



论文

森林冠层探测激光雷达的波形特征分析

刘清旺, 李增元*, 陈尔学, 庞勇, 李世明, 田昕

中国林业科学研究院资源信息研究所, 林业遥感与信息技术重点开放性实验室, 北京 100091

* 联系人, E-mail: lizy@caf.ac.cn

收稿日期: 2010-04-27; 接受日期: 2011-02-06

国家重点基础研究发展计划(编号: 2007CB714404)、中央级公益性科研院所基本科研业务费专项资金(编号: IFRIT200803)和国家高技术研究发展计划(编号: 2009AA12Z1461)资助

摘要 机载激光雷达通过发射激光脉冲和接收返回波形的方式来探测森林冠层的三维结构, 返回波形中包含了森林冠层不同高度处枝叶的后向散射特征. 本研究在分析激光脉冲与森林冠层之间的相互作用关系时发现返回波形存在时长展宽现象, 为此建立了立体散射体模型, 并得到时长展宽量与散射体深度之间的对应关系. 根据返回波形的不同特征将散射体划分为简单散射体、立体散射体和复杂散射体三种类型, 提出单峰导数法和多峰导数法两种波形分析方法, 用于提取相关的波形特征量, 并判别散射体的类型. 本研究得到了一些初步结果, 通过模拟立体散射体的返回波形发现, 随着散射体深度的增加, 返回波形逐渐被展宽; 随着子散射体之间距离的增加, 返回波形开始出现两个波峰并成为两个完全独立的子波形. 通过对模拟波形和实测波形的波形特征量进行比较发现, 模拟波形与实测波形的时长略有差别. 总之, 激光雷达波形数据很好地描述了森林冠层的后向散射特征, 在提高森林参数估测精度方面具有应用潜力.

关键词遥感
森林冠层
激光雷达
波形特征
立体散射体

森林冠层是一个结构复杂的森林生态子系统, 具有拦截降雨、吸收光、吸收气体和提供野生动植物栖息地等多种功能^[1]. 森林冠层结构是植被地上部分在空间和时间中的组织方式^[2], 传统的森林冠层结构测量方法存在极大的困难, 限制了其定量研究^[3]. 近几年, 迅速发展的激光雷达(Light Detection And Ranging, 简称为 LIDAR)技术为森林冠层结构测量提供了一种新的技术手段^[4-6].

LIDAR 是一种主动遥感技术, 通过发射和接收激光脉冲来精确地测定地表物体的地理位置^[7,8]. 对于森林冠层来说, 激光脉冲对森林冠层具有一定的穿透性, 这主要是由于森林冠层的枝叶之间存在间

隙引起的, 激光脉冲到达森林冠层表面以后, 一部分信号散射返回到传感器, 一部分信号继续传输到达下层的枝叶或者地表散射返回到传感器, 通过记录完整的返回信号可以实现对森林冠层结构的测量, 例如树高、冠幅和林分密度等, 这些森林生物物理参数对环境建模来说很重要^[9-11].

目前, 激光雷达波形数据处理的相关研究主要包括波形模拟和波形分解两个方面, 通过波形模拟可以提高对激光脉冲与地表植被之间相互作用关系的理解. Sun 和 Ranson^[12]提出了一个 LIDAR 波形模拟模型, 实测波形与模拟波形相比有缓慢延迟现象, 说明存在下层林, 也说明来自上冠层高次散射对

LIDAR 信号可能有贡献; Ni-Meister 等^[13]通过修改的几何光学和辐射传输混合模型, 分析了激光波形与冠层结构参数之间的关系以及冠层结构的空分布对关系的影响, 模型模拟结果表明植被存在的簇生现象将产生更大的间隙率和更小的波形.

通过波形分解可以得到不同散射体的波形特征量, 有利于提高森林参数的估测精度. Hofton 等^[14]假设波形中的每个分量为高斯函数, 使用非线性最小二乘法进行了波形分解, 并使用了 Levenbert-Marquardt 技术进行了优化; Persson 等^[15]采用 Expectation-Maximization(EM)算法进行了波形分解, 这种方法与 LIDAR 系统实时获取的回波相比可以得到更多的点; Wagner 等^[8]假设返回波形由一系列高斯脉冲组成, 通过高斯分解得到每个脉冲的距离、振幅和宽度; Mallet 和 Bretar^[11]对激光雷达波形数据处理方法及应用现状进行了综述, 认为已有的研究仅使用了波形数据的部分信息, 需要研究提取更多信息的方法.

本研究在分析激光脉冲与森林冠层之间的相互作用关系时发现, 返回波形的时长(即从脉冲前沿到脉冲后沿的时间间隔)与发射脉冲的时长相比存在时长被展宽的现象, 现有的波形数据处理方法未分析这种现象. 考虑到基于辐射传输和几何光学模型的波形模拟方法需要建立复杂的森林三维场景结构^[12,13], 建模环境要求苛刻, 因此, 这里对森林冠层结构进化简化, 建立了 LIDAR 立体散射体模型. 通过分析随时间变化的入射脉冲能量对返回波形的影响, 得到时长变化量与森林冠层空间特征之间的对应关系, 并对不同散射体的波形特征进行初步分析, 提出新的波形特征量提取方法, 以期提高森林冠层参数的估测精度.

