

## 星载单光子计数成像系统仿真技术研究

夏中秋<sup>1\*</sup>, 宋海智<sup>2</sup>, 史衍丽<sup>3</sup>, 郑永超<sup>1</sup><sup>1</sup>北京空间机电研究所, 北京 100094;<sup>2</sup>西南技术物理研究所, 四川 成都 610041;<sup>3</sup>云南大学物理与天文学院, 云南 昆明 650091

**摘要** 为了论证单光子成像技术天基应用可行性,分析了光学系统后向散射影响消除、单光子雪崩光电探测噪声抑制、自由运行模式等关键问题。基于偏振滤波理论、泊松统计滤波理论,选取重尾型脉冲激光函数,采用蒙特卡罗仿真方法,构建了星载单光子计数成像系统仿真模型,并仿真了不同轨道高度、不同重复次数和门控时间间隔条件下的光子计数结果。结果表明,脉冲激光回波光子计数波形与发射波形相近,仿真情况与实际相符,单光子成像距离存在阈值,当重复次数低于开门次数时,存在漏检现象。根据本研究的参数设置,在 500 km 的轨道高度上,当重复次数为 2000、开门次数为 2000 时,激光测距精度可达 0.09 m。所提相关方法可以为星载单光子计数成像系统指标分配和在轨参数调整提供技术支持。

**关键词** 成像系统; 单光子成像; 时间相关单光子计数; 蒙特卡罗仿真; 单光子雪崩光电探测器; 星载

中图分类号 TN29

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP202259.1611001

## Simulation Techniques of a Space-Borne Single-Photon Counting Imaging System

Xia Zhongqiu<sup>1\*</sup>, Song Haizhi<sup>2</sup>, Shi Yanli<sup>3</sup>, Zheng Yongchao<sup>1</sup><sup>1</sup>Beijing Institute of Space Mechanics & Electricity, Beijing 100094, China;<sup>2</sup>South-West Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, Sichuan, China;<sup>3</sup>School of Physics and Astronomy, Yunnan University, Kunming 650091, Yunnan, China

**Abstract** To demonstrate the feasibility of space-borne applications of single-photon imaging technology, this study analyzes the elimination of the backscattering effect in the optical system, suppression of the single-photon avalanche photoelectric detection noise, and the free running mode. Next, the space-borne single-photon counting imaging system is modeled using a heavy tailed pulse laser function and the Monte Carlo method. The echo photon counting results are simulated for different conditions of orbit altitude, replication number, and gate number. The results show that the echo photon counting waveform is similar to the transmission waveform, as observed in reality. Single-photon imaging is possible within a certain distance threshold. Detections are missed when the replication number is lower than the gate number. The range accuracy can reach 0.09 m when the replication and gate numbers are both set to 2000 at an orbit altitude of 500 km based on the parameter set in this study. The methods in this paper provide technical support for the index allocation and on-orbit parameter adjustment of a space-borne single-photon counting imaging system.

**Key words** imaging systems; single-photon imaging; time-correlated single-photon counting; Mont Carlo simulation; single-photon avalanche diode; space-borne

## 1 引言

随着光电探测领域全天时、远距离、暗弱/隐身目标等极限条件下成像及三维重建需求的日益增多,单光子成像技术近些年来得到了迅速发展,国内外研究

人员开展了大量地面实验。2014年1月,麻省理工学院 Kirmani 等<sup>[1]</sup>提出了首光子成像系统,该系统对不同扫描位置的像素不断发射激光脉冲,直到检测到首个反射回的单光子为止,通过记录已发射脉冲数量和单光子从出发到检测的时间,获取强度特征和深度特征。

收稿日期: 2022-05-13; 修回日期: 2022-06-14; 录用日期: 2022-06-22

通信作者: \*xiazhongqiu@126.com

2015年1月,贺瑞瓦特大学光子与量子科学研究所 Gariepy 等<sup>[2]</sup>提出了超快单光子飞行时间测距成像,利用单光子雪崩光电探测器 (SPAD) 阵列,使每个像素工作在时间相关单光子计数 (TCSPC) 模式,从而同时获得时间和空间信息,时间分辨率达到 67 ps,并首次捕捉到了激光在空气中飞行的画面。2016年6月,麻省理工学院 Shin 等<sup>[3]</sup>提出了一种新型单光子相机,利用经过散光板扩散后的脉冲激光照亮测试场景,并以白炽灯作为干扰背景光模拟真实场景,目标和背景光子一起经过镜头成像至单光子雪崩二极管阵列转换为可检测信号,验证了背景光子对信号光子的干扰情况。

为了提高单光子成像距离,国内外学者围绕关键环节对单光子成像系统进行了改进。首先,从光学系统角度出发,由于信号强度随着探测距离的增加急剧衰减,增大收发镜头口径可提高系统集光能力。此外,光学系统后向散射光子到达接收探测器的比例不可忽略。中国科学技术大学徐飞虎团队 Li 等<sup>[4]</sup>先后采用偏振滤波和时间滤波噪声抑制技术解决这一难题,并于 2021年3月验证了超 200 km 距离单光子成像技术,首次将成像距离从 10 km 突破至百千米量级,达到 201.5 km,成像灵敏度达到平均每个像素 0.4 个信号光子,信噪比提高达 50 倍,铟镓砷红外单光子探测器探测效率达到 19.3%,暗计数达到 0.1 kHz。其次,从探测器角度出发,传统门控模式只能工作在门控脉冲周期内,淬灭电路复杂,适用于光子到达时间已知情况,但空间成像光子到达时间未知。日内瓦大学 Lunghi 等<sup>[5]</sup>提出了一种自由运行模式单光子探测器,该单光子探测器具备自淬灭自恢复功能,提高了单光子系统成像效率。

本文在上述单光子成像系统改进的基础上,分析了单光子成像技术天基应用难点。基于偏振滤波理论、泊松统计滤波理论,采用蒙特卡罗仿真方法,建立了脉冲激光信号模型、光学系统后向散射偏振滤波模型、单光子雪崩光电探测器信号与噪声模型、空间脉冲激光回波光子数计算模型、泊松统计滤波模型,仿真了星载单光子计数成像系统优化结果,以期单光子成像技术天基应用系统指标分配和在轨参数调整提供理论依据与技术支撑。

## 2 基本原理

### 2.1 脉冲激光信号模型

脉冲激光信号模型主要包括高斯型脉冲函数、重尾型脉冲函数。重尾型脉冲函数信号波形具有陡峭的上升沿和缓慢下降的下降沿,波形的非对称性更有利于提高仿真结果的有效性,如图 1 所示。

