

## 单次大气散射效应对星载激光测高仪接收脉冲回波的影响

周 辉<sup>1,2</sup>, 李 松<sup>1,2</sup>, 王良训<sup>1</sup>, 涂兰芬<sup>3</sup>

(1. 武汉大学 电子信息学院, 湖北 武汉 430072;

2. 地球空间信息技术协同创新中心, 湖北 武汉 430079; 3. 中国空间技术研究院, 北京 100094)

**摘 要:** 大气散射效应是影响星载激光测高仪接收脉冲回波的重要因素。根据星载激光测高仪接收脉冲回波信号与大气响应函数之间的关系式, 在忽略大气多次散射效应的条件下, 通过分析散射激光束的几何轨迹和散射概率, 推导出单次大气散射激光脉冲和接收脉冲回波的特征参数的数学解析式。以地球科学激光测高仪系统参数为输入, 采用数值仿真分析的方法, 模拟了大气散射介质分布、激光指向角和目标倾斜角对接收脉冲回波信号特征参数的影响。结果表明, 若散射介质的高度和粒子半径范围分别为 0.2~6 km 和 0~120  $\mu\text{m}$ , 则其对接收脉冲回波的能量、重心和均方根脉宽的影响最大值分别超过 15%、250 cm 和 800 cm。随着激光指向角或目标倾斜角的增加, 接收脉冲回波的能量基本不产生影响, 但是其重心和均方根脉宽近似呈线性增加趋势。同时, 采用高斯拟合方法可以减小大气散射效应对接收脉冲回波的影响。所得结论对于接收脉冲回波的数据处理与分析以及激光测距精度的评估具有一定的指导意义。

**关键词:** 星载激光测高仪; 接收脉冲回波; 单次大气散射; 特征参数; 高斯拟合

**中图分类号:** TN249 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0106002

## Influence of single atmospheric scattering effect on received pulse waveform of satellite laser altimeter

Zhou Hui<sup>1,2</sup>, Li Song<sup>1,2</sup>, Wang Liangxun<sup>1</sup>, Tu Lanfen<sup>3</sup>

(1. School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China;

2. Geospatial Information Collaborative Innovation Center, Wuhan 430079, China;

3. China Academy of Space Technology, Beijing 100094, China)

**Abstract:** The atmospheric scattering effect is important influence factor on received pulse waveform of satellite laser altimeter. According to the relationship expression between the received pulse signal (RPS) and atmospheric response function, the geometric track and scattering probability of laser beam were analyzed under the condition of ignoring multiple atmospheric scattering effects. Moreover, the analytic models on characteristic parameters of scattering laser pulse and RPS were deduced. In terms of geoscience laser altimeter system (GLAS) parameters, the impact of atmospheric medium distribution, laser

收稿日期: 2015-08-28; 修订日期: 2015-09-29

基金项目: 测绘地理信息公益性行业专项(201412007, 201512016); 上海航天科技创新基金(SAST201422);

2014 年基础测绘科技计划项目

作者简介: 周辉(1979-), 男, 副教授, 博士, 主要从事激光遥感、激光测距和激光合作目标技术等方面的研究。

Email: abidingmyself@163.com

pointing angle and slope angle on characteristic parameters of RPS were simulated by using method of numerical simulation. The results show that the maximums of energy, centroid and RMS pulse-width of RPS are separately more than 15%, 250 cm and 800 cm, when the ranges on height and particle radius of scattering medium are 0.2–6 km and 0–120 μm. Meanwhile, with the increment of laser pointing angle and target slope angle, the energy of RPS remains basically unchanged, but the centroid and RMS pulse-width present incremental trend. The Gaussian fitting algorithm contributes to reduce the influence of atmospheric scattering effect on RPS. The final conclusion has instructive significance for the processing and analysis of RPS and assessment of laser range precision.

**Key words:** satellite laser altimeter; received pulse-waveform; single atmospheric scattering; characteristic parameters; Gaussian fit

## 0 引言

星载激光测高仪是一种以激光作为光源的主动式遥感测量设备,它所发射的激光脉冲经过大气传输、目标反射和系统采集等过程后,获取原始的接收脉冲回波信号。在星载激光测高仪硬件参数确定的情况下,接收脉冲回波信号主要由大气传输环境和目标的形貌分布等综合决定<sup>[1-2]</sup>。通过对接收脉冲回波信号的处理与分析,提取其时间重心、脉宽和能量等特征参数以反演目标的多重信息,因此,星载激光测高仪在森林植被遥感、冰层消融监测和星球形貌测绘等方面具有广泛的应用<sup>[3-4]</sup>。

