

差分波前激光雷达探测大气湍流廓线仿真

王彩玉^{1,2,3}, 苑克娥^{1,3,4*}, 时东锋^{1,3}, 黄见^{1,3}, 陈欣欣^{1,2,3}, 杨威^{1,3}, 查林彬^{1,3}

¹中国科学院合肥物质科学研究院安徽光学精密机械研究所, 中国科学院大气光学重点实验室, 安徽 合肥 230031;

²中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 安徽 合肥 230026;

³先进激光技术安徽省实验室, 安徽 合肥 230037;

⁴脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037

摘要 差分波前激光雷达是基于双孔望远镜探测的激光回波波前差分抖动方差来探测大气光学湍流强度的雷达系统。为评估与优化系统探测大气湍流的性能,进行了数值仿真。基于波动光学理论、大气湍流相位屏模型和大气消光模型来模拟激光在垂直大气路径上的传输,并结合网格采样的优化设计,得到了激光光束在传播路径上不同位置的光强分布。利用非相干光源成像原理,根据不同传输路径处的后向散射光强分布得到了探测器上两个光斑图像的分布信息。根据仿真结果,随着湍流强度的提高,光束波前畸变程度加深。成像光斑直径随着探测高度的增大而减小,探测高度为 10 km 时,成像光斑直径减小到 2.45×10^{-4} m。通过对比仿真的反演结果与仿真输入的 HV_{5/7}(Hufnagel-Valley 5/7)的结果,发现两者具有较高的一致性,这初步证明差分波前激光雷达探测大气湍流的原理及方法的可靠性。

关键词 大气光学; 差分波前激光雷达; 波光学模拟; 湍流相位屏; 非相干成像; 大气折射率结构常数

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.1001002

Simulation of Atmospheric Turbulence Profile Measured by Differential Wavefront Lidar

Wang Caiyu^{1,2,3}, Yuan Kee^{1,3,4*}, Shi Dongfeng^{1,3}, Huang Jian^{1,3},
Chen Xinxin^{1,2,3}, Yang Wei^{1,3}, Zha Linbin^{1,3}

¹Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
HFIPS, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China;

²Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China,
Hefei, Anhui 230026, China;

³Advanced Laser Technology Laboratory of Anhui Province, Hefei, Anhui 230037, China;

⁴State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Hefei, Anhui 230037, China

Abstract Differential wavefront lidar is a lidar system for measuring the atmospheric optical turbulence intensity based on wavefront differential jitter variance of a laser echo detected by the two-aperture telescope. To evaluate and optimize the detection performance of this system for atmospheric optical turbulence, numerical simulations have been carried out. According to the wave optics theory, atmospheric turbulence phase screen model, and atmospheric extinction model, the propagation of laser beam in vertical atmospheric path is simulated. Combined with the optimized design of grid sampling, the intensity distribution of laser beam at different positions along the propagation path is obtained. Based on the principle of incoherent light source imaging, the distributions of two spot images on the detector are obtained according to the backscattered light intensity distributions at different

收稿日期: 2020-10-09; 修回日期: 2020-11-14; 录用日期: 2020-12-21

基金项目: 国家重点实验室开放研究基金(SKL2018ZR10)、国家自然科学基金(41475001)

* E-mail: keyuan@aiofm.ac.cn

transmission paths. According to the simulation results, we find that the degree of beam wavefront distortion is deepened with the increase of turbulence intensity. The diameter of the imaging spot decreases with the increase of the detection height. When the detection height is 10 km, the diameter of the imaging spot decreases to 2.45×10^{-4} m. By comparing the simulated inversion results with the results of the input HV_{5/7} (Hufnagel Valley 5/7) in simulation, we find that the two have high consistency, which preliminarily proves the reliability of the principle and method of atmospheric turbulence detection by using the differential wavefront lidar.

Key words atmospheric optics; differential wavefront lidar; wave optics simulation; phase screens of turbulence; incoherent imaging; atmospheric refractive index structure constant

OCIS codes 010.3640; 010.1300; 010.1330

1 引言

激光在大气中的传输受离散的混浊大气和连续湍流介质的双重作用,产生散射、吸收以及一系列的光学湍流效应,包括闪烁、到达角起伏、光束扩展和光束漂移等,这些效应导致激光应用性能(如功率、传播距离和跟踪精度)下降,进而限制了多个领域的光电系统的应用,如遥感成像系统、光通信系统^[1]。由于理论计算仍然困难,为了分析大气湍流对激光雷达性能的影响,有必要对大气湍流进行建模^[2-3]。湍流效应分析模型是分析激光束在大气湍流中传播的有力工具,也可用于对湍流引起的性能退化的快速估计^[4-5]。但是,目前还没有完整的模型来全面描述大气湍流的影响^[6]。光学理论的数值建模方法为描述光束在大气中的传播提供了另一种方法,用于对复杂系统和传播物理学进行更详细的研究^[6],如设计自适应光学系统^[7]、设计自由空间光通信系统^[8-9]、评估激光雷达的性能^[10]。

数值建模通常使用分步法模拟激光在大气湍流中的传播^[11-12],即将传播路径离散化为真空层与湍流相位屏的交替序列。湍流相位屏的构建是分步法中重要的一部分,最常用的方法是使用随机频谱幅度的离散傅里叶变换,再借助分谐波来补偿湍流频谱的低频分量^[13],其统计量在一定程度上与所需相位频谱匹配。在此基础上发展起来的方法还有稀疏谱技术^[14]、随机谱采样技术^[15]和小波分析法^[16]。鉴于离散傅里叶变换方法的计算效率高^[13],此文也将采用傅里叶变换法构建湍流相位屏,并用分谐波补偿其低频分量。

差分波前激光雷达是在差分像移(DIM)湍流廓线雷达基础上发展而来。差分波前激光雷达系统将DIM雷达的聚焦激光光源用准直光束替代,利用其不同高度处回波信号所成的两个光斑差分抖动方差来反演得到大气湍流廓线。该方法可以通过距离选通原理实现对湍流廓线的较高空间分辨率探测,克服了DIM雷达探测技术的空间分辨率低且聚焦位

