

## 基于点目标大气闪烁的目标回波分布研究

周鑫<sup>1</sup>, 姜鹏<sup>2</sup>, 孙剑峰<sup>1</sup>, 肖昭乐<sup>3</sup>, 刘迪<sup>1</sup>, 王骐<sup>1</sup>

- (1. 哈尔滨工业大学 光电子技术研究所 可调谐(气体)激光技术重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001;
2. 北京机电工程研究所, 北京 100074;
3. 香港城市大学 科学及工程学院 电子与信息工程系, 香港 999077)

**摘要:** 激光在大气传输过程中受到大气湍流的随机扰动, 使激光产生光强闪烁效应, 影响激光成像雷达目标探测。为探究大气湍流对目标回波功率分布的影响, 文中采用数值模拟手段对 5 m×5 m 灰色瓷砖进行湍流情况下激光成像雷达目标回波功率分布研究。基于 FFT 谱反演大气湍流相位屏构造方法、激光雷达方程及点目标闪烁孔径平滑理论的分析, 对目标进行不同湍流强度下 128×128 像素在探测器之前的激光成像雷达目标回波分布仿真模拟; 在目标距离为 2 000 m 情况下, 大气折射率结构常数为  $2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3} \sim 2 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  时, 相对无湍流回波功率的归一化均方差为 0.72~0.93, 并获得实际大气折射率结构常数为  $3.32 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , 在实际条件下, 目标在距离为 500~2 000 m 时, 相对无湍流回波功率的归一化均方差为 0.19~0.81。仿真实验结果表明, 在强大气湍流及激光远距离传输条件下, 考虑大气湍流影响的激光回波相对无湍流情况下的激光回波功率分布波动较大, 湍流对激光成像雷达目标探测的影响不可忽略。

**关键词:** 回波功率分布; 大气湍流; 回波仿真; 激光雷达方程

**中图分类号:** TN29 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201746.S117003

## Investigation on the distribution of target echo based on point target atmospheric scintillation

Zhou Xin<sup>1</sup>, Jiang Peng<sup>2</sup>, Sun Jianfeng<sup>1</sup>, Xiao Zhaole<sup>3</sup>, Liu Di<sup>1</sup>, Wang Qi<sup>1</sup>

- (1. National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Institute of Opto-Electronic, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China;
2. Beijing Electro-Mechanical Engineering Institute, Beijing 100074, China;
3. Department of Electronic Engineering, College of Science and Engineering, City University of Hong Kong, Hong Kong 999077, China)

**Abstract:** In the process of propagation in the atmosphere, the laser is randomly disturbed by atmospheric turbulence, which leads to the laser intensity scintillation effect, and influences imaging lidar's target detection. In order to explore the influence of atmospheric turbulence on the power distribution of target echo, in this paper, a numerical simulation method was used to investigate the target-echo power distribution caught by imaging lidar of 5 m×5 m gray ceramic tile in the situation of turbulence. Based on

收稿日期: 2017-06-22; 修订日期: 2017-07-24

作者简介: 周鑫(1990-), 男, 博士生, 主要从事激光图像处理、目标激光散射特性分析等方面的研究。Email: hit\_szx@163.com

导师简介: 孙剑峰(1978-), 男, 副教授, 博士生导师, 博士, 主要从事激光图像处理及目标识别方面的研究。Email: sjf@hit.edu.cn

the FFT spectral inversion method which can construct atmospheric turbulence phase screens, lidar equation and the analyzing of the aperture smoothing theory on scintillation effect, the target echo, which is in front of the detector, caught by 128×128-pixel imaging lidar with different turbulence intensity was simulated; at the distance of 2000 m, and the atmospheric refractive index structure constant is  $2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ – $2 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ , the target echo-power normalized mean square deviation relative to which considered the situation of no turbulence was 0.72–0.93, and the actual atmospheric refractive index structure constant which is  $3.32 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  was obtained, under actual conditions, at the distance of 500–2000 m, the target echo-power normalized mean square deviation relative to which considered the situation of no turbulence was 0.19–0.81, Simulation experimental results show that, under the strong atmospheric turbulence and long-distance transmission conditions, considering the influence of atmospheric turbulence on the laser echo, the laser echo power distribution fluctuates larger relative to which not considering the influence of turbulence, so the influence of turbulence on imaging lidar target detection can't be ignored.

