

目标激光脉冲一维距离成像研究^{*}

李艳辉[†] 吴振森 官彦军 张 耿 王明军

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2009 年 10 月 18 日收到; 2010 年 5 月 11 日收到修改稿)

根据激光雷达方程及粗糙面脉冲波束散射理论, 提出了目标激光脉冲后向散射回波功率即激光一维距离像的计算表达式, 并获得斜板、球和圆锥一维距离像的具体形式. 数值计算结果与粗糙平板和圆锥激光脉冲回波强度实验数据比较, 两者符合良好. 数据分析表明, 激光一维距离像曲线能够较好反映目标的纵向几何外形信息. 我们着重讨论了入射激光脉冲宽度与目标径向尺寸对距离像的影响. 上述研究可为激光波段的目标特征提取和识别提供理论依据.

关键词: 光散射, 一维距离像, 雷达方程, 目标识别

PACC: 4225F, 4230, 4260K, 4290

1. 引 言

1961 年世界上第一台红宝石激光器出现不久, 以测距为主要功能的激光雷达便诞生了, 此后还开展了激光二维强度像工作. 激光测距是雷达对目标发射出一个或一系列很窄的光脉冲, 测量光脉冲始末时间, 由此计算出目标的距离, 但并不反映目标的形状和类型. 激光强度像一般反映的是目标上各个部分的后向反射率, 然而距离像所反映的是目标的深度, 与强度像相比, 更能反映目标的特征, 因此在军事中具有更多的应用. 目标一维距离成像最早是在雷达微波波段开展研究工作^[1]. 当雷达发射并接收窄脉冲或宽带信号, 其纵向距离分辨率远小于目标尺寸时, 目标可以模型化为各自独立的散射中心的集合, 这些散射中心在雷达径向距离上的分布情况便称为一维距离像^[1]. 它能反映出目标沿雷达径向的精密结构分布. 目标激光一维距离像是随着激光和光电探测技术发展起来的一种新型目标检测和识别手段. 与电磁波段相比, 具有以下突出的优点: (1) 成像无需扫描机构, 可靠性大大提高. (2) 窄脉冲激光器可发出高能量脉冲, 图像稳定, 抗干扰能力强. (3) 激光波长短, 空间分辨率高, 提供目标的精确信息. 尤其是在外层空间, 应用激光一维距

离像更能精确识别目标. 但是, 与微波波段一维距离像不同, 激光一维距离成像具有其自身特点, 在激光波段下, 几乎所有研究的目标均为具有粗糙表面的介质物体, 单纯用散射中心不足以表征其散射特性. 鉴于以上困难, 目标激光一维距离像实验测量和理论仿真还处于探索阶段. 在激光一维距离成像理论仿真方面, 美国麻省理工 Lincoln 实验室的 Shirley 和 Hallerman^[2] 通过目标激光雷达散射截面定义了目标激光距离的分辨散射截面, 讨论了在完全非相干情况下 Lambert 圆锥、圆盘和圆柱目标的激光一维距离像. Keith^[3] 利用物理光学和合成孔径雷达方法给出了圆球、圆锥以及波音飞机的一维距离像. Richards 和 Trott^[4] 用物理光学的方法研究了距离像特征, Kim 等^[5,6] 用散射中心的方法辨认雷达目标, Murray 等^[7] 还通过距离像来得到雷达三维成像, Hoskins^[8]、王明军^[9]、官彦军等^[10-15] 还研究了距离 Doppler 成像.

上述激光一维距离成像的研究工作只是针对特定目标, 且没有统一的表达式. 我们课题组的陈辉^[16] 曾推导出目标激光一维距离像的一般表达式, 但公式中有些笔误. 由于文献[16]中公式量纲和系数的差异, 以及脉冲宽度的取值偏大, 计算球的一维距离像不能精确反应球的特征. 本文依据激光雷达方程理论和窄脉冲 Gauss 波束理论, 重新获得激

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60771038,60801047)和中国科学院瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放课题(批准号:SKLST200906)资助的课题.

[†] E-mail: yhlee@mail.xidian.edu.cn

光一维距离像表达式. 通过分析目标各自特征, 给出了斜板、球和圆锥一维距离像的具体形式. 通过数值模拟, 表明不同目标的激光一维距离像形状的差异可以反映各自目标的特征, 即目标的纵向长度和目标侧面形状. 本文建立的激光脉冲一维距离成像方法, 数值分析了目标形状、尺寸和入射脉冲宽度对目标激光一维距离像的影响, 为空间目标激光散射成像、为运动特征识别提取提供技术基础.