大气散射效应是影响接收脉冲回波形态分布的重要因素,目前国内外的学者主要采用蒙特卡洛仿真法和解析法来研究大气散射效应与接收脉冲回波时间延迟的关系<sup>[5-7]</sup>。其中,Yang 采用蒙特卡洛仿真法模拟出多种因素对接收脉冲回波时间延迟的影响,Duda 基于解析法建立了接收脉冲回波时间延迟与单次大气散射效应之间的数学关系。在一定的天气条件下,两种研究方法所得到的接收脉冲回波时间延迟结果基本相同,但是蒙特卡洛仿真法更为复杂。因此,解析法成为分析单次大气散射效应的重要方法。然而,现有解析法所构建的理论模型和分析结果是在假设激光垂直入射到水平目标表面的前提下得到的,这与星载激光测高仪的实际测量过程存在差异,这导致其适用性具有一定局限。

文中从星载激光测高仪接收脉冲回波信号的形成过程入手,推导了发射激光倾斜入射至斜面目标时,单次大气散射激光脉冲与接收脉冲回波信号的

特征参数的解析模型,并利用数值计算方法,详细分析了大气高度、粒子半径、激光指向角和目标倾斜角等多种因素对接收脉冲回波特征参数的影响,为实际接收脉冲回波信号的处理与分析提供理论基础。

## 1 大气散射回波信号

星载激光测高仪接收激光脉冲回波是发射激光脉冲经过大气传输和目标反射后,落入接收望远镜视场和口径范围内的时域信号<sup>[8]</sup>可以描述为:

$$s(t) = \gamma(t) * m(t) * q(t) = \gamma(t) * m(t) \sum_{i=0}^n q_i(t) \quad (1)$$

式中:符号 \* 为卷积运算; $\gamma(t)$ 为发射激光脉冲的时域信号; $m(t)$ 和  $q(t)$ 分别为目标响应函数和大气响应函数。星载激光测高仪发射激光的波长为 1 064 nm,则大气传输对激光脉冲回波能量的影响程度主要由  $i$  次散射函数  $q_i(t)$ 来决定。假定所有的散射激光脉冲都被星载激光测高仪所接收(如图 1 所示),则接收

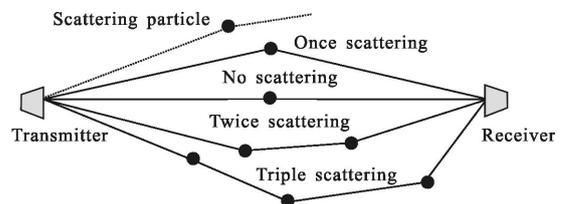


图 1 多次大气散射的基本过程

Fig.1 Basic procedure of multiple atmospheric scattering

脉冲回波信号的总能量  $N_s$  为<sup>[7]</sup>:

$$N_s = \eta e^{-2\tau} e^{2\tau} = N_i \rho \cos \beta \frac{A_r}{\pi R^2} e^{-2\tau} \left( 1 + 2\tau + \frac{4\tau^2}{2} + \dots \right) \quad (2)$$

式中: $N_i$ 为发射激光束的总能量; $\rho$ 为目标表面的光学反射率; $\beta$ 为发射激光束与目标法线之间的夹角;

$A_r$  为接收望远镜的有效面积;  $\tau$  为大气的光学厚度;  $R$  为星载激光测高仪与目标之间的斜距,  $R \approx H/\cos\phi$ ;  $H$  为卫星的轨道高度;  $\Phi$  为激光的指向角, 它是天顶方向转向激光束光轴所形成的锐角, 顺时针为正, 逆时针为负。

通常情况下, 在星载激光测高仪实际测量过程中, 大气的光学厚度  $\tau$  小于 0.5, 则可以不考虑多次散射效应对接收激光脉冲回波的影响。假定忽略发射激光脉冲和目标响应函数的时域特性, 以便于分析单次大气散射效应的影响规律, 则接收脉冲回波信号可以简化为

$$s(t) = s_0(t) + s_1(t) = \eta e^{-2\tau} \delta(t) + 2\tau f_1 \eta e^{-2\tau} \cdot u(t) \quad (3)$$

式中:  $\delta(t)$  为狄拉克函数;  $f_1$  为单次大气散射信号在接收望远镜视场和口径范围内的能量贡献比例;  $u(t)$  为归一化的单次大气散射函数,  $\int_{-\infty}^{\infty} u(t) dt = 1$ 。