**Key words:** echo power distribution; atmospheric turbulence; echo simulation; lidar equation

## 0 引言

自 20 世纪 70 年代以来,随着激光主动成像技术的深入研究,激光雷达受到了广泛地重视,目前已应用到军事和民用领域,如空中侦察、精确制导、飞行器避障等<sup>[1-3]</sup>。对于激光雷达的探测能力可用激光雷达作用距离方程来描述,而实际工程上采用的激光雷达作用距离方程<sup>[4]</sup>往往只考虑大气的衰减效应而不考虑大气湍流效应,这样会造成激光雷达的设计方案达不到要求的技术指标。

大气湍流会导致激光相位起伏、光束扩展、光束漂移及光强闪烁等效应,对于直接探测激光成像雷达而言,大气湍流对激光产生的这些效应最终体现在强度像和距离像上,而对于强度像,湍流作用反映在回波能量及其分布上。目前基于多层相位屏法的数值模拟是研究激光大气湍流传输效应的一个重要手段<sup>[5-7]</sup>,主要应用在自由空间光通信方面,而对于激光成像雷达的回波模拟方面研究较少。多层相位屏法从相位屏的构造方法可分为 Zernike 多项式展开法<sup>[7]</sup>、功率谱反演法<sup>[6]</sup>等。文中采用 FFT 功率谱反演法。

文中在考虑大气湍流情况下,在研究点目标湍流大气回波闪烁效应的基础上,基于多层相位屏法及激光雷达方程对激光成像雷达位于探测器前的目标回波功率分布进行仿真研究,研究湍流强度和距离这两种因素对目标回波功率及其分布的影响。

## 1 激光双程回波理论

### 1.1 激光雷达方程

激光雷达方程也是微波雷达方程在光波段的推广<sup>[4,8]</sup>,是描述整个雷达系统工作原理的重要方程:

$$P_r = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \frac{\sigma}{4\pi R^2} A_r T^2 \eta_1 \eta_2 \quad (1)$$

$$G_t = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \frac{16}{\theta_B^2} \quad (2)$$

式中: $P_r$ 为接收激光功率, $W$ ; $P_t$ 为发射激光功率, $W$ ; $G_t$ 为发射天线增益; $\sigma$ 为激光散射截面, $\text{LRCS}/\text{m}^2$ ; $\theta_B$ 为激光束散角; $R$ 为激光雷达到目标的距离, $\text{m}$ ; $\Omega_A$ 为激光束的立体角; $T$ 为激光的大气单程透过率; $A_r$ 为激光雷达接收口径的面积; $\eta_1$ 、 $\eta_2$ 为激光发射及接收系统的效率。

激光雷达方程中并没有考虑大气的湍流效应,只考虑了大气的衰减效应,大气衰减透射率可由根据比尔定律得到,大气衰减系数可用“能见度”的经验公式来表示<sup>[9]</sup>。

### 1.2 点目标激光回波闪烁指数

对于单程传输的高斯光束,在 Rytov 近似条件下,大气湍流中传输  $L$  距离后的光场表示为<sup>[10]</sup>:

$$U(\vec{\rho}, L) = U_0(\vec{\rho}, L) \exp[\psi(\vec{\rho}, L)] \quad (3)$$

式中: $U_0(\vec{\rho}, L)$ 表示真空中的接收场; $\psi(\vec{\rho}, L)$ 为大气湍流引起的复相位起伏; $\vec{\rho}$ 为垂直于光束传播方向的

矢量。

在弱起伏条件下, 归一化的闪烁指数可由扰动构成的统计矩计算得到<sup>[11]</sup>:

$$\sigma_I^2(\vec{\rho}, L) = 2\text{Re}[\langle \psi_1(\vec{\rho}_1, L) \psi_1^*(\vec{\rho}_2, L) \rangle + \langle \psi_1(\vec{\rho}_1, L) \psi_1(\vec{\rho}_2, L) \rangle] \quad (4)$$

式中:  $\psi_1(\vec{\rho}, L)$  为  $\psi(\vec{\rho}, L)$  的一阶微扰项。

激光双程传输过程中, 会出现后向散射增强效应, 点反射情况的回波闪烁指数<sup>[10,12]</sup>为:

$$\sigma_I^2(\vec{\rho}, 2L) = \sigma_{I,b}^2(L) + \sigma_{I,\text{sph}}^2(L) + 2C_1(\vec{\rho}, L) \quad (5)$$

式中:  $\sigma_{I,b}^2(L)$  为入射的高斯光束闪烁指数;  $\sigma_{I,\text{sph}}^2(L)$  为散射的球面波散射指数;  $C_1(\vec{\rho}, L)$  为后向散射增强项。

对于激光雷达远距离探测, 可近似将入射波看作球面波, 往返的闪烁指数相同<sup>[10]</sup>, 因此, 双程回波闪烁指数是:

$$\sigma_I^2(\vec{\rho}, 2L) = 2\sigma_{I,\text{sph}}^2(L) + 2C_1(\vec{\rho}, L) \quad (6)$$