2. 空间目标激光一维距离成像理论分析

当窄脉冲入射时, 目标回波的窄脉冲波分布相当于三维目标散射点回波之和, 在脉冲波照射下, 三维回波以向量和的方式在激光雷达射线上的投影, 即相同距离单元里的子回波作向量相加, 通常将目标回波脉冲幅度分布称为一维实距离像, 简称一维距离像^[1]. 激光一维距离成像就是激光脉冲入射到目标后, 三维目标表面各面元散射子回波, 在探测器探测方向上的相干叠加, 回波幅度随距离单元的分布. 激光雷达一维距离像的曲线形状、峰值大小, 回波宽度不仅取决于激光脉冲的宽度、波长和探测器的采样频率等参数, 也依赖于目标几何形状、姿态和物理参数等信息. 目标散射满足雷达距离方程^[17,18]为

$$P_s = \frac{P_i}{4\pi R_0^2} \times \frac{\sigma}{4\pi R_0^2} \times \frac{\pi D^2}{4} \times T_A \times \eta_i \eta_r, \quad (1)$$

其中 P_s 和 P_i 分别是接收功率和发射功率; σ 是目标有效散射截面; R_0 是目标中心距光源的距离; D 是接收孔径; T_A 是大气衰减因子; η_i, η_r 是收发系统效率.

对于 Gauss 波束, 幅值可以表示为^[19]

$$u(\mathbf{r}', z) = E_0 \frac{w_0}{\phi z} \exp\left[-\frac{g_0(\mathbf{r}')}{\phi^2 z^2}\right], \quad (2)$$

其中 w_0 是束腰半径, \mathbf{r} 是目标坐标系下目标各点距中心的位置, $\phi = 2/k_0 w_0$ 是波束宽度. $g_0(\mathbf{r}')$ 为目标上的点到 Gauss 波束轴距离的平方. 则激光雷达方程(1)表示为

$$P_s(t) = \int dS' \frac{P_i T_A \eta_i}{4\pi R_0^2} \frac{w_0^2}{\phi^2 R_0^2} \exp\left[-\frac{2g_0(\mathbf{r}')}{\phi^2 R_0^2}\right] \times \sigma^0(\mathbf{r}') \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4}, \quad (3)$$

其中 σ^0 为目标单位散射截面. 激光雷达方程(3)式

表明散射光功率在空间上的分布由目标的几何形状、尺寸大小及表面材料决定, 被散射的光功率经过大气衰减后一部分通过光学接收天线被探测系统所接收. 由于目标各点距发射机的径向距离各异, 这样, 对于脉冲宽度(半宽度)为 T_0 具有任意形状的人射脉冲, 激光雷达方程(3)式写成

$$P_s(t) = \int_{R_1-\Delta/2}^{R_1+\Delta/2} \int_{C'} \frac{P_i T_A \eta_i}{4\pi R_0^2} \frac{\pi w_0^2}{\phi^2 R_0^2} \times \exp\left[-\frac{2g_0(\mathbf{r}'_{\perp}, R)}{\phi^2 R_0^2}\right] \sigma^0(\mathbf{r}'_{\perp}, R) \times \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4} d\mathbf{r}'_{\perp} dR. \quad (4)$$

其中 $R = \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{k}}_s, \Delta = cT/2, C'$ 是物体表面径向分量为 R 的点的集合, R_1 为目标上任一点的径向坐标, \mathbf{r}'_{\perp} 为目标坐标系下目标各点距中心的位置沿入射方向的分量. (4)式即为目标激光一维距离像表达式, 表明在特定时刻 t , 散射功率 $P_s(t)$ 是处于距离 $R_1 - \Delta/2$ 至 $R_1 + \Delta/2$ 之间的散射功率的平均值. 距离 Δ 是全脉冲长度 cT 的一半 (T 是全脉冲宽度), 因此在任意给定时刻 t , 功率值给出了径向宽度为 $cT/2$ 和发射波束宽度所确定的物体体积内目标的有关信息. 该体积称为雷达分辨率单元. 文献[11]中对雷达分辨率单元定义为 $cT_0/2$, 会在模拟结果时损失掉一部分信息.