1 理论

LIDAR 的工作原理类似于传统雷达(RADAR)的工作原理, 与 RADAR 相比, LIDAR 的工作波长较短, 具有更高的精度和分辨率^[16]. 根据电磁传播理论, RADAR 方程同样适用于 LIDAR, 可以表示为

$$P_R = \frac{P_T D^2}{4\pi R^4 \beta_T^2} \cdot \sigma \cdot \mu_{\text{SYS}} \cdot \mu_{\text{ATM}}, \quad \sigma = \frac{4\pi}{\Omega_S} \rho A_S, \quad (1)$$

其中 P_R 为进入接收器的功率, P_T 为激光器的发射功

率, D 为接收器光学孔径直径, R 为激光器到目标的距离, β_T 为激光发散角, σ 为后向散射截面, Ω_S 为散射立体角, ρ 为散射体反射率, A_S 为散射体的有效接收面积, μ_{SYS} 为系统衰减系数, μ_{ATM} 为大气衰减系数.

激光脉冲的发射能量随时间而变化, 表现为单峰特征, 到达散射体后的返回能量表现为单峰或多峰特征, 这主要是由于散射体的后向散射截面变化引起的. 因此, 这里根据后向散射截面的空间分布, 将散射体划分为简单散射体、立体散射体和复杂散射体三种类型. 对于简单散射体, 例如一个点或垂直于入射方向的平面等, 直接散射入射脉冲, 不会展宽入射脉冲的时长, 传感器接收的后向散射能量可以表示为^[8]:

$$P_R(t) = \frac{D^2}{4\pi R^4 \beta_T^2} \cdot P_T(t - T_T) \cdot \sigma \cdot \mu_{\text{SYS}} \cdot \mu_{\text{ATM}}, \quad T_T = \frac{2R}{c}, \quad (2)$$

其中 t 为时间, T_T 为延时, c 为光速.

对于立体散射体, 例如森林冠层, 由于枝叶之间存在着空隙, 沿着入射脉冲传输方向, 依次遇到不同的枝叶, 回波信号是散射体在不同时间回波能量的叠合. 为了分析立体散射体的散射特征, 可以将其看作是多连续分布的子散射体集合, 每一层是一个简单散射体. 假设立体散射体由 n 层组成, 各层之间的距离间隔 Δr 相同, 后向散射截面记为 $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$. 类似的, 将入射脉冲划分成 m 层, 各层之间的时间间隔 Δt 相同, 从入射脉冲前沿开始到入射脉冲后沿结束, 入射功率记为 $P_{T1}, P_{T2}, \dots, P_{Tm}$. 距离间隔 Δr 与时间间隔 Δt 之间的关系表示为

$$\Delta r = \frac{1}{2} c \cdot \Delta t. \quad (3)$$

图 1 是立体散射体示意图. 若发射脉冲的持续时间为 T_L , 脉冲开始时间记为 t_{L1} , 脉冲结束时间记为 t_{Lm} , 激光器到目标顶部的距离为 R_T , 脉冲往返传输时间为 T_T , 脉冲前沿到达目标顶部的时间记为 t_{R1} , 脉冲前沿到达目标底部之后返回目标顶部的时间记为 t_{Rn} , 脉冲前沿在目标中的往返传输时间为 T_R , 散射体深度为 R_R .

下面考虑目标第一层的散射功率, 在 t_{R1} 时间, P_{T1} 在 σ_1 上散射功率记为 $P_1\sigma_1$, 该功率直接辐射, P_{T1} 剩余能量继续传输; P_{T2} 至 P_{Tm} 还未到达目标, 不发生散射, 这里暂不考虑系统和大气对脉冲传输能量的衰减效应. 因此, 目标顶部辐射功率为 P_{R1} (即 $P_1\sigma_1$):

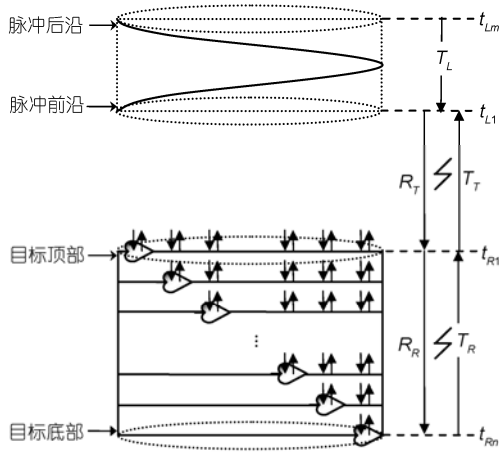


图1 立体散射体示意图

$$P_{R1} = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \cdot P_{T1} \cdot \sigma_1. \quad (4)$$

在 t_{R2} 时间, P_{T2} 在 σ_1 上散射功率记为 $P_2\sigma_1$, 该功率直接辐射, P_{T2} 剩余能量继续传输; P_{T1} 剩余能量到达 σ_2 之后返回目标顶部, 散射功率记为 $P_1\sigma_2$, P_{T1} 还有部分剩余能量到达 σ_3 尚未返回, P_{T1} 其余剩余能量继续传输. 因此, 目标顶部辐射功率为 P_{R2} (即 $P_2\sigma_1 + P_1\sigma_2$):

$$P_{R2} = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \cdot P_{T2} \cdot \sigma_1 + \frac{D^2}{4\pi (R_T + R_{R1})^4 \beta_T^2} \cdot P_{T1} \cdot \sigma_2. \quad (5)$$