若目标为点目标, 满足目标尺寸远小于激光传输距离, 可不考虑目标对发射路径产生的光强闪烁进行平滑的效应。由于激光雷达采用镜头接收回波, 会对回波闪烁产生孔径平滑作用, 通过镜头获得的闪烁指数, 即残余闪烁指数为:

$$\sigma_r^2(\vec{\rho}, 2L) = A(R) \times \sigma_I^2(\vec{\rho}, 2L) \quad (7)$$

式中:  $A(R)$  为孔径平滑因子。

在激光雷达系统为单站的情况下, 光强闪烁指数可简化为  $4\sigma_{I,\text{sph}}^2(L)$ , 且在接收孔径足够大时,  $A(R)$  趋近于 0.25; 在激光雷达系统为双站的情况下, 观察不到后向散射增强项, 光强闪烁指数可简化为  $2\sigma_{I,\text{sph}}^2(L)$ , 且在接收孔径足够大时,  $A(R)$  趋近于 0.5。因此, 在大孔径条件下 ( $R \gg \sqrt{\lambda L}$ ), 接收端回波信号的残余闪烁指数趋于  $\sigma_{I,\text{sph}}^2(L)$ , 即发射路径中的球面波闪烁指数<sup>[10]</sup>。

对于大面阵激光成像雷达而言, 每个像素点对应的目标尺寸远小于传输距离, 满足点目标条件, 且面阵激光成像雷达接收孔径半径满足大孔径条件, 因此, 在不考虑其它像素回波影响的情况下, 大气湍流对单一像素对应接收回波的影响只在激光发射路径上, 并且可完全不用考虑大气湍流对此像素对应的返回光束内部的扰动。孔径平滑作用, 最后落在对各个像素对应的回波光进行平滑。对于整个目标

的回波光, 其是由各个像素对应的回波光束组成, 由于大气湍流的作用, 各个回波光束之间会进行相互扰动, 闪烁指数仍由公式(4)得到, 这种扰动使各个像素对应的光束整体发生光强起伏, 各光束内部各点不会发生多余光强起伏。

## 2 目标回波的数值模拟

### 2.1 目标回波模拟方法

基于多层相位屏法的 FFT 谱反演法对回波进行模拟<sup>[6,13-14]</sup>。目标回波模拟获得入射到探测器面上的回波能量分布, 主要考虑激光大气传输及目标对激光的散射特性两部分。由于激光成像雷达每个像素对应的目标尺寸远小于激光传输距离, 可将每个小目标看作是点目标, 不考虑目标孔径平滑作用。根据 1.2 节的分析, 接收孔径平滑作用, 通过不考虑各像元对应的回波光束内部各点相对光强起伏实现。不考虑由于相干导致的散斑效应。

探测器前的目标回波模拟可分为: 激光大气双程传输、目标散射、回波镜头接收。模拟方法基于激光大气湍流传输的多层相位屏法, 通过设置多层相位屏的相位扰动实现对大气湍流对激光的影响。大气衰减采用经验公式<sup>[9]</sup>, 光束每经过一个相位屏, 各网格能量乘以相应传输距离的透射率。

传统的相位屏法保持相位网格尺寸不变, 适用于准直激光束, 而对于发散光束或聚焦光束的传输, 其光斑大小随传输距离迅速变化, 会导致相位屏与光斑匹配失效, 一味增加网格数会增加计算量, 此时需要根据光斑尺寸进行相位屏自适应缩放<sup>[6, 14-15]</sup>, 文中采用其中一种变换方法<sup>[6]</sup>。

图 1 所示, 根据几何关系, 远场  $z$  处与出射点处

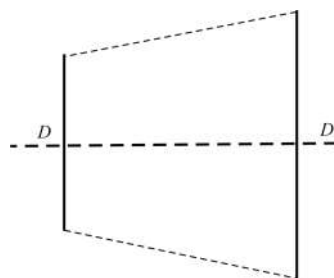


图 1 坐标变换示意图

Fig.1 Schematic diagram of coordinate transformation

的相位屏变换比例因子为:

$$B(z) = \frac{D}{D_0} \quad (8)$$

式中：在不考虑焦距的情况下，对于发散的高斯光束，将目标处的光束半径  $w(z)$  的数倍设为  $D_0$ ，将光腰半径  $w(0)$  的数倍设为  $D$ 。对于光波返回过程，将目标处的光束半径  $w(z)$  的数倍设为  $D$ ，将接收镜头半径的数倍设为  $D_0$ 。

