物理学报 Acta Physica Sinica



单光子激光测距的漂移误差理论模型及补偿方法

黄科 李松 马跃 田昕 周辉 张智宇

Theoretical model and correction method of range walk error for single-photon laser ranging

Huang Ke Li Song Ma Yue Tian Xin Zhou Hui Zhang Zhi-Yu

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 67, 064205 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172228 在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172228 当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I6

您可能感兴趣的其他文章 Articles you may be interested in

用于飞秒激光纳米加工的 TiO₂ 粒子阵列诱导多种基底表面近场增强

Near field enhancement of TiO₂ nanoparticle array on different substrates for femtosecond laser processing

物理学报.2017, 66(14): 144203 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.144203

毫秒脉冲激光致硅光电二极管电学损伤的有限元分析及实验研究

Finite element analysis and experimental study on electrical damage of silicon photodiode induced by millisecond pulse laser

物理学报.2017, 66(10): 104203 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.104203

基于足印探测的激光测高仪在轨标定

On-orbit calibration of satellite laser altimeters based on footprint detection 物理学报.2017, 66(13): 134206 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.134206

激光诱导等离子体的气体动力学和燃烧波扩展速度研究

Gas dynamics and combustion wave expanding velocity of laser induced plasma 物理学报.2017, 66(9): 094202 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.094202

近表面层黏性模量梯度变化的复合平板中激光热弹激发声表面波的传播特性

Propagation characteristics of laser-generated surface acoustic waves in composite plate with gradient changes of near-surface viscous moduli

物理学报.2016, 65(22): 224201 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224201

单光子激光测距的漂移误差理论模型及补偿方法^{*}

黄科 李松节 马跃 田昕 周辉 张智宇

(武汉大学电子信息学院,武汉 430072)

(2017年10月13日收到;2017年12月6日收到修改稿)

单光子激光测距系统采用高灵敏度的单光子探测器作为接收器件,更易实现高密度、高覆盖率的目标采 样,是未来激光测距系统的发展方向.漂移误差作为限制单光子激光测距精度提高的瓶颈问题,其主要由平 均回波信号光子数的变化引起.以激光雷达方程、单光子探测器的概率与统计理论为基础,建立了漂移误差 的理论模型,给出了漂移误差与平均信号光子数、均方根脉宽等系统参数之间的理论关系式.同时,结合单光 子探测概率模型给出了一种漂移误差的修正方法,并搭建实验系统对漂移误差模型和修正方法进行了验证. 在回波信号均方根脉宽为3.2 ns、平均回波信号光子数为0.03到4.3个情况下,未经修正的漂移误差最大达到 46 cm,经修正后的均方根误差为1.16 cm,平均绝对误差为0.99 cm,达到1 cm 量级,漂移误差对测距精度的 影响基本可以忽略.该方法可以解决漂移误差制约单光子激光测距精度提高的瓶颈问题.

关键词: 激光测距, 单光子, 漂移误差, 误差补偿 PACS: 42.62.-b, 85.60.Gz, 85.30.-z, 07.07.Df

1引言

传统的星载激光雷达往往需要比较高的单脉 冲能量来获取高信噪比的回波信号,由于激光器 功率的限制,其重复频率往往仅能做到几十赫兹, 难以实现高密度、高覆盖率的目标采样[1]. 基于 单光子探测体制的激光雷达采用工作在盖革模 式下的雪崩光电二极管 (Geiger-mode of avalanche photodiodes, GM-APD)、光电倍增管等单光子探 测器作为接收器件,其灵敏度与传统激光雷达相 比要高2-3个数量级,从而更易实现微脉冲、多波 束的直接三维成像,具有很大的技术优势和发展 前景^[2].美国未来十年计划发射的ICESat-2 (Ice, Cloud, and Land Elevation Satellite 2)^[3] 和LIST (LIdar Surface Topography)^[4]卫星拟搭载的激光 雷达均计划采用单光子探测体制,其重复频率均为 10 kHz, 脚点间距仅为0.7 m. 然而, 单光子探测器 存在一定的死区时间[5], 当探测到信号后其在死区

DOI: 10.7498/aps.67.20172228

时间内将不再对光电子进行响应;而且不同于传统 激光雷达使用的线性探测器,单光子探测器不能探 测到信号的大小,只能探测到信号的有无,因而单 光子激光雷达的输出为按照一定概率随机分布的 离散点云^[6],以上这些特点都对单光子体制的激光 雷达获取高精度的测量成果带来不利影响.

测距精度是激光雷达最重要性能指标之一^[7,8],对激光测距系统进行精度分析,研究其误差理论和补偿方法对其系统设计和性能评估都具有重要的意义.对于同一测量距离,当回波信号的波形和能量发生变化,会导致探测器输出的stop时刻的期望值发生改变,带来漂移误差(walk error)^[9,10].对于同一距离的目标,当目标反射率发生变化,或目标有部分遮挡时,由于漂移误差,均会导致测距准确度的降低,通常会带来分米甚至米量级的测距误差^[11].传统线性探测体制的激光雷达,一般采用恒比鉴别或波形采集的方法来消除漂移误差^[8].由于单光子探测器只能探测到信号的有无,传统激光雷达采用的漂移误差补偿方法并不

* 国家自然科学基金(批准号: 41506210)、国家科技重大专项(批准号: 42-Y20A11-9001-17/18)、中国博士后科学基金(批准号: 2016M600612)和卫星测绘技术与应用国家测绘地理信息局重点实验室(批准号: KLSMTA-201701)资助的课题.