当 R_T 远大于 R_R 时, 可以忽略 R_R 项, 方程(5)变成:

$$P_{R2} = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \cdot (P_{T2} \cdot \sigma_1 + P_{T1} \cdot \sigma_2). \quad (6)$$

依此类推, 目标顶部的辐射功率随时间变化的离散函数可以近似表示成如下形式:

$$P_R(t) = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \sum_{i=0}^{(t-T_T)/\Delta t} P_T(t-T_T-i\Delta t) \cdot \sigma(i\Delta t). \quad (7)$$

假设发射脉冲功率和后向散射截面连续变化, 则方程(7)可以表示成如下积分函数形式:

$$P_R(t) = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \cdot \int_{T_T}^{T_T+T_R+T_L} P_T(t-T_T-\tau) \cdot \sigma(\tau) \cdot d\tau. \quad (8)$$

进一步将方程(8)简写为

$$P_R(t) = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \cdot [P_T(t-T_T) * \sigma(t)], \quad (9)$$

其中*表示卷积运算.

在上述推导方程的过程中, 依据方程(3)将散射

体划分为 n 层, 如果使用 2 倍的距离间隔来对应时间间隔, 那么散射体将被划分为 $n/2$ 层, 目标顶部的散射功率为入射功率的奇次层与目标层的运算以及入射功率的偶次层与目标层的运算将交替出现, 方程(7)变成如下形式:

$$P_R(t) = \begin{cases} \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \sum_{i=0}^{(t-T_T)/\Delta t} P_T[t-T_T-(2i+1)\Delta t] \cdot \sigma'(i\Delta t), \\ \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \sum_{i=0}^{(t-T_T)/\Delta t} P_T(t-T_T-2i\Delta t) \cdot \sigma'(i\Delta t), \end{cases} \quad (10)$$

其中, $2i+1$ 表示奇次层, $2i$ 表示偶次层.

如果进一步增加散射体的距离间隔, 方程(7)将变成另一种新的形式; 反之, 如果减小散射体的距离间隔, 也会改变方程(7)的表现形式, 这说明距离间隔和时间间隔的划分方式将会改变目标的理论散射功率.

实际上激光照射区的能量分布并不均匀, 通常表现为中间高、边缘低的分布状态, 以激光脉冲的光斑中心为中心点定义照射区能量分布密度函数 $D(r)$, 按照空间位置叠加到后向散射截面上, 加权后的后向散射截面 $\sigma_W(t, r)$ 为

$$\sigma_W(t, r) = D(r) \circ \sigma(t, r), \quad (11)$$

其中 r 是光斑中心到边缘之间的半径, 将方程(9)中的 $\sigma(t)$ 替换为 $\sigma_W(t, r)$ 之后, 得到

$$P_R(t) = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \cdot [P_T(t-T_T) * \sigma_W(t, r)]. \quad (12)$$

考虑到系统和大气对脉冲传输能量的衰减效应, 则定标后的方程为

$$P_R(t) = \frac{D^2}{4\pi R_T^4 \beta_T^2} \cdot [P_T(t-T_T) * \sigma_W(t, r)] \cdot \eta_{SYS} \cdot \eta_{ATM}. \quad (13)$$

对于复杂散射体, 例如具有多个聚集态的复杂冠层等地物, 在整个散射空间内, 子散射体呈聚集分布, 每个聚集态可以看作是一个简单散射体或者立体散射体, 聚集态之间的距离一般大于入射脉冲时长对应的距离. 复杂散射体的 LIDAR 方程可以表示成简单散射体和立体散射体方程的简单叠加:

$$P_R(t) = \sum_i P_{R,i}(t) + \sum_j P_{R,j}(t), \quad (14)$$

其中 $P_{R,i}(t)$ 表示简单散射体的功率, $P_{R,j}(t)$ 表示立体散射体的功率.

2 方法

2.1 波形特征量分析

LIDAR 系统能够记录发射脉冲的能量分布(波形)和目标散射返回的能量分布(波形), 通过分析这些波形的特征量, 例如波形的前沿、波峰和后沿位置等, 来判断散射体类型为简单散射体、立体散射体或复杂散射体, 并提取相应的散射体特征(图 2).

2.1.1 简单散射体的波形特征量

简单散射体仅有一个回波, 可以看作是入射波形的能量成比例衰减后的结果, 根据简单散射体的 LIDAR 方程可知, 其回波的时长 T_{LR} 应当等于入射波形的时长 T_{LT} . 根据波形的前沿位置和后沿位置可以计算得到 T_{LR} 和 T_{LT} . 考虑到 LIDAR 探测器的噪声水平, T_{LR} 一般小于 T_{LT} . 因此, 需要对 T_{LT} 进行修正, 这里将入射波形的功率进行衰减, 与返回波形的功率处于同一噪声水平下, 然后再计算修正后的 T_{LT} .