根据比例因子，对相位屏  $x, y$  轴进行变换， $z$  轴保持不变：

$$x' = \frac{x}{B(z)}, y' = \frac{y}{B(z)}, z' = z \quad (9)$$

在整个过程中保持相位屏的网格数不变，网格尺寸发生改变。

在激光发射路径中，根据自适应相位屏法可获得每个网格在目标处的入射光能量。根据公式(1)，

目标反射光场分布可由激光散射截面(LRCS)表示。目标 LRCS 与目标单位面积 LRCS 及 BRDF 的关系见公式(10)<sup>[6]</sup>，可对目标单位面积 LRCS 或 BRDF 基于每个像元(相位屏网格)的目标面积积分得到对应的目标 LRCS。

$$\sigma = \iint_A \sigma^0 dS = \iint_A 4\pi f_r \cos\theta_i \cos\theta_r dS \quad (10)$$

式中： $A$  为目标面积； $\sigma^0$  为目标单位面积； $f_r$  为目标的 BRDF； $\theta_i, \theta_r$  分别为激光入射和反射的天顶角。

获得具体目标单位面积 LRCS(或 BRDF)往往离散地测量有限的的数据，然后通过模型拟合得到整个空间的激光散射情况<sup>[7]</sup>。根据课题组之前对灰色瓷砖有效目标反射率<sup>[8]</sup>的测量，其所定义的目标有效反射率的  $4\pi$  倍即为目标单位面积 LRCS，见表 1。

表 1 实验测量的单位面积 LRCS

Tab.1 Experimental results of LRCS of unit area

Incident angle of laser/(°)	0	5	10	15	20	25	30	35
LRCS of unit area/m <sup>2</sup>	1.76	1.76	1.76	1.63	1.51	1.38	1.26	1.26
Incident angle of laser/(°)	40	45	50	55	60	65	70	75
LRCS of unit area/m <sup>2</sup>	1.13	1.01	0.88	0.75	0.63	0.5	0.38	0.25

根据单位面积激光散射截面(LRCS)与双向反射分布函数(BRDF)的关系以及 Ward BRDF 模型<sup>[7]</sup>，见公式(11)，通过拟合的方式得到整个空间的任意入射角和反射角情况下的灰色瓷砖的单位面积(LRCS)，图2为入射角为 0 情况下的单位面积 LRCS 空间分布情况。基于拟合结果，便可以获得接收方向上的激光反射能量，这样便建立了目标的反射特性模型。

$$f_r(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r) = \frac{\rho_d}{\pi} + \frac{\rho_s}{\pi\alpha\beta} \exp[-(\tan^2\theta_h(\cos^2\phi/\alpha^2 + \sin^2\phi/\beta^2))] \frac{2[1 + \cos\theta_i\cos\theta_r + \sin\theta_i\sin\theta_r\cos(\varphi_r - \varphi_i)]}{(\cos\theta_i + \cos\theta_r)^4} \quad (11)$$

式中： $\theta_i$  与  $\varphi_i$  为激光入射方向的天顶角和方位角； $\theta_r$  与  $\varphi_r$  为激光反射光的天顶角和方位角； $\alpha, \beta$  分别为  $x$  和  $y$  方向的表面斜率的标准差，当  $\alpha = \beta$  时，表达式为各向同性的形式； $\phi$  为入射方向和反射方向中线在目标表面的方位角投影； $\rho_d$  为目标的漫散射系数； $\rho_s$  为目标的镜面反射系数； $\theta_h$  为中线  $\vec{H}$  的天顶角。

从 2.2 节分析得到，由于接收镜头孔径平滑作用，导致湍流对点目标回波后向传输段不产生闪烁效应，但是多点目标回波光束之间会发生扰动，因此在后向传输段采用的模拟方法是，不考虑后向传输段大气湍流的影响，利用公式(1)计算每个探测器单元对应的激光能量，并将这些能量作为回波路径第一个相位屏，即目标位置处的相位屏，各网格的能量，将这些回波光看作是聚焦光，按照相位屏自适应

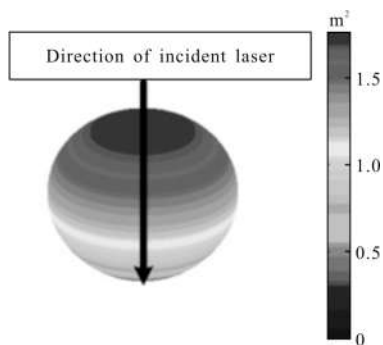


图 2 单位面积 LRCS 的空间分布

Fig.2 Spatial distribution of LRCS per unit area

反向传输过程进行回波光模拟，模拟过程中认为接收系统为理想的。这样便可获得雷达系统探测器之前的回波分布情况。

### 2.2 不同湍流强度的目标回波模拟

对边长为 5 m 的正方形灰色瓷砖目标进行回波模拟，目标距离为 2000 m，激光雷达为收发合置，发射光束散角为 1°，激光波形为平面光，波长为 532 nm，激光发射功率为 1 W，激光雷达图像分辨率为 128×

