	0.107 7	0.207 6	0.262 7	0.143 5	0.163 5	0.265 1
4	0.028 1	0.164 7	0.184 4	0.256 8	0.195 6	0.206 5	0.204 8
Average	0.029 6	0.134 4	0.220 0	0.283 7	0.179 5	0.201 2	0.251 2

用图 7 呈现。如图 7 所示,漫反射板和光学目标的回波闪烁指数差距明显,整体相差一个数量级,而同为光学目标的角反射器和相机镜头的回波闪烁指数差距并不明显,但是相机镜头回波的闪烁指数曲线整体在角反射器下方。另外,由表 1 还可以得出,光学目标的口径对回波闪烁指数的影响也是存在的,整体来讲,目标口径越小,回波闪烁效应越强。

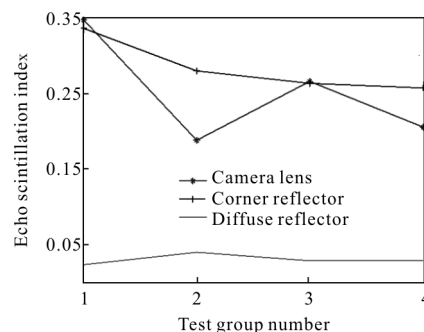


图 7 不同目标回波的闪烁指数

Fig.7 Echo scintillation index of different targets

对光学目标进行进一步区分,针对角反射器和相机镜头进行了夜间不同时间段的测试,目标回波的闪烁指数测试结果如图 8 所示。由图可知,相机镜头和角反射器的回波闪烁指数曲线交叉在一起,很难通过某一时刻的回波闪烁指数(如图 7)或者是各个时段内的回波闪烁指数(如图 8)的具体数值将二者区分开来。图 8 中除去个别点,可以看出角反射器的回波闪烁指数曲线在相机镜头曲线上方。因此,可以通过绘制回波闪烁指数随时间的变化曲线将二者进行大致的区分。

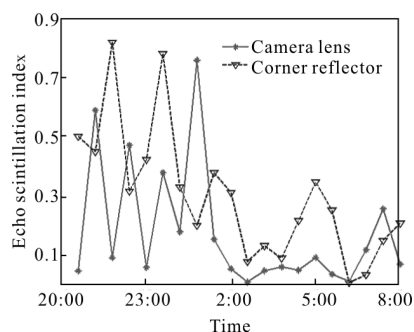


图 8 角反射器和相机镜头在不同时段回波闪烁指数

Fig.8 Echo scintillation index of corner reflector and camera lens in different periods

图 9 为相机的口径大小发生变化时,回波闪烁指数的计算结果。其中 D 表示相机的有效口径,在

测试中采用夹持可调光阑的方式来调节有效口径。测试共进行了五组,图 9 中的结果为对每个口径 D 的五组测试结果求平均。由图 9 可知,随着相机口径的增大,回波闪烁指数整体上呈现减小的趋势,这一结果与数值计算和表 1 中的测试结果均一致。由于“孔径平滑”效应,随着目标口径的增大,口径内接收到的强度起伏会因不相关元的存在而彼此抵消而减弱,因此,回波的闪烁效应会减弱。

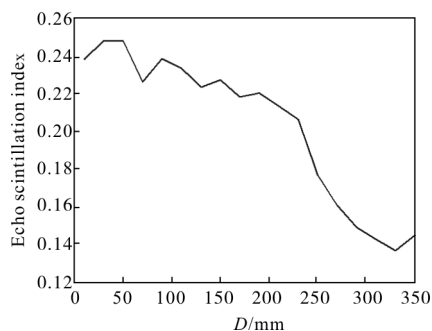


图 9 相机回波的闪烁指数随口径的变化

Fig.9 Change of scintillation index of camera echo with caliber

4 结 论

文中利用不同目标回波特征受到湍流大气调制作用的差异性,将目标回波的闪烁效应作为光学目标识别的手段之一。采用功率谱反演法生成随机相位屏模拟湍流大气扰动,利用硬边光阑展开为有限级数和的形式以及 Collins 衍射积分公式推导角反射器、镜头目标和朗伯漫反射体的反射光的复振幅分布,通过原路返回处的光强分布得到反射光的闪烁指数。数值分析了湍流强度和目标尺寸对上述三种目标回波的闪烁指数的影响,并进行了漫反射目标、多口径角反射器和镜头目标的回波闪烁指数的多组测试,另外,为进一步区分光学目标的类别,针对角反射器和相机镜头进行了夜间不同时间段的测试。结果表明:漫反射目标的回波闪烁指数整体低于镜头目标和角反射器回波闪烁指数一个数量级,且随着目标尺寸的增大,三种目标的回波闪烁指数都有所下降,其中镜头目标的下降速度最快;随着湍流强度的增大,三种目标反射光的闪烁指数都有所增大;角反射器和镜头目标回波的闪烁指数在数值上差别不明显,但可以通过多组测试结果绘制回波闪烁指数随时间的变化曲线的方法将二者进行大