†通信作者. E-mail: ls@whu.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

适用于单光子体制,且目前关于单光子激光测距系统的漂移误差理论模型及补偿方法少见报道.Oh 等[11]采用仿真建模的方法对漂移误差进行了修 正,He等^[12]通过多次实验获取不同信号光子数对 应的漂移值,通过数据拟合对漂移误差进行补偿. 然而,目前还没有相关文献给出平均信号光子数与 漂移误差之间的理论关系式,采用仿真模型和数据 拟合对漂移误差进行修正的方法,其理论的可解释 性和补偿的准确性都有一定的局限性.

本文采用更贴近真实回波脉冲的高斯函数来 描述回波信号的时域分布,并结合激光雷达方程和 单光子探测器的概率与统计理论,建立用于单光子 激光测距的回波可探测概率模型.基于所建立的模 型,推导出平均信号光子数、脉冲均方根脉宽与漂 移误差的理论关系式,由理论关系式给出了漂移误 差的修正值.最后通过搭建单光子激光测距系统, 对理论关系式进行实验验证.

2 单光子激光雷达探测模型

单光子激光测距系统一般基于飞行时间测距. 测距过程如图1:1)激光器驱动电源控制激光器发 射激光脉冲,在发射激光脉冲的同时驱动模块产生 同步信号为计时模块提供start信号;2)发射的激 光脉冲与目标相互作用后被光学系统接收,接收光 脉冲经过滤波片被单光子探测器接收,探测器产生 单光子事件为计时系统提供stop信号;3)在获取 stop和start信号后,通过计时模块即可获取对应 单光子事件的飞行时间;4)通过多次测量(得益于 高重频的激光器和目标轮廓表面在小区域内的一 致性,移动载体一段时间的连续多次测量可以近似 为对同一目标的多次测量),利用统计学、概率学方 法从所有单光子事件中提取出由信号光子触发的 单光子事件,从而获取目标的距离信息.



图 1 单光子激光测距系统框图 (TCSPC module 表示时 间相关单光子计数模块)

Fig. 1. The block diagram of single-photon laser ranging (TCSPC, time-correlated single-photon counting).

对于脉冲激光测距系统,在仅考虑大气衰减的 情况下,接收场信号可以抽象成发射场经过两次夫 琅禾费衍射和一次目标的反射而得到,因而对于典型的平面漫反射目标,可以用高斯函数及其特征参数近似描述有效脉冲回波模型^[13],平均回波光子数*S*(*t*)与时间*t*的关系可以表示为

$$S(t) = N_{\rm s} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm s}} \exp\left[-\frac{(t-T_{\rm s})^2}{2\sigma_{\rm s}^2}\right] + N_{\rm n}, \quad (1)$$

其中 N_s 为接收单脉冲平均信号光子数, N_n 为单位 时间内的噪声光子数, σ_s 为回波信号的均方根脉 宽, T_s 为激光脉冲的往返飞行时间.对于激光雷达 系统,回波信号的均方根脉宽 σ_s 是回波信号的特征 参数,可以表示为^[13]

$$\sigma_{\rm s}^2 \approx \sigma_{\rm f}^2 + \frac{4r^2 \cos^2 S_{//}}{c^2 \cos^2(\theta_{\rm t} + \cos^2 S_{//})} + \frac{4R^2 \tan^4 \phi}{c^2} + \frac{4R^2 \tan^2 \phi}{c^2} \left[\tan^2(\theta_{\rm t} + S_{//}) + \frac{\tan^2 S_{\perp} \cos^2 S_{//}}{\tan^2(\theta_{\rm t} + S_{//})} \right],$$
(2)

式中 $\sigma_{\rm f}$ 表示激光发射脉宽, r表示目标粗糙度, $S_{//}$ 和 S_{\perp} 分别表示目标在平行和垂直于航迹方向的地 表坡度, ϕ 表示激光发散角, $\theta_{\rm t}$ 表示激光指向角, R是系统与目标之间的距离, c是光在大气的传播速 度.通常情况下,可以将目标近似为朗伯反射体, 对于大目标, 由激光雷达方程可知探测器接收到的 单脉冲平均信号光子数 $N_{\rm s}$ 为^[14]

$$N_{\rm s} = \rho \cos \theta_{\rm g} T_0^2 \frac{\eta_{\rm q} \eta_{\rm r} E_{\rm t} A_{\rm r}}{\pi h \upsilon R^2},\tag{3}$$

其中 E_t 是激光单脉冲能量, hv是单个光子的能量, η_q 是探测器的量子效率, η_r 是光学系统的传输效 率, ρ 是目标反射率, θ_g 是发射光学系统光轴与目 标法线的夹角, A_r 为接收光学望远镜的有效口径, T_0 是激光雷达与目标的单程大气透过率.