### 1.1 单次大气散射激光束的几何轨迹分布

发射激光束入射至大气散射颗粒表面时, 激光束会偏离原来的传播方向, 使得其传输轨迹发生变化, 导致激光束的光程值有所增加, 如图 2 所示。

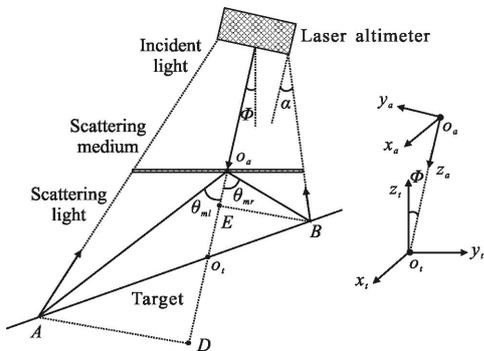


图 2 单次大气散射激光束的几何轨迹分布

Fig.2 Distribution of geometrical track for single atmospheric scattering

根据星载激光测高仪的测量过程, 定义目标参考坐标系  $o_t-x_t y_t z_t$  和瞬时测量坐标系  $o_a-x_a y_a z_a$ , 以便于解算激光束的附加光程值。目标参考坐标系是以激光束中心与目标的交点为坐标原点  $o_t$ , 以星载激光测高仪的飞行轨迹方向作为  $y_t$  轴方向, 以天顶方向作为  $z_t$  轴方向,  $x_t$  轴方向根据右手螺旋法则确定; 瞬时测量坐标系是以激光束中心与大气散射界面的交点为坐标原点  $o_a$ , 以激光束中心方向作为  $z_a$  轴方向,  $x_a$  轴与  $x_t$  轴方向相同,  $y_a$  轴根据右手螺旋法则确定。由目标参考坐标系和瞬时测量坐标系的定义可

知, 它们之间的转换关系满足以下关系式

$$\begin{cases} x_a = x_t \\ y_a = -y_t \cos\phi + z_t \sin\phi \\ z_a = -y_t \sin\phi - z_t \cos\phi + o_a \end{cases} \quad (4)$$

通常情况下, 激光光斑内的被测目标可描述为平面漫反射体, 它在目标参考坐标系下可以表示为  $z_t = x_t \tan u_{\perp} + y_t \tan u_{\parallel}$ , 其中,  $u_{\parallel}$  和  $u_{\perp}$  分别为目标在平行和垂直于飞行轨迹方向的倾斜角。因此, 利用目标参考坐标系和瞬时测量坐标系之间的转换关系, 可以得到瞬时测量坐标系下的目标空间分布为:

$$z_a = ax_a + by_a + c_1 = -\frac{\tan u_{\perp} \cos u_{\parallel}}{\cos(\phi + u_{\parallel})} \cdot x_a + \tan(\phi + u_{\parallel}) \cdot y_a + h / \cos\phi \quad (5)$$

式中:  $h$  为  $o_t$  点到散射介质表面的垂直高度。

在瞬时测量坐标系下, 定义散射激光束的俯仰角和方位角分别为  $\theta$  和  $\varphi$ , 则其方向矢量可以表示为:

$$L = (L_x, L_y, L_z) = (\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta) \quad (6)$$

利用平面目标方程和散射激光束的方向矢量, 可以解算得到散射激光束在目标上的斜距, 它可以表示  $d = c_1 / |1 - aL_x - bL_y + L_z|$ 。因此, 大气散射效应所导致的附加光程值为:

$$\xi(\theta, \varphi) = d - c_1 = c_1 \left( \frac{1 - |1 - aL_x - bL_y + L_z|}{|1 - aL_x - bL_y + L_z|} \right) \quad (7)$$

考虑到散射激光束经目标反射后必须落入接收系统的视场和口径范围内, 根据图 2 所示的几何关系, 可以得到散射激光束的角度分布区间为:

$$\begin{cases} \theta_m = \arctan \frac{AD}{o_a D} \approx \arctan \frac{R\alpha + r}{c_1 + c_2} & \varphi \in [0, \pi] \\ \theta_m = \arctan \frac{BE}{o_a D} \approx \arctan \frac{R\alpha + r}{c_1 - c_2} + j\pi & \varphi \in [\pi, 2\pi] \end{cases} \quad (8)$$

式中:  $AD$  和  $BE$  分别垂直于激光束中心方向,  $c_2 = o_t D = (R\alpha + r) \sqrt{a^2 + b^2}$ ;  $\alpha$  为接收系统的半视场角;  $r$  为接收望远镜的有效半径。若  $c_1$  大于  $c_2$ , 则  $j=0$ , 否则  $j=1$ 。