128，接收口径为 0.14 m，大气能见度为 10 km，数值模拟结果见图 3。

从图 3 中可以看到，随着大气折射率结构常数减小，目标回波图像趋于均匀，回波的峰值也在下降，整个回波图像的光强闪烁减小，但是由于图 3(a)~(d)模拟的大气湍流为中度及强度大气湍流，相对图 3(e)(无湍流情况下的回波图像)的光强闪烁仍然很明显，湍流完全改变了回波功率分布。

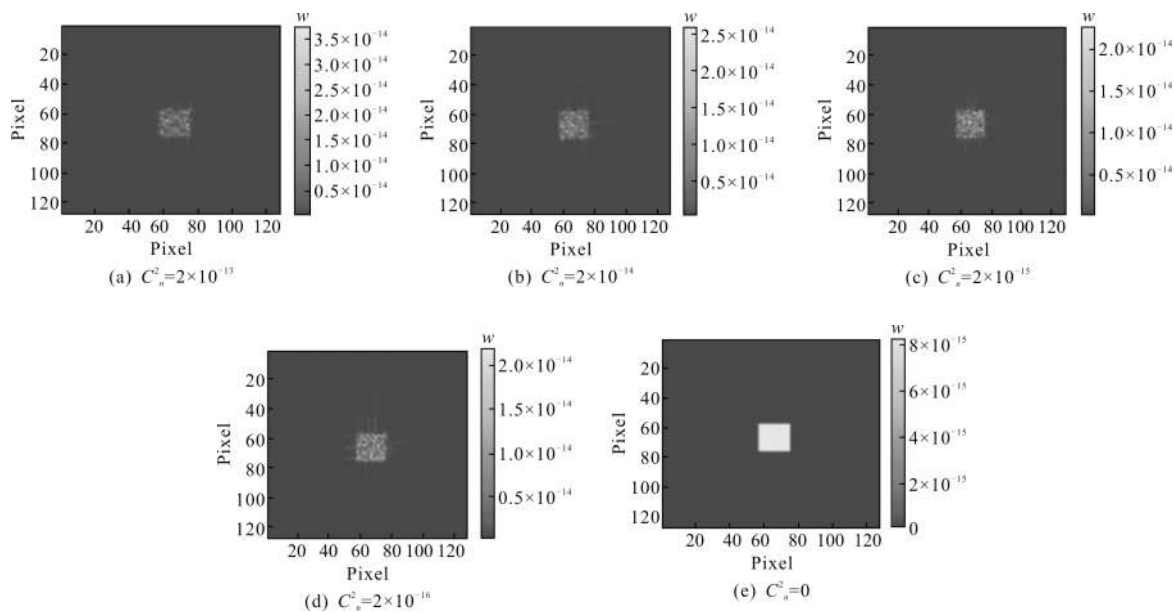


图 3 不同强度湍流情况下的目标回波

Fig.3 Target echo in different intensity turbulence

### 2.3 基于实际大气湍流强度的不同距离目标回波模拟

从参考文献[19]的合肥地区春天近地面大气折射率结构常数图中选取大气折射率结构常数  $3.32 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 。基于此数据，对平面目标在不同距离处的回波情况进行模拟。平面目标仍为边长为 5 m 的正方形灰色瓷砖目标，目标的距离分别为 500、1 000、1 500、2 000 m，大气折射率结构常数为  $3.32 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ，

其他参数与前面一致，数值模拟结果见图 4，无湍流的模拟结果见图 5。

从图 4 和图 5 中可看到，随着目标距离的增大，回波图像的尺寸在减小，且回波的峰值强度也在下降，这是符合理论和实验规律，相对无湍流的回波情况，随着距离增大回波的光强闪烁越严重且光束的扩展相对变大，湍流对回波强度分布的扰动越严重，

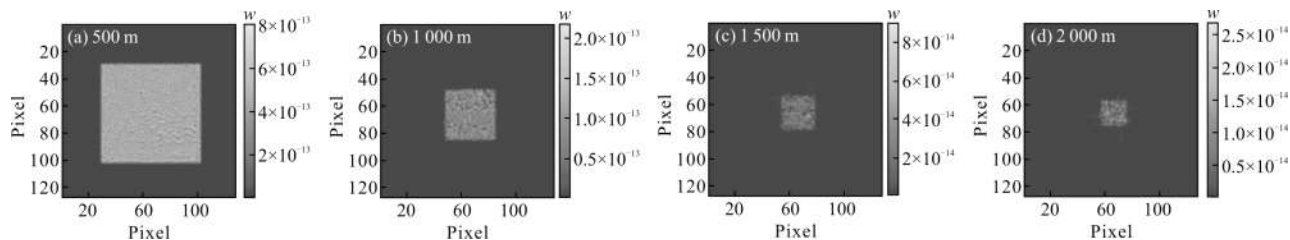


图 4 目标在不同距离处的回波情况(湍流条件下)

