

基于 Geiger-mode APD 的激光雷达性能分析

方照勋, 张 华, 李海廷, 路英宾, 高剑波, 陈德章, 卿光弼
(西南技术物理研究所, 四川 成都 610041)

摘 要:针对基于盖革模式雪崩光电二极管(Gm-APD)阵列的激光雷达,提出一种分析其探测性能的方法。以分析单个 Gm-APD 像元产生的初始光电子和暗计数噪声为基础,对 Gm-APD 像元的探测概率、虚警概率和漏警概率进行研究,并进一步提出一种多脉冲阈值探测法,并对其探测概率、虚警概率进行了研究和仿真。结果表明,对 2~10 km 外的目标,采用 128×128 像元面阵探测器,单脉冲能量小于 200 mJ 时,探测概率随脉冲能量提高而提高;单脉冲能量大于 200 mJ 时,探测概率保持不变;当采用多脉冲阈值探测、信号较弱时,探测概率总是随脉冲能量提高而提高,虚警概率总是随脉冲能量提高而降低。

关键词:三维成像;激光雷达;盖革模式;雪崩光电二极管;探测概率;虚警概率

中图分类号:TN249;TN958.98 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2011.10.007

Performance analysis for laser radars based on Geiger-mode APD

FANG Zhao-xun, ZHANG Hua, LI Hai-ting, LU Yin-bin, GAO Jian-bo, CHEN De-zhang, QING Guang-bi
(Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract:This paper introduces a method for analyzing the performance of laser radar based on Geiger-mode avalanche photodiode (APD) array. The detection probability, false-alarm probability and miss alarm probability are researched by analyzing the creation of primary photon electronics and dark count rate noise. Further more, the method of threshold detection with multiple-pulses are proposed, of which the detection probability and false probability are researched and simulated. For a target at a distance of 2 km to 10 km and the 128×128 Geiger-mode APD array, the detection probability of the ladar system can be improved as the pulse energy increasing, while the pulse energy should less than 200 mJ. When the pulse energy is above 200 mJ, the detection probability is constant. For the threshold detection with multiple-pulses, the detection probability of the ladar system can be improved as the pulse energy increasing, and the false-alarm probability can be reduced as the pulse energy increasing.

Key words:3D imaging; ladar; Geiger mode; APD; detection probability; false-alarm probability

1 引言

相比于传统的二维强度图像,三维激光成像雷达能提供更多的目标信息,比如距离、位置、姿态等,这在地形匹配、直升机避障、激光制导等方面有广阔的应用前景。

一般地,激光雷达是基于“飞行时间法”测距技术的应用(如图1所示)。首先,激光器向被测目标发出一系列激光脉冲,一段短时间(T_D)后,探测器在 T_{RC} (通常称为距离门, Range Gate) 内被加上驱动

信号,同时一个周期为 T_C 的时钟对 T_{RC} 进行更精确的计时。这样,在距离门内,时间就被离散成更细小的取样时间间隔(Range Gate Bins),通过测量发射光脉冲和目标反射回波的时间间隔($T_D + i \cdot \tau_{bin}$),从而换算出目标表面距离观察点的距离。如果探测器阵列或扫描器件的分辨率足够高,那么就可以得到整

作者简介:方照勋(1986-),男,在读硕士研究生,从事激光雷达发射端射频信号源及激光雷达信号处理方面研究。E-mail:fang_zhaoxun@hotmail.com

收稿日期:2011-04-06;修订日期:2011-05-06

个目标的三维图像信息。激光雷达最常用的光探测器是线性模式的雪崩光电二极管(APD)。其工作时,偏置电压在击穿阈值之下,其输出电流与光信号强度呈线性关系。线性模式雪崩光电二极管(Lm-APD)的最小可探测光功率通常在纳瓦量级,而实际应用当中,为了确保探测的成功,往往要求比这大得多的信号功率,这就加大了发射的激光脉冲能量和接收光学系统的口径^[1],不利于系统的小型化和稳定性。