3. 空间目标的激光一维距离像研究

为了验证激光距离像公式的正确性, 我们将计算的 Lambert 平板的后向激光散射功率与实验结果作对比. 如图 1 所示. 取入射波长为 $0.808 \mu\text{m}$, 光源与目标的垂直距离为 5 m , 发射波形是 Gauss 函数, 脉冲宽度为 0.3 ns , Lambert 目标的半球反射率 ρ_r 为 0.8 , 其中圆锥高 0.1 m , 底面半径 0.02 m . 图中时间坐标作了调整, 以 $t = 2R_0/c$ 为时间原点. 从图 1 中我们可以看出, 利用距离像公式计算的结果与实验数据符合的很好, 其误差是由于目标表面并不是理想 Lambert 散射且机械加工中存在的凹槽印造成的.

接下来仍采用 Gauss 入射脉冲, 其形式为 $u_i(t) = E_0 \exp(-t^2/T_0^2 + i\omega t)$, 对应的入射功率为 $P_i(t) = |u_i(t)|^2 = |E_0|^2 \exp(-2t^2/T_0^2)$, 计算时认为脉冲峰值功率不随脉冲宽度变化. 模拟结果中散射功率取了相对值.

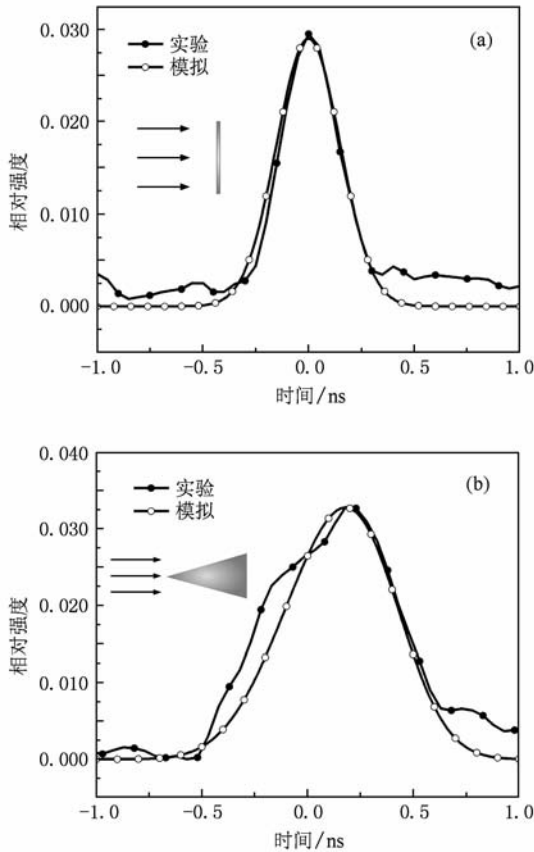


图 1 距离像实验与仿真对比图 (a) Lambert 平板, (b) 圆锥

3.1. 斜板

首先计算边长为 l 的方形粗糙斜板的激光一维距离像. 设板中心位于入射波束轴线上, 且为物体坐标系坐标原点, z 轴平行于入射波矢量, 入射角 (入射方向与板的法线夹角) 为 θ . 根据(3)式, 斜板的后向散射功率为

$$\begin{aligned}
 P(t) = & \int_{-l\cos\theta/2}^{l\cos\theta/2} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{1}{\cos\theta} dx dz \\
 & \times \frac{P_i \left(t - \frac{2R_0}{c} + \frac{2z}{c} \right) T_A \eta_t}{4\pi R_0^2} \frac{w_0^2}{\phi^2 R_0^2} \\
 & \times \exp \left[-\frac{2z^2 \cot^2 \theta}{\phi^2 R_0^2} \right] \\
 & \times \sigma^0(\mathbf{r}') \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

对脉冲宽度为 T_0 的脉冲, 积分只在物体表面一个雷达分辨单元内进行, 令 $t' = 2(R_0 - z)/c, t = 2(R_0 - z_0)/c$. 这样距离像方程变为

$$P(t) = \int_{z_0-\Delta/2}^{z_0+\Delta/2} dz \frac{l}{\cos\theta} \frac{P_i(t-t') T_A \eta_t}{4\pi R_0^2} \frac{w_0^2}{\phi^2 R_0^2}$$

$$\times \exp \left[-\frac{2z^2 \cot^2 \theta}{\phi^2 R_0^2} \right] \sigma^0(z) \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4}. \quad (6)$$

其中 $-l\cos\theta/2 \leq z_0 \leq l\cos\theta/2$.