根据统计光学理论可知, 在直接探测激光测距 系统中, 目标表面散射回来的回波信号在强度分布 上服从负二项分布^[15], 当探测到的平均信号光子 数远小于接收光学系统的散斑自由度时, 可以用泊 松分布近似表示负二项分布^[16]. 对于单光子激光 雷达, 接收的平均信号光子数往往很小, 因而, 采用 泊松分布可以较为准确地描述单光子探测器的探 测特性^[17]. 由泊松分布的统计特性可知, Λt 时刻 开始, 在时间 Δt 内接收到n个光子的概率 $P_{\rm s}(t,n)$ 为

$$P_{\rm s}(t,n) = \frac{1}{n!} \left(\int_t^{t+\Delta t} S(t) dt \right)^n \\ \times \exp\left(- \int_t^{t+\Delta t} S(t) dt \right).$$
(4)

对于单光子探测器,只能探测到信号的有无, 不能探测到信号的大小.通常探测到一个及以上 光电子均只生成一个单光子事件^[18].由(4)式可知, 从t时刻开始,在时间 Δt 内接收到光电子的概率 $P_{\rm s}(t,n>0)$ 为

$$P_{\rm s}(t,n>0) = 1 - P_{\rm s}(t,n=0)$$
$$= 1 - \exp\left(-\int_t^{t+\Delta t} S(t) \mathrm{d}t\right). \tag{5}$$

又由于单光子探测器存在死区时间,单光子探测器 产生一次单光子事件以后需要一段时间恢复才能 对随后接收的光电子进行响应,在恢复期内接收的 光电子均不会触发单光子事件^[6].通常情况下,单 光子探测器的死区时间大于激光脉冲的脉宽^[19], 假设单光子探测器的死区时间为 t_d ,从t($t > t_d$) 时刻开始,在时间 Δt ($\Delta t < t_d$)内探测到单光子事 件的概率可以近似为

$$P_{\rm d}(t) = \exp\left(-\int_{t-t_{\rm d}}^{t} S(t) \,\mathrm{d}t\right) \\ \times \left[1 - \exp\left(-\int_{t}^{t+\Delta t} S(t) \,\mathrm{d}t\right)\right], \quad (6)$$

式中前项表示 $[t - t_d, t]$ 时间段没有生成单光子事件的概率, 后项表示 $[t, t + \Delta t]$ 时间段内接收到单光子的概率.

3 漂移误差模型及补偿方法

基于飞行时间测距方法的激光测距系统,其 测时精度代表了测距精度,与探测时间相关的探 测概率密度函数 $f_p(t)$ 是获取测距误差模型的基础, 由(6)式可以得到单光子探测器的探测概率密度函 数 $f_p(t)$:

$$f_{\rm p}(t) = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{P_{\rm d}(t)}{\Delta t}$$
$$= \lim_{\Delta t \to 0} \frac{1}{\Delta t} \bigg\{ \exp\left(-\int_{t-t_{\rm d}}^{t} S(t) \, \mathrm{d}t\right)$$
$$\times \left[1 - \exp\left(-\int_{t}^{t+\Delta t} S(t) \, \mathrm{d}t\right)\right] \bigg\}$$
$$= S(t) \exp\left(-\int_{t-t_{\rm d}}^{t} S(t) \, \mathrm{d}t\right)$$
$$= \left\{N_{\rm s} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm s}} \exp\left[-\frac{(t-T_{\rm s})^2}{2\sigma_{\rm s}^2}\right] + N_{\rm n}\right\}$$

$$\times \exp\left\{-\int_{t-t_{\rm d}}^{t} N_{\rm s} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\rm s}}} \right. \\ \times \exp\left[-\frac{\left(t-T_{\rm s}\right)^2}{2\sigma_{\rm s}^2}\right] \mathrm{d}t - N_{\rm n} t_{\rm d} \left.\right\}.$$
(7)

获得单光子探测器的探测概率密度函数 $f_p(t)$ 后, 结合统计学理论可以获取目标单光子事件到达时 刻的时间分布,从而获取测距误差模型,进而分析 对应的补偿方法.如果定义 $T_s \pm 3\sigma_s$ 范围内探测到 单光子事件均为目标有效探测事件,则激光飞行时 间的均值 \bar{t} 为

$$\bar{t} = \frac{\int_{T_{\rm s}-3\sigma_{\rm s}}^{T_{\rm s}+3\sigma_{\rm s}} tf_{\rm p}(t)dt}{\int_{T_{\rm s}-3\sigma_{\rm s}}^{T_{\rm s}+3\sigma_{\rm s}} f_{\rm p}(t)dt}$$
$$= \frac{\int_{T_{\rm s}-3\sigma_{\rm s}}^{T_{\rm s}+3\sigma_{\rm s}} tS(t)\exp\left(-\int_{t-t_{\rm d}}^{t} S(t)dt\right)dt}{\int_{T_{\rm s}-3\sigma_{\rm s}}^{T_{\rm s}+3\sigma_{\rm s}} f_{\rm p}(t)dt}.$$
(8)

由激光飞行时间的均值 *t* 可以得到单光子激光测距 过程中由漂移误差带来的系统误差 *R*_a 为^[20]

$$R_{\rm a} = (\bar{t} - T_{\rm s}) \cdot \frac{c}{2}.\tag{9}$$

根据正态分布的" 3σ "原则,可以把区间 $[T_{\rm s} - 3\sigma_{\rm s}, T_{\rm s} + 3\sigma_{\rm s}]$ 看作是随机变量t实际可能的取值区间,因而可以得到

$$\int_{T_{\rm s}-3\sigma_{\rm s}}^{T_{\rm s}+3\sigma_{\rm s}} f_{\rm p}(t) \mathrm{d}t$$

$$\approx \exp(-N_{\rm n}t_{\rm d})[1-\exp(-N_{\rm s}-6N_{\rm n}\sigma_{\rm s})]. \quad (10)$$