简单散射体到激光器之间的距离 R_T 计算方式一般有三种: 第一是由入射波形前沿与返回波形前沿之间的时间差 T_{TR} 计算距离; 第二种是由入射波形后沿与返回波形后沿之间的时间差 T_{TD} 计算距离; 第三种是由入射波形波峰与返回波形波峰之间的时间差

T_{TP} 计算距离. 第一种和第二种距离容易受噪声水平的影响, 需要进行修正, 第三种距离不受噪声水平的影响, 与时间记录器的分辨率有关.

2.1.2 立体散射体的波形特征量

典型的立体散射体有一个展宽的回波, 展宽量与散射体的深度有关, 根据立体散射体的 LIDAR 方程可知, 回波的时长 T_{LR} 与入射波形的时长 T_{LT} 之间的关系为

$$T_{LR} = T_{LT} + T_R. \quad (15)$$

立体散射体顶部到激光器的距离 R_{TR} 一般根据入射波形的前沿和返回波形的前沿之间的时间差 T_{TR} 来计算, 立体散射体底部到激光器的距离 R_{TD} 一般根据入射波形的后沿和返回波形的后沿之间的时间差 T_{TD} 来计算, 由入射波形的波峰与返回波形的波峰之间的时间差 T_{TP} 只能得到立体散射体中某一点到激光器的距离 R_{TP} , 根据 R_{TD} 和 R_{TR} 的差值可以得到散射体的深度. 考虑到噪声水平的影响, 计算距离时应当使用修正后的入射波形.

2.1.3 复杂散射体的波形特征量

复杂散射体的回波有多个波峰, 可以看作是简单散射体或立体散射体的叠加. 根据返回波形的能

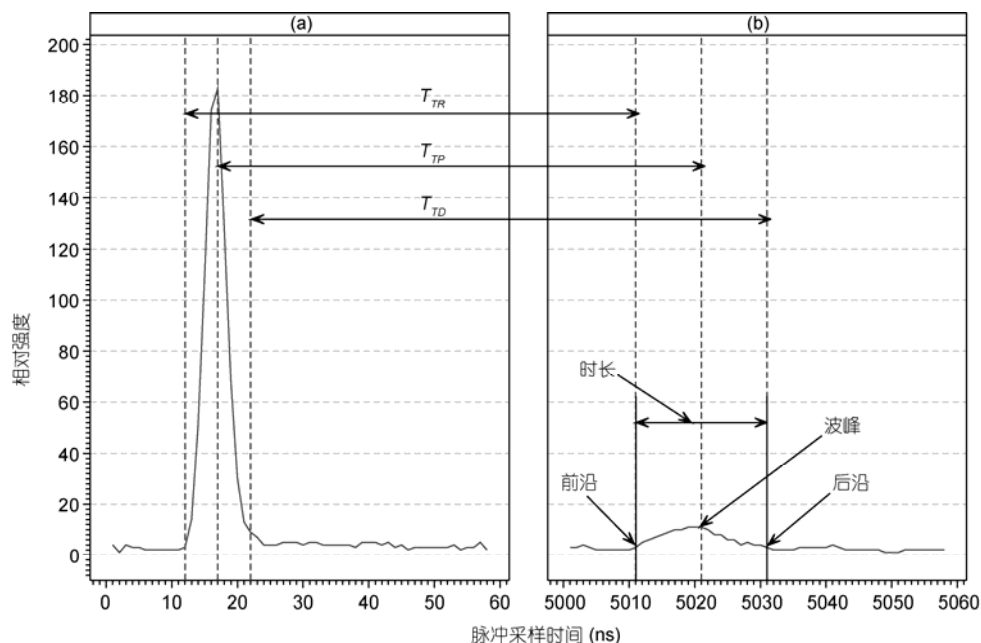


图 2 散射体的波形特征量示意图

(a) 入射波形; (b) 返回波形

量分布, 判断有效波峰的个数, 每个波峰对应着一个子波形, 计算每个子波形的特征量, 进而得到整个复杂散射体的相关特征量。

2.2 波形特征量识别

不同散射体返回波形的特征量有一定的差异性, 根据波峰特征可以划分为两类: 第一类是单波峰波形, 对应着简单散射体和立体散射体, 可以直接提取相关的波形特征量; 第二类是多波峰波形, 对应着复杂散射体, 可以通过波形分解算法得到各个子波形, 进而提取相关的波形特征量, 也可以采用简化算法直接提取相关的波形特征量。

最简单的波形特征量识别方法是阈值法。根据噪声水平设定阈值, 返回波形中低于阈值的能量设为零, 高于阈值的能量不变。对于单波峰波形来说, 直接将非零起始位置和结束位置作为波形前沿和后沿, 搜索能量最大值作为波峰; 对于多波峰波形来说, 返回波形可能被分成多个段, 每个段对应一个聚集态, 每个段的非零起始位置和结束位置作为子波形的前沿和后沿, 每个段内的能量最大值作为波峰。这种方法的优点是简单、易于实现且效率高, 缺点是波形前沿和后沿特征量对阈值过于敏感, 阈值过大使得时长偏小, 阈值过小不能有效识别多个波峰。

波形分解法可以弥补阈值法的缺点, 提取尽可能多的子波形, 但是较为复杂, 执行效率一般较低。本研究采取了折衷的思路, 提出了两种新的波形特征识别算法, 即单峰导数法(Single Peek Derivative, 简称为 SPD)和多峰导数法(Multiple Peaks Derivative, 简称为 MPD)。SPD 主要用于快速识别返回波形最大波峰的相关特征量, MPD 主要用于识别返回波形全部波峰的相关特征量, 下面分别加以介绍。