置改变的缺点。文中依据差分波前激光雷达探测原理,对该探测技术进行了仿真。仿真中采取分步法模拟激光在大气湍流中的传输,针对经过大气消光和后向散射的作用后的激光,利用非相干光源成像原理得到望远镜双孔成像的光斑。通过分析差分波前激光雷达回波信号的两个成像光斑,分析差分波前激光雷达的探测性能,并为系统的评估与优化提供科学的指导。

2 数值仿真模型

2.1 差分波前激光雷达系统模型

图 1 为差分波前激光雷达光路示意图,激光器出射的激光光束经过扩束后,从望远镜的中心 B 孔出射并通过有限平面构成的组合层(即大气传播路径)传输至探测位置。望远镜的 A 孔和 C 孔用以接收探测高度处的后向散射光,双孔后面的两个楔板用以分离接收的回波信号,使其在焦平面上分离成两个光斑,即分别在增强电荷耦合器件(ICCD)像面

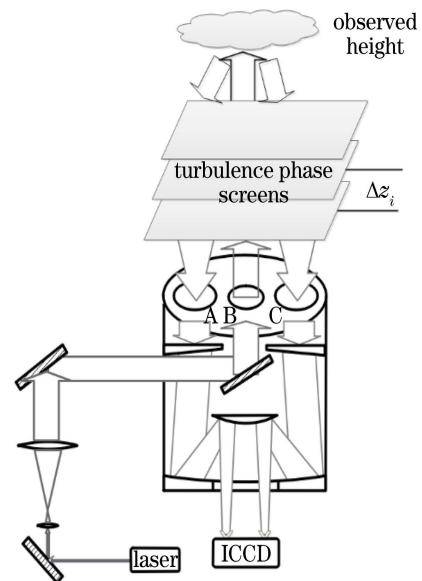


图 1 差分波前激光雷达光路示意图

Fig. 1 Schematic diagram of optical path of differential wavefront lidar

上成像。通过雷达系统的时序控制,调节脉冲与探测器的时序,使脉冲发射频率和探测器的记录频率相等。针对不同的空间高度,控制 ICCD 像增强器的门控延迟和曝光时间,得到对应高度上的后

向散射回波信号。根据 ICCD 像面上两个光斑的波前差分抖动方差,反演得到大气湍流廓线。表 1 表示差分波前激光雷达发射系统与接收系统的参数。

表 1 差分波前激光雷达的发射系统和接收系统的参数

Table 1 Parameters of transmitting and receiving systems of differential wavefront lidar

Device	Parameter	Value
Transmitter system	Pulse energy /mJ	500 (532 nm)
	Pulse width /ns	9
	Emitting beam waist /mm	25
	Diameter of B sub-aperture /mm	100
	Angle of divergence /mrad	0.05
	Focal length /mm	4064
Receiver system	Diameter of sub-apertures /mm	130
	Sub-aperture counts	2
	Sub-aperture separation /mm	266
	Optical transmissivity /%	40
	Pixel size of ICCD /($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	6.45×6.45

假设激光雷达的出射光束为高斯光束,则出射口 $z=0$ 处的光波分布^[17]为

$$U(x_1, y_1, 0) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[-\frac{x_1^2 + y_1^2}{W^2(z)} - \frac{ik(x_1^2 + y_1^2)}{2F_0} \right] P(x_1, y_1), \quad (1)$$

式中: A_0 为常数, $A_0 = \sqrt{I_0} = \sqrt{2P_p/\pi W_0^2}$, 其中, I_0 为出射光束中心的光强度, W_0 为束腰, P_p 为激光器峰值功率; $W(z)$ 为束宽; (x_1, y_1) 为出瞳面坐标; k 为波数; $P(x_1, y_1)$ 为出射光束的光瞳函数; F_0 为波前曲率半径, $F_0 = -W_0/\tan \theta$, 其中, θ 为光束发散半角。图 2 表示出射孔 B 处的光强分布。

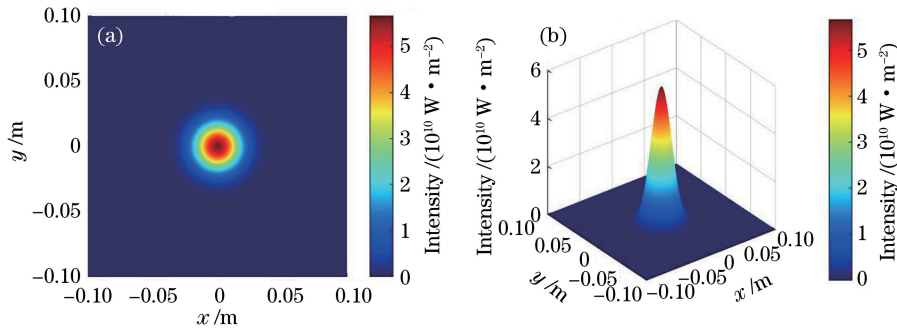


图 2 $z=0$ 处的出射光束。(a) 二维视图; (b) 三维视图

Fig. 2 Emitting beam at $z=0$. (a) Two-dimensional view; (b) three-dimensional view

2.2 激光束在大气湍流中的传输模型

激光在大气湍流中的传输效应可分为自由空间衍射、湍流折射和大气消光效应^[18], 以下用 t 表示

光波的大气透过率, \mathcal{T} 表示湍流折射算符, \mathcal{R} 表示自由空间衍射算符。当大气折射率变化 ($\delta n = n - 1$) 较小时 (弱湍流), 第 $i+1$ 平面光场为

$$U(x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1}) = t[z_i, z_{i+1}] \mathcal{T}[z_i, z_{i+1}] \mathcal{R}[\Delta z_i, x_i, y_i, x_{i+1}, y_{i+1}][U(x_i, y_i, z_i)], \quad (2)$$