图 2 计算了 Lambert 斜板尺寸 $l = 0.5 \text{ m}$, 脉冲宽度不同入射下的斜板的距离像. 从图 2 中可以看出, 在脉冲宽度较宽的时候, 距离像几乎反映不出目标形状, 仅仅是散射脉冲变宽了; 但当脉冲宽度逐渐减小时, 距离像就可以代表斜板的侧面形状了, 可以看出距离像的峰值对应的横坐标长度恰为斜板的径向距离. 图 3 计算了脉冲宽度 $T_0 = 0.5 \text{ ns}$ 入射下不同径向尺寸的斜板的距离像. 从图 3 中可以看出, 在板径向尺寸较小的时候, 距离像也几乎反映不出目标形状, 仅仅是散射脉冲变宽了; 但当板径向尺寸增加时, 距离像就可以代表斜板的侧面形状了, 可以看出距离像的峰值对应的横坐标长度恰为斜板的径向距离. 显然, 距离像反映了物体表面的结构分布, 且雷达分辨单元越小, 这种结构分布就越精细.

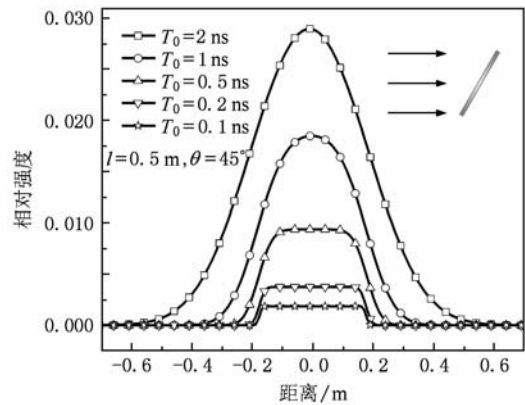


图 2 斜板尺寸和入射角度一定时改变脉冲宽度的斜板距离像

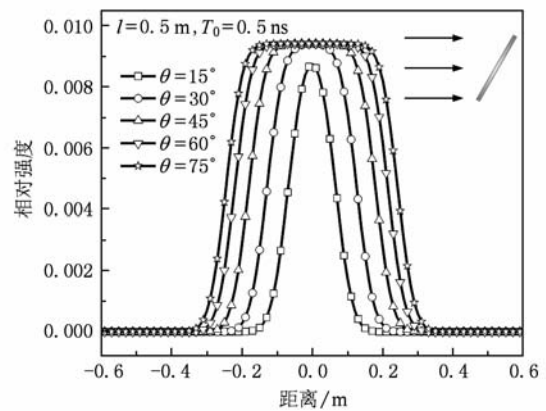


图 3 斜板尺寸和入射脉冲宽度一定时改变入射角度的斜板距离像

3.2. 球

接着计算半径为 a 的球激光一维距离像. 设球心位于入射波束轴线上, 且为物体坐标系坐标原点, z 轴平行于入射波矢量. 由 (3) 式可以得到球的后向散射功率为

$$P(t) = \int_0^a \int_0^{2\pi} a d\varphi dz \frac{P_i \left(t - \frac{2R_0}{c} + \frac{2z}{c} \right) T_A \eta_t}{4\pi R_0^2} \frac{w_0^2}{\phi^2 R_0^2} \times \exp \left[-\frac{2(a^2 - z^2)}{\phi^2 R_0^2} \right] \times \sigma^0(\mathbf{r}') \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4}. \quad (7)$$

对脉冲宽度为 T_0 的任意形状脉冲, 积分只在物体表面一个雷达分辨单元内进行, 令 $t' = 2(R_0 - z)/c, t = 2(R_0 - z_0)/c$, 得

$$P(t) = \int_{z_0-\Delta/2}^{z_0+\Delta/2} a dz \frac{P_i(t-t') T_A \eta_t}{4\pi R_0^2} \frac{w_0^2}{\phi^2 R_0^2} \times \exp \left[-\frac{2(a^2 - z^2)}{\phi^2 R_0^2} \right] 2\pi \sigma^0(z) \times \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4}, \quad (8)$$

其中 $0 \leq z_0 \leq R$. (8) 式表明, 球的一维距离像是以 z_0 为中心的一个雷达分辨单元内散射功率的平均值. 显然, 距离像反映了物体表面的结构分布, 且雷达分辨单元越小, 这种结构分布就越精细.