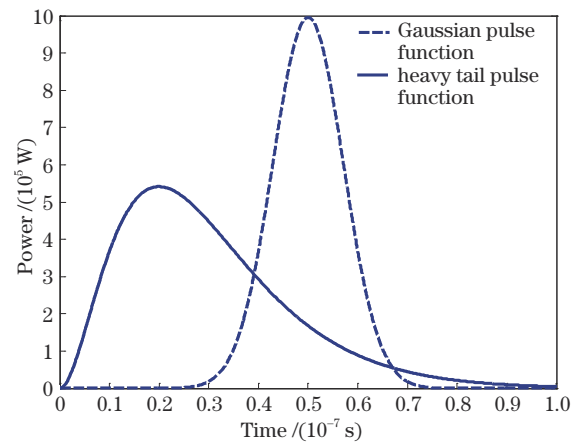


图 1 高斯型脉冲函数与重尾型脉冲函数对比

Fig. 1 Difference between Gaussian pulse function and heavy tail pulse function

因此,选取重尾型脉冲函数描述空间脉冲激光特征,其函数表达式为

$$P(t) = A \left( \frac{t}{P_w} \right)^2 \exp \left( -\frac{t}{P_w} \right), \quad (1)$$

式中: $P(t)$ 为激光瞬时功率; $A$ 为激光功率幅值; $P_w$ 为半脉冲宽度; $t$ 为时间。

### 2.2 光学系统后向散射偏振滤波模型

对于星载单光子阵列成像而言,系统灵敏度较高,光学系统对激光的后向散射作用不可忽略,且不可避免。后向散射光子作为背景光子,也会引起雪崩信号,从而出现信号光子淹没在背景光子中的情况,因此在光学系统设计时要考虑抑制后向散射的措施。此外:考虑到星载单光子阵列三维重建精度与系统分辨率有关,与大尺寸目标相比,小尺寸目标三维重建对系统分辨率提出了更高的要求;考虑到单光子成像质量与系统集光能力有关,与传统目标成像相比,单光子量级信号成像需要更大的通光口径。综上所述,选取光学系统后向散射偏振滤波方法,采用收发同轴卡塞格林光学系统构建单光子成像光学系统,具体如图 2 所示,主要由主镜、次镜、折转镜等组成。

光学系统中后向散射偏振滤波模型如图 3 所示,主要由 1/4 波片、1/2 波片、偏振分束器准直器、保偏光纤、平面镜、滤光片、透镜、光纤光谱滤波器、多模光纤组成。利用脉冲激光信号的线性偏振特点,经偏振调制,发射垂直偏振光,垂直偏振光经光学系统后向散射后,偏振方向不变,经目标漫反射后变为随机偏振光,接收时再经过偏振分束器进行滤波,接收水平偏振光,从而消除光学系统后向散射光子的影响<sup>[6-8]</sup>。

