

多像素光子计数器的信噪比特性

张国青 张英堂 翟学军 刘汉臣 朱长军

(西安工程大学理学院物理系, 陕西 西安 710048)

摘要 以多像素光子计数器(MPPC)的光电特性和实验结果为基础,通过对传统的工作在线性模式下的雪崩光电二极管的信噪比公式进行修正,得到了适用于 MPPC 的信噪比表达式。对在随机光子探测模式下的信噪比表达式进行了数值计算和实验验证。数值模拟结果显示在随机光子照射下,最小可探测光子通量的量级为 10^3 count/s,最小可探测功率量级为 10^{-15} W。对短脉冲光子探测模式下的光子计数信噪比表达式进行了数值分析,结果显示,利用调节合适的光电子数等效阈值进行光子计数的方法能够大大提高探测器的信噪比,该方法相比于传统的光子探测器有明显而独特的优势,在短脉冲弱光探测的场合,诸如脉冲激光测距、高能粒子物理等方面有较大的应用前景。

关键词 探测器;多像素光子计数器;硅光电倍增器;信噪比;光电子数等效阈值

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0304001

Signal-to-Noise Ratio Properties of Multi-Pixel Photon Counter

Zhang Guoqing Zhang Yingtang Zhai Xuejun Liu Hanchen Zhu Changjun

(School of Science, Xi'an Polytechnic University, Xi'an, Shaanxi 710048, China)

Abstract The signal-to-noise ratio formulas of a multi-pixel photon counter (MPPC) are obtained based on its photoelectric characteristic and experimental results, and by revising the traditional signal-to-noise ratio (R_{SN}) formula of linear mode avalanche photodiode (APD). The method is used for random photon detection mode and short-pulse photon detection mode, respectively. The numerical calculation results using the obtained R_{SN} formula are consistent with the experimental results. The numerical results show that the minimum detectable photon flux is of the order of 10^3 count \cdot s $^{-1}$, the minimum detectable power is about 10^{-15} W. Numerical analysis for the R_{SN} formula of the short pulse photon detection mode is done. The results show that the R_{SN} of the MPPC can be obviously improved by adjusting the photoelectron-number equivalent threshold of the MPPC. This method of the MPPC has its own advantage compared with the traditional photon detector. It has wide application prospect in the field of pulsed low-level light detection such as pulsed laser ranging and high-energy particle physics.

Key words detectors; multi-pixel photon counter; silicon photomultiplier; signal-to-noise ratio; photoelectron-number equivalent threshold

OCIS codes 040.1345; 040.1880; 040.3780; 040.6040

1 引 言

近年来,一种在常温下即具有脉冲光子数分辨能力的单光子探测器——多像素光子计数器(MPPC)逐渐受到重视^[1]。MPPC 又名硅光电倍增器(SiPM),它由数百至数万个直径为几微米到几十微米的雪崩光电二极管(APD)单元阵列集成在同一个单晶硅片上构成,每个 APD 单元串联着数

百千欧的电阻用于及时猝灭雪崩击穿产生的大电流。所有 APD 单元共用一个取信号电极,并且工作在盖革模式下。在这种模式下,APD 单元的偏置电压高于击穿电压若干伏,当某一个 APD 单元接收到一个光子时,所产生的光生载流子将有一定概率触发雪崩击穿,雪崩击穿后的光电转换增益可达 $10^5 \sim 10^7$ 。由于每一个 APD 单元具有完全相同的

收稿日期: 2012-08-20; **收到修改稿日期**: 2012-11-15

基金项目: 教育厅自然科学基金(12JK0975)、陕西省自然科学基金(2012JQ8009)和西安工程大学博士科研启动金(BS1126)资助课题。

作者简介: 张国青(1982—),男,博士,讲师,主要从事半导体光电子学方面的研究。E-mail: zhangg_356@163.com

结构和猝灭电阻,因此在发生雪崩时,雪崩放电的增益,即输出信号的幅度均相同。当光强不太强时,MPPC输出信号总幅度正比于同时发生雪崩击穿的APD单元的数目,因此在示波器上可以看到雪崩脉冲有清晰的倍数层次关系。

MPPC具有目前最优秀的光子数分辨能力,没有像线性模式APD那样大的增益起伏或过噪声,具有比光电倍增管(PMT)好得多的单光子分辨本领^[1],结实耐用、体积小、易于集成、工作电压低、不受磁场干扰、可靠性好和成本低廉等诸多优点,在高能物理^[2]、天体物理^[3]、核医学成像^[4]以及生命科学^[5]等弱光信号探测领域^[6]的部分场合已经成为传统光电倍增管的替代品,并有望全面取代光电倍增管^[1],在量子通讯^[7]、激光测距^[8,9]等方面也有较好的应用前景。