单峰导数法的基本思路是首先在返回波形中搜索能量最大值, 然后从最大值处向前沿方向计算一阶导数, 如果在噪声阈值之上出现 N 个连续非负数, 说明找到波形的上升边, 继续向前沿方向搜索, 如果能量值小于指定阈值或导数为负, 则认为到达了前沿位置处; 最后从最大值处向后沿方向计算一阶导数, 如果在噪声阈值之上出现 N 个连续非正数, 说明找到波形的下降边, 继续向后沿方向搜索, 如果能量值小于指定阈值或导数为正, 则认为到达了后沿位置处。该方法的优点是易于实现, 克服了阈值法的缺点, 能够处理返回波形中的最大波峰, 缺点是不能识

别多波峰波形中的其他波峰。

多峰导数法的基本思路是从返回波形的起始位置向结束位置方向计算一阶导数, 如果在噪声阈值之上出现 N 个连续正数, 说明找到波形的上升边, 记录下前沿位置(即 N 个连续正数中第 1 个的位置), 继续搜索, 同时记录能量最大值的位置, 如果在噪声阈值之上出现 N 个连续非正数, 说明找到波形的下降边, 继续向后沿方向搜索, 如果能量值小于指定阈值或导数为正, 则认为到达了后沿位置处, 找到第一个子波形; 继续搜索, 直到找到所有子波形。该方法克服了单峰导数法的缺点, 但是执行效率低于单峰导数法; 另外, 该方法对返回波形上升边的判别规则不同于单峰导数法, 主要是为了克服返回波形前沿对噪声阈值过于敏感的情况, 出现的新问题是存在少数返回波形上升边的一阶导数不出现 N 个连续正数, 将导致无法识别波形特征量, 对于这种情况可以使用单峰导数法进行处理。

单峰导数法和多峰导数法中 N 的最小值为 1, 最大值为入射波形半能量高度处长度的取整值。经分析发现 N 取最大值(对于试验区数据来说 N 为 3)时, 不但可以很好地去除由于探测噪声引起的能量波动, 还可以尽可能地保留波形的前沿和后沿特征。

判别散射体的类型时, 首先根据多峰导数法提取散射体返回波形的特征量, 然后判断返回波形为单峰还是多峰。如果返回波形为单峰, 则根据返回波形的时长与发射脉冲的时长之间的关系来判断散射体的类型为简单散射体还是立体散射体; 如果返回波形为多峰, 则为复杂散射体。对于多峰导数法无法处理的特殊情况, 则根据单峰导数法提取波形特征量, 采用与多峰导数法提取的单峰波形特征类似的方法来判别散射体的类型。

3 试验区与数据

3.1 试验区概况

试验区位于甘肃省祁连山国家级自然保护区肃南裕固族自治县西水林场, 为祁连山大野口流域的水源涵养林, 属温带高寒半干旱、半湿润山地森林草原气候^[17,18], 阳坡为山地草原, 阴坡为森林景观。地理坐标约为 $100^{\circ}15'E$, $38^{\circ}32'N$, 海拔范围为 2700~3000 m, 平均海拔约为 2800 m, 坡度约为 9° , 坡向为西北向, 森林类型为青海云杉(*Picea crassi-*

folia Kom.)天然次生林, 林龄组成结构为成熟林, 地表覆盖物主要为苔藓。

3.2 试验区数据

LIDAR 数据获取时间为 2008 年 6 月 23 日, 采用的 LIDAR 系统为 LiteMapper 5600, 其中激光扫描仪为 Riegl LMS-Q560, 波长 1550 nm, 激光脉冲半能量高度处的长度为 3.5 ns, 激光脉冲发散角 ≤ 0.5 mrad. 试验区平均采样间隔为 0.54 m, 即每平方米有 3.43 个激光脉冲. 地面调查时间为 2008 年 6 月 1~13 日, 沿着山坡走势布设了一个正方形超级样地, 其大小为 100 m $\times$ 100 m, 样地的单木测量参数包括胸径、树高和冠幅等, 采用 DGPS 和全站仪进行样地单木定位。

4 结果与分析

4.1 波形数据模拟结果

LIDAR 发射脉冲的能量强度随时间而变化, 通过试验方法可以确定, 一般采用高斯函数来进行描述^[8]. 这里假设入射波形的 3 倍标准差为 5 ns, 振幅为 132, 能量衰减系数(即返回能量之和与入射能量之和的比值)为 0.2.

LIDAR 返回波形的能量强度变化与散射体的后向散射截面分布密切相关, 简单散射体的模拟波形比较简单, 这里给出了立体散射体的模拟波形. 假设立体散射体的后向散射截面为正态分布, 距离间隔为 0.15 m, 对应的往返时间间隔为 1 ns, 图 3 给出了返回波形随散射体深度变化的一组模拟结果. 从图 3 可以看出, 随着散射体深度的增加, 返回波形逐渐被展宽, 波峰强度逐渐减小.