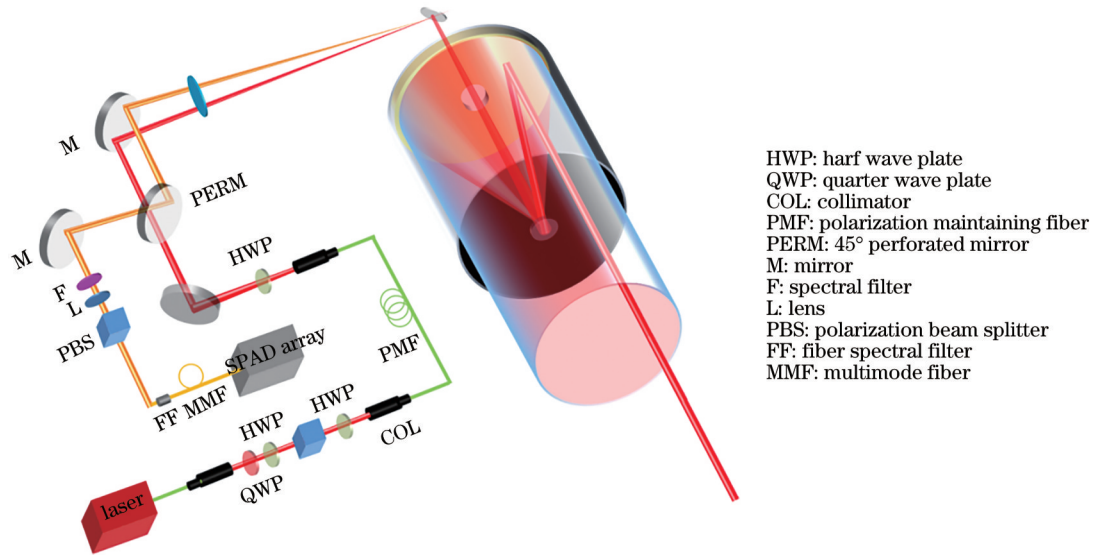


图 2 单光子成像光学系统

Fig. 2 Optical system of single-photon imaging

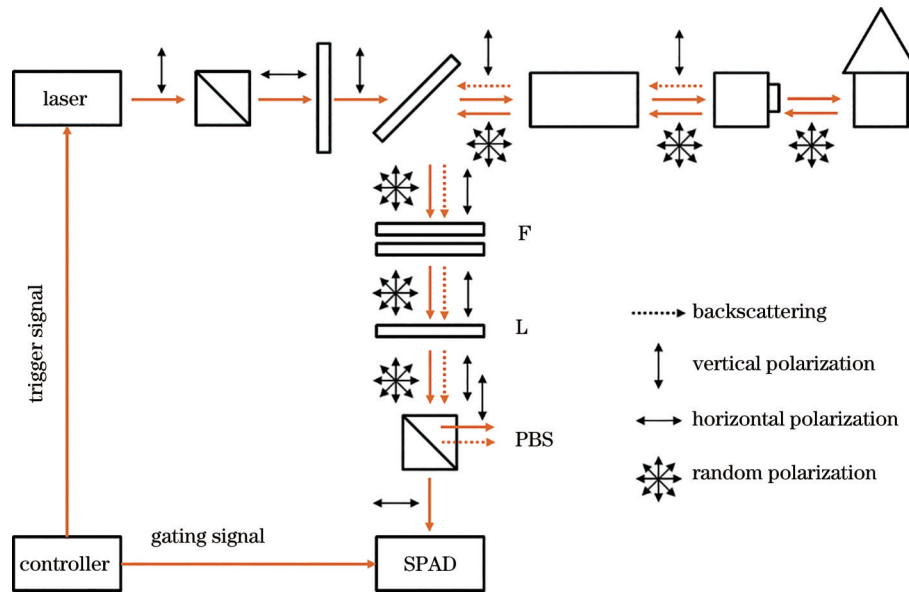


图 3 光学系统后向散射偏振滤波模型

Fig. 3 Polarization filtering model of backscattering of optical system

### 2.3 单光子雪崩光电探测信号与噪声模型

在光子到达时间未知情况下可以成像,是单光子成像技术天基应用的另一个关键问题。光子计数体制需要多次累加探测,器件工作模式主要包括门控模式和自由运行模式。在门控模式下,当 Geiger mode-avalanche photodiode 发生雪崩后,需要淬灭电路将击穿电压降至击穿电压以下,停止雪崩,在这段时间内,器件中的载流子得到释放,延长该时间,使大部分被俘获的载流子继续释放,可以有效抑制后脉冲发生。但采用外部淬灭电路,器件只能工作在门脉冲周期内,即光子到达时间已知的情况。在自由运行模式下,器件可通过引入内势垒或在 SPAD 上集成一个薄膜电阻引入负反馈的方式,具备自淬灭和自恢复功能,无需外部淬

灭电路,简化了器件处理电路,在光子到达时间未知情况下具有明显优势<sup>[9]</sup>。

因此,以自由运行模式为前提,建立单光子雪崩光电探测信号与噪声模型。单光子雪崩光电探测系统主要包括单光子雪崩光电探测器、驱动电路、信号检测电路、光子计数器。信号与噪声模型<sup>[10]</sup>如图 4 所示。信号光子和背景光子入射到探测器光敏面上完成光子注入,基于探测器量子效率进行光电转换生成回波电子和霰弹噪声电子,由热电流、隧穿电流等其他途径产生噪声电子,然后进行电注入,接着基于雪崩概率完成雪崩倍增,最后通过雪崩信号检测读出信号。

单光子雪崩光电探测器的主要性能参数包括探测效率、暗计数率、后脉冲概率、死时间和时间抖动。探

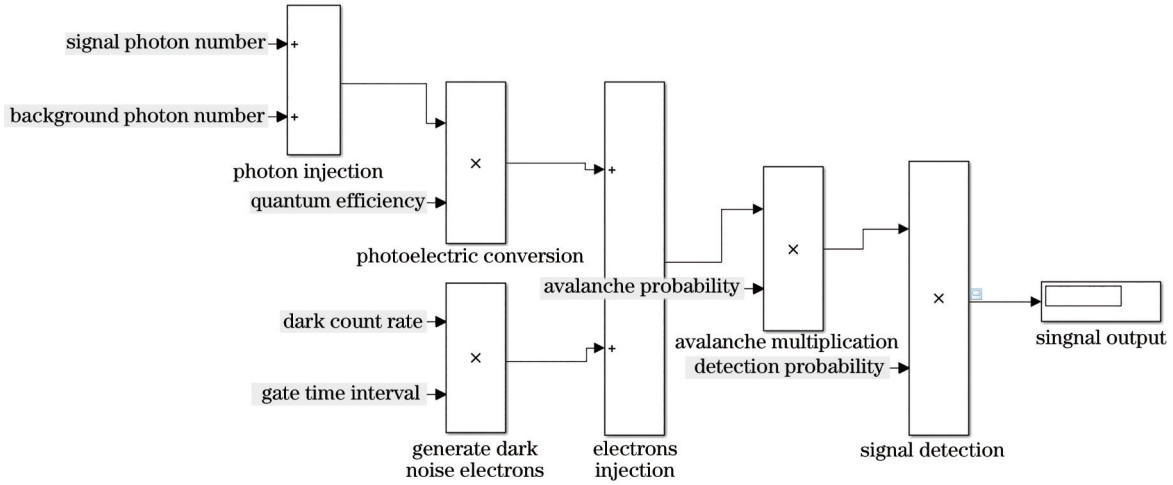


图 4 单光子雪崩光电探测器信号与噪声模型

Fig. 4 Flow chart of photon-counting of laser echo impulse

测效率表示一个光子入射到 SPAD 后产生一个能被检测到的雪崩信号的概率,其计算方法<sup>[11]</sup>为

$$E_{\text{PDE}} = E_{\text{QE}} \cdot P_{\text{ava}} \cdot P_{\text{det}}, \quad (2)$$

式中:  $E_{\text{PDE}}$  为探测效率;  $E_{\text{QE}}$  为量子效率;  $P_{\text{ava}}$  为雪崩概率;  $P_{\text{det}}$  为检测概率。暗计数率是指没有光子入射时,由热电流、隧穿电流等其他途径产生的载流子噪声触发生的雪崩信号的计数率。后脉冲概率是指 SPAD 材料中存在一些缺陷,在雪崩过程中会俘获一些载流子,在载流子缓慢释放完全之前,如果恢复高压状态也可能会引发雪崩效应,从而产生计数。死时间是指为了缓解后脉冲现象而加入一段死区时间,这段时间内偏置电压低于击穿电压,使器件中的载流子得到充分释放,SPAD 对光子无法响应。时间抖动是指宏观雪崩被检测到的时间与入射光子时间之间的不确定性,表示探测器的时间分辨能力<sup>[12-13]</sup>。

#### 2.4 空间脉冲激光回波光电子数计算模型

脉冲激光器发射激光脉冲,每个光脉冲照射到目标后,返回到单光子雪崩光电探测器每个像素的光子数与探测距离有关,其计算方法<sup>[14]</sup>为

$$N_{\text{photon}}(H) = \frac{1}{2\pi} P \cdot \rho \cdot \tau_{\text{atm}}^2 \cdot \tau_{\text{opt}} \cdot \left(\frac{f}{F}\right)^2 \cdot \left(\frac{p}{l}\right)^2 \cdot F_{\text{FF}} \cdot \frac{1}{H^2} \cdot T \cdot \frac{\lambda}{hc}, \quad (3)$$

式中:  $N_{\text{photon}}(H)$  为每个像素接收到的光子数;  $P$  为脉冲激光器输出功率;  $\rho$  为目标反射率;  $\tau_{\text{atm}}$  为特定激光波长的大气透过率;  $\tau_{\text{opt}}$  为光学系统透过率;  $f$  为光学系统焦距;  $F$  为光学系统 F 数;  $p$  为像元尺寸;  $l$  为阵列尺寸;  $F_{\text{FF}}$  为探测器像素填充因子;  $H$  为轨道高度;  $T$  为脉冲宽度;  $\lambda$  为激光波长;  $h$  为普朗克常量;  $c$  为光速。

#### 2.5 泊松统计滤波模型

在星载单光子阵列成像条件下,探测距离较远,回波平均光子数远小于光学系统散斑自由度,激光回波信号服从负二项分布,可近似为泊松分布<sup>[15]</sup>。因此,在