同理,当区间 $[T_s - 3\sigma_s, T_s + 3\sigma_s]$ 为t的取值空间, 且 $t_d > 6\sigma_s$,可得

$$\int_{t-t_{\rm d}}^{t} N_{\rm s} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm s}} \exp\left[-\frac{\left(t-T_{\rm s}\right)^{2}}{2\sigma_{\rm s}^{2}}\right] \mathrm{d}t$$

$$\approx \int_{-\infty}^{t} N_{\rm s} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm s}} \exp\left[-\frac{\left(t-T_{\rm s}\right)^{2}}{2\sigma_{\rm s}^{2}}\right] \mathrm{d}t$$

$$\approx \frac{1}{2} N_{\rm s} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t-T_{\rm s}}{\sqrt{2}\sigma_{\rm s}}\right)\right]. \tag{11}$$

对于单光子激光测距系统,通常接收到的有效回波 脉冲的均方根脉宽为纳秒量级,而单光子探测器的 死区时间为几十纳秒^[6],满足 $t_d > 6\sigma_s$ 的条件,因 而将(1),(7),(8),(10),(11)式代入(9)式可以得到

$$R_{\rm a} = \frac{c}{2} \cdot \frac{\int_{-3\sigma_{\rm s}}^{+3\sigma_{\rm s}} t \left[N_{\rm s} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm s}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{\rm s}^2}\right) + N_{\rm n} \right] \exp\left\{-\frac{1}{2}N_{\rm s}\left[1 + \exp\left(\frac{t}{\sqrt{2}\sigma_{\rm s}}\right)\right] - N_{\rm n}t_{\rm d}\right\} dt}{\exp\left(-N_{\rm n}t_{\rm d}\right) \left[1 - \exp\left(-N_{\rm s} - 6N_{\rm n}\sigma_{\rm s}\right)\right]}.$$
 (12)

为较为直观地表现激光强度及激光脉冲均方根宽 度对于探测时刻及其误差的影响,利用理想化的无 噪声高斯函数进行理论探讨,将 N_n = 0代入(12)式 可以得到

$$R_{\rm a} = \frac{c}{2} \cdot \frac{1}{1 - \exp\left(-N_{\rm s}\right)} \\ \times \int_{-3\sigma_{\rm s}}^{+3\sigma_{\rm s}} t \left[N_{\rm s} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm s}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{\rm s}^2}\right) \right] \\ \times \exp\left\{-\frac{1}{2}N_{\rm s} \left[1 + \exp\left(\frac{t}{\sqrt{2}\sigma_{\rm s}}\right)\right] \right\} {\rm d}t.$$

$$(13)$$

(13)式给出了无噪声条件下单光子激光测距系统 漂移误差的理论解析式,从式中可以看出回波信 号光子数 N_s和回波信号均方根脉宽σ_s是漂移误差 的主要影响因素,信号光子数和接收脉宽的增加都 将使漂移误差增大.对于大多数的单光子激光测 距系统,由于目标反射率和大气环境等参数的不确 定性,其平均有效信号回波光子数通常在0.1和10 之间波动,而接收信号的均方根脉宽通常处于纳 秒量级^[19].为了更直观地分析回波脉冲的信号强 度和均方根脉宽对测距精度的影响,根据(13)式在 图2中绘制了接收信号均方根脉宽分别为1,3,5和 7 ns条件下的单脉冲平均信号光子数与漂移误差 的关系曲线.



图 2 不同脉宽条件下信号光子数与漂移误差的关系 (理论)



从图2可以看出:当平均信号光子数增大时, 基于单光子体制的激光测距系统误差也随之增大; 当平均信号光子数为10,且回波信号的均方根脉宽 为3 ns时,其漂移误差有0.7 m,当均方根脉宽为 5 ns时,其漂移误差超过了1.1 m.在实际应用中, 为了减少漂移误差,通常采用压缩激光器脉宽的方 法来减少回波信号的脉宽,该方法增加了系统硬件 的实现难度和成本,限制了单光子激光测距系统高 精度测距值的获取.由于单光子探测器只能探测到 信号的有无,不能直接获取单脉冲平均信号光子数 *N*_s,因而不能直接利用(13)式对系统误差进行修正. 然而,基于单光子体制的激光测距系统对于同一目 标的多次测量可以获取目标的统计探测概率,利用 统计探测概率可以间接估算接收到的单脉冲平均 信号光子数^[21],从而利用(13)式进行误差修正.

对于无噪声系统,由(5)式可以获取目标的探测概率 p_r 与平均信号光子数 N_s 的关系式:

$$p_{\rm r} = 1 - \exp(-N_{\rm s}) = \frac{n_{\rm det}}{n_{\rm sum}},$$
 (14)

其中, n_{sum} 表示激光器对于同一目标的发射次数, n_{det} 表示对该目标的有效探测次数. 经过反函数变换可以得到

$$N_{\rm s} = -\log\left(1 - p_{\rm r}\right) = -\log\left(1 - \frac{n_{\rm det}}{n_{\rm sum}}\right).$$
 (15)

获取平均信号光子数 $N_{\rm s}$ 后,将其代入(13)式即可 得到漂移误差带来的系统误差 $R_{\rm a}$,则误差修正值 $R_{\rm c} = -R_{\rm a}$,即

$$R_{\rm c} = -\frac{c}{2} \cdot \frac{1}{p_{\rm r}} \int_{-3\sigma_{\rm s}}^{+3\sigma_{\rm s}} t \left[-\log\left(1 - p_{\rm r}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\rm s}}} \right] \\ \times \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{\rm s}^2}\right) \exp\left\{\frac{1}{2}\log\left(1 - p_{\rm r}\right) \right] \\ \times \left[1 + \exp\left(\frac{t}{\sqrt{2\sigma_{\rm s}}}\right)\right] dt.$$
(16)

从(16)式可以看出, 无噪声条件下, 获取目标 的回波信号均方根脉宽和目标的探测概率后即可 获得误差修正值.由激光器发射脉宽、地面坡度 等系统参数可以获取目标的回波信号均方根脉宽, 地表的粗糙度和坡度先验知识可以通过激光点云 所获取的轮廓线进行计算, 已经有较成熟的计算 方法来实现, 并在多种激光雷达系统中得到了应 用^[19,22].因而获取目标的探测概率以后即可对漂 移误差进行补偿, 图3所示为单光子测距系统漂移 误差的补偿流程图.