然而,目前关于MPPC的参数表征理论和技术并不完善。例如目前尚未见到专门关于MPPC的信噪比 R_{SN} 研究的文献。现有关于半导体雪崩探测器信噪比^[10]的公式并不适用于MPPC,因为它是针对工作在线性模式的APD而言的,其 R_{SN} 的表达

式通常是以电流或功率为变量^[11]。而MPPC是工作在光子计数模式下,光信号的强弱是以雪崩脉冲的计数来衡量的,因此现有APD的 R_{SN} 的表达式不适用于MPPC,不能直接用于MPPC的 R_{SN} 的表征。另一方面,传统的光子计数器,如光电倍增管(PMT)、单光子雪崩探测器(SPAD)等都是单点探测器,而MPPC是多单元雪崩二极管共用一路输出,在脉冲光探测模式下,其光子计数的模式与传统光子计数器有所不同,所以用来描述传统的光子计数器的 R_{SN} 公式并不能直接用于表征脉冲光探测模式下MPPC的 R_{SN} 。本文对传统探测器的 R_{SN} 公式进行了改造,提出了随机光子探测模式下以及短脉冲光子探测模式下MPPC的 R_{SN} 表达式,并对其进行了实验验证及数值模拟和分析。

2 随机光子探测模式下MPPC的 R_{SN}

工作在线性模式下的雪崩光电二极管的电流 R_{SN} 可以表示为^[10]

$$R_{SN} = \frac{\langle i_s^2 \rangle^{1/2}}{\langle i_n^2 \rangle^{1/2}} = \frac{\langle i_s^2 \rangle^{1/2}}{(\langle i_Q^2 \rangle + \langle i_D^2 \rangle + \langle i_b^2 \rangle + \langle i_{th}^2 \rangle)^{1/2}} = \frac{\langle i_p^2 \rangle^{1/2} M}{\sqrt{2q(I_p + I_b + I_{bulk})M^2 F(M)B + 2qI_{surf}B + 4k_B TB/R_L}}, \quad (1)$$

式中 $\langle i_s^2 \rangle$ 为均方信号电流, $\langle i_Q^2 \rangle$, $\langle i_D^2 \rangle$, $\langle i_b^2 \rangle$, $\langle i_{th}^2 \rangle$ 分别为量子散弹噪声均方电流、暗电流均方值、背景光电流均方值和热噪声电流均方值。 $\langle i_p^2 \rangle^{1/2}$ 为入射光在探测器中产生的初始光电流(未倍增前的光电流)的均方根值, M 为平均雪崩增益, q 为电子电量, I_p 为信号光电流均值, I_b 为背景光电流均值, I_{bulk} 为探测器雪崩前的体暗电流, $F(M)$ 为过剩噪声因子。 I_{surf} 为探测器的表面暗电流,并不经过高场雪崩区,因此不会引发雪崩效应^[12]。 B 为测量系统的观测带宽, k_B 为波尔兹曼常数, T 为温度, R_L 为探测器的等效负载电阻。

然而对于工作在盖革模式(工作电压高于击穿电压若干伏)下的MPPC,该表达式却不适用,因

为MPPC以脉冲计数的模式进行工作,利用雪崩脉冲的计数来探测光子通量,并且增益通常高达 10^5 以上,能够对单光子进行响应。因此需要对该公式进行修正,需将(1)式中的光电流和暗电流转换为光子计数和暗脉冲计数的形式。假设入射信号光功率恒定,设为 P_{in} ,则初始光电流的均方值 $\langle i_p^2 \rangle$ 为

$$\langle i_p^2 \rangle = I_p^2 = \left(\frac{\eta}{h\nu}\right)^2 P_{in}^2 = \left(\frac{P_{in}}{h\nu}\right)^2 (\eta)^2 = N_{in}^2 (\eta)^2, \quad (2)$$

式中 I_p 为探测器平均光电流, η 为探测器的光探测效率, h 为普朗克常量, ν 为光子频率, N_{in} 为单位时间内对应的入射光子数。将(2)式代入(1)式有

$$R_{SN} = \frac{N_{in} \eta M}{\sqrt{2q(N_{in} \eta + I_b + I_{bulk})M^2 F(M)B + 2qI_{surf}B + 4k_B TB/R_L}}. \quad (3)$$