### 1.2 单次大气散射激光脉冲的特征参数

激光束经大气散射后的方向是随机的, 其发生概率可以采用归一化的散射相位函数  $p(\theta)$  来描述。在微小的立体角  $d\Omega$  范围内, 激光束对应的散射概率值为:

$$d\omega = p(\theta) d\Omega = p(\theta) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (9)$$

其中, 在  $4\pi$  立体角范围,  $\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} d\omega = 1$ 。通常情况

下, 归一化的散射相位函数可近似由高斯散射部分  $p_g(\theta)$  和各向同性散射部分  $p_i(\theta)$  组成, 它可以表示为:

$$p(\theta) = p_g(\theta) + p_i(\theta) = \frac{1}{2\pi\theta_s^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_s^2}\right) + \frac{1}{8\pi} \quad (10)$$

式中:  $\theta_s$  为散射颗粒半径  $r_e$  和激光波长  $\lambda$  的函数,  $\theta_s = \lambda/(\pi r_e)$ 。

基于散射相位函数的分布, 可以解算出落入接收系统视场和口径范围内的散射激光能量为:

$$\begin{cases} f_g = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta, \varphi) d\omega_g = \int_0^\pi \int_0^{\theta_{ul}} d\omega_g + \int_\pi^{2\pi} \int_0^{\theta_{ur}} d\omega_g = \frac{1}{2} [\gamma(\theta_{ul}) + \gamma(\theta_{ur})] \\ f_i = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta, \varphi) d\omega_i = \int_0^\pi \int_0^{\theta_{ul}} d\omega_i + \int_\pi^{2\pi} \int_0^{\theta_{ur}} d\omega_i = \frac{1}{8} (2 - \cos\theta_{ul} - \cos\theta_{ur}) \end{cases} \quad (12)$$

式中:  $d\omega_\mu = p_\mu(\theta) \sin\theta d\theta d\varphi$ , 当下标  $\mu$  取值为  $g$  和  $i$  时, 它分别表示高斯散射和各向同性散射分量, 其含义

与文中其他部分相同。  $\gamma(\psi) = \int_0^\psi \frac{1}{\theta_s^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_s^2}\right) \sin\theta d\theta$ 。

单次大气散射激光脉冲的时间重心与散射激光束的散射概率和附加光程有关, 则其关系式为:

$$T_1 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t s_1(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t) dt} = \frac{2}{c} \xi_1 = \frac{2}{c} \left[ \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta, \varphi) \xi(\theta, \varphi) d\omega}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta, \varphi) d\omega} \right] = \frac{2}{c} \left( \frac{f_g \sigma_g + f_i \sigma_i}{f_g + f_i} \right) \quad (13)$$

式中:  $c$  为光速;  $\xi_1$  为单次大气散射激光脉冲的距离延迟值;  $\sigma_g$  和  $\sigma_i$  分别表示高斯散射和各向同性散射的延迟值, 它们满足以下形式

$$\sigma_\mu = \frac{1}{f_\mu} \left[ \int_0^\pi \int_0^{\theta_{ul}} \xi(\theta, \varphi) d\omega_\mu + \int_\pi^{2\pi} \int_0^{\theta_{ur}} \xi(\theta, \varphi) d\omega_\mu \right] \quad (14)$$

根据单次大气散射激光脉冲的时间脉宽的定义, 可以表达其关系式为:

$$\kappa_1^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t - T_1)^2 s_1(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t) dt} = \frac{4}{c^2} v_1^2 = \frac{4}{c^2} \left[ \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta, \varphi) [\xi(\theta, \varphi) - \xi_1]^2 d\omega}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta, \varphi) d\omega} \right] \quad (15)$$

$$N_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t) dt = 2\tau f_1 \eta_e^{-2\tau} \quad (11)$$

式中:  $f_1 = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta, \varphi) d\omega = f_g + f_i$ , 其中,  $\zeta(\theta, \varphi)$  为孔径函数, 仅当散射激光束落入接收望远镜视场和口径范围内时孔径函数取值为 1, 否则取值为 0。  $f_g$  和  $f_i$  分别为高斯散射和各向同性散射对应的散射激光能量比例, 它们可以表示为:

式中:  $v_1$  为以距离形式来表示的均方根脉宽。定义高斯散射信号和各向同性散射信号的宽度分别为  $w_g$  和  $w_i$ , 它们的表达式为:

$$w_\mu^2 = \frac{1}{f_\mu} \left[ \int_0^\pi \int_0^{\theta_{ul}} [\xi(\theta, \varphi) - \sigma_\mu]^2 d\omega_\mu + \int_\pi^{2\pi} \int_0^{\theta_{ur}} [\xi(\theta, \varphi) - \sigma_\mu]^2 d\omega_\mu \right] \quad (16)$$