致的区分。实验结果表明,基于回波闪烁效应识别光学目标的方法可以快速地 从漫反射背景中识别出光学目标,同时也为光学目标的分类识别提供了参考思路。

参考文献:

- [1] Yuan Zongheng, Zhang Wentao. The analysis and research for the laser beam through onflow atmosphere channel [J]. *Laser & Infrared*, 2006, 36(4): 272-274. (in Chinese)
- [2] Zhang Wentao, Zhu Baohua. Reseach on the laser beam through turbulence atmosphere channel [J]. *Journal of University of Electronic Science and Technology of China*, 2007, 36(4): 784-787. (in Chinese)
- [3] Zhang Hui, Wang Yongtian. Scattering characteristics and targets recognition of laser TDD [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, 34(1): 22-24. (in Chinese)
- [4] Dai Yang, Lin Zhaoxiang, Zhang Wenyan, et al. Method of atmospheric turbulence measurement by lidar[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, 18(11): 1769-1773. (in Chinese)
- [5] Ma Yuan, Ji Xiaoling. Average intensity of tilted and off-axis Gaussian Schell-model beams propagating through a cat-eye optical lens in atmospheric[J]. *Acta Phys Sin*, 2013, 62(9): 094214. (in Chinese)
- [6] Cai Yangjian, Lin Q, Eyyuboglu H T, et al. Generalized tensor ABCD law for an elliptical Gaussian beam passing through an astigmatic optical system in turbulent atmosphere [J]. *Applied Physics B*, 2009, 94: 319-325.
- [7] Andrews L C. An analytical model for the refractive index power spectrum and its application to optical scintillations in the atmosphere[J]. *J Mod Opt*, 1992, 39(9): 1849-1853.
- [8] Andrews L C, Phillops R L, Hopen C Y. *Laser Beam Scintillation with Applications* [M]. Washington: SPIE Press, 2001.
- [9] Wang Jing, Zhang Yu, Lv Pin. Simulation method of non-ideal light source in laser system [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(11): 3527-3532. (in Chinese)
- [10] Wang Qitao, Tong Shoufeng, Xu Youhui. On simulation and verification of the atmospheric turbulent phase screen with Zernike polynomials [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(7): 1907-1911. (in Chinese)
- [11] Han Yong, Wu Jian, Yang Chunping, et al. Propagation studying in cat-eye system for the beam affected by

- atmospheric turbulence[C]//SPIE, 2007, 6795: 679520.
- [12] Ricardo Barrios, Federico Dios, Jaume Reolons, et al. Aperture averaging in a laser Gaussian beam: simulations and experiments[C]//SPIE, 2010, 7814: 78140C-1-8.
- [13] Flatte S M. Calculations of wave propagation through statistical random media, with and without a waveguide[J]. *Optics Express*, 2002, 10(6): 777-804.
- [14] Wheelon A D. Electromagnetic Scintillation I. Geometrical Optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2001.
- [15] Feng Youjun, Zhang Rongzhu, Zhang Bin. Propagation properties of the beam generated by Gaussian mirror resonator passing through a paraxial ABCD optical system [J]. *Opt Laser Technol*, 2010, 2(4): 662-668.
- [16] Chen Senhui, Zhang Tingrong, Feng Xiaofang. Propagation properties of cosh-squared-Gaussian beam through fractional Fourier transform systems [J]. *Opt Commun*, 2009, 282(6): 1083-1087.
- [17] Hou Honglu, Chen Jie, Li Ningniao, et al. Study on airborne corner reflector for airborne target tracking [J]. *Optical Instruments*, 2011, 33(6): 77-81. (in Chinese)
- [18] Zook J D. A simple model for diffuse reflection [J]. *Opt Commun*, 1976, 17(1): 77-82.