对于MPPC,其体暗电流 I_{bulk} 会引起MPPC的单元发生盖革雪崩,产生脉冲计数,1 s内产生的脉冲计数就称为暗计数率 R_{DCR} ^[1]。于是有 $I_{bulk} = R_{DCR} q$ ^[12],代入(3)式并对其变形,分子分母同时除以 M 可得

$$R_{SN} = \frac{N_{in} \eta}{\sqrt{2q(N_{in} \eta + I_b + R_{DCR} q)F(M)B + 2qI_{surf}B/M^2 + 4k_B TB/(R_L M^2)}}. \quad (4)$$

考察(4)式分母中的 $2qI_{\text{surf}}B/M^2$ 项,若观测带宽 B 取 1 Hz, MPPC 的典型增益 M 取 10^6 , MPPC 典型的表面漏电水平 $I_{\text{surf}} \approx 100 \text{ pA/mm}^{2[13]}$, 计算可得 $2qI_{\text{surf}}B/M^2 \approx 3.2 \times 10^{-41} \text{ A}^2$ 。对于 $4k_{\text{B}}TB/(M^2R_{\text{L}})$ 项,若取 $T = 300 \text{ K}$, B 和 M 同上, 而 MPPC 正常工作时, R_{L} 通常取 50Ω , 则可估算得 $4k_{\text{B}}TB/(M^2R_{\text{L}}) \approx 3.3 \times 10^{-34} \text{ A}^2$ 。对于分母中的 $2q(N_{\text{in}}\eta + I_{\text{b}} + R_{\text{DCR}}q)F(M)B$ 项,取单位时间内入射光子数为 100, MPPC 典型光探测效率 η 为 30%, 典型 R_{DCR} 为 $300 \text{ k}\cdot\text{count/s}$, 典型 $F(M) = 1.05^{[1]}$ 。为了保守估值, 不计入背景光电流 I_{b} , B 取值同上。计算可得该项数值大小约为 1.6×10^{-32} 。比较分母中这 3 项的估值, 可见分母中根号下后两项远小于 $2q(N_{\text{in}}\eta + I_{\text{b}} + R_{\text{DCR}}q)F(M)B$, 因此可将 $2qI_{\text{surf}}B/M^2 + 4k_{\text{B}}TB/(R_{\text{L}}M^2)$ 忽略。这说明, 在光子计数模式下, 当光探测器的增益很高时, 探测器的表面漏电流以及负载和前置放大器的热噪声对于 R_{SN} 的影响可以忽略。于是(4)式可简化为

$$R_{\text{SN}} = \frac{N_{\text{in}}\eta}{\sqrt{2q(N_{\text{in}}\eta + I_{\text{b}} + R_{\text{DCR}}q)F(M)B}} \quad (5)$$

为了方便后面的讨论, 以下暂时忽略 I_{b} 。对于 MPPC, 由于其每一个单元的增益都是一样的, 几乎不存在增益涨落^[1], 其过噪声因子 F 几乎与 M 无关, 在 MPPC 正常工作的偏压范围内, F 约为 1, 于是(5)式可进一步简化为

$$R_{\text{SN}} = \frac{N_{\text{in}}\eta}{\sqrt{2(N_{\text{in}}\eta + R_{\text{DCR}})B}} = \frac{N_{\text{Det}}}{\sqrt{2(N_{\text{Det}} + R_{\text{DCR}})B}} \quad (6)$$

由(6)式可见, 在随机光子计数工作模式下, MPPC 的 R_{SN} 与 4 个因素有关, 即单位时间入射到探测器光敏面的光子通量、光子探测效率 η , MPPC 的暗计数率 R_{DCR} 以及系统的观测带宽 B 。由于系统的观测带宽 B 与测量时间 t 有简单的关系, $B = 1/t$, 则(6)式变为

$$R_{\text{SN}} = \frac{N_{\text{Det}}\sqrt{t}}{\sqrt{2(N_{\text{Det}} + R_{\text{DCR}})}} \quad (7)$$

由(7)式可见, 在入射光强, 探测器的暗计数率一定的情况下, 测量时间越长, 系统的 R_{SN} 越好。为了对该理论式进行验证, 以一个典型的 MPPC (SI0362-11-050U, Hamamatsu Inc., 室温 $25 \text{ }^\circ\text{C}$ 下暗计数率 $300 \text{ k}\cdot\text{count}\cdot\text{mm}^2/\text{s}$, 工作条件为说明书标称值, 入射光波长为 550 nm 时, 光探测效率约为 30%) 为例对(7)式进行了实验验证。