式中: (x_i, y_i) 为第 i 个平面内某点的坐标; z_i 为第 i 个平面与望远镜 B 孔的距离; Δz_i 为第 i 和 $i+1$ 个平面的间距; 光波的大气透过率 $t[z_i, z_{i+1}]$ 、相位累积算符 $\mathcal{T}[z_i, z_{i+1}]$ 和自由空间衍射算符 $\mathcal{R}[\Delta z_i,$

$x_i, y_i, x_{i+1}, y_{i+1}]$ 可分别满足^[18-19]

$$t[z_i, z_{i+1}] = \exp \left[-\frac{1}{2} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \sigma(z) dz \right], \quad (3)$$

$$\mathcal{T}[z_i, z_{i+1}] = \exp[-i\phi(x_{i+1}, y_{i+1})], \quad (4)$$

$$\mathcal{R}[\Delta z_i, x_i, y_i, x_{i+1}, y_{i+1}][U(x_i, y_i, z_i)] = \frac{\exp(ik\Delta z_i)}{i\lambda\Delta z_i} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x_i, y_i, z_i) \exp\left\{\frac{ik}{2\Delta z_i}[(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2]\right\} dx_i dy_i, \quad (5)$$

式中： λ 为波长； $\sigma(z)$ 为分子和气溶胶(美国标准大气条件下)对波长 532 nm 光线的消光系数；累积相位 $\phi(x_i, y_i) = k \int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta n(x_i, y_i) dz$ 为第 i 个平面上的湍流相位屏。在 Fresnel 衍射、大气消光和湍流的作用下，光束从发射端经过 $n-1$ 层(n 个相互作用的平面)到达探测高度平面(x_n, y_n, z_n)。

由于湍流功率谱密度 Φ_ϕ 在较低的空间频率具有很高的功率，仅采用傅里叶变换构造湍流相位的方法无法得到精确的相位屏，故采用分谐波方法生成低频相位屏用以补偿^[18]。湍流引起的第 i 个平面上相位 $\phi(x_i, y_i)$ 可表示为

$$\phi(x_i, y_i) = \phi_p(x_i, y_i) + \phi_{LF}(x_i, y_i), \quad (6)$$

式中： $\phi_p(x_i, y_i)$ 为傅里叶变换法构造的相位屏； $\phi_{LF}(x_i, y_i)$ 为补偿的低频相位屏。 $\phi_p(x_i, y_i)$ 与 $\phi_{LF}(x_i, y_i)$ 均满足功率谱定义，即

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi(x_i, y_i)|^2 dx_i dy_i = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_\phi(f_{x_i}, f_{y_i}) df_{x_i} df_{y_i}, \quad (7)$$

式中： f_{x_i} 为 x_i 方向的空间频率； f_{y_i} 为 y_i 方向的空间频率。

为了在网格上生成相位屏，将 $\phi_p(x_i, y_i)$ 与 $\phi_{LF}(x_i, y_i)$ 写为傅里叶级数形式：

$$\phi_p(x_i, y_i) = \sum_{a=-\infty}^{\infty} \sum_{b=-\infty}^{\infty} c_{a,b} \exp[i2\pi(f_{x_i} a x_i + f_{y_i} b y_i)], \quad (8)$$

$$\phi_{LF}(x_i, y_i) = \sum_{s=1}^{N_p} \sum_{a=-\infty}^{\infty} \sum_{b=-\infty}^{\infty} c'_{a,b} \exp[i2\pi(F_{x_i} a x_i + F_{y_i} b y_i)], \quad (9)$$

式中： $c_{a,b}$ 为傅里叶级数的系数； a 为 x_i 方向的格点数； b 为 y_i 方向的格点数； s 为构造低频相位的屏数目； N_p 为屏数的上限； $c'_{a,b}$ 为低频相位的傅里叶级数的系数； f_{x_i}, f_{y_i} 分别为 x_i 和 y_i 方向的离散空间频率； F_{x_i}, F_{y_i} 分别为 x_i 和 y_i 方向的低频离散空间频率； $\phi_{LF}(x_i, y_i)$ 由 3 个不同相位屏累加得到。(8)式和(9)式中傅里叶级数系数可分别写为

$$\langle |c_{a,b}|^2 \rangle = \Phi_\phi(f_{x_i}, f_{y_i}) \Delta f_{x_i} \Delta f_{y_i}, \quad (10)$$

$$\langle |c'_{a,b}|^2 \rangle = \Phi_\phi(F_{x_i}, F_{y_i}) \Delta F_{x_i} \Delta F_{y_i}, \quad (11)$$

式中：频率间隔 $\Delta f_{x_i} = 1/(N\Delta x_i)$ ， $\Delta f_{y_i} = 1/$

$(N\Delta y_i)$ ， $\Delta F_{x_i} = 1/(3^s N\Delta x_i)$ ， $\Delta F_{y_i} = 1/(3^s N\Delta y_i)$ ，其中， Δx_i 和 Δy_i 分别为第 i 个湍流相位屏上 x 和 y 方向的网格间距， N 为 x_i 和 y_i 方向上的网格格点数。假设湍流介质的功率谱密度满足局地均匀各向同性，选用的 Kolmogorov 湍流谱为

$$\Phi_\phi = 0.023 r_{0i}^{-5/3} f^{-11/3}, \quad (12)$$

式中： f 为极坐标下的空间频率； r_{0i} 为 z_i 到 z_{i+1} 的大气相干长度。在垂直方向上，第 i 个湍流相位屏上的大气相干长度^[19] 为

$$r_{0i} = [0.423 k^2 \int_{z_i}^{z_{i+1}} C_n^2(h) (1 - h/z_n)^{5/3} dh]^{-3/5}, \quad (13)$$

式中： C_n^2 利用 HV_{5/7} 模型生成，用作模拟输入的廓线，其表达式为

$$C_n^2(h) = 8.2 \times 10^{-26} W_{\text{speed}}^2 h^{10} \exp(-h) + 2.7 \times 10^{-16} \exp\left(-\frac{h}{1.5}\right) + A_1 \exp\left(-\frac{h}{0.1}\right), \quad (14)$$