开门时间间隔  $t$  内,回波信号产生  $k$  个光电子的概率为

$$P(k; t) = \frac{N_{\text{electron}}(t)^k}{k!} \exp[-N_{\text{electron}}(t)], \quad (4)$$

$$N_{\text{electron}}(t) = \int_{t_1}^{t_2} \{ [n_{\text{signal}}(t) + n_{\text{background}}(t)] \cdot E_{\text{PDE}} \} dt, \quad (5)$$

式中:  $N_{\text{electron}}(t)$  为回波光电子数;  $n_{\text{signal}}(t)$  为信号光子速率;  $n_{\text{background}}(t)$  为背景光子速率;  $t_1$  为门控起始时间;  $t_2$  为门控结束时间。那么,在开门时间内未发生光电子事件的概率是

$$P(0; t) = \exp[-N_{\text{electron}}(t)]. \quad (6)$$

因此,至少发生一次光电子事件产生雪崩信号并被检测到的概率为

$$\bar{P}(0; t) = 1 - \exp[-N_{\text{electron}}(t)], \quad (7)$$

式(7)即为信号光子和背景光子引起的光子计数。

由于光电子产生时的离散特性,信号光子输入时还会产生霰弹噪声,霰弹噪声正比于信号电子数均方根,再加上由热电流、隧穿电流等其他途径产生的载流子暗噪声也会引起雪崩信号从而被检测到。因此,在开门时间间隔内,霰弹噪声和暗噪声引起  $k$  个光电子的概率为

$$P_{\text{noise}}(k; t) = \frac{N_{\text{noise}}(t)^k}{k!} \exp[-N_{\text{noise}}(t)], \quad (8)$$

$$N_{\text{noise}}(t) = N_{\text{SHOT}}(t) + N_{\text{DCR}}(t), \quad (9)$$

$$N_{\text{SHOT}}(t) = \left\{ \int_{t_1}^{t_2} [n_{\text{signal}}(t) \cdot E_{\text{PDE}}] dt \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

$$N_{\text{DCR}}(t) = R_{\text{DCR}} \cdot t, \quad (11)$$

式中:  $N_{\text{noise}}(t)$  为霰弹噪声和其他暗噪声电子数;  $N_{\text{SHOT}}(t)$  为霰弹噪声电子数;  $N_{\text{DCR}}(t)$  为暗噪声电子数;  $R_{\text{DCR}}$  为暗计数率。那么在开门时间内未发生光电子事件的概率是

$$P_{\text{noise}}(0; t) = \exp[-N_{\text{noise}}(t)]. \quad (12)$$

因此,至少发生一次光电子事件产生雪崩信号并被检测到的概率为

$$\bar{P}_{\text{noise}}(0; t) = 1 - \exp[-N_{\text{noise}}(t)], \quad (13)$$

式(13)即为霰弹噪声和暗噪声引起的光子计数。

### 3 仿真与分析

#### 3.1 仿真方法

星载时间相关单光子计数<sup>[16-17]</sup>成像仿真流程如图5所示:首先,将脉冲激光器参数、光学系统参数、单光子雪崩光电探测器参数作为输入参数,生成空间重尾型脉冲激光回波光子数函数,同时生成蒙特卡罗函数;

其次,设置重复次数、门控时间 $t$ ,计算回波光电子数 $N_{\text{electron}}(t)$ 和噪声光电子数 $N_{\text{noise}}(t)$ ;然后,分别计算至少发生一次由回波光电子引起的光电子事件概率 $\bar{P}(0; t)$ 和至少发生一次由噪声电子引起的光电子事件概率 $\bar{P}_{\text{noise}}(0; t)$ ;最后,生成随机数,并与光子事件概率进行比较,当随机数小于由回波光电子引起的光电子事件概率或由噪声引起的光电子事件概率时,光子计数加1,进入死时间,否则进入下一个门控区间,重复操作,直至完成重复次数。