图 1 是 MPPC 脉冲光子计数 R_{SN} 测试系统的示意图。图中 PIN 是指工作在光伏模式下的硅 PIN 光电探测器 (PIN-8.0-CSL, OSI Optoelectronics Inc.)。光源为恒流源驱动的 LED (中心波长约 550 nm), LED 发出的光经过多模光纤耦合至光纤衰减器 (1 dB~30 dB) 后再耦合到 MPPC 或 PIN。图中低

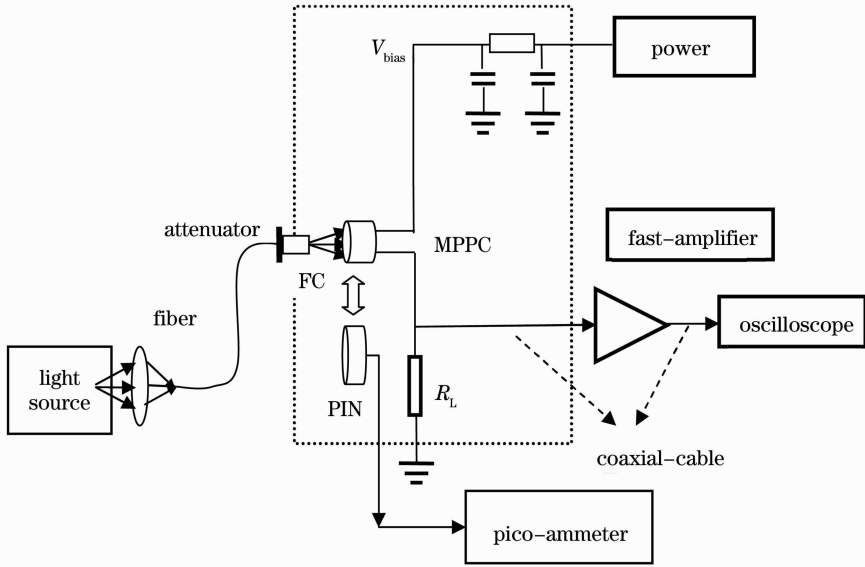


图 1 MPPC 光子计数 R_{SN} 测试系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of measuring system for photon counting R_{SN} of MPPC

噪声稳压电源通过阻容滤波电路对 MPPC 加偏压, R_L 为取信号电阻(负载电阻)(50 Ω)。MPPC 的雪崩信号通过高速放大器(2 GHz, HSA-X-2-20, FEMTO Inc.) 直接通入示波器(TDS 1002, Tektronix, Inc)进行脉冲频率计数。图 1 中省略了光纤微调架等辅助装置。探测器采用屏蔽金属盒密封,以遮挡杂散光和屏蔽电磁噪声。

测量是通过逐渐改变 LED 的驱动电流来改变照射到 MPPC 上的光强,在示波器上取触发电平的等效光电子数阈值[与光电子触发的雪崩脉冲高度相等的触发电平的幅度,如 1 p. e. (photoelectron equivalent) 阈值是指阈值电平等于 1 个光电子触发雪崩脉冲的幅度]为 0.5 p. e.^[1], 分别记录 MPPC 的光子计数值 N_{Det} (采样时间 1 s)。记录完毕后,将 MPPC 换为有定标数据的 PIN,重复上述入射光强值进行光强定标。由于入射到 MPPC 的光强被衰减至很弱,PIN 已无法响应,所以定标光强时需要去掉已知衰减倍数的光纤衰减器,按照光敏面积修正因子和衰减倍数计算出照射到 MPPC 上的光子通量。设光纤衰减器衰减倍数为 β ,MPPC 光敏面积为 A_{MPPC} , PIN 有效面积 A_{PIN} , PIN 的光响应度为 R ,PIN 测到的光电流为 I_{PIN} ,则易得入射到 MPPC 的光功率

$$P_{\text{in}} = \frac{I_{\text{PIN}} A_{\text{MPPC}}}{R\beta A_{\text{PIN}}} \quad (8)$$

换算成单位时间内入射到 MPPC 的光子数

$$N_{\text{in}} = \frac{I_{\text{PIN}} A_{\text{MPPC}}}{R\beta A_{\text{PIN}} h\nu} \quad (9)$$

实验结果如图 2 中“+”形状的点所示。图 2 中实线是对(7)式进行数值计算得到的 MPPC 的 R_{SN} 随单位时间内入射光子通量 N_{in} 的变化曲线(取光探测效率 η 为 30%,取 R_{DCR} 为 300 k·count/s,与实际值一致)。由图可以看出,实验与理论结果在误差范围内一致。当入射光通量较小时,实际测得的 R_{SN} 比理论值偏小,这可能是由于环境杂散光对 MPPC 的影响未完全消除。在入射光子通量为 2×10^4 count/s 时,实际测得的 R_{SN} 能达到 7:1,而当入射光子通量为 9.2×10^5 count/s 时, R_{SN} 达到约 320:1(25 dB)。从实验和理论值均可以看出,随着入射光子通量的增加,MPPC 的 R_{SN} 逐渐提高。