式中： h 为海拔高度(km)； W_{speed} 为风速， $W_{\text{speed}} = 21 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ； A_1 为地面湍流常数， $A_1 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。

2.3 网格采样优化

在仿真中，为了确保模拟的准确性、有效地避免混淆现象，选择网格间隔和格点数目至关重要。应用 Nyquist 采样定理，考虑光在湍流中传播时网格间隔和格点数目需满足以下采样约束^[18]，即

$$\delta_n \leq \frac{z_n \lambda - D'_2 \delta_1}{D'_1}, \quad (15)$$

$$N \geq \frac{D'_1}{2\delta_1} + \frac{D'_2}{2\delta_n} + \frac{z_n \lambda}{2\delta_1 \delta_n}, \quad (16)$$

$$\left(1 + \frac{z_n}{R}\right) \delta_1 - \frac{z_n \lambda}{D'_1} \ll \delta_n \ll \left(1 + \frac{z_n}{R}\right) \delta_1 + \frac{z_n \lambda}{D'_1}, \quad (17)$$

式中： δ_n 为第 n 个平面上的网格间隔； δ_1 为第一个平面(光源平面)上的网格间隔； R 为波前曲率半径； D'_1 为从目标平面观测到的光源模糊直径； D'_2 为从源平面观测到的关注区域(目标平面内)模糊直径； $D'_1 = D_1 + p z_n \lambda / r_{0,\text{rev}}$ ， $D'_2 = D_2 + p z_n \lambda / r_{0,\text{rev}}$ ，其中， D_1 为光源直径， D_2 为目标平面内关注区域的直径， $r_{0,\text{rev}}$ 为大气传播路径的相干长度， p 为模型对湍流灵敏度的调整参数，其经典范围为 2~8。当 $p=2$

时,模型可以捕获 97% 的光。网格间隔满足(15)式确保了光源平面网格采样足够精细,以便目标平面内的关注区域上所有光线都存在于光源网格中。格点数目满足(16)式可使目标平面的空间范围足够大,确保关注区域之外的环绕光线不会因为采样区间而影响关注区域。 δ_n 满足(17)式可避免依赖于网格间距和传播距离的两个二次相位因子的混淆。

假设模拟传播的最大距离 $z_n = 10$ km,模型对湍流灵敏度的调整参数 $p = 2$,光源直径 $D_1 = 100$ mm,目标平面内关注区域的直径 $D_2 = 700$ mm。根据(14)式,采用 HV_{5/7} 模型确定 $r_{0,sev}(z_n) \approx 5.74$ cm,利用图解法获取满足(15)~(17)式的网格间距及数目。图 3 中实线表示(15)式中 δ_n 的上界,等值线表示(16)式中 lbN 的下界,上下虚线分别表示(17)式中 δ_n 的上下界(由于 δ_n 下限值太小,未在图 3 中显示),3 min 表示约束条件 3,即(17)式中左侧不等式的数值;3max 表示约束条件 3,即(17)式中右侧不等式的数值。可以看出,在此设计中,(15)式相对于(17)式对 δ_n 的限制更严格,将满足条件的 δ_1 与 δ_n 限制于图中左下角。考虑到计算时间及目标平面光斑质心的精确性,选择 $\delta_1 = 2$ mm, $\delta_n = 2$ mm, $N = 2^{10}$ 。确定 N 、 δ_1 和 δ_n 之后,部分传播距离 Δz_{max} 和相位屏数目 n_{min} 需满足:

$$\Delta z_{max} = \frac{\min(\delta_1, \delta_n)^2 N}{\lambda}, \quad (18)$$

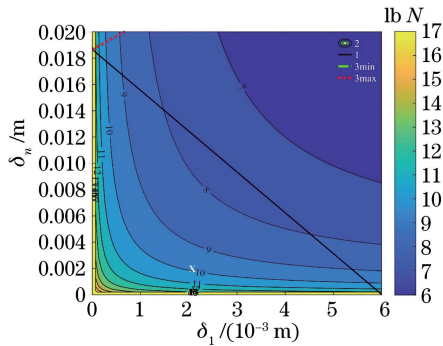


图 3 垂直传播采样分析图[满足(15)式区域位于实线以下;满足(17)式区域位于两虚线之间,由于 δ_n 下限值太小,未在图 3 中显示;X 表示选择的 δ_1 和 δ_n]

Fig. 3 Sampling analysis for vertical propagation [region that satisfies formula (15) is below solid line, while region between two dashed lines satisfies formula (17). Because lower limit of δ_n is too small, it is not shown in Fig. 3. X marks chosen values of δ_1 and δ_n]

$$n_{min} = \text{ceil}\left(\frac{z_n}{\Delta z_{max}}\right) + 1, \quad (19)$$

式中:ceil($z_n / \Delta z_{max}$)为大于 $z_n / \Delta z_{max}$ 的最小整数。

2.4 非相干成像

假设由大气后向散射所形成的激光光斑为非相干光源,则可利用非相干成像原理分别得到望远镜双孔所成的像。像的光强 I_i 是理想的像光强 I_g 与点扩展函数的卷积,即

$$I_i(u, v) = |h(u, v)|^2 \otimes I_g(u, v), \quad (20)$$

$$h(u, v) = \frac{1}{z_i \lambda} \mathcal{F}[P(x, y) \exp(i\phi_{total})], \quad (21)$$

$$I_g(u, v) =$$

$$\frac{1}{M^2} |U(x_n, y_n, z_n)|^2 \frac{\beta t_{receiver}}{z_n^2} \exp\left[-\int_0^{z_n} \sigma(z) dz\right] D_z, \quad (22)$$