Fig.4 Echo of target at different distances (turbulent condition)

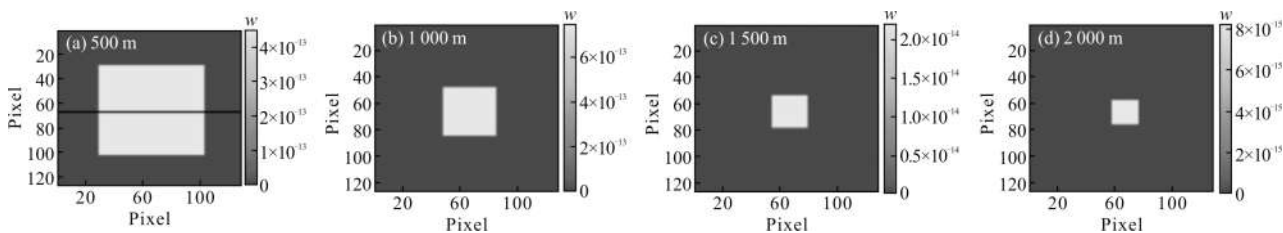


图 5 目标在不同距离处的回波情况(无湍流条件下)

Fig.5 Echo of target at different distances (no-turbulence condition)

且湍流情况下的回波峰值均比无湍流情况下增大。

### 3 分析与讨论

#### 3.1 不同湍流强度的回波分析

为清晰观察湍流对实际回波分布的影响,将各个仿真图像的中心线回波功率与无湍流情况下中心

线的回波功率进行比较,见图 6 所示,所取各图的中心线如图 5(a)所示。

从图 6 可清晰地看到,由于湍流的影响导致回波功率分布相对无湍流影响情况下发生起伏,且针对每个像素的回波功率起伏是随机的;在  $C_n^2=2\times 10^{-13}$  时,回波的功率最大值大约为  $2.4\times 10^{-14}$  W,在  $C_n^2=2\times$

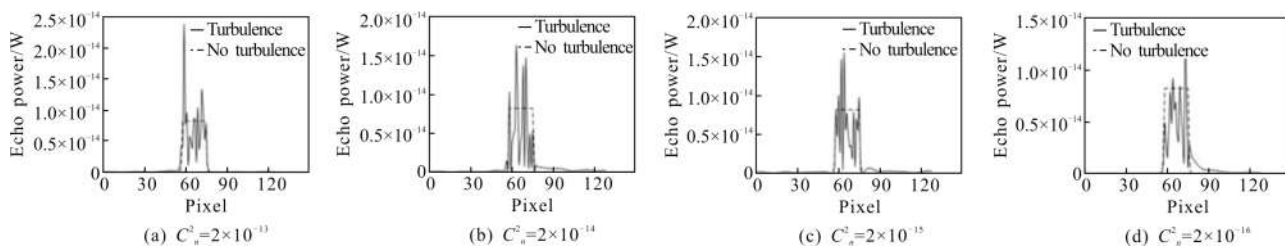


图 6 中心线回波比较

Fig.6 Comparison of center-line echo

$10^{-16}$  时,回波的功率最大值大约为  $1.4\times 10^{-14}$  W,其相对于对应无湍流情况下的回波功率均有所提高,但是对于一些像素的回波功率相对下降,四种条件下的光强起伏都比较大。从目标中心线回波的分析可以看到,中等湍流与强湍流已经严重影响了回波功率分布。

为将湍流对整个回波强度分布的影响量化,根据公式(12)对四种不同湍流强度的目标回波相对无湍流回波的归一化均方差做以统计,见表 2,只考虑无湍流情况下目标回波的范围。

$$s = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{P_{i,tur} - P_{i,innur}}{P_{i,innur}} \right)^2} \quad (12)$$

式中: $N$  为无湍流情况下回波不为 0 区域的像素个数; $P_{i,tur}$  为有湍流情况下第  $i$  个像素对应的回波功率; $P_{i,innur}$  为无湍流情况下第  $i$  个像素对应的回波功率。

从表 2 中可看到,湍流强度越大,相对无湍流回波归一化均方差越大,对于整个目标的回波,湍流在  $C_n^2=2\times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  强度下,相对无湍流情况下平均像

素回波功率的改变为 0.93 倍,湍流在  $C_n^2=2\times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  强度下,相对无湍流情况下平均像素的改变最小,为 0.72 倍,说明湍流强度越大对回波的功率分布影响越大,回波的光强闪烁越大,在所选取的这几种湍流强度下,湍流对回波功率分布的影响较大。