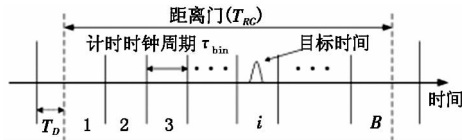


图1 激光雷达“飞行时间”测量
Fig. 1 measurement of flight time

近年来,国际上开发出了一系列的基于盖革模式雪崩光电二极管(Gm-APD)阵列的三维激光成像雷达^[2-4],Gm-APD 应用于激光雷达有如下优点:第一,理论上只需一个光电子就可以触发雪崩过程,光子敏感度极高,可实现单光子探测;第二,盖革模式 APD 的输出信号的上升沿在 100 ps 量级,时间分辨率非常高,因此有非常高的距离分辨率;第三,Gm-APD 的输出为数字输出,读出电路不需要预放和模拟处理模块。作为雷达探测器,Gm-APD 也有其不足之处,最重要的就是死区时间效应^[5]。

现在,三维激光成像雷达对探测距离和成像帧率的要求不断提高,但是限于技术原因,提高激光器脉冲能量和重复频率的代价非常大;另外,受限与系统体积和质量限制,接收光学系统口径不可能无限增大。因此,基于 Gm-APD 的三维激光成像雷达已经成为三维激光成像雷达领域一个重要研究方向^[1-6],鉴于背景光和暗计数率的影响,本文提出了一种采用多脉冲阈值探测方法以提高探测概率并且压制虚警概率。

2 理论模型

2.1 雷达方程

如图 2 所示,激光脉冲照射成像区域,目标视场区域反射回波被光学天线捕获。捕获的能量最终照射在 Gm-APD 面阵上,每个 Gm-APD 像元测出激光脉冲的往返时间,换算出所对应的距离后即可得到目标区域的三维图像。

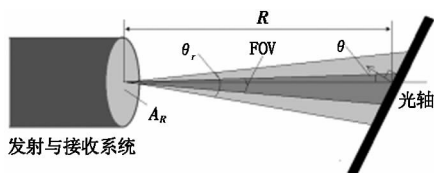


图2 激光雷达方程模型
Fig. 2 lidar equation model

根据激光雷达距离方程,得到每个 Gm-APD 像元所产生的信号初始光电子(Primary Electron)数为^[7]:

$$r_{\text{laser}}(t) = E_{\text{emit}}(t - \tau_{\text{target}}) \cdot \frac{\text{FOV}^2}{\theta_r^2} \frac{\rho}{\pi} \cos\theta \frac{A_R}{R^2} \eta_T \eta_R \eta_A^2 \eta_q F_{ff} / (h\nu) \quad (1)$$

其中:

$$E_{\text{emit}}(t) = At^{B_1} \exp[-B_2 t] \quad t \geq 0 \quad (2)$$

$$\tau_{\text{target}} = 2R/c \quad (3)$$

式中, R 是目标距离; c 是光速;FOV 是接收视场; θ_r 是发射激光束散角; θ 是光轴与目标表面法线的夹角; ρ 是目标反射率; A_R 是接收系统孔径; η_T 是发射光学系统的透过率; η_R 是接收光学系统透过率; η_A 是大气的单程衰减系数; η_q 是探测器量子效率; F_{ff} 是微透镜阵列的等效填充因数。等式(2)描述了激光器输出脉冲波形, B_1, B_2 是决定脉冲波形样式的常数,适当选取 B_1, B_2 的数值可以使 E_{emit} 在几纳秒内急剧增大,在之后几纳秒内迅速收敛到 0,从而近似地表示一个激光脉冲的波形,本文选取 $B_1 = 2.8, B_2 = 1 \times 10^9$ (对应的半值宽度 FWHM ≈ 4 ns); A 是与单个激光脉冲总能量成正比的常数,选取 A 的数值使得式(2)的积分值等于单个激光脉冲的总能量值。本文仿真选取波长 $1.55 \mu\text{m}$,探测器阵列像素 128×128 ,微透镜阵列等效填充效率为 70%,其他主要仿真参数 $A_R = 120 \text{ mm}, \rho = 0.2, \eta_T = \eta_R = \eta_q = 50\%$, 取样间隔 3 ns (对应的距离精度为 0.45 m),距离门 200 ns,大气能见度 25 km,探测距离从 2 ~ 10 km,视场 3° ,阳光光谱辐照度为 $150 \text{ W/m}^2 \cdot \mu\text{m}$,光学衰减片衰减倍率为 12 dB,则距离门内信号初始光电子数随目标距离和脉冲能量的分布如图 3 所示。很明显,目标距离在 6 km 以上时,回波信号仍然十分强。