图 4 计算了 0.5 ns 脉冲入射下不同半径球的距离像. 图中横坐标表示球相对于波源的径向距离, 负的方向代表离波源近. 图 4 中曲线上升迅速, 而下降缓慢, 其峰值位置代表了球半径大小, 且半径越大, 峰值越高. 球体的散射峰值出现在镜反射点即球面上 $z = -a$ 处, 在该点单位面积后向散射截面最大, 且该点位于入射波束中心, 入射强度也是最大, 因而脉冲入射到该位置, 散射强度迅速增大, 与图 4 中上升沿对应; 随着入射脉冲向球心方向推进, 单位面积的后向散射截面越来越小, 散射回波功率也不断减小, 当到达球心位置时, 回波功率几乎为零. 另一方面, 当脉冲宽度保持不变时, 雷达分辨单元的体积是一定的, 球半径增大, 使得脉冲扫描区域内散射面积增加, 根据 (8) 式, 其相应的散射回波功率也会增大. 半径较小的球的激光距离像的后向散射功率值不可能高于在相同径向距离上半径较大的后向散射功率值. 这与文献 [16] 的结果

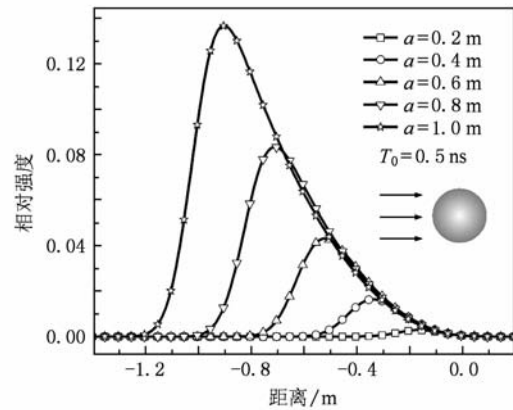


图 4 入射脉冲宽一定时改变球半径的球距离像

不同.

图 5 计算了 $a = 0.5$ m 时不同脉宽入射下球的距离像. 采用不同脉冲宽度的激光波束照射目标, 其散射回波形状会有所不同. 较大的脉冲宽度在一个分辨单元内包含的物体表面信息量大, 其散射回波是较多面元的散射贡献之和, 因此散射功率较高, 但成像分辨能力较差, 不能全面反映球体径向距离像; 而小的脉冲宽度对应的有效照射面元数目比较少, 散射功率自然较低, 但成像分辨能力就较好, 能反映球体径向一维距离像.

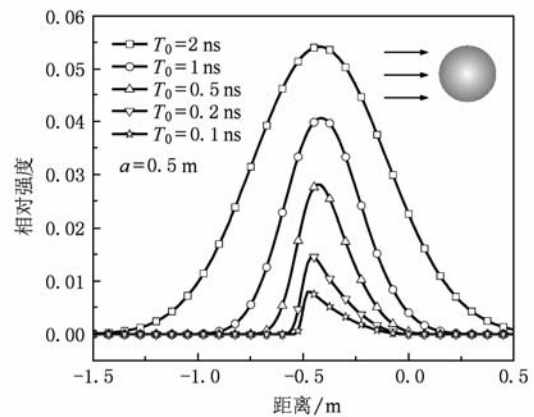


图 5 球半径一定时改变入射脉冲宽的球距离像

3.3. 圆锥

最后计算底面半径为 a , 半锥角为 α , 高为 h 的平底圆锥的一维距离像. 设圆锥中轴线位于入射波束轴线上, 以圆锥中心为物体坐标系坐标原点, z 轴平行于入射波矢量. 由 (3) 式可以得到圆锥的后向散射功率为

$$\begin{aligned}
 P(t) &= \int_{-h/2}^{h/2} \int_{-\pi \tan \alpha}^{\pi \tan \alpha} \frac{(h/2 - z) \tan \alpha}{\cos \alpha} d\varphi dz \\
 &\times \frac{P_i \left(t - \frac{2R_0}{c} + \frac{2z}{c} \right) T_A \eta_t}{4\pi R_0^2} \\
 &\times \frac{w_0^2}{\phi^2 R_0^2} \exp \left[-\frac{2(h/2 - z)^2 \tan^2 \alpha}{\phi^2 R_0^2} \right] \\
 &\times \sigma^0(r') \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