表 2 不同湍流强度情况下相对无湍流回波归一化均方差

Tab.2 Normalized mean square deviation relative no-turbulence echo in different turbulent intensity

$C_n^2/\text{m}^{-2/3}$	$2\times 10^{-13}$	$2\times 10^{-14}$	$2\times 10^{-15}$	$2\times 10^{-16}$
Normalized mean square deviation	0.93	0.82	0.81	0.72

#### 3.2 不同距离的回波分析

为清晰观察实验条件下的湍流对实际回波强度分布的影响,将各个仿真图像的中心线回波功率与无湍流情况下中心线的回波功率进行比较,见图 7。

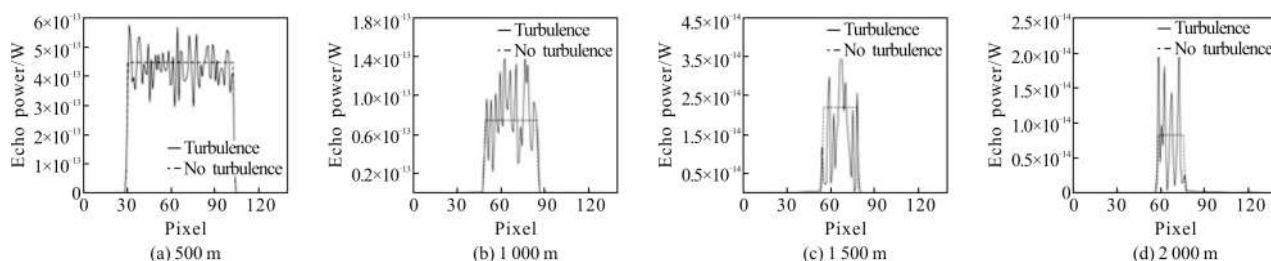


图 7 中心线回波比较

Fig.7 Comparison of center-line echo

从图 7 可清晰地看到, 由于湍流的影响导致回波功率分布相对无湍流影响情况下发生起伏, 且针对每个像素的回波功率起伏是随机的, 这和图 7 的分析是一致的; 距离越远, 在湍流情况下相对湍流情况下的回波起伏越大。

统计各距离条件下相对无湍流条件的回波归一化均方差, 见表 3, 从统计结果中看到, 对于相同的大气折射率结构常数, 在其他参量不变的情况下, 目标回波的归一化均方差随着目标距离的增大而增大, 在目标距离为 500 m 时, 其值为 0.19, 在目标距离为 2 000 m 时, 其值为 0.81, 说明对于相同大气湍流强度情况下, 距离越大, 湍流对回波分布的影响越明显, 回波的光强闪烁越大。

表 3 不同距离情况下相对无湍流回波归一化均方差

Tab.3 Normalized mean square deviation relative no-turbulence echo in different distances

Distance/m	500	1 000	1 500	2 000
Normalized mean square deviation	0.19	0.46	0.69	0.81

## 4 结 论

针对大气湍流对激光能量分布影响的问题, 文中基于激光雷达方程、尺寸自适应的多层相位屏法以及点目标闪烁孔径平滑理论的分析, 从仿真的角度针对激光成像雷达进行大气湍流对目标回波分布的研究。相对无湍流情况的理想回波分布, 大气湍流完全改变了整个目标的回波分布, 在目标距离为 2 000 m 情况下, 大气折射率结构常数为  $2 \times 10^{-16} \sim 2 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  时, 回波归一化均方差为 0.72~0.93, 说明在此目标距离情况下, 湍流越强, 对回波功率分布影响越严

重; 在大气折射率结构常数为  $3.32 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , 在此湍流条件下, 目标在距离为 500~2 000 m 时, 回波功率归一化均方差为 0.19~0.81, 说明目标距离越远, 湍流对回波功率分布影响越严重。可为激光雷达远场目标探测起到一定的借鉴作用。散斑效应、目标孔径的平滑作用对回波分布的影响将是下一步的研究内容。