从图 3 可以看出漂移误差的补偿过程如下:首先通过加权平均获取目标单光子事件的测距粗值 *R*unc;其次由目标的有效探测次数结合(14)式获得 目标的探测概率;然后利用(16)式获取测距的修正 值 *R*c;最后根据未修正的测距值 *R*unc 加上修正值 *R*c,即可获得修正后的测距值 *R*cor.



图 3 漂移误差的补偿流程 Fig. 3. Compensation of the walk error.

4 实验方案与结果分析

为了对漂移误差的修正理论进行验证,搭建 了单光子激光测距系统,系统框图见图1,实物图 如图4.实验系统中,脉冲激光光源采用的是半导 体激光器,波长为905 nm,频率为50 kHz,均方根 脉宽为3.2 ns.选择加拿大Excelitas公司生产的 SPCM AQ4C GM-APD作为接收器件,死区时间 为50 ns,暗计数噪声为500 c/s.时间相关单光子 计数模块使用德国FAST公司的MCS6A4T2,其时 间分辨率为200 ps,无计时死区.本次实验在夜间 进行,噪声主要为暗计数噪声,单个时间片(200 ps) 的平均噪声光子数约为10⁻⁷个,远小于平均信号 光子数,此时,噪声对漂移误差的影响基本可忽略.



图 4 单光子激光测距系统 Fig. 4. Single photon laser ranging system.

4.1 误差补偿实验验证

短死区单光子激光测距系统搭建完成后,穿 过树叶间的缝隙对远处的墙壁进行测距,利用全 站仪(Leica TS09全站仪,棱镜模式下测距精度为 ±1 mm)测得墙壁与系统之间的距离为49.62 m. 为了得到系统的测距误差与激光器脉冲强度之间 的关系,做了如下实验:通过多组衰减片来改变脉 冲强度,对同一目标,在不同脉冲强度条件下分别 进行10000次测量,重复三组实验.测试过程中采 用了六种衰减片,衰减片的透过率分别为1/1500, 1/300,1/70,1/60,1/35和1/10(对应平均信号光 子数见表1中的N_s行),此时其平均回波信号光子 数与ICESat-2单光子激光测距系统的预期平均回 波信号光子数量级接近(ICESat-2在开阔水域和冰 盖预估的平均回波信号光子数变化范围为0.05到 12个光子).图5是在部分衰减片条件下,单光子计 时模块输出的关于时间和探测次数的累计分布直 方图和部分数据的局部放大对比图.

从图5(b)和图5(c)可以看出,计时模块输出 的累积分布直方图包含两个峰值,其中前一个峰值 是少部分光打在树叶上反射引起的单光子事件,后 一个峰值是目标反射生成的单光子事件.图5(a) 中,因为树叶回波信号能量很小,探测到树叶的次 数相对很少,直方图只有单个峰值.这表明搭建的 系统在能量足够或探测次数够多的情况下可以实 现多目标探测.

衰减片透过率分别为1/300,1/70,1/60,1/35 和1/10时,将目标生成的时间与统计次数的累计 分布直方图进行对比,可以获得图5(d).从图5(d) 可以看出:随着衰减片透过率的增加(等效为平均 信号回波光子数的增加),直方图的曲线宽度变窄, 将会降低测距随机误差;但与此同时,累计分布直 方图的时间重心会不断前移,对应的系统误差也会 相应增加.以衰减片透过率为1/10时为例,其对应 的累计分布直方图的时间重心偏移了约3 ns,引起 的系统误差达到了45 cm,此时漂移效应带来的系 统误差是限制测距精度提高的主要因素.由此可见 平均回波信号光子数变化引起的漂移误差不容忽 视.表1显示了按照本文误差补偿方法处理的3组 数据图6中其中1组数据的结果.



图 5 不同衰减片条件下时间和探测次数的累计分布直方图 (a) 衰减片 1/1500; (b) 衰减片 1/70; (c) 衰减片 1/10; (d) 衰减片 1/300, 1/70, 1/60, 1/35 和 1/10 时, 直方图局部对比图

Fig. 5. Photon-counting distribution histograms with different attenuators: (a) Attenuator 1/1500; (b) attenuator 1/70; (c) attenuator 1/10; (d) comparison among different attenuators (1/300, 1/70, 1/60, 1/35 and 1/10).

| 透过率 | $n_{ m det}$ | $P_{\mathbf{r}}$ | $N_{ m s}$ | $R_{\rm c}/{ m m}$ | $R_{ m unc}/ m m$ | $R_{\rm cor}/{ m m}$ |
|--------|--------------|------------------|------------|--------------------|-------------------|----------------------|
| 1/1500 | 328 | 0.0328 | 0.0333 | 0.005 | 49.617 | 49.622 |
| 1/300 | 1447 | 0.1447 | 0.1563 | 0.020 | 49.593 | 49.613 |
| 1/70 | 5056 | 0.5056 | 0.7044 | 0.093 | 49.544 | 49.637 |
| 1/60 | 5919 | 0.5919 | 0.8962 | 0.118 | 49.516 | 49.634 |
| 1/35 | 7630 | 0.7630 | 1.4397 | 0.185 | 49.461 | 49.646 |
| 1/10 | 9869 | 0.9869 | 4.3351 | 0.465 | 49.162 | 49.627 |
| | | | | | | |

表 1 单光子激光测距系统实验数据及修正结果 Table 1. Experimental data and correction results of single photon laser ranging system.