对脉冲宽度为 T_0 的脉冲, 积分只在物体表面一个雷达分辨单元内进行, 令 $t' = 2(R_0 - z)/c$, $t = 2(R_0 - z_0)/c$ 这样距离像方程变为

$$\begin{aligned}
 P(t) &= \int_{z_0 - \Delta/2}^{z_0 + \Delta/2} \frac{2\pi(h/2 - z) \tan^2 \alpha dz}{\cos \alpha} \\
 &\times \frac{P_i(t - t') T_A \eta_t}{4\pi R_0^2} \frac{w_0^2}{\phi^2 R_0^2} \\
 &\times \exp \left(-\frac{2(h/2 - z)^2 \tan^2 \alpha}{\phi^2 R_0^2} \right) \\
 &\times \sigma^0(z) \frac{T_A}{4\pi R_0^2} \frac{\pi D^2 \eta_r}{4}. \quad (10)
 \end{aligned}$$

其中 $-h/2 \leq z_0 \leq h/2$. (10) 式表明, 对散射回波有贡献的是圆锥侧面, 对侧面的每个小面元而言, 其散射截面都是相同的, 因此散射回波能反映出圆锥的侧面轮廓.

图 6 为入射脉冲 $T_0 = 1$ ns 时, 相同高度不同半锥角的圆锥的一维距离像. 由于脉冲从锥顶逐渐扫过圆锥侧面, 散射截面随径向距离的增大而逐渐变大, 到达锥底骤变为 0, 因而所有曲线的上升沿缓慢, 而下降沿较快, 其峰值位置表示了圆锥底面的位置, 回波脉冲的宽度代表了圆锥的高度. 另外, 当保持圆锥高度不变而底面半径增加时, 圆锥半顶角 α 增大, 这使得照射面元的散射截面增大, 激光后向散射也随之增大, 因此散射回波功率增大.

图 7 仿真了相同圆锥高度和半锥角, 而入射脉冲宽度不同时, 圆锥的一维距离像. 可以看出, 随着脉冲宽度的减小, 距离像曲线形状越接近圆锥侧面轮廓, 峰值位置越接近圆锥底面位置, 但峰值强度减小, 这是因为脉冲越窄, 雷达分辨单元分辨率越精确, 成像精度就越好, 但是同时对信号采集系统的精度要求也高. 这与文献 [16] 给出的结果是一致的.

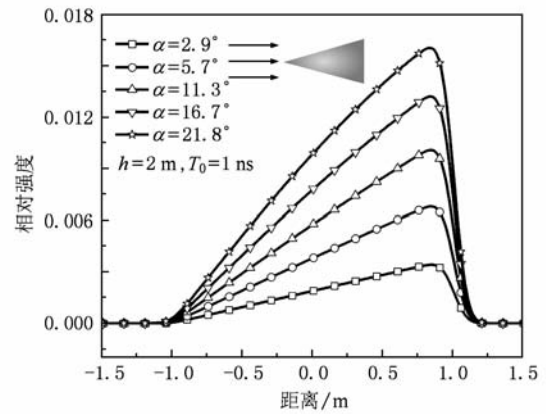


图 6 圆锥高度和入射脉冲宽一定时改变半锥角的圆锥距离像

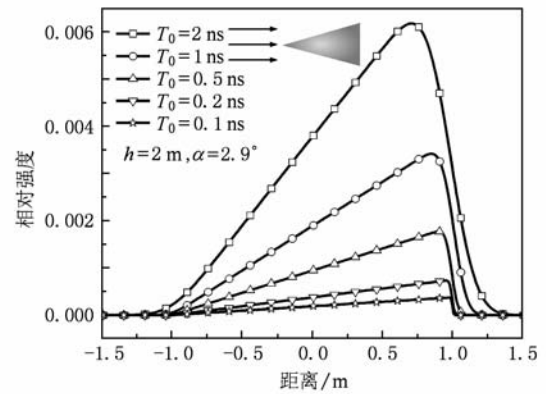


图 7 圆锥高度和半锥角一定时改变入射脉冲宽的圆锥距离像

4. 结 论

本文主要研究了目标激光径向一维距离的成像机理, 并进行了相应的仿真计算. 首先根据雷达方程、Gauss 波束粗糙目标的散射结果及脉冲散射理论, 获得了激光脉冲波束后向散射功率及径向一维距离像的计算表达式, 并得到相应的激光脉冲雷达方程. 该方程能够计算目标径向方向上的散射功率, 从而获得目标的径向信息. 它的获得对于激光雷达探测、系统仿真及目标识别等应用具有重要意义. 借助于获得的激光雷达方程, 分别得到了不同参数下的斜板、球和圆锥目标的一维距离像, 并对数据进行了详细地分析, 结果表明目标激光一维距离像受目标几何外形、大小及入射脉冲宽度的制约. 本文的研究结果可应用于激光雷达成像仿真、目标特征提取与分析等领域.