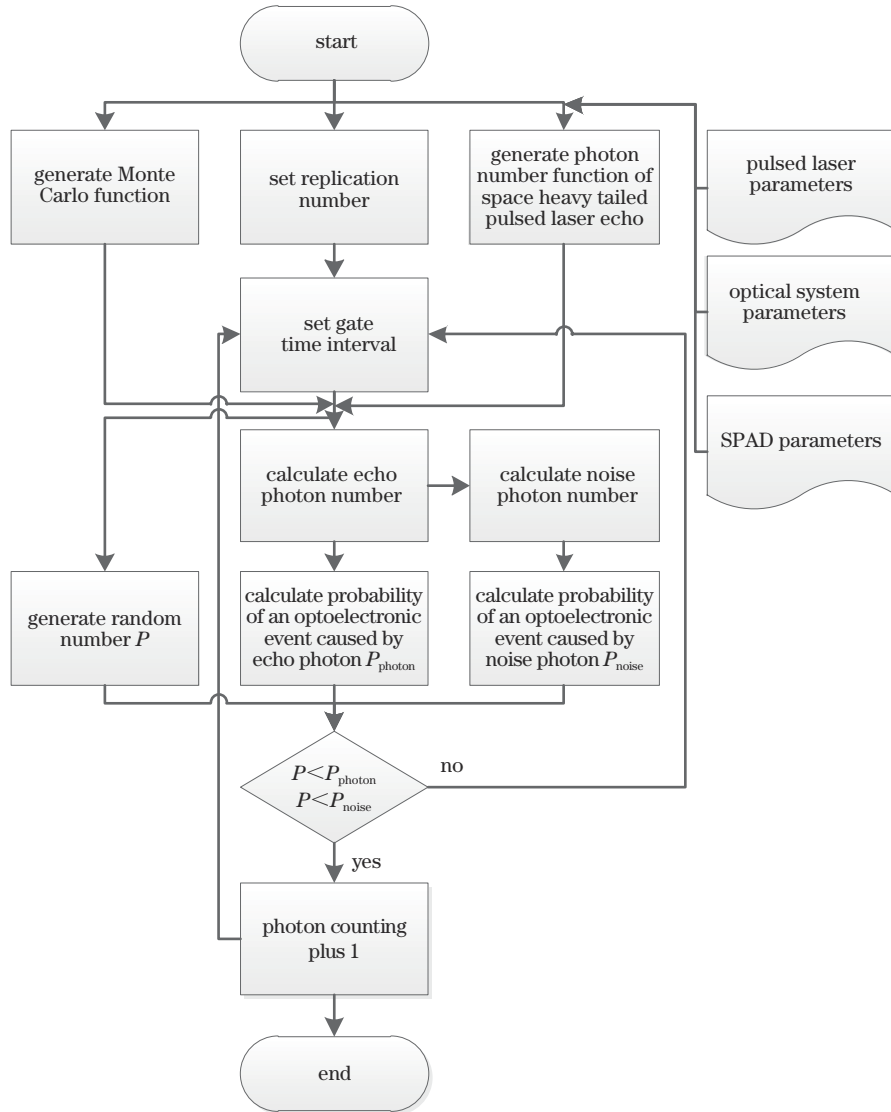


图5 脉冲激光回波光子计数仿真流程

Fig. 5 Flow chart of photon counting of laser echo pulse

#### 3.2 仿真参数

星载单光子计数成像系统主要由目标、大气、脉冲激光器、光学系统、单光子雪崩光电探测器等组成,选取目标反射率为0.65,大气透过率为0.9,脉冲激光谱段为1550 nm,考虑到工程可实现性<sup>[18-19]</sup>,脉冲激光器详细参数列于表1中,光学系统参数列于表2中,单光子雪崩光电探测器参数列于表3中。

表1 脉冲激光器参数

Table 1 Pulse laser parameters

Parameter	Nominal value
Wavelength /nm	1550
Half pulse width $P_w$ /ns	10
Pulse energy $E$ /mJ	20
Pulse repetition frequency $f_{\text{laser}}$ /Hz	2000
Average power $\bar{P}$ /W	40

表 2 光学系统参数

Table 2 Optical system parameters

Parameter	Nominal value
Focal length $f$ / m	6.5
F#	6.5
Transmittance $\rho$	0.9

表 3 单光子雪崩光电探测器参数

Table 3 SPAD parameters

Parameter	Nominal value
Array size	16×16
Pixel size $p$ / $\mu\text{m}$	10
Filling factor $F_{\text{FF}}$	0.6
Photon detection efficiency $E_{\text{PDE}}$	0.3
Dark count rate $R_{\text{DCR}} / \text{s}^{-1}$	$10^7$
Dead time $T_{\text{DT}} / \text{ns}$	100
Timing jitter / ps	50

### 3.3 结果分析

首先,采用蒙特卡罗计算方法分析了不同探测距离情况下脉冲激光回波光子数,如图 6 所示。图 6 结果

表明,不同探测距离激光脉冲回波波形与发射波形相近,说明蒙特卡罗仿真情况与实际相符。同样的门控成像时间条件下,探测距离为 36000 km 时,回波光子数量级为  $10^{-4}$ ,探测距离为 500、250、50 km 时,回波光子数分别为 0.04~4.39、0.19~17.49、4.74~441.15。一般情况下,单光子成像是指回波光子数小于 10 的条件下进行的成像,基于本研究仿真输入参数,单光子成像距离存在阈值:超远距离成像时,例如静止轨道卫星,回波光子数较低,可以通过采用更大功率激光器或增大门控成像时间的方法提高回波光子数,但前者受限于目前大功率脉冲激光器发展水平,后者会造成脉冲回波波形失真;低轨卫星单光子成像条件较好;探测距离中等时,例如超低轨卫星,回波光子数条件与低轨卫星相近,可通过降低激光功率、减小门控成像时间、增大重复次数等方法,实现单光子成像;探测距离较近时,例如临近空间,回波光子数较大,单光子成像难度较超低轨卫星增大。