利用关系式(13)、(14)和(16), 则关系式(15)可以简化为:

$$\kappa_1^2 = \frac{4}{c^2} \left[ \frac{f_g w_g^2 + f_i w_i^2}{f_g + f_i} + f_g f_i \left( \frac{\sigma_g - \sigma_i}{f_g + f_i} \right)^2 \right] \quad (17)$$

## 2 单次大气散射效应对接收脉冲回波信号特征参数的影响模型与数值分析

基于接收脉冲回波信号的关系式(3), 利用接收脉冲回波信号特征参数的基本定义, 可以得到单次大气散射效应对接收脉冲回波信号的影响模型为:

$$\eta_e = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} s(t) dt} = \frac{2\tau f_1}{1 + 2\tau f_1} \quad (18)$$

$$\eta_r = \frac{c}{2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t s(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} s(t) dt} = \frac{2\tau f_1 \xi_1}{1 + 2\tau f_1} = \eta_e \xi_1 \quad (19)$$

$$\eta_\kappa^2 = \frac{c^2}{4} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t - \eta_r)^2 s(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} s(t) dt} = \frac{2\tau f_1 v_1^2}{1 + 2\tau f_1} + \frac{2\tau f_1 \xi_1^2}{(1 + 2\tau f_1)^2} =$$

$$\eta_E v_1^2 + \eta_E (1 - \eta_E) \xi_1^2 \quad (20)$$

式中： $\eta_E$  为单次大气散射激光脉冲能量与接收脉冲能量的比值； $\eta_r$  和  $\eta_k$  分别为以距离形式表示的接收脉冲回波的重心和均方根脉宽。显然，单次大气散射激光脉冲的能量比例因子  $f_1$ 、距离延迟  $\xi_1$  和均方根脉宽  $v_1$  综合决定接收脉冲回波的能量、重心和脉宽，若它们取值越大，则单次大气散射对接收脉冲回波的影响程度也越大。

2003 年，美国宇航局成功发射了激光测高仪试验卫星 (ICESat)，星上装载了一台地球科学激光测高仪系统 (GLAS)<sup>[9]</sup>。ICESat 卫星的轨道高度为 600 km，

GLAS 接收望远镜半视场角约为 250  $\mu\text{rad}$ 。假定 GLAS 测量过程中大气的光学厚度  $\tau$  为 0.2，则可以分析出在考虑单次大气散射效应条件下，不同散射介质分布、激光指向角和目标倾斜角对 GLAS 接收脉冲回波信号特征参数的影响。在以下仿真结果中，接收脉冲回波的重心和均方根脉宽的单位均为厘米。

### 2.1 散射介质分布的影响分析

假定激光指向角和目标的倾斜角均为  $0^\circ$ ，仿真分析出散射介质高度和粒子半径对接收脉冲回波特征参数的影响，如图 3 所示。图 3 中，散射介质的高度和粒子半径范围分别为 0.2~6 km 以及 0~120  $\mu\text{m}$ 。

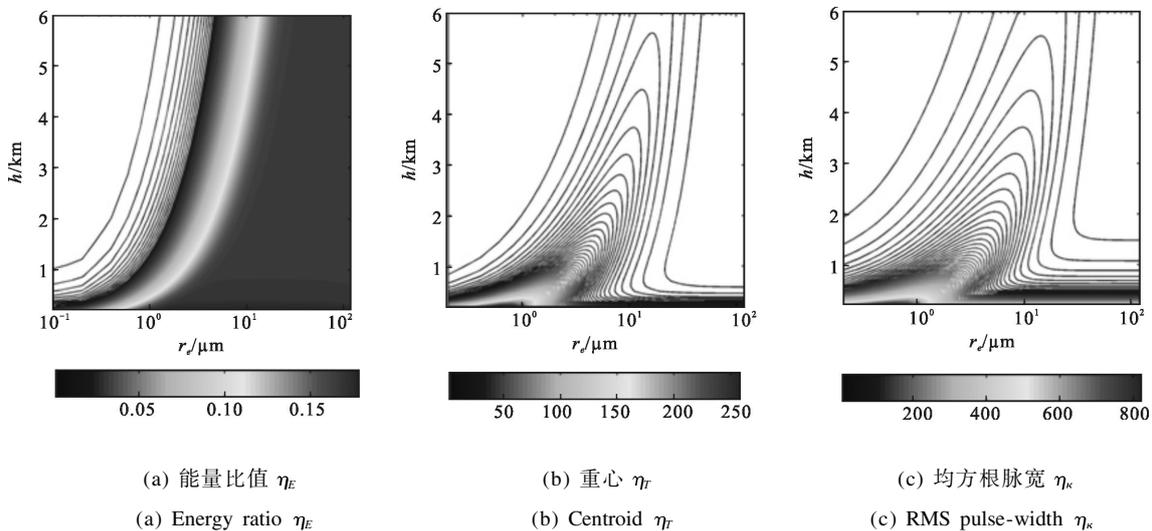


图 3 散射介质高度和粒子半径对接收脉冲回波特征参数的影响

Fig.3 Influence of the height and particle radius of scattering medium on characteristic parameters of received pulse waveform