式中:(u, v)为像平面的坐标; \otimes 为卷积运算符; \mathcal{F} 为傅里叶变换; $P(x, y)$ 为接收系统的光瞳函数; ϕ_{total} 为各个平面上湍流相位屏的叠加,作为整个传输路径(探测平面至望远镜)上大气造成的相位起伏; M 为成像系统放大率, $M = -z_{image} / z_n$,其中, z_{image} 为像距, z_n 为探测高度; β 为后向散射系数; $t_{receiver}$ 为接收系统的光学透过率; σ 为大气消光系数; D_z 为分辨距离, $D_z = \tau c / 2$,其中, τ 为激光脉宽, c 为光速, $c = 3.0 \times 10^8$ m · s⁻¹。

2.5 反演湍流廓线模型

考虑到 ICCD 探测器具有读出噪声,在反演仿真结果之前,将仿真中得到的每个探测高度处的成像光斑图上均叠加 ICCD 读出噪声 I_{noise} ,即

$$I' = I_i + I_{noise}, \quad (23)$$

根据 I' 来计算两个成像光斑质心的位置矢量 r_1 和 r_2 ,进而得到其差分抖动方差 σ_r^2 为

$$\sigma_r^2 = \overline{r^2} - \bar{r}^2 = |\overline{r_1 - r_2}|^2 - |\bar{r}_1 - \bar{r}_2|^2, \quad (24)$$

式中: r 为两个成像光斑质心矢量差。

成像光斑的抖动方差与大气相干长度 r_0 的关系^[20]为

$$r_0(z_n) = \left\{ \frac{27.5 F^2}{k^2 d^{1/3} \sigma_r^2} \left[1 - \frac{25}{36} \left(\frac{d}{\mu} \right)^{1/3} \right] \right\}^{3/5}, \quad (25)$$

式中: F 为接收系统的焦距; d 为望远镜接收系统的子孔直径; μ 为两子孔中心间距。垂直方向上大气湍流廓线 C_n^2 与 r_0 满足

$$r_0(z_n) = [0.423 k^2 \int_0^{z_n} C_n^2(h) (1 - h/z_n)^{5/3} dh]^{-3/5}. \quad (26)$$

若根据(25)式和(26)式直接反演 C_n^2 ,将有很高

的噪声增益,并且(26)式中的积分权重函数总是导致病态问题。这就意味着输入数据中的较小不确定甚至是使问题离散化的处理都会引起输出的较大偏差,包括振荡和负值。Gimmestad 等^[21]针对这一问题发展了斜率反演算法,以下作简要的介绍。将(26)式对 z_n 求导,结合(25)式得到

$$\left[\frac{\sigma_{\text{Lidar}}^2}{A} \right]' = \int_0^{z_n} C_n^2(h) \left[\frac{5}{3} \frac{h}{z_n^2} \left(1 - \frac{h}{z_n} \right)^{\frac{2}{3}} \right] dh, \quad (27)$$

$$A = 11.6325 \left[1 - \frac{25}{36} \left(\frac{d}{\mu} \right)^{\frac{1}{3}} \right] / d^{\frac{1}{3}}, \quad (28)$$

式中: σ_{Lidar}^2 为差分波前激光雷达成像光斑的差分运动方差, $\sigma_{\text{Lidar}}^2 = \sigma_r^2 / F^2$; $[\sigma_{\text{Lidar}}^2 / A]'$ 为 $[\sigma_{\text{Lidar}}^2 / A]$ 关于 z_n 的导数; A 为关于接收系统几何形状的常数。为了使测量误差不敏感且不产生振荡或负值等非物理结果,用 M 拟合测量值 $\sigma_{\text{Lidar}}^2 / A$:

$$M(z_n) = \frac{\mu_1 z_n}{z_n + b_1} + \mu_2 \left[\frac{z_n}{z_n + b_2} \right]^2, \quad (29)$$

式中: μ_1, b_1, μ_2, b_2 通过最小二乘法拟合确定。将根据拟合得到的结果代入(27)式中,并通过将其离散化可得到大气折射率结构常数。

3 仿真结果

3.1 湍流相位屏仿真模型检验

在仿真模型中,将光在大气湍流中的传输等效为光在真空中通过一系列相位屏的传播。图 4 是应用 Kolmogorov 湍流谱构建的相位屏之一,大气相干长度为 0.26 m,内尺度为 0,外尺度为无穷大。在弱湍流条件下,闪烁指数是描述湍流效应常用的物理量之一。为了检验湍流相位屏的可靠性,将仿真结果的闪烁指数与 HV_{5/7} 模型对应的理论结果进行比较。

仿真选取不同的探测高度,在每个探测高度进行 300 次光束传输及成像,即在每个探测高度可得到 300 幅成像光斑图。根据仿真所得到的不同探测高度处的光斑图像,结合闪烁指数的定义可得到对应高度 z_n 处的闪烁指数,即

$$\sigma_i^2(z_n) = \overline{I^2(z_n)} / \overline{I(z_n)}^2 - 1, \quad (30)$$

式中: $I(z_n)$ 为探测高度 z_n 处光斑轴中心处的光强。对于高斯光束,其光轴中心处的闪烁指数表达式为

$$\sigma_i^2(z_n) = 4 \times 2.17k^{7/6} \times$$

$$\text{Re} \left\{ \int_0^{z_n} C_n^2(z) \{ [i\gamma_r(z_n - z)]^{5/6} - [\gamma_i(z_n - z)]^{5/6} \} dz \right\}, \quad (31)$$

式中: $\text{Re}\{\cdot\}$ 为取实数的函数;波数 $k = 2\pi/\lambda$; γ 为高斯光束的传播因子, $\gamma = (1 + i\alpha z) / (1 + i\alpha z_n) = \gamma_r - i\gamma_i$, 其中, γ_r 为传播因子的实部, γ_i 为传播因子的虚部; $\alpha = 2 / (kW_0^2) + i / F_0$ 。利用(30)式计算的结果和(31)式计算的结果如图 5 所示。从图 5 可以看出,仿真结果与理论结果较为吻合,平均相对误差为 8.8%,这也说明构造的湍流相位屏是可靠的。