当子散射体的距离间隔发生变化时, 得到的返回波形也会发生变化(图 4). 从图 4 中可以看出, 随着两个子散射体之间距离的增加, 返回波形略被展宽, 当距离达到 0.6 m 时开始出现两个波峰, 当距离大于 1.5 m 时成为两个完全独立的波形。

4.2 波形特征量对比分析

由单峰导数法提取返回波形的特征量, 根据特征参数构建简单或立体散射体, 将实测的入射波形和模拟的立体散射体代入模型, 得到模拟的返回波形. 通过单峰导数法提取模拟波形的特征量, 与实测波形的特征量相比较, 发现模拟波形的时长平均偏小于实测波形的时长约 2 ns, 其中前沿时长和后沿时长均偏小约 1 ns, 如图 5 所示。

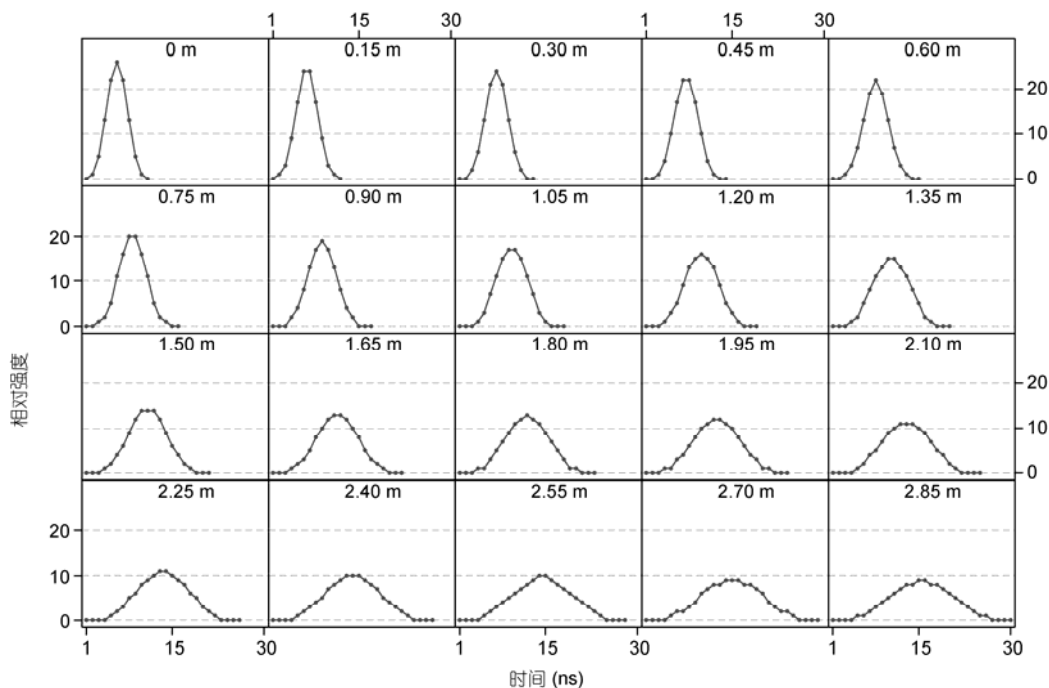


图 3 散射体深度增加时得到的返回波形

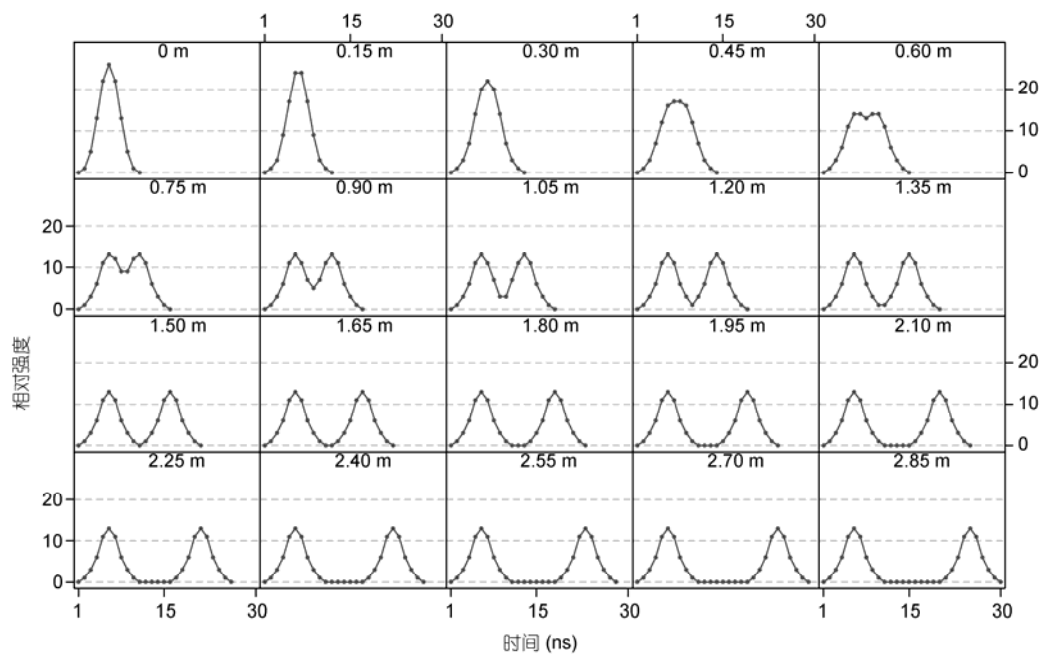


图 4 子散射体之间的距离增加时得到的返回波形

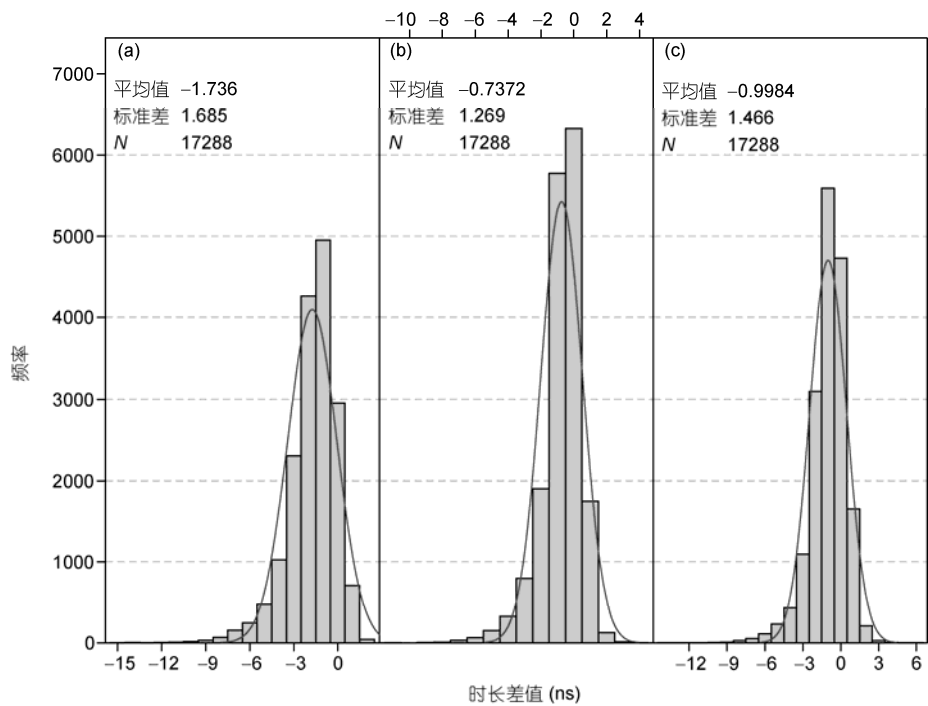