- [1] Mensa D L 1981 *High Resolution Radar Imaging* (Boston, London: Artech House) p2
- [2] Shirley L G, Hallerman G R 1996 *Technic. Report* **1025** 11
- [3] Andrews A K 1994 *Ph. D. Dissertation* (Washington: Washington State University)
- [4] Richards M A, Trott K D 1995 *IEEE Trans. Electron. Compat.* **37** 478
- [5] Kim K T, Kim H T 1999 *IEEE Proc. Radar, Saner Naving* **146** 147
- [6] Kim K T, Seo D K, Kim H T 2001 *IEEE Proc. Radar, Sanor Naving* **148** 285
- [7] Murray J T, Moran S E, Roddier N, Vercillo R, Bridges R, Austin W 2003 *Laser Radar Technol. Appl. VIII, Proc. SPIE* **5086** 84
- [8] Hoskins A, Li Y, Schlottau F, Wagner K H, Embry C, Babbitt W R 2005 *Proc. SPIE* **5791** 109
- [9] Wang M J, Wu Z S, Li Y L, Zhang X A, Zhang H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2390 (in Chinese) [王明军、吴振森、李应乐、张小安、张辉 2009 物理学报 **58** 2390]
- [10] Gong Y J, Wu Z S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6227 (in Chinese) [宫彦军、吴振森 2009 物理学报 **58** 6227]
- [11] Li C F, Zhang Y, Chen X, Zhu Q B 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1758
- [12] Sun Z G, Han C Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 998 (in Chinese) [孙增国、韩崇昭 2010 物理学报 **59** 998]
- [13] Wang R, Guo L X, Qin S T, Wu Z S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3473 (in Chinese) [王蕊、郭立新、秦三团、吴振森 2008 物理学报 **57** 3473]
- [14] Dai B, Luo X D, Wang Y W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3864 (in Chinese) [戴兵、罗向东、王亚伟 2009 物理学报 **58** 3864]
- [15] Xu L Q, Li H, Xiao Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6030 (in Chinese) [徐兰青、李晖、肖郑颖 2008 物理学报 **57** 6030]
- [16] Chen H 2004 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [陈辉 2004 博士学位论文 (西安:西安电子科技大学)]
- [17] Dai Y J 2002 *Laser Radar Theory* (Beijing: National Defence Industry Press) (in Chinese) [戴永江 2002 激光雷达原理 北京:国防工业出版社]
- [18] Jelalian A V 1992 *Laser Radar Systems* (Boston, London: Artech House)
- [19] Lü B D 2003 *Laser Optic: Beam Characterization, Propagation and Transformation Resonator Technology and Physics* (Beijing: Higher Education Press) (in Chinese) [吕百达 2003 激光光学——光束描述、传输变换与光腔技术物理 (北京:高等教育出版社)]

Laser one-dimensional range profile*

Li Yan-Hui[†] Wu Zhen-Sen Gong Yan-Jun Zhang Geng Wang Ming-Jun

(School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 18 October 2009; revised manuscript received 11 May 2010)

Abstract

Pulse laser one-dimensional range profile theory and simulation are investigated. Laser one-dimensional range profile simulation is studied based on pulse wave scattering theory and the radar equation, and the calculated formula of laser one-dimensional range profile is obtained. As examples, the range profile simulations are calculated for the sloped-plane, sphere, and cone. It is also analyzed that the influences of target shape, radial length and pulsewidth on the simulation results. This paper offers theory bases and simulation method for abstraction and identification target feature on the laser.

Keywords: laser scattering, laser one-dimensional range profile, radar equation, target identification

PACC: 4225F, 4230, 4260K, 4290

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60771038, 60801047) and the Open Research Fund of State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Chinese Academy of Sciences of China (Grant No. SKLST200906).

[†] E-mail: yhlee@mail.xidian.edu.cn