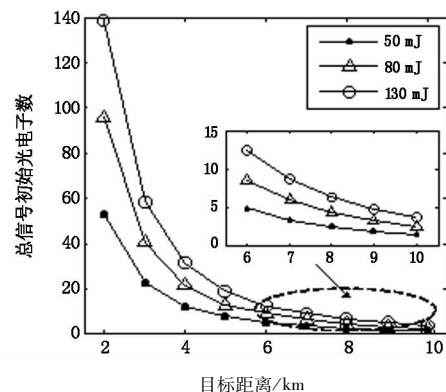


图3 信号激发初始光电子数分布

Fig. 3 the distribution of primary electrons stimulated by signal

噪声信号一般由四个部分组成:目标反射的阳光辐射、大气后向散射、被探测目标的黑体辐射和探测器的暗计数^[7-8],这四种噪声都能激发初始光电子(如图 4 所示),产生速率分别为 $r_{\text{sun}}, r_{\text{bs}}, r_{\text{bb}}$ 和 f_{dark} 。在近红外波段的 Gm-APD 暗计数率一般在几百千赫兹,本文取 500 kHz,即在距离门内,由暗计数产生的平均等效初始光电子数为 0.1。则噪声信号产生初始光电子的速率为:

$$r_{\text{noise}} = r_{\text{bs}} + r_{\text{sun}} + r_{\text{bb}} + f_{\text{dark}} \quad (4)$$

假设 $r_{\text{bs}}, r_{\text{sun}}, r_{\text{bb}}, f_{\text{dark}}$ 在距离门内是常数。总的初始光电子产生速率可以写成:

$$R_{PE}(t) = r_{\text{laser}}(t) + r_{\text{noise}} \quad (5)$$

定义 Gm-APD 被初始光电子触发雪崩过程、输出一个脉冲信号为一次探测。由于 Gm-APD 的对单光子敏感,并且一旦产生探测以后,一段较长时间范围内(死区时间, dead-time)无法进行下一次探测,故一般情况下要采用光学衰减器把距离门内非暗计数产生的噪声初始光电子衰减到 0.2 个以下,以减小噪声光子的探测概率。

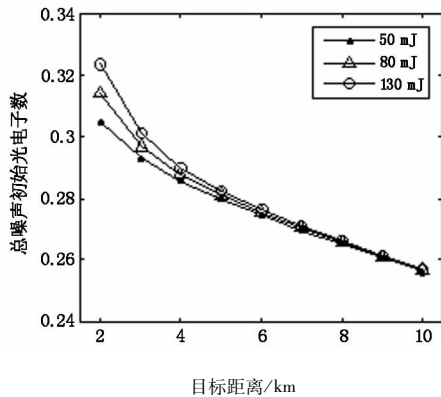


图 4 噪声激发初始光电子总数分布

Fig. 4 the distribution of primary electrons stimulated by noise

2.2 泊松统计

研究表明^[2,9-11],以上四种初始光电子通常情况下都服从泊松分布。对于泊松随机过程, t_1 到 t_2 时间间隔内,事件发生 m 次的概率为:

$$P(m; t_1, t_2) = \frac{1}{m!} [M(t_1, t_2)]^m \exp[-M(t_1, t_2)] \quad (6)$$

其中:

$$M(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} r(t) dt \quad (7)$$

式中,是该过程的均值函数^[12],在本文讨论中,事件就是指初始光电子的产生,而 $M(t_1, t_2)$ 则表示 t_1 到 t_2 时间间隔内,产生的平均初始光电子数。很明显,没有初始光电子产生 ($m = 0$) 的概率是 $\exp(-m)$,

至少有一个初始光电子产生的概率是 $1 - \exp(-m)$ 。图 5 表示目标在 10 km 处时,总的初始光电子数在取样间隔时间上的分布实例(目标处于距离门末尾)。