以 500 km 轨道高度为例,采用第 3.1 节基于蒙特卡罗仿真的空间脉冲激光回波光子计数仿真方法,仿真了不同参数设定下的光子计数结果,具体如图 7 所

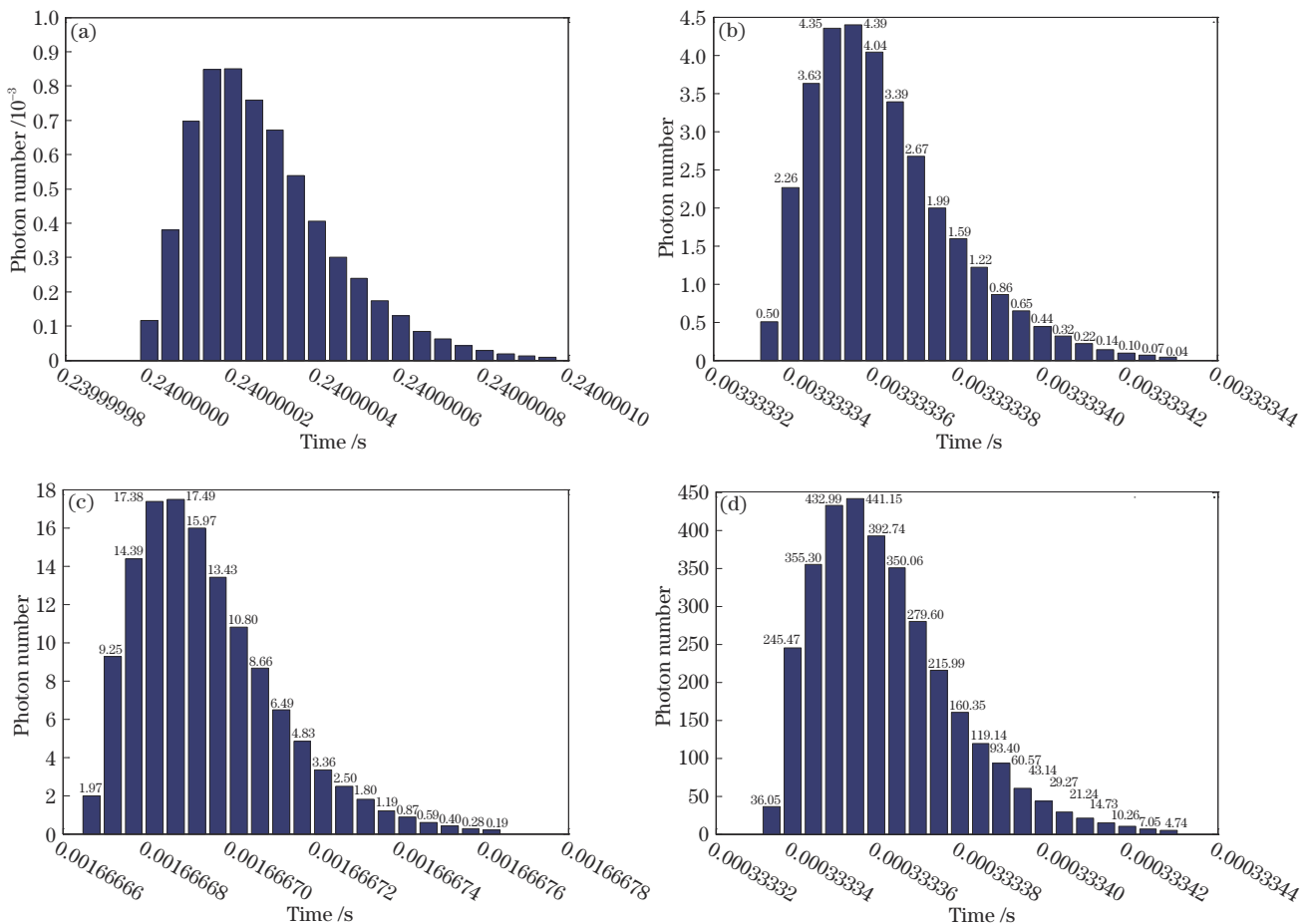


图 6 不同探测距离脉冲激光回波光子数。(a)轨道高度 36000 km;(b)轨道高度 500 km;(c)轨道高度 250 km;(d)轨道高度 50 km  
Fig. 6 Photon number of pulse laser echo in different orbit altitudes. (a) Orbit altitude 36000 km; (b) orbit altitude 500 km; (c) orbit altitude 250 km; (d) orbit altitude 50 km

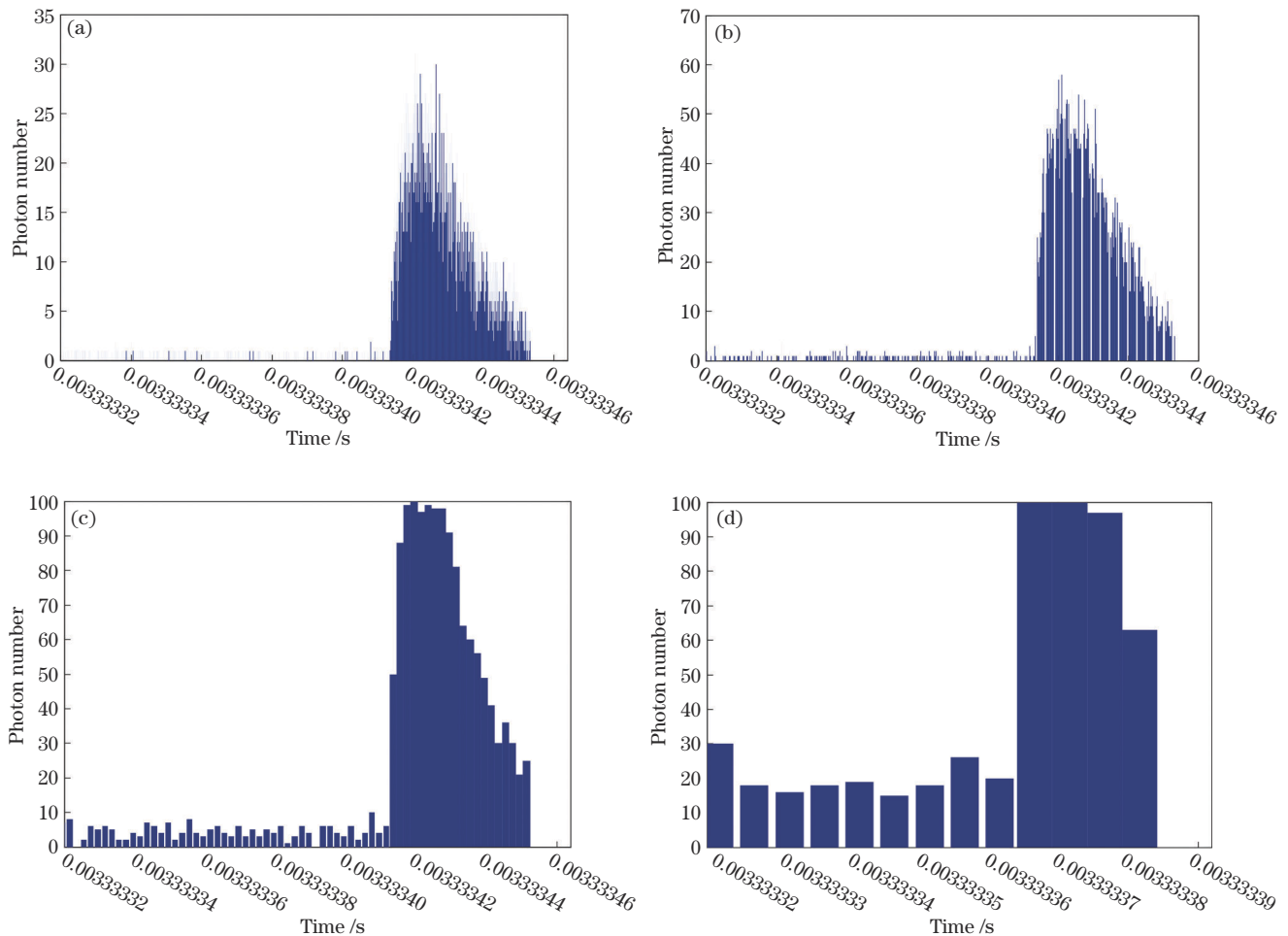


图7 相同重复次数、不同开门次数条件下回波光子数。(a)重复次数100、开门次数2000;(b)重复次数100、开门次数200;(c)重复次数100、开门次数20;(d)重复次数100、开门次数4

Fig. 7 Photon number of pulse laser echo in same replication number and different gate number. (a) Replication number 100, gate number 2000; (b) replication number 100, gate number 200; (c) replication number 100, gate number 20; (d) replication number 100, gate number 4

示。回波波形从模拟态(连续)转换为数字态(不连续),不同开门时间内光子计数值存在阶跃,这是基于泊松统计的结果,部分开门时间内始终未发生光子计数,部分开门时间内随着重复次数增加光子计数逐渐累积,但当重复次数较大时,脉冲回波波形对发射波形的还原度逐渐增大。调整重复次数、开门次数、开门时间是提高光子计数结果准确性的有效途径,回波光子数和回波时间确定影响着单光子距离像和强度像的成像质量,为了进一步分析采用不同方法措施对空间单光子成像结果的影响,仿真了采用不同重复次数和开门次数条件下光子计数结果。当重复次数为100、开门次数为2000时,光子计数结果如图7(a)所示,光子计数峰值约为30。当重复次数为100、开门次数为200时,光子计数如图7(b)所示,光子计数峰值约为60。两种情况下光子计数峰值均小于100,且部分开门时间内光子计数为0,说明当重复次数小于开门次数时,存在某次重复操作时部分开门时间“漏检”现象,该现象会对回波时间的确定产生主要影响,在实际工程应用中,应尽量避免。当重