图 3 表明，随着散射介质高度和粒子半径的改变，接收脉冲回波特征参数会呈现起伏变化。从图 3(a) 可以看出，若散射介质的粒子半径增加或高度减小，则单次大气散射对接收脉冲能量的影响程度增加。当散射介质的粒子半径超过 20  $\mu\text{m}$  时，散射能量比值  $\eta_E$  与散射介质高度基本无关，其数值超过 15%。图 3(b) 中接收脉冲回波重心的解算结果与 Duda 仿真结果基本相同，图 3(c) 中接收脉冲回波的均方根脉宽的分布规律与图 2(b) 较为近似。若散射介质的粒子半径越小或高度越低，则单次大气散射对接收脉冲回波的重心和均方根脉宽的影响越大。当散射介质的高度和粒子半径分别小于 1 km 和 10  $\mu\text{m}$  时，接收脉冲回波的重心和均方根脉宽的取值较大，其

最大值分别超过 250 cm 和 800 cm。

### 2.2 激光指向角的影响分析

以高度为 1 km 且粒子半径为 10  $\mu\text{m}$  的散射介质作为分析对象，假定目标倾斜角仍为  $0^\circ$ ，则可以仿真得到激光指向角与接收脉冲回波特征参数之间的关系，如图 4 所示。

图 4 显示，激光指向角对接收脉冲回波特征参数的影响呈现不同的分布规律，随着激光指向角的增加，单次大气散射对接收脉冲回波能量贡献比例基本不发生改变，然而其对接收脉冲的重心和均方根脉宽的影响程度增加。若激光指向角从  $0^\circ$  增加至  $30^\circ$ ，则接收脉冲回波的重心和均方根脉宽分别从 10.10 cm 和 37.32 cm 逐渐增大为 14.56 cm 和 671.94 cm，其平

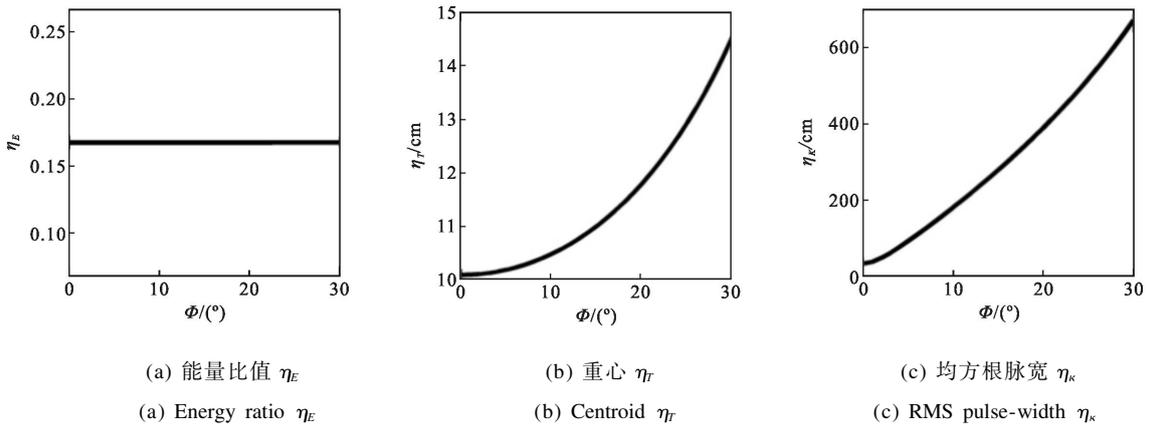


图 4 激光指向角对接收脉冲回波特征参数的影响

Fig.4 Influence of laser pointing angle on characteristic parameters of received pulse waveform

均增加率分别为 0.15 cm/(°)和 21.15 cm/(°)。

### 2.3 目标倾斜角的影响分析

仍然以高度为 1 km 且粒子半径为 10 μm 的散射介质作为分析对象,假定激光指向角为 0°且目标倾斜角  $u_{//}$  和  $u_{\perp}$  取值均为  $u$ , 则可以仿真得到目标倾斜角与接收脉冲回波特征参数之间的关系, 如图 5 所示。