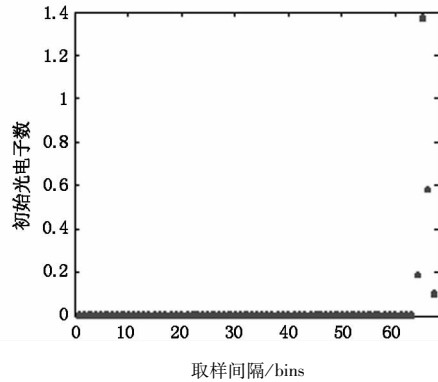


图 5 初始光电子数的分布

Fig. 5 the distribution of primary electrons overall

由于 Gm-APD 死区时间的影响^[5],Gm-APD 在距离门内只能产生一次探测,它在第 i 个取样时间间隔内产生探测的概率应等于在以前的取样间隔内没有产生探测的概率 P_1 乘以至少有一个初级电子在第 i 个取样时间间隔内产生的概率 P_2 ,即:

$$P_{D_bin}(i) = P_1 \times P_2 = \exp[-r_{\text{noise}} \tau_{\text{bin}}(i-1) - \int_0^{\tau_{\text{bin}}(i-1)} r_{\text{emit}}(t) dt] \times \{1 - \exp[-r_{\text{noise}} \tau_{\text{bin}} - \int_{\tau_{\text{bin}}(i-1)}^{\tau_{\text{bin}}} r_{\text{emit}}(t) dt]\} \quad (8)$$

由式(8)即可得出探测概率随取样间隔的分布情况,10 km 处目标的仿真结果如图 6 所示(目标处于距离门末尾)。可见探测概率的分布与激光脉冲波形有很大关系。

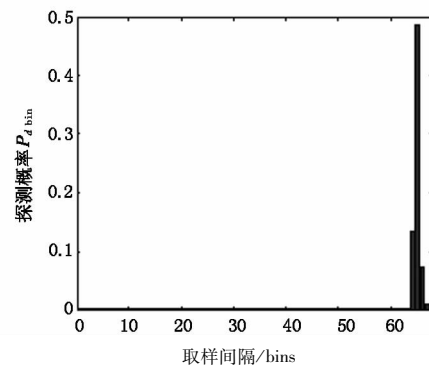


图 6 探测概率在取样间隔上的分布

Fig. 6 the distribution of detection probability in bins

3 Gm-APD 单脉冲探测性能分析

考虑到计算结果的可靠性,本文在强噪声条件下,对 6 km, 8 km 和 10 km 外 3° 视场的目标进行了仿真。根据图 3 和图 4 可知,噪声初始光电子在

2 ~ 10 km 范围内保持在 0.3 以下,信号初始光电子随距离增大而减小,所以对 6 km,8 km 和 10 km 三个距离目标的仿真完全能表征系统的极限性能。显然,相对于目标处于距离门的前面部分,在末尾时的虚警概率最大,因此,假设目标处于距离门末尾进行分析。则 Gm-APD 的单脉冲探测概率分为五种情形:

A. Gm-APD 在无目标时不产生探测,其概率等于其在整个距离门内,暗计数和背景光都没有激发出初始光电子的概率,即:

$$P_A = \exp(-r_{\text{noise}} \cdot T_{RC}) \quad (9)$$

很明显,Gm-APD 的暗计数越大、背景光越强, P_A 越小。

B. 无目标,Gm-APD 产生噪声探测,一般定义这种不存在的目标为鬼像点。显然,产生鬼像点的概率就等于 Gm-APD 的暗计数或背景光至少激发一个初始光电子的概率:

$$P_B = 1 - \exp(-r_{\text{noise}} \cdot T_{RC}) \quad (10)$$

C. 目标出现且被正确探测,一般定义其概率为目标探测概率(target-detection probability)。假定在第 i 个取样间隔中有目标存在(如图 1 所示),APD 产生 S 个初始光电子,按照式(8)可以计算得到 Gm-APD 在该取样间隔内探测概率(detection probability) P_C 。由于激光脉冲宽度较宽,至少要覆盖两个取样间隔,因此,计算时降低测距精度,认为目标所在取样间隔之后的一个取样间隔也为正确探测,这样测距精度降低到 0.9 m,图 7 表示不同距离目标的探测概率,很明显,发射激光能量越大,探测概率越高,但在大于 200 mJ 后,探测概率几乎不再上升。应该注意到,目标处于 6 km 远时,脉冲能量大于 170 mJ 以后探测概率反而略有下降,这是因为脉冲宽度较宽,跨越了两个取样间隔以上,随着脉冲能量上升,在脉冲波形覆盖的第一个取样间隔内,信号