复次数为100、开门次数为20时,光子计数结果如图7(c)所示,光子计数峰值达到约100。当重复次数为100、开门次数为4时,光子计数如图7(d)所示,光子计数峰值达到约100。这说明当重复次数大于开门次数时,“漏检”现象消除,但噪声光子计数也随之增大,如果开门次数过少,会造成回波波形失真。

设定重复次数不低于开门次数,光子计数仿真结果如图8所示。与重复次数低于开门次数情况相比,回波波形对发射波形还原度明显提高,“漏检”现象、消失。从图8(a)、(b)可知,当采用高重复频率(2000 Hz)、高重复次数(2000)光子计数体制时,暗计数噪声的泊松统计滤波效果明显提高。从图8(c)、(d)可知,当采用低重复频率(200 Hz)、高重复次数(1000)光子计数体制时,回波波形更平滑,光子计数峰值阶跃较缓。因此,可通过调节重复次数的方法,调节空间单光子成像动态范围,但同时也对于脉冲激光器、光子计数器的研制提出了更高的要求。

若以光子计数峰值时间作为脉冲回波时间判定依

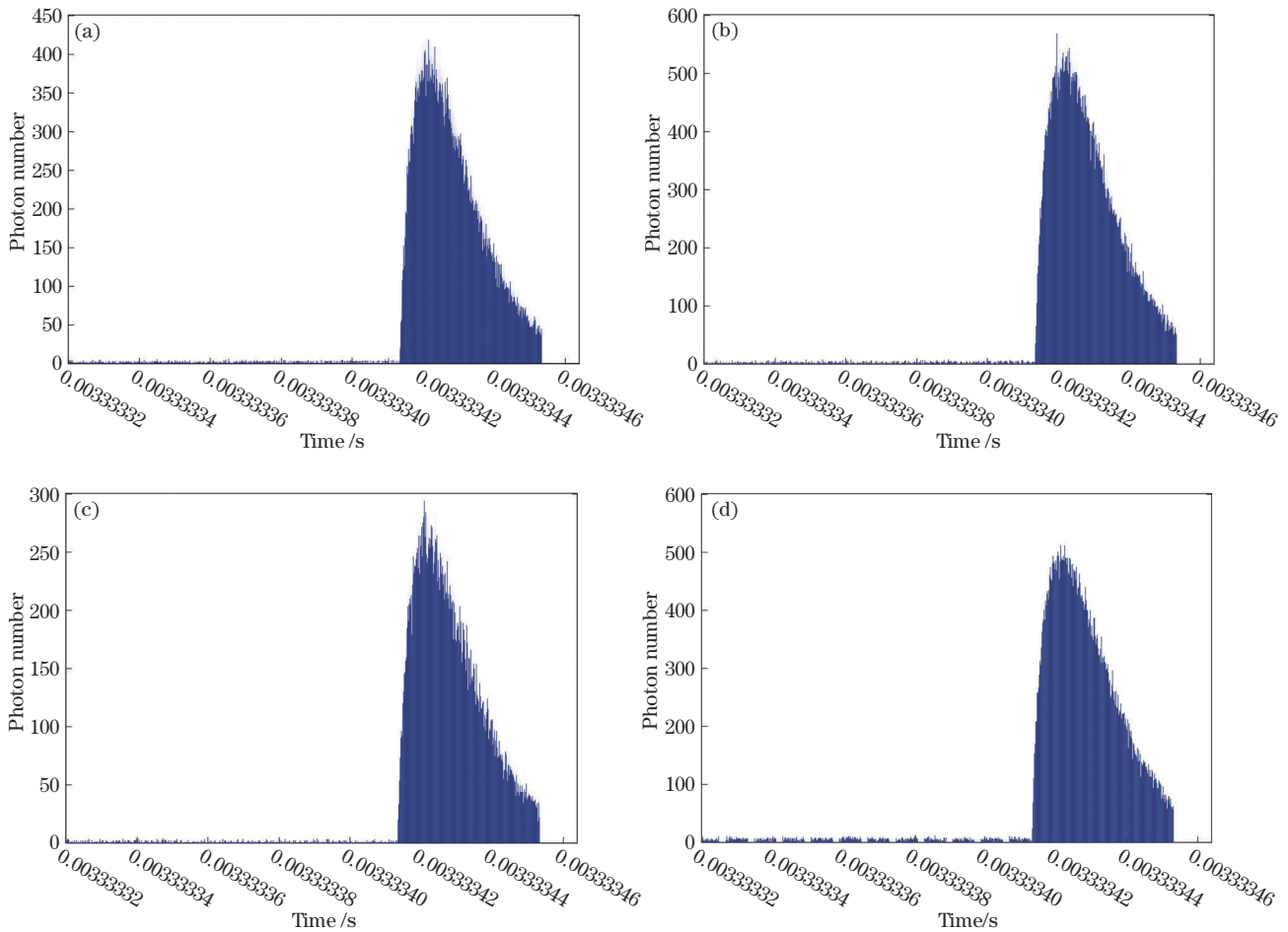


图8 重复次数不低于开门次数条件下回波光子数。(a)重复次数 2000、开门次数 2000;(b)重复次数 2000、开门次数 1000;(c)重复次数 1000、开门次数 1000;(d)重复次数 1000、开门次数 200

Fig. 8 Photon number of pulse laser echo when replication number not less than gate number. (a) Replication number 2000, gate number 2000; (b) replication number 2000, gate number 1000; (c) replication number 1000, gate number 1000; (d) replication number 1000, gate number 200

据<sup>[20-23]</sup>,上述4种情况条件下的峰值大小、位置、测距精度仿真结果列于表4中。从表4可知,当开门次数从200提高到2000时,测距精度从0.4425 m提高至

0.09 m。因此,激光重复频率是空间单光子成像测距精度的主要影响因素,可通过提高激光重复频率的方法提高测距精度。

表4 测距精度仿真结果

Table 4 Simulation results of ranging accuracy

No.	Replication	Gate	Peak value	Peak time /s	Time accuracy /s	Ranging accuracy /m
1	2000	2000	430	$0.0033+1.9450\times 10^{-8}$	$6.0000\times 10^{-10}$	0.0900
2	2000	1000	579	$0.0033+2.1200\times 10^{-8}$	$1.1500\times 10^{-9}$	0.1725
3	1000	1000	294	$0.0033+1.9000\times 10^{-8}$	$1.0500\times 10^{-9}$	0.1575
4	1000	200	510	$0.0033+2.3000\times 10^{-8}$	$2.9500\times 10^{-9}$	0.4425