从表1可以看出,随着衰减片透过率的不断增加,平均回波信号光子数也不断增加,漂移误差越来越大.对比衰减片1/1500和1/300条件下未修正的测距值,两者相差了2 cm;衰减片透过率从1/300变为1/60时,平均回波信号光子数变化了约5倍,而两者未修正的测距值相差了8 cm;衰减 片透过率从1/35变为1/10时,平均回波信号光子数变化小于5倍,而两者未修正的测距值相差约30 cm;由此可见在平均回波信号光子数较小时,其 变化导致的漂移误差也较小,而当平均回波信号 光子数较大时,相同变化导致的漂移误差也明显 增大,与理论推导的图2的变化趋势保持一致.单 光子激光测距系统的平均回波信号光子数通常在 0.1—10之间变化,其带来的漂移误差不容忽视.为 了更加直观地反映本文的误差补偿效果,给出了平 均回波信号光子数在0.1—10之间的三组共15个 数据的漂移误差修正前后的结果,如图6所示.

图6中"o"表示修正前的漂移误差,实线表

示 σ_s =3.2 ns时由(16)式获得的修正曲线图取反的 结果,"*"表示修正后的结果值,虚线表示漂移误 差为0 cm 的参考线.从图6可以看出,随着目标探 测概率的增加,漂移误差也在不断增大,当衰减片 透过率为1/10,此时的探测概率约为98%,漂移误 差超过了40 cm,而经过误差补偿后的漂移误差仅 为亚厘米量级.三组共15个数据,经误差修正后的 漂移误差的均方根误差*RMSE* (root mean square error)为1.16 cm,平均绝对误差*MAE* (mean absolute error)为0.99 cm,修正精度达到约1 cm;而 对应的原始数据的均方根误差为15.17 cm,平均绝 对误差为11.65 cm.



由此可见,本文的误差补偿理论可以明显减小 漂移误差,提高测距精度.以衰减片透过率为1/10 时的实验数据为例,未修正前,其漂移效应带来的 系统误差为46 cm,而系统的随机误差可以通过多 次测量来减少,文中使用的实验系统100次发射对 应的随机误差约为6 cm,10000次发射对应的随机 误差约为0.6 cm,此时漂移误差是限制测距精度最 主要的因素.经过误差修正后,漂移效应带来的系 统误差减小到1 cm 量级,测距精度得到显著提高.

4.2 快速补偿实验验证

单光子探测器只能探测到信号的有无,不能探测到信号的大小,因而从理论上无法通过单次测量获取平均回波信号光子数、光子时间分布等信息来快速消除漂移误差.然而得益于单光子探测器的超高灵敏度(其灵敏度相比于线性探测器提高了2—3个数量级),单光子激光雷达单次测量所需的单脉冲能量降低了2—3个数量级.在激光器的平均功率相等的情况下,采用单光子探测器激光雷达的测

量频率要比线性探测模式高 2—3个数量级 (搭载单 光子激光雷达的 ICESat-2 重频为10 kHz,搭载线 性探测体制激光雷达的 ICESat 重频为40 Hz).而 且 ICESat-2 使用的单光子探测器为16个像素,单 次测量可以输出16 次测量结果^[23].因而即使利用 多次探测累计的方法,单光子激光雷达的等效重 频依然高于线性探测体制 (累积连续100 次测量后, ICESat-2 等效重频为100 Hz,仍高于线性体制的 ICESat). NASA关于 ICESat-2 的官方报道显示, 对单光子激光雷达数据处理的方法之一就是计划 累计100 次连续发射的探测结果来提取有效信号和 减少随机误差^[19],对于16 像素的探测器而言,相 当于累计1600 次测量信息.

本文采用的漂移误差补偿方法是通过多次 探测获取目标信号的有效探测次数(统计探测概 率), 然后利用有效探测次数得到平均回波信号 光子数的估计值,最后通过漂移误差模型获取漂 移误差来对测距值进行补偿. 在补偿过程中, 本 方法所需的主要参数是目标的有效探测次数,因 而不需要很长时间的积分时间(很多次的测量) 来获取"完美"的统计分布直方图以消除漂移误 差.为了验证本方法在快速补偿技术中的可行 性, 做了如下实验: 对49.62 m的同一目标进行测 距,在平均回波信号光子数约为0.7 c/s,分别进行 160次(相当于ICESat-2数据处理累计次数的1/10, 等效重频1 kHz, 持续时间1 ms), 1600次(等价 于ICESat-2数据处理累计次数,等效重频100 Hz, 持续时间10 ms), 16000次测量(持续时间100 ms). 利用探测结果可以分别得到各自的统计分布直方 图,如图7所示.