从图 5 中可以看出, 目标倾斜角与激光指向角对接收脉冲回波特征参数的影响规律基本相似, 但是其影响程度出现一定的差异。当目标倾斜角  $u$  从 0°增加至 30°, 则接收脉冲回波的重心和均方根脉宽分别从 10.10 cm 和 37.32 cm 逐渐增大为 15.66 cm 和 825.39 cm, 其平均增加率分别为 0.19 cm/(°)和 26.27 cm/(°)。

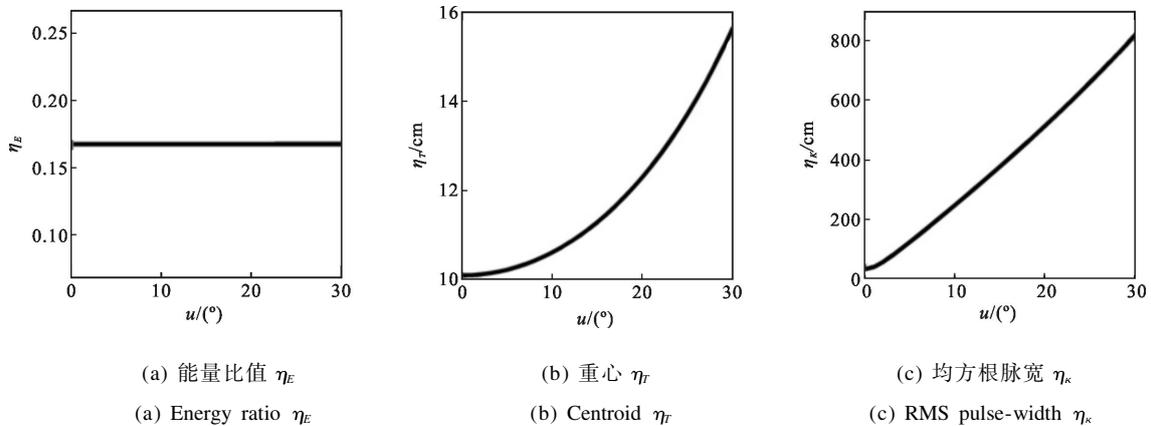


图 5 目标倾斜角对接收脉冲回波特征参数的影响

Fig.5 Influence of target slope angle on characteristic parameters of received pulse waveform

假定高斯散射和各向同性散射所对应的散射时域信号仍满足高斯分布, 则采用数值拟合的方法, 可以减小单次大气散射效应对接收脉冲回波特征参数的影响。根据接收脉冲回波的关系式(3), 若忽略因子  $\eta e^{-2\tau}$  的影响, 同时考虑发射激光脉冲和目标响应函数的时域特性以方便仿真分析, 则接收脉冲回波可以表示为<sup>[10]</sup>:

$$s(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \kappa} \exp\left(\frac{-t^2}{2\kappa^2}\right) + \frac{-2\tau_f}{\sqrt{2\pi} \kappa_g} \exp\left[\frac{-(t-T_g)^2}{2\kappa_g^2}\right] +$$

$$\frac{2\tau_f}{\sqrt{2\pi} \kappa_i} \cdot \exp\left[\frac{-(t-T_i)^2}{2\kappa_i^2}\right] \quad (21)$$

式中:  $\kappa$  为仅考虑大气衰减效应条件下的时域信号  $s_0$  的均方根脉宽, 它可以表示为  $\kappa^2 = \kappa_i^2 + 4R^2 \tan^2 \theta_r / c^2 \cdot \left[ \tan^2 \theta_r + \tan^2(\phi + u_{//}) + \frac{\tan^2 u_{\perp} \cos^2 u_{//}}{\cos^2(\phi + u_{//})} \right]$ , 其中,  $\kappa_i$  为发射激光脉冲的均方根脉宽,  $\theta_r$  为光斑中心能量  $e^{-1/2}$  处的光束发散角。  $T_g, T_i$  和  $\kappa_g, \kappa_i$  分别为高斯散射信号和各向同性散射信号对应的时间重心和均方根脉宽,

其中,  $T_{\mu}=2\sigma_{\mu}/c$ ,  $\kappa_{\mu}=\sqrt{\kappa^2+4w_{\mu}^2/c^2}$ 。

GLAS 发射激光脉冲的均方根脉宽  $\kappa_r$  为 1ns, 激光发散角  $\theta_r$  为 29  $\mu$ rad, 为强调回波的拟合效果, 选取散射介质的高度和粒子半径分别为 6km 和 40  $\mu$ m, 激光指向角、目标倾斜角  $u_{\parallel}$  和  $u_{\perp}$  均为 0°, 则可以仿真得到接收脉冲回波及其拟合波形的分布, 如图 6 所示。