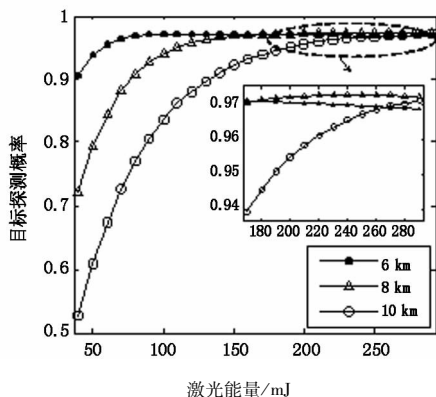


图 7 不同脉冲能量的目标探测概率

Fig.7 detection probability with different pulse energies

初始光电子数上升,而信号处理算法则认为第二个和第三个取样间隔为正确目标距离,从而导致探测概率有所下降。

D. 目标出现,但无探测,一般定义这种情况的概率为漏警概率(leakage-alarm probability),即 Gm-APD 既不产生信号探测,也不产生噪声探测的概率,表示为:

$$P_D = \exp(-r_{\text{noise}} T_{RC} - \int_0^{T_{RC}} r_{\text{emit}}(t) dt) \quad (11)$$

如图 8 所示,漏警概率随着激光脉冲能量的升高而降低。

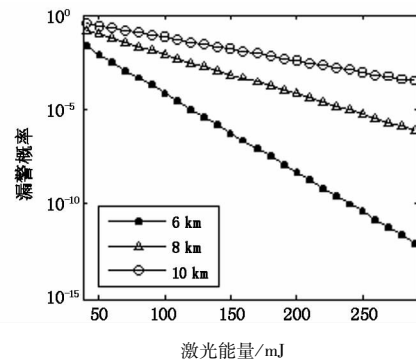


图 8 不同距离的漏警概率

Fig.8 leak-alarm probability with different pulse energies

E. 目标出现,Gm-APD 在目标区之外的取样间隔产生探测,Gm-APD 产生误探测,一般定义这种情形为虚警(False-Alarm)。对于 Gm-APD,此概率 $P_E = 1 - P_C - P_D$ 。图 9 表示虚警概率(False-Alarm Probability)随发射脉冲能量的变化图,可见,虚警概率也是随着发射激光能量的升高而降低的,同样地,在激光能量大于 200 mJ 后,虚警概率几乎停止下降。另外,在脉冲能量大于 170 mJ 时,基于上文探测概率下降同样的原因,虚警概率略有上升。

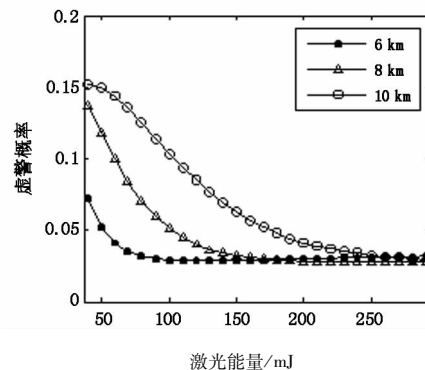


图 9 不同距离的虚警概率

Fig.9 false-alarm probability in different ranges

4 Gm-APD 多脉冲探测性能分析

从上一节的分析可以看出,采用单脉冲探测存

在非常大的不确定性,其根源在于 Gm-APD 单光子探测的统计特性,是无法完全避免的。因此,为了提高探测概率、降低虚警概率等目的,本文对多脉冲阈值探测技术进行了仿真分析。经理论分析和实验验证^[11,13],多脉冲阈值探测技术极大地降低了虚警概率、漏警概率和产生鬼像的概率,并且大大地提高了系统的探测概率。

多脉冲阈值探测就是使用多个脉冲进行一次探测,选择达到或超过阈值探测数的取样间隔作为激光脉冲的“飞行时间”。假设每次探测使用 n 个脉冲,阈值选择为 $T(T > 1)$ 。显然, n 越大,探测概率和虚警概率越高; T 越大,探测概率和虚警概率越小,所以选择参数时,二者存在一个两者兼顾的平衡点。由式(8)可以计算出单个脉冲探测时取样间隔上的探测概率分布,并把 P_C 记为 x , P_E 记为 y 。定义脉冲的探测概率 P_D 和虚警概率 P_{FD} :