图 5 模拟波形与实测波形时长差值的直方图

(a) 全波形的时长差值; (b) 上升边的时长差值; (c) 下降边的时长差值

由多峰导数法提取返回波形的特征量, 根据特征参数构建复杂散射体, 通过模型模拟返回波形, 将模拟波形的特征量与实测波形的特征量相比较, 可

以看出无法识别一些峰值强度较小的实测子波形. 经检查发现这些实测子波形的能量在噪声水平附近波动(图 6), 可能是由于多次散射或低矮地物散射引

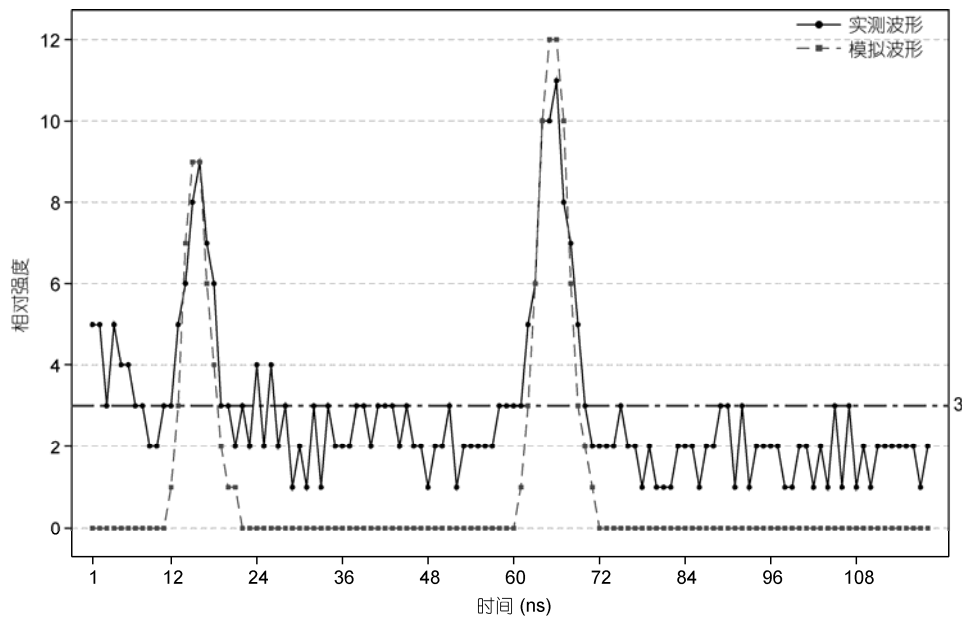


图 6 复杂散射体的模拟波形与实测波形

起的,而在模拟波形中未考虑这些因素.

5 结论与讨论

立体散射体层次之间的距离间隔要与入射脉冲层次之间的时间间隔相对应,时间间隔通常对应距离间隔的往返传输时间.如果距离间隔过大,模拟的返回波形将丢失部分能量而变低,如果距离间隔过小,将导致有效后向散射截面变小,模拟的返回波形同样会丢失部分能量而变低;因此,在建模的过程中需要根据时间间隔选择合适的距离间隔,以便更好地模拟返回波形.