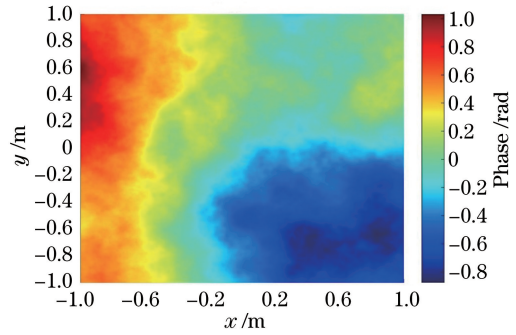


图 4 分谐波增强的傅里叶变换法生成的湍流相位屏之一
Fig. 4 One of phase screens generated by Fourier transformation method augmented with subharmonics

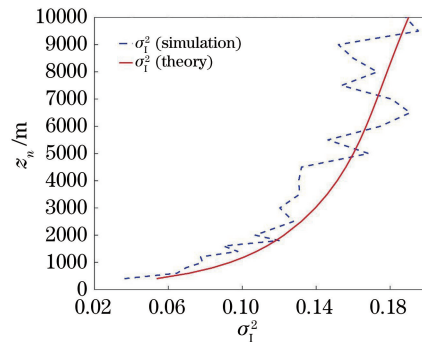


图 5 闪烁指数随探测高度的变化
Fig. 5 Scintillation index varying with detection height

3.2 仿真光斑特征

图 6 是激光光束在湍流强度分布符合 HV_{5/7} 模型的情况下,垂直传输距离分别为 1, 2, 4, 8 km 的 4 次传输的光强分布。可以看到随着探测距离的增大,探测高度处的光束直径增大,波前畸变增强。根据探测高度处的光强分布,考虑大气的后向散射及非相干成像原理可分别得到望远镜双孔所成的两个光斑。图 7 表示了图 6 中对应距离上后向散射光强分别通过望远镜两个子孔(图 1 中的 A 和 C 孔)成像的光斑。从图 7 可以看出,不同传输距离下,成像光斑光强均呈现中心强、边缘弱的形态,而光斑直径却有明显的不同。为了定量地描述该变化,计算得到成像光斑的锐度直径 D_{shp} ^[22] 为

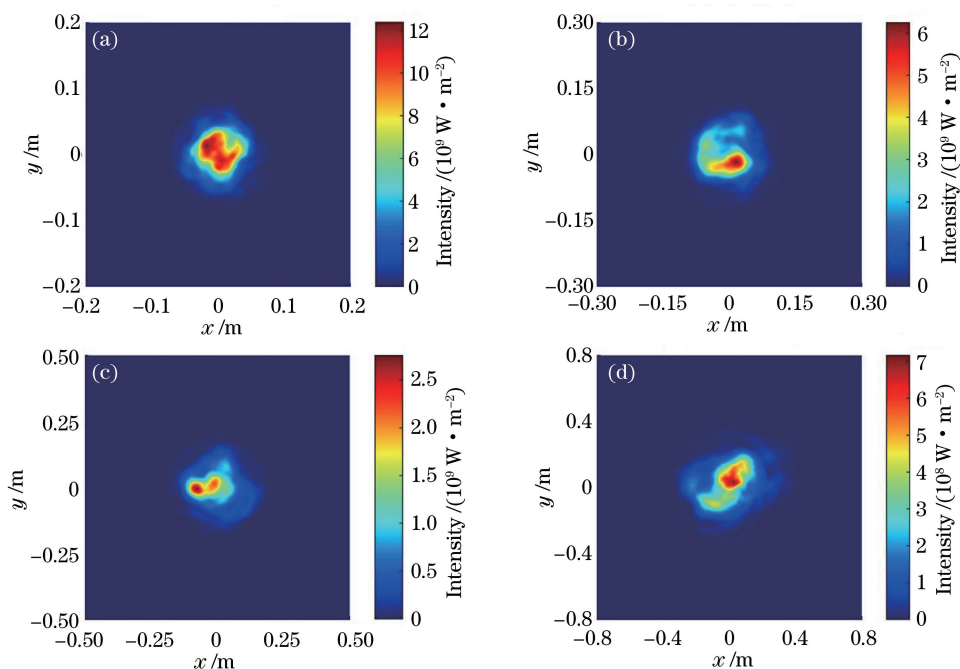


图 6 激光光束在垂直路径上 4 次传输的光强分布。(a) 1 km; (b) 2 km; (c) 4 km; (d) 8 km

Fig. 6 Intensity distributions of laser beam on vertical propagation path for 4 transmissions.

(a) 1 km; (b) 2 km; (c) 4 km; (d) 8 km

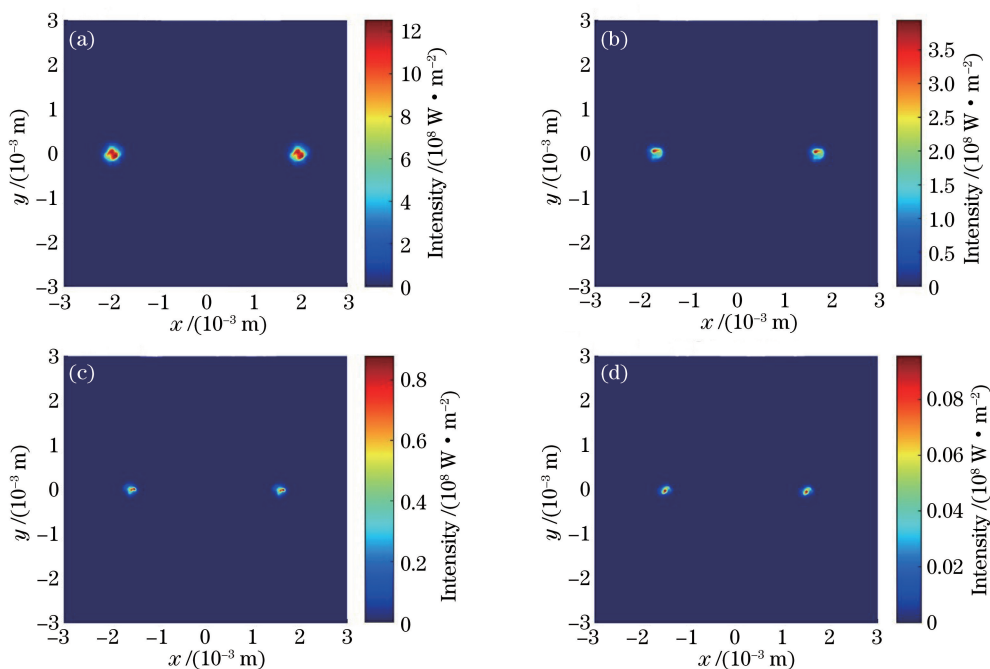


图 7 垂直方向上双孔望远镜的非相干成像光斑。(a) 1 km; (b) 2 km; (c) 4 km; (d) 8 km

Fig. 7 Incoherent imaging spots of double aperture telescope in vertical direction. (a) 1 km; (b) 2 km; (c) 4 km; (d) 8 km