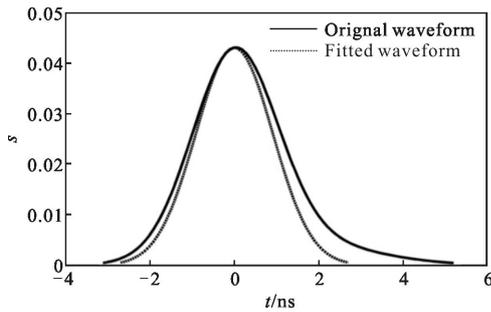


图 6 接收脉冲回波及其拟合波形分布

Fig.6 Distribution of received pulse waveform and fitted waveform

从图 6 可以看出, 由于单次大气散射效应的存在, 接收脉冲回波波形从原来对称的高斯形态转变为具有一定拖尾的非高斯形态, 因此, 其接收脉冲回波的时间重心和均方根脉宽均出现相应的增加。利用高斯拟合的方法对接收脉冲回波进行拟合, 使得其时间重心和均方根脉宽发生了减小<sup>[7]</sup>。接收脉冲回波的重心从 3.46 cm(0.23 ns)减小为 0 cm(0 ns), 同时, 接收脉冲回波的均方根脉宽从 19.12 cm(1.27 ns)减小为 14.83 cm(0.99 ns), 此时域特征参数与信号  $s_0$  的特征参数基本相同。

### 3 结论

大气单次散射效应会影响星载激光测高仪接收脉冲回波形态及其特征参数的分布, 其影响程度与大气散射介质的高度与粒子半径、激光指向角和目标倾斜角有关。

(1) 若大气散射介质的高度越低或粒子半径越小, 则大气单次散射对接收脉冲回波的重心和均方根脉宽的影响也越大;

(2) 在大气散射介质分布不变的情况下, 激光指向角和目标倾斜角的变化对接收脉冲回波的影响规律基本保持一致, 它们的取值大小与大气单次散射效应的影响程度成正比;

(3) 在接收脉冲回波信号与散射时域信号满足

高斯分布的条件下, 通过对接收脉冲回波信号的高斯拟合, 可以减小大气散射效应所导致的接收脉冲回波的拖尾效应, 提高星载激光测高仪的测距精度。

### 参考文献:

- [1] Brenner A C, Zwally H J, Bentley C R, et al. The algorithm theoretical basis document for derivation of range and range distributions from laser pulse waveform analysis for surface elevations, roughness, slope, and vegetation heights [R]. NASA Goddard Space Flight Center, 2012.
- [2] Li X, Xu L, Tian X, et al. Terrain slope estimation within footprint from ICESat/GLAS waveform: model and method [J]. *Journal of Applied Remote Sensing*, 2012, 6 (1): 063534-1-063534-24.
- [3] Shi J, Menenti M, Lindenbergh R. Parameterization of surface roughness based on ICESat/GLAS full waveforms: a case study on the Tibetan Plateau [J]. *Journal of Hydrometeorology*, 2013, 14(4): 1278-1292.
- [4] Ma Yue, Yang Fanlin, Yi Hong, et al. Calibration method of on-orbit attitude systematic error for space-borne laser altimeter of earth observation [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(8): 2401-2405. (in Chinese)
- [5] Chen Shuhang, Li Zile, Chen Mengzhu, et al. Influence of atmospheric multiple scattering effects on the range bias for satellite laser altimeter [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(9): 2522-2526. (in Chinese)
- [6] Yang Y, Marshak A, Várnai T, et al. Uncertainties in ice-sheet altimetry from a spaceborne 1064-nm single-channel lidar due to undetected thin clouds [J]. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 2010, 48(1): 250-259.
- [7] Duda D P, Spinhirne J D, Eloranta E W. Atmospheric multiple scattering effects on GLAS altimetry. I. Calculations of single pulse bias [J]. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 2001, 39(1): 92-101.
- [8] Ma Y, Wang M, Yang F, et al. The waveform model of laser altimeter system with flattened Gaussian laser [J]. *Journal of the Optical Society of Korea*, 2015, 19(4): 363-370.
- [9] Sun X L, Abshire J B, McGarry J F, et al. Space lidar developed at the NASA goddard space flight center-the first 20 years[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 2013, 6(3): 1660-1675.
- [10] Zhou Hui, Li Song, Wang Liangxun, et al. The influence of noise on range error for Satellite Laser Altimeter [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(8): 2256-2261. (in Chinese)