$P_D =$ 目标间隔上探测数 $\geq T$, 非目标间隔探测数 $< T$

$P_{FD} =$ 目标间隔上探测数 $< T$, 非目标间隔探测数 $\geq T$

当 $T > n/2$ 时,事件 Gm-APD 在某个取样间隔内的探测次数 $\geq T$ 与事件 Gm-APD 在其他取样间隔内的探测次数 $< T$ 互补。则:

$$P_D = 1 - \sum_{j=0}^{T-1} \frac{n!}{j!(n-j)!} y^j (1-y)^{n-j} \quad (12)$$

$$P_{FA} = \sum_{k=1}^{b-1} \left[1 - \sum_{j=0}^{T-1} \left[\frac{n!}{j!(n-j)!} x_k^j (1-x_k)^{n-j} \right] \right] \quad (13)$$

式中,对 j 求和表示二项分布的概率计算。根据以上两式,在 n 比较小时可以方便地计算出系统的探测概率和虚警概率,但在 n 比较大或 $T \leq n/2$, 解析表达式将变得十分繁琐,一般采用蒙特卡洛法进行计算会比较方便。

本文对极端噪声条件下,采用蒙特卡洛法对 6 km, 8 km 和 10 km 外的目标进行了目标探测概率和虚警概率的计算。为了很好地压制虚警概率、提高探测概率,仿真分析选择 $T = 3$, 选择 $n = 10$; 另一方面,考虑到激光器的重复频率,单脉冲能量不宜过高,而采用 LD 直接泵浦的激光器可以保证在提高重复频率的同时,激光器有较高的脉冲能量输出,一般在 250 Hz(成像帧率 25 FPS)的重复频率下可达 120 mJ 以上,则计算结果如图 10 所示。

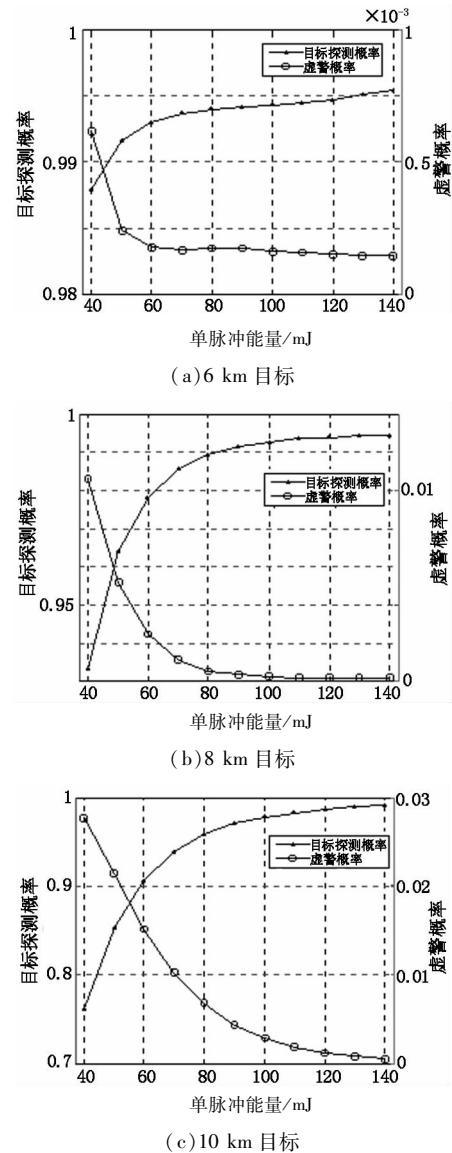


图 10 不同距离多脉冲阈值探测仿真

Fig. 10 simulation of the threshold detection with multi-pulses in different ranges

从图 10 可以看出,目标处于 6 km 和 8 km 脉冲能量大于 60 mJ 时,探测概率和虚警概率基本保持不变,这是因为信号比较强,加大能量对单脉冲探测概率分布影响不大;目标处于 10 km 时,信号比较弱,探测概率总是随脉冲能量提高而提高,而虚警概率随脉冲能量提高一直降低。