由于单光子探测器接收到的平均回波信号光 子数很小,此时光信号的波动特性不明显,以量子 特性为主,因而单光子探测器的探测过程具有一定 的随机性,从图7可以看出,当累计次数较少时,由 于探测过程的随机性.由TCSPC得到的统计分布 直方图并不"完美".为了验证本文误差补偿方法在 探测次数较少时也有很好的适用性,分别利用160 次、1600次、16000次的探测结果求得各自测量未 修正距离的平均值 *R*unc,同时利用本文的漂移误差 补偿模型获取对应的修正值 *R*c 以及修正后的测距 值 *R*cor.对以上实验重复30次,可以得到30组160 次累计处理后的数据、30组1600次累计处理后的 数据和30组16000次累计处理后的数据.图8为分 别累计160和1600次得到的各自30组数据的结果 对比.



图 7 累计 (a) 160 次、(b) 1600 次、(c) 16000 次的统计分布直方图 Fig. 7. The histogram of (a) 160, (b) 1600, (c) 16000 measurements.

| 表 2 | 不同 | 累计次数 | な条件1 | 「修正 | 前后》 | 则距值 | 直的 漂 | 夏移 じ | 吴差 |
|-----|----|------|------|-----|-----|-----|-------------|-------------|----|
| 和随机 | 误差 | | | | | | | | |

Table 2. The walk errors and random errors of the range values under different cumulative times.

| | | 单像素累计次数 | |
|------------|-------|-------------------|-------|
| | 160 | 1600 | 16000 |
| 等效16像素累计次数 | 10 | 100 (ICESat-2) | 1000 |
| 修正前漂移误差/cm | -7.89 | -7.73 | -8.06 |
| 修正前随机误差/cm | 4.78 | 1.54 | 0.46 |
| 修正值均值/cm | 9.50 | 9.09 | 9.24 |
| 修正值方差/cm | 1.56 | 0.45 | 0.11 |
| 修正后漂移误差/cm | 1.61 | 1.40 | 1.17 |
| 修正后随机误差/cm | 5.60 | 1.58 | 0.49 |

图 8 中蓝线表示未修正的测距值, 绿线表示修 正后的测距值, 红线表示由全站仪测得的真实值, 黑线表示修正值. 从修正前后的对比图可以看出, 当累计次数增多时, 随机误差会减少, 测距值的分 布会更加稳定, 这与 ICESat-2 通过连续测量次数 累计的方式提取有效信号和减少随机误差的方法 相符合.无论是累计160次,还是累计1600次,经过 本文修正方法修正后的测距值相对于未修正的测 距值都更接近真实值.为了更加直观地表达本文误 差补偿方法对漂移误差和随机误差的影响,表2列 出了不同累计次数条件下修正前后测距值的漂移 误差和随机误差,其中漂移误差由测距值减去真实 值得到.

从表2可以看出: 当累计16000次时,修正 前后的漂移误差从-8.06 cm减少至1.17 cm;当 累计1600次(等效ICESat-2的16像素累计100次) 时,修正前后的漂移误差从-7.73 cm减少至1.40 cm; 当累计160次时,修正前后的漂移误差从 -7.89 cm减少至1.56 cm. 无论是累计160次、1600 次、16000次,采用本文的漂移误差补偿方法均能明 显减小测距值的漂移误差,且累计次数对漂移误差 的修正精度影响很小(小于1 cm). 当累计次数较 少时,由于测距不确定性较大,带来较大的随机误 差,使得测距误差曲线波动较大,但本文修改的漂 移误差属于系统误差范畴,与由随机误差造成的波 动无关,图8中160次、1600次修正前的蓝色测距 值与红色测距真值相对比,存在明显的系统误差, 而修正后的绿色测距值更接近于红色测距真值,几 乎不存在系统误差.本文所建立的修正方法在只 有ICESat-2官方预期累计次数(16 像素100次)的 1/10条件下,已经能达到较好的修正效果,且累积的持续时间仅为1 ms,本文误差补偿方法在探测次数较少时也有很好的适用性,具有很好的快速补偿作用.



图 8 对比图 (a) 累计 160 次修正前后测距值; (b) 累计 160 次修正值; (c) 累计 1600 次修正前后测距值; (d) 累计 1600 次修正值

Fig. 8. The comparison diagram: (a) The range values under 160 measurements; (b) the modified values under 160 measurements; (c) the range values under 1600 measurements; (d) the modified values under 1600 measurements.

5 结 论

本文给出了单光子激光测距系统的漂移误差 与平均回波信号光子数、回波均方根脉宽、死区时 间、噪声光子数等参数之间的理论关系式,分析了 平均回波信号光子数对漂移误差的影响,给出了漂 移误差补偿的理论方法,通过实验对漂移误差模型 及其修正理论进行了验证.理论及实验表明,在回 波信号均方根脉宽为3.2 ns的情况下,本文的误差 补偿理论可以把单光子激光测距系统中因漂移效 应引起的系统误差由分米量级降低到1 cm 量级. 该修正方法使得漂移误差在厘米量级总体精度的 单光子激光测距系统中基本可忽略,解决了漂移误 差制约精度提高的瓶颈问题,若要实现厘米量级的 总体测距精度,只需对同一目标提高重复测量次数 减小随机误差即可.