$$D_{\text{shp}} = 2 \left\{ 4 \frac{\iint [(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2] I^2(x, y) dx dy}{\iint I^2(x, y) dx dy} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (32)$$

式中: (x_c, y_c) 为光斑质心坐标。由于望远镜上的两子孔对称, 故仅需计算其中一个成像光斑锐度直径。图 8(a) 表示 300 次光传输的成像光斑直径的仿真结果, 可以看出成像光斑直径主要受探测高度的影响。从图 8(b) 可以看出, 在 2 km 以内, D_{shp} 的平均

值随着传输距离的增大迅速减小, 2 km 以外 D_{shp} 缓慢减小。当探测高度增大到 10 km 时, 成像光斑直径减小至 2.45×10^{-4} m。根据 ICCD 探测像元尺

寸, 可计算得到 10 km 处的成像光斑约占 38×38 个像元, 说明此雷达探测器完全具备分辨整个成像光斑的能力。

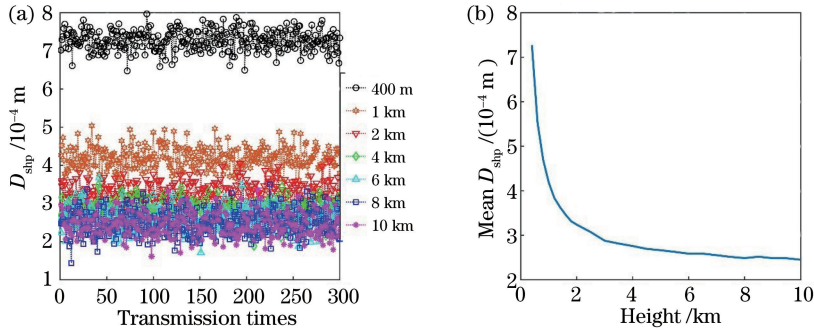


图 8 垂直路径上不同传输距离的单个成像光斑直径。(a) 不同传输次数、不同传输距离对应的成像光斑直径; (b) 成像光斑的平均直径随探测高度的变化

Fig. 8 Single imaging spot at different transmission distances in vertical path. (a) Diameter of imaging spot for different transmission times and different transmission distances; (b) mean diameter of imaging spot varying with detection height

3.3 大气湍流廓线

图 9 表示利用反演湍流廓线模型得到的差分波前激光雷达成像光斑的质心抖动方差 σ_{Lidar}^2 、大气相干长度 r_0 和大气折射率结构常数 C_n^2 。图 9(a) 表示差分波前激光雷达成像光斑的质心抖动方差, 可以看到仿真得到的反演结果与根据 $HV_{5/7}$ 模型计算得到的结果在整体趋势上相似, 仿真反演结果存在平均值为 $1.43 \mu\text{rad}^2$ 的低估偏差。图 9(b) 表示大气相干长度廓线分布, 可以看出仿真结果与输入廓线仍有较高的一致性, 平均偏差值为 0.3 cm。图 9

(c) 表示大气折射率结构常数廓线分布, 可以看出, 两者在 6000 m 以下仅有略微的差异, 而在 6000 m 以上差异逐渐增大。这是考虑了算法稳定性而牺牲了精度的结果, 因此反演算法仍需要进一步改进。在大气折射率结构常数反演过程中, (29) 式中函数拟合的复相关系数 $R^2 = 0.91$, 相对误差为 3.55%。根据仿真的反演结果, σ_{Lidar}^2 、 r_0 和 C_n^2 的廓线分布与根据 $HV_{5/7}$ 模型计算所得的廓线分布具有明显的一致性, 可以初步证明差分波前激光雷达探测大气光学湍流的原理及方法的可靠性。

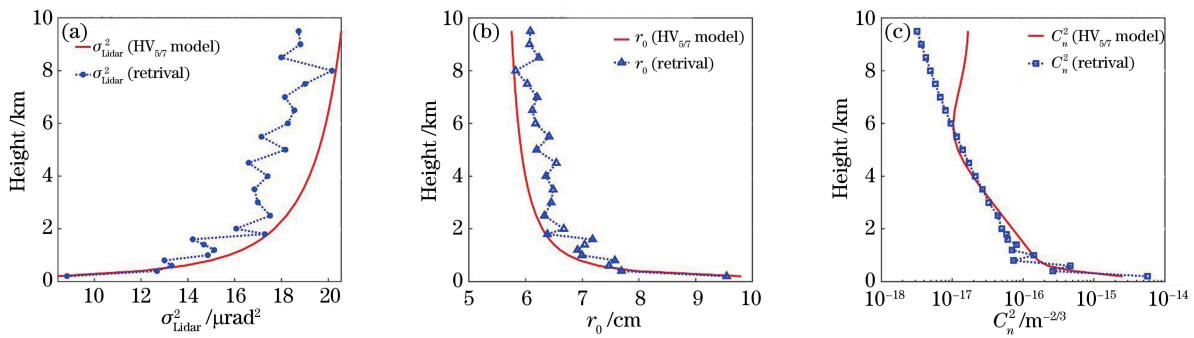


图 9 反演结果。(a) 差分波前激光雷达成像光斑质心抖动方差廓线分布; (b) 大气相干长度廓线分布; (c) 大气折射率结构常数廓线

Fig. 9 Retrieval results. (a) Profile of jitter variance of imaging spot centroid of differential wavefront lidar; (b) profile of atmospheric coherence length; (c) profile of atmospheric refractive index structure constant