## 参 考 文 献:

- [1] Steinvall O, Carlsson T, Larsson C G H, et al. Laser based 3-D imaging new capabilities for optical sensing [R]. FOI, Sweden: FOI-R--0856-SE, 2003: 1650-1942.
- [2] Huang Peikang, Yuan Qi, Zhu Zhenfu, et al. Development status and prospect of optical precision guidance technology [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(s): 1-6. (in Chinese)  
黄培康, 袁起, 朱振福, 等. 光学精确制导技术的发展现状与展望[J]. 红外与激光工程, 2007, 36(s): 1-6.
- [3] Wang Guangjun, Tian Jinwen, Liu Jian. The application of imaging laser radar in process of flyer avoiding obstacle [J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2001, 16(2): 249-251. (in Chinese)  
王广君, 田金文, 柳健. 激光成像雷达在飞行器避障过程中的应用[J]. 电波科学学报, 2001, 16(2): 249-251.
- [4] Dai Yongjiang. Laser Radar Technology (Volume One)[M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2010: 179-183. (in Chinese)  
戴永江. 激光雷达技术(上册)[M]. 北京: 电子工业出版社, 2010: 179-183. (in Chinese)
- [5] Xu Guangyong, Wu Jian, Yang Chunping, et al. Simulation and optical scintillation research of gaussian beam in atmosphere turbulence [J]. *Laser Technology*, 2008, 32(5): 548-550. (in Chinese)  
徐光勇, 吴健, 杨春平, 等. 高斯光束在大气湍流中的数值

- 模拟和光强起伏[J]. 激光技术, 2008, 32(5): 548-550.
- [6] He Wuguang. Simulation study on laser propagation through the atmosphere in optoelectronic countermeasures [D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology, 2012: 25-64. (in Chinese)  
何武光. 光电对抗中的激光大气传输仿真研究 [D]. 成都: 电子科技大学, 2012: 25-64.
- [7] Zhai Chao, Wu Feng, Yang Qingbo, et al. Simulation research of laser beam atmospheric propagation in free-space optical communication[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2013, 40(5): 0505004. (in Chinese)  
翟超, 武凤, 杨清波, 等. 自由空间光通信中大气光束传输数值模拟研究[J]. 中国激光, 2013, 40(5): 0505004.
- [8] David C Jenn. Radar and Laser Cross Section Engineering Second Edition [M]. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics. Inc., 2005: 416-437.
- [9] Yang Ruike, Ma Chunlin, Han Xiange, et al. Study of the attenuation characteristics of laser propagation in the atmosphere [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(s): 415-418. (in Chinese)  
杨瑞科, 马春林, 韩香娥, 等. 激光在大气中传输衰减特性研究[J]. 红外与激光工程, 2007, 36(s): 415-418.
- [10] Zhao Qi, Cui Chaolong, Huang Honghua, et al. Light scintillation effect on double-pass path of lidar [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026011. (in Chinese)  
赵琦, 崔朝龙, 黄宏华, 等. 激光雷达双程路径上的光波闪烁效应研究[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026011.
- [11] Yura H T, Hanson S G. Second-order statistics for wave propagation through complex optical systems [J]. *J Opt Soc Am*, 1989, 6: 564-575.
- [12] Andrews L C, Miller W B. Single-pass and double-pass propagation through complex paraxial optical systems [J]. *J Opt Soc Am*, 1995, 12(1): 137-150.
- [13] Zhang Feizhou. Non-adaptive transformation to calculate the propagation of focused laser beams [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2003, 20(6): 656-660. (in Chinese)  
张飞舟. 计算聚焦激光束传输的非自适应坐标变换[J]. 量子电子学报, 2003, 20(6): 656-660.
- [14] Sun Pengju, Gao Wei, Wang Yuefeng. Calculation and application of laser radar cross section for targets [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2006, 35(5): 597-607. (in Chinese)  
孙鹏举, 高卫, 汪岳峰. 目标激光雷达截面的计算方法及应用研究[J]. 红外与激光工程, 2006, 35(5): 597-607.
- [15] Qian Xianmei, Zhu Wenyue, Huang Yinbo, et al. Selection of computing parameters in numerical simulation of laser beam propagation in turbulent atmosphere [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, 37(10): 1986-1991. (in Chinese)  
钱仙妹, 朱文越, 黄印博, 等. 激光湍流大气传输数值模拟中计算参量的选取[J]. 光子学报, 2008, 37(10): 1986-1991.
- [16] Rao Ruizhong. Modern Atmospheric Optics [M]. Beijing: Science Press, 2012: 398-480. (in Chinese)  
饶瑞中. 现代大气光学 [M]. 北京: 科学出版社, 2012: 398-480.
- [17] Peiran Su, Qitai Eri, Qiang Wang. Optical roughness BRDF model for reverse monte carlo simulation of real material thermal radiation transfer [J]. *Applied Optics*, 2014, 53(11): 2324-2330.
- [18] Wei Jingsong. Imaging technology of streak tube lidar[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2013: 26-38. (in Chinese)  
魏靖松. 条纹管激光雷达成像技术研究[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2013: 26-38.
- [19] Sun Gang, Weng Ningquan, Xiao Liming. Vertical distribution models of atmospheric structure constant of refractive index [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, 20(2): 183-188. (in Chinese)  
孙刚, 翁宁泉, 肖黎明. 合肥地区大气折射率结构常数高度分布模式[J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(2): 183-188.