5 总结

由仿真分析可知,对于 5 ~ 10 km 的激光雷达,在强噪声环境、单脉冲探测时,脉冲能量在 230 mJ 以下时,探测概率随脉冲能量提高而提高,虚警概率随脉冲能量提高而降低;当脉冲能量大于 230 mJ 时,探测概率和虚警概率对能量的提高并不敏感。另一方面,漏警概率一直随着脉冲能量的升高而降

低,这是符合直观认识的。

仿真结果表明,采用多脉冲阈值探测技术能有效地提高探测概率,压制虚警概率。并且,当 $n = 10$, $T = 3$ 激光脉冲能量小于 150 mJ 时,系统探测概率随脉冲能量提高而提高,虚警概率随脉冲能量提高而降低。

由于本文的仿真分析都是建立在激光脉冲半宽度为 4 ns 的基础上的,以至于激光脉冲的全宽度覆盖了两个以上的取样间隔,从而使实际的距离分辨率降低为 0.9 m,若采用脉冲宽度更窄的激光器至少可以把分辨率提高 2 ~ 3 倍。

参考文献:

- [1] Degnan J, McGarry, J Zagwodzki T, et al. Design and performance of a 3-D imaging, photon-counting, microlaser altimeter operating from aircraft cruise altitudes under day or night conditions[J]. SPIE, 2002, 4546: 1 - 10.
- [2] Marius A Albota, Richard M Heinrichs, David G Kocher, et al. Three-dimensional imaging laser radar with a photon-counting avalanche photodiode array and microchip laser[J]. Appl. Opt., 2002, 41(36): 7671 - 7678.
- [3] Marino R M, Stephens T, Hatch R E, et al. A compact 3D imaging laser radar system using Geiger-mode APD arrays: system and measurements [J]. SPIE, 2003, 5086: 1 - 15.
- [4] Li Qi, Chi Xin, Wang Qi. Principle and technology of 3D ladar on a single pulse using geiger mode APD arrays [J]. Laser & Infrared, 2006, 36(12): 1116 - 1119. (in Chinese)
李琦, 迟欣, 王骥. 基于盖革模式 APD 阵列的单脉冲 3D 激光雷达原理和技术[J]. 激光与红外, 2006, 36(12): 1116 - 1119.
- [5] Philip Gatt, Steven Johnson, Terry Nichols. Dead-time effects on geiger-mode APD performance[J]. SPIE, 2007, 6550: 65500I.
- [6] Ivelin Bakalski, Joao Pereira Do Carmo, Stephen Bellis, et al. Real time processing enables fast 3D imaging at single photon level[J]. SPIE, 2008, 6950: 69500K.
- [7] Min Seok Oh, Hong Jin Kong. An improvement on accuracy of laser radar using a geiger-mode avalanche photodiode by time-of-flight analysis with poisson statistics [J]. SPIE, 2010, 7684: 76841I.
- [8] B Gallardo-Hernando, J M Muñoz-Ferreras, F Pérez-Martínez, et al. Performance evaluation for imaging laser radars with focal plane array [C]. IET Conf. Pub, 2007, Lssue CP530: 34 - 38.
- [9] J W Goodman. Statistical optics [M]. Beijing: Science Press, 1992. (in Chinese)
J. W. 顾德门. 统计光学[M]. 北京: 科学出版社, 1992.
- [10] K A McIntosh, J P Donnelly, D C Oakley, et al. InGaAsP/InP avalanche photodiodes for photon counting at 1.06 μ [J]. Appl. Phys Lett, 2002, 81: 2505 - 2507.
- [11] Fouche D G. Detection and false-alarm probabilities for laser radars that use geiger-mode detectors [J]. App. Opt., 2003, 42(20): 5388 - 5398.
- [12] Liu Cihua. Stochastic processes [M]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology Press, 2008. (in Chinese)
刘次华. 随机过程[M]. 武汉: 华中科技大学出版社, 2008.
- [13] Michael E O'Brien, Daniel G Fouche. Simulation of 3D laser radar systems [J]. Lincoln Laboratory Journal, 2005, 15(1): 37 - 60.