不同散射体的 LIDAR 方程本质上是统一的,在模拟返回波形的过程中,在特定条件下不同散射体是可以相互转化的.通过对立体散射体的返回波形进行模拟发现,当散射体深度小于距离间隔时立体散射体就成为了简单散射体,随着散射体深度的增加,返回波形逐渐被展宽;随着子散射体之间距离的

增加,返回波形开始出现两个波峰并成为两个完全独立的子波形,在这种情况下立体散射体就成为了复杂散射体.

由于在波形模拟的过程中仅考虑了单次散射,在波形特征量识别的过程中忽略了低矮植被散射产生的影响,因此,通过识别的波形特征量来模拟散射体的返回波形就会存在误差.同时考虑到探测噪声的干扰,波形前沿和波形后沿的探测误差可能达到 1 个时间间隔.

单峰导数法和多峰导数法可以快速地识别散射体的波形特征量,仅能得到粗略的后向散射截面分布.采用高斯波形分解法和反卷积波形分解法等较为复杂的波形特征分析方法,可能会得到更为精细的后向散射截面分布.

通过波形特征分析方法得到的后向散射截面与其他遥感数据源进行协同,可以用于估测更多的森林参数,或者用于验证粗分辨率的遥感数据,建立联合估测模型,以便提高区域尺度的森林参数估测精度.

致谢 黑河综合遥感联合试验参加人员在数据获取和预处理过程中付出了辛勤的劳动,审稿人提出了宝贵意见,在此一并致谢.

参考文献

- 1 Nadkarni D M, Parker G G, Rinker H B, et al. The nature of forest canopies. In: Lowman D M, Rinker H B, eds. Forest Canopies. 2nd ed.

- San Diego: Elsevier Academic Press, 2004. 3–23
- 2 Parker G G. Structure and microclimate of forest canopies. In: Lowman M D, Nadkarni N M, eds. *Forest Canopy*. San Diego: Academic Press, 1995. 73–106
 - 3 Lowman D M, Nadkarni N M. Canopy access techniques. In: Lowman M D, Nadkarni N M, eds. *Forest Canopy*. San Diego: Academic Press, 1995. 3–25
 - 4 Lefsky M A, Cohen W B, Acker S A, et al. Lidar remote sensing of the canopy structure and biophysical properties of Douglas-Fir Western Hemlock Forests. *Remote Sens Environ*, 1999, 70: 339–361
 - 5 Brandtberg T, Warner T A, Landenberger R E, et al. Detection and analysis of individual leaf-off tree crowns in small footprint, high sampling density lidar data from the eastern deciduous forest in North America. *Remote Sens Environ*, 2003, 85: 290–303
 - 6 Popescu S C, Zhao K. A voxel-based lidar method for estimating crown base height for deciduous and pine trees. *Remote Sens Environ*, 2008, 112: 767–781
 - 7 Baltsavias E P. Airborne laser scanning: Basic relations and formulas. *ISPRS J Photogramm Remote Sens*, 1999, 54: 199–214
 - 8 Wagner W, Ullrich A, Ducic V, et al. Gaussian decomposition and calibration of a novel small-footprint full-waveform digitising airborne laser scanner. *ISPRS J Photogramm Remote Sens*, 2006, 60: 100–112
 - 9 Drake J B, Weishampel J F. Simulating vertical and horizontal multifractal patterns of a longleaf pine savanna. *Ecol Model*, 2001, 145: 129–142
 - 10 Lefsky M A, Hudak A T, Cohen W B, et al. Patterns of covariance between forest stand and canopy structure in the Pacific Northwest. *Remote Sens Environ*, 2005, 95: 517–531
 - 11 Mallet C, Bretar F. Full-waveform topographic lidar: State-of-the-art. *ISPRS J Photogramm Remote Sens*, 2009, 64: 1–16
 - 12 Sun G, Ranson K J. Modeling LIDAR returns from forest canopies. *IEEE Trans Geosci Remote Sens*, 2000, 38: 2617–2626
 - 13 Ni-Meister W, Jupp D L B, Dubayah R. Modeling lidar waveforms in heterogeneous and discrete canopies. *IEEE Trans Geosci Remote Sens*, 2001, 39: 1943–1958
 - 14 Hofton M A, Minster J B, Blair J B. Decomposition of laser altimeter waveforms. *IEEE Trans Geosci Remote Sens*, 2000, 38: 1989–1996
 - 15 Persson Å, Söderman U, Töpel J, et al. Visualization and analysis of full-waveform airborne laser scanner data. *International Archives of Photogrammetry. Remote Sens Spat Inform Sci*, 2005, 36: 103–108
 - 16 Jelalian A V. *Laser Radar Systems*. London: Artech House, 1992. 1–57
 - 17 党宏忠, 赵雨森, 陈祥伟. 祁连山水源涵养林水分传输规律研究. *中国生态农业学报*, 2004, 12: 43–46
 - 18 马永俊, 王金叶, 刘兴明, 等. 祁连山保护区森林生态系统现状与保护对策. *西北林学院学报*, 2005, 20: 5–8