## 4 结 论

为了解决天基单光子成像作用距离远、背景光子多、信号光子少、成像时间未知等问题,分析了偏振滤波、泊松统计滤波、自由运行模式等方法措施,提出了天基单光子计数成像蒙特卡罗仿真方法,并以500 km轨道高度为例,完成了光子计数结果和测距精度仿真。天基单光子成像距离存在阈值,针对特定的成像距离,除了考虑脉冲激光器、光子计数器等工程问题,还可通过

调整重复次数、开门时间等方法手段,折中考虑脉冲激光回波波形还原程度与噪声累积,在避免“漏检”现象的同时,提高回波波形保真度及回波时间确定精度。在天基单光子成像链路中,还存在垂直分布大气后向散射光子的影响问题,后续工作可以将垂直分布大气后向散射光子作为背景光子,引入天基单光子计数成像蒙特卡罗仿真模型,从而进一步提高天基单光子计数成像仿真精度。



## 参 考 文 献

- [1] Kirmani A, Venkatraman D, Shin D, et al. First-photon imaging[J]. *Science*, 2014, 343(6166): 58-61.
- [2] Garipey G, Krstajić N, Henderson R, et al. Single-photon sensitive light-in-flight imaging[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6021.
- [3] Shin D, Xu F H, Venkatraman D, et al. Photon-efficient imaging with a single-photon camera[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 12046.
- [4] Li Z P, Ye J T, Huang X, et al. Single-photon imaging over 200 km[J]. *Optica*, 2021, 8(3): 344-349.
- [5] Lunghi T, Barreiro C, Guinnard O, et al. Free-running single-photon detection based on a negative feedback InGaAs APD[J]. *Journal of Modern Optics*, 2012, 59(17): 1481-1488.
- [6] 卜禹铭, 杜小平, 曾朝阳, 等. 无扫描激光三维成像雷达研究进展及趋势分析[J]. *中国光学*, 2018, 11(5): 711-727.  
Bu Y M, Du X P, Zeng Z Y, et al. Research progress and trend analysis of non-scanning laser 3D imaging radar[J]. *Chinese Optics*, 2018, 11(5): 711-727.
- [7] Jo S, Kong H J, Bang H, et al. High range precision laser radar system using a Pockels cell and a quadrant photodiode[J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(5): 143.
- [8] Zhang P, Du X P, Zhao J G, et al. High resolution flash three-dimensional LIDAR systems based on polarization modulation[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(13): 3889-3894.
- [9] 史衍丽, 朱泓遐, 杨雪艳, 等. InP 基自由运行模式单光子 APD[J]. *红外与激光工程*, 2020, 49(1): 0103005.  
Shi Y L, Zhu H X, Yang X Y, et al. InP-based free running mode single photon avalanche photodiode[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2020, 49(1): 0103005.
- [10] 马一然. 光子计数激光雷达工作参数对探测性能的影响规律研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2019: 7-11.  
Ma Y R. Study on the influence of working parameters of photon counting lidar on detection performance[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2019: 7-11.
- [11] Jiang X D, Itzler M, O'Donnell K, et al. InP-based single-photon detectors and Geiger-mode APD arrays for quantum communications applications[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2015, 21(3): 5-16.
- [12] Comandar L C, Fröhlich B, Dynes J F, et al. Gigahertz-gated InGaAs/InP single-photon detector with detection efficiency exceeding 55% at 1550 nm[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(8): 083109.
- [13] 刘凯宝, 杨晓红, 何婷婷, 等. InP 基近红外单光子雪崩光电探测器阵列[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(22): 220001.  
Liu K B, Yang X H, He T T, et al. Indium phosphide-based near-infrared single photon avalanche photodiode detector arrays[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(22): 220001.
- [14] (瑞)彼得·塞茨, (荷)艾伯特 J.P. 塞尤维森. 单光子成像[M]. 孙志斌, 黄晓英, 胡爱稳, 等, 译. 北京: 国防工业出版社, 2015: 240-250.  
Seitz P, Theuwissen A J P. Single-photon imaging[M]. Sun Z B, Huang X Y, Hu A W, et al., Transl. Beijing: National Defense Industry Press, 2015: 240-250.
- [15] 李松, 张智宇, 曾昊旻, 等. 散斑相干性对单光子激光雷达测距精度影响的评估方法: CN109541619A[P]. 2019-03-29.  
Li S, Zhang Z Y, Zeng H M, et al. Assessment method of the influence of the speckle on single photon LIDAR range accuracy: CN109541619A[P]. 2019-03-29.
- [16] Becker W. Advanced time-correlated single photon counting techniques[M]. Heidelberg: Springer, 2005.
- [17] 靳亚晴, 董瑞芳, 权润爱, 等. 门控下 InGaAs/InP 单光子探测器用于符合测量的时域滤波特性研究[J]. *物理学报*, 2021, 70(7): 074202.  
Jin Y Q, Dong R F, Quan R A, et al. Temporal filtering characteristics of gated InGaAs/InP single-photon detectors for coincidence measurement[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70(7): 074202.
- [18] 李梦龙, 高龙, 史文宗, 等. 全固态单频激光器研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(8): 080003.  
Li M L, Gao L, Shi W Z, et al. Progress in all-solid-state single-frequency lasers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(8): 080003.
- [19] 王春辉, 李旭, 彭欢. 星载全波形激光测高仪仿真分析技术研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(10): 102801.  
Wang C H, Li X, Peng H. Research on simulation and analysis of spaceborne full waveform laser altimeter[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(10): 102801.
- [20] 于真真, 侯霞, 周翠芸. 星载激光测高技术发展现状[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(2): 020006.  
Yu Z Z, Hou X, Zhou C Y. Progress and current state of space-borne laser altimetry[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(2): 020006.
- [21] 刘俊, 姚予木, 李培楠, 等. 激光测高卫星全波形回波数据的参数优化小波降噪[J]. *中国激光*, 2021, 48(23): 2310001.  
Liu J, Yao Y M, Li P N, et al. Parameter optimization wavelet denoising algorithm for full-waveforms data of laser altimetry satellite[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(23): 2310001.
- [22] 刘芳华, 贺岩, 罗远, 等. 基于光子计数激光雷达的运动小目标测距测速系统[J]. *中国激光*, 2021, 48(13): 1310001.  
Liu F H, He Y, Luo Y, et al. Moving target distance and velocity measurement system based on photon-counting lidar[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(13): 1310001.
- [23] 周鑫, 杨坚, 李松. 星载单光子激光雷达海面回波信号模型[J]. *光学学报*, 2021, 41(19): 1928002.  
Zhou X, Yang J, Li S. Model of sea surface echos from spaceborne single photon lidar[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(19): 1928002.