参考文献

- Iqbal I A, Dash J, Ullah S, Ahmad G 2013 Int. J. Appl. Earth Obs. 23 109
- [2] Abdullah Q A 2016 Photogramm. Eng. Rem. S. 82 307
- Brown M E, Arias S D, Neumann T, Jasinski M F, Posey
 P, Babonis G 2016 *IEEE Geosci. Remote S.* 4 24
- [4] Yu A W, Krainak M A, Harding D J, et al. 2013 Proc. SPIE 8599 85990P
- [5] Gatt P, Johnson S, Nichols T L 2007 Proc. SPIE 6550 65500I
- [6] Apakwok R, Markus T, Morison J, Palm S P, Neumann T A, Brunt K M 2014 J. Atmos. Ocean. Technol. 31 1151

064205 - 9

- [7] Zhang S, Tao X, Feng Z J, Wu G H, Xue L, Yan X C, Zhang L B, Jia X Q, Wang Z Z, Sun J, Dong G Y, Kang L, Wu P H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 188501 (in Chinese) [张森, 陶旭, 冯志军, 吴淦华, 薛莉, 闫夏超, 张蜡宝, 贾小 氢, 王治中, 孙俊, 董光焰, 康琳, 吴培亨 2016 物理学报 **65** 188501]
- [8] Lai J, Jiang H, We Y, Wang C, Li Z 2013 Optik 124 5202
- [9] Luo H, Yuan X, Zeng Y 2013 Opt. Express 21 18983
- [10] Xu L, Zhang Y, Zhang Y, Yang C, Yang X, Zhao Y 2016 Appl. Opt. 55 1683
- [11] Oh M S, Kong H J, Kim T H, Hong K H, Kim B W 2010 Opt. Commun. 283 304
- [12] He W, Sima B, Chen Y, Dai H, Chen Q, Gu G 2013 Opt. Commun. 308 211
- [13] Gardner C S 1992 IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 30 1061
- [14] Kim S, Lee I, Kwon Y J 2013 Sensors 13 8461
- [15] Johnson S, Gatt P, Nichols T L 2003 Proc. SPIE 2003 5086

- [16] Williams G M, Huntington A S 2006 Proc. SPIE 6220 622008
- [17] Degnan J J 2002 J. Geodyn. **34** 503
- [18] Fouche D G 2003 Appl. Opt. 42 5388
- [19] Markus T, Neumann T, Martino A, Abdalati W, Brunt K, Csatho B, Farrell S, Fricker H, Gardner A, Harding D, Jasinski M, Kwok R, Magruder L, Lubin D, Luthcke S, Morison J, Nelson R, Neuenschwander A, Palm S, Popescu S, Shum C, Schutz B E, Smith B, Yang Y, Zwally J 2017 *Remote Sens. Environ.* **190** 260
- [20] Johnson S E, Nichols T L, Gat P, Klausutis T J 2004 Sensors 5412 72
- [21] Huang K, Li S, Ma Y, Zhou H, Yi H, Si G Y 2016 *Chin. J. Lasers* 11 1110001 (in Chinese) [黄科, 李松, 马跃, 周 辉, 易洪, 史光远 2016 中国激光 11 1110001]
- [22] Sithole G 2001 Int. Arch. Photogramm. Remote Sens. 34 203
- [23] Zhang J S 2014 Ph. D. Dissertation (Rochester: Rochester Institute of Technology)

Theoretical model and correction method of range walk error for single-photon laser ranging^{*}

Huang Ke Li Song[†] Ma Yue Tian Xin Zhou Hui Zhang Zhi-Yu

(School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China) (Received 13 October 2017; revised manuscript received 6 December 2017)

Abstract

Single-photon laser ranging is a new generation of lidar which represents the future lidar development trend. It uses the single photon detector as the receiving device. Due to the fact that single-photon detector possesses the ultra-high sensitivity, the single-photon laser ranging is much easier to achieve the high density as well as the high coverage target sampling. However, the existence of the range work error in single-photon laser ranging, resulting from the fluctuation in the number of signal photoelectrons restricts the improvement of the ranging accuracy. In this paper, the range walk error model based on the lidar equation and the statistical property of single-photon detector is established. Then the relation between the range walk error and the number of signal photoelectrons is also derived. The range walk error of single-photon laser ranging is predicted and the corresponding compensation for the original result is obtained, with the derived function and the detection probability model of single-photon laser ranging. The experiment for its proof is also carried out. In the experiment, the number of signal photoelectrons is changed by the different attenuators for the same target and at the same distance. When the attenuator is changed, the pulse width of echo signal changes very little (about 3.2 ns). However, the average number of signal photoelectrons varies between 0.03 counts and 4.3 counts. So the range walk error, resulting from the fluctuation in the number of signal photoelectrons cannot be ignored. For example, when using an attenuation of 1/10 pass rate, the average number of signal photoelectrons is about 4.3 counts and the range walk error is almost 46 cm, which is the main factor of the range error. The reduction of the range walk error is achieved by applying the correction of the range walk error in this paper. After correction, the standard deviation of the range walk error decreases significantly from 15.17 cm to 1.16 cm. The mean absolute error is also reduced from 11.56 cm to 0.99 cm. Generally, the range walk error has an unnegligible influence on the ranging accuracy. The experimental result confirms that the theoretical model is accurate. It also shows that the bigger the number of the received signal photoelectrons, the greater the range walk error is, and the accuracy of single-photon laser ranging is improved by applying the technique proposed in this paper. Briefly, this paper presents the technical method of optimizing the design and evaluating the performance of single-photon laser ranging.

Keywords: laser ranging, single-photon, walk error, error compensation

PACS: 42.62.-b, 85.60.Gz, 85.30.-z, 07.07.Df

DOI: 10.7498/aps.67.20172228

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41506210), the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 42-Y20A11-9001-17/18), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2016M600612), and the Key Laboratory of Satellite Mapping Technology and Application, National Administrator of Surveying, Mapping and Geoinformation, China (Grant No. KLSMTA-201701).

 $[\]dagger\,$ Corresponding author. E-mail: <code>ls@whu.edu.cn</code>