4 结 论

数值模拟是评估激光雷达系统探测能力的有力工具。分步法常用于模拟激光在大气中的传输, 该方法采用一系列相位屏来表示激光传播路径上湍流引起的相位扰动。在此基础上, 依据激光在湍流大

气中的传播原理、大气的消光和散射模型及非相干成像原理, 对基于差分波前激光雷达的大气湍流廓线进行仿真, 并检验了湍流相位屏构造的准确性。根据模拟结果, 随着传输距离的增大, 光束波前畸变增大。成像光斑的光强分布均呈现从中心至边缘递减的趋势。探测高度是影响成像光斑大小的主要因

素,成像光斑直径随着探测高度的增加而减小。探测高度达到 10 km 时,成像光斑直径减小至 2.45×10^{-4} m,约占此雷达 ICCD 探测器的 38×38 个像元。在考虑 ICCD 探测器的读出噪声的基础上,根据仿真得到的成像光斑计算两个光斑的差分抖动方差、大气湍流相干长度和折射率结构常数。结果表明,折射率结构常数的反演结果与仿真输入廓线在 6 km 范围内具有明显的一致性,6 km 以外的反演算法仍需改进。结果初步证明利用差分波前激光雷达系统探测大气湍流廓线的可靠性。下一步将开展差分波前激光雷达探测大气湍流廓线的实验,同时改进反演算法,以提高反演结果精度。

参 考 文 献

- [1] Cao M H, Wu X, Wang H Q, et al. Performance of faster-than-nyquist optical communication system under Gamma-Gamma atmospheric turbulence [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0906003.
曹明华, 武鑫, 王惠琴, 等. Gamma-Gamma 大气湍流下超奈奎斯特光通信系统性能 [J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0906003.
- [2] He W G, Wu J, Yang C P, et al. Numerical simulation of beam propagation through atmospheric turbulence for laser radar [J]. Proceedings of SPIE, 2008, 6832: 683225.
- [3] Frehlich R. Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere [J]. Applied Optics, 2000, 39(3): 393-397.
- [4] Baker G J, Benson R S. Gaussian beam scintillation on ground-to-space paths: the importance of beam wander [J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5550: 225-235.
- [5] Sjöqvist L, Henriksson M, Steinvall O. Simulation of laser beam propagation over land and sea using phase screens: a comparison with experimental data [J]. Proceedings of SPIE, 2005, 5989: 59890D.
- [6] Chen Z B, Zhang D X, Xiao C, et al. Precision analysis of turbulence phase screens and their influence on the simulation of Gaussian beam propagation in turbulent atmosphere [J]. Applied Optics, 2020, 59(12): 3726-3735.
- [7] Jia P, Cai D M, Wang D, et al. Simulation of atmospheric turbulence phase screen for large telescope and optical interferometer [J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2015, 447(4): 3467-3474.
- [8] Chahine Y K, Tedder S A, Vyhnalek B E, et al. Beam propagation through atmospheric turbulence using an altitude-dependent structure profile with non-uniformly distributed phase screens [J]. Proceedings of SPIE, 2020, 11272: 1127215.
- [9] Liu M W, Li Y C. Propagation of OFDM-OAM optical signal in atmospheric turbulence [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(7): 0706002.
刘旻雯, 李迎春. OFDM-OAM 光信号在大气湍流中的传输 [J]. 光学学报, 2019, 39(7): 0706002.
- [10] Strasburg J D, Harper W W. Impact of atmospheric turbulence on beam propagation [J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5413: 93-102.
- [11] Underwood T A, Voelz D G. Wave optics approach for incoherent imaging simulation through distributed turbulence [J]. Proceedings of SPIE, 2013, 8877: 88770G.
- [12] Zhang J Q, Zhai Y W, Fu S Y, et al. Propagation properties of radially-polarized vector beams under a turbulent atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(11): 1101001.
张建强, 翟焱望, 付时尧, 等. 径向偏振矢量光束在大气湍流下的传输分析 [J]. 光学学报, 2020, 40(11): 1101001.
- [13] Charnotskii M. Comparison of four techniques for turbulent phase screens simulation [J]. Journal of the Optical Society of America A, 2020, 37(5): 738-747.
- [14] Charnotskii M. Sparse spectrum model for a turbulent phase [J]. Journal of the Optical Society of America A, 2013, 30(3): 479-488.
- [15] Paulson D A, Wu C S, Davis C C. Randomized spectral sampling for efficient simulation of laser propagation through optical turbulence [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2019, 36(11): 3249-3262.
- [16] Feng F, Li C W. Simulation of atmospheric turbulence phase screen based on wavelet analysis [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(1): 0101004.
丰帆, 李常伟. 基于小波分析的大气湍流相位屏模拟 [J]. 光学学报, 2017, 37(1): 0101004.
- [17] Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media [M]. Bellingham: SPIE, 2005.
- [18] Schmidt J D. Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB [M]. Bellingham: SPIE, 2010.
- [19] Li J C, Peng Z J, Fu Y C. Diffraction transfer function and its calculation of classic diffraction formula [J]. Optics Communications, 2007, 280(2): 243-248.
- [20] Eaton F D, Peterson W A, Hines J R, et al. Comparison of two techniques for determining atmospheric seeing [J]. Proceedings of SPIE, 1988, 0926: 319-334.
- [21] Gimmetad G, Roberts D, Stewart J, et al. Development of a lidar technique for profiling optical turbulence [J]. Optical Engineering, 2012, 51(10): 101713.
- [22] Rao R Z. Modern atmospheric optics [M]. Beijing: Science Press, 2012: 472.
饶瑞中. 现代大气光学 [M]. 北京: 科学出版社, 2012: 472.