在(7)式中,当 $R_{\text{SN}}=1$ 时,对应的入射光功率即为最小可探测功率,其在数值上等于噪声等效功率 N_{EP} 。为了对 MPPC 的最小可探测功率进行较准确地估算,选取 MPPC 的一些典型参数,MPPC 的 R_{DCR} 依然取 300 k·count·mm²/s(室温下),探测效率 η 取

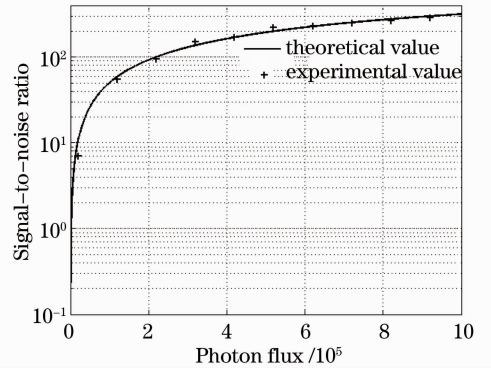


图 2 MPPC 的 R_{SN} 随入射光子通量 N_{in} 的变化曲线

Fig. 2 Dependence of R_{SN} of a MPPC on photon flux N_{in} 30%, 取测量时间 1 s, 令 $R_{\text{SN}}=1$,由(7)式可得

$$N_{\text{Det}}^2 - 2N_{\text{Det}} + 2R_{\text{DCR}} = 0 \quad (10)$$

由(10)式可算得,在不考虑环境杂散光的情况下,1 s内 MPPC 可探测的最少入射光子数为 2587 个光子(或 776 个光电子)。取入射光波长为 550 nm,则对应的等效噪声功率为 9.4×10^{-16} W。

实际上,杂散光或背景光是难以被完全抑制的。在考虑背景光子的情况下,根据(5)、(7)式可转换为

$$R_{\text{SN}} = \frac{N_{\text{Det}} \sqrt{t}}{\sqrt{2(N_{\text{Det}} + N_{\text{b}} + R_{\text{DCR}})}} \quad (11)$$

式中 N_{b} 为单位时间(1 s)内由于背景光子引起的计数。需要指出的是,(11)式与在光子计数模式下工作的光电倍增管的 R_{SN} 公式是一致的^[14]。

然而,(11)式是在 MPPC 的等效光电子数阈值为 0.5 p. e. 时,即光电子计数全部保留的情形下获得的。这里之所以取 0.5 个光电子等效阈值,是为了剔除由于电子学噪声和后脉冲而引起的错误计数^[1]。当测量系统的阈值高于 0.5 p. e.,即(1.5 p. e., 2.5 p. e., 3.5 p. e., ...)时,(11)式将不再适用,需要对该式进行进一步的修正。

设 t_{h} 为阈值幅度, t_{h} 等于 n p. e.,其中 n 取 0.5 p. e., 1.5 p. e., 2.5 p. e., 3.5 p. e., ... (非负整数+0.5)。设 $N_{\text{Det}}(n \text{ p. e.})$ 是阈值为 n p. e. 时,1 s 内 MPPC 探测到的信号光电子计数。 $N_{\text{b}}(n \text{ p. e.})$ 和 $R_{\text{DCR}}(n \text{ p. e.})$ 分别是阈值为 n p. e. 时,背景光子引起的 MPPC 的光电子计数率和 MPPC 的剩余暗计数率。则(11)式变为

$$R_{\text{SN}} = \frac{N_{\text{Det}}(n \text{ p. e.}) \sqrt{t}}{\sqrt{2[N_{\text{Det}}(n \text{ p. e.}) + N_{\text{b}}(n \text{ p. e.}) + R_{\text{DCR}}(n \text{ p. e.})]}} \quad (12)$$

式中 $N_{\text{Det}}(n \text{ p. e.})$, $N(n \text{ p. e.})$ 和 $R_{\text{DCR}}(n \text{ p. e.})$ 均为等效光电子数阈值的函数。显然三者均随着阈值的增加而

单调减少,但随着阈值的增加, $N_S(n \text{ p. e.})$ 、 $N(n \text{ p. e.})$ 和 $R_{\text{DCR}}(n \text{ p. e.})$ 减小的速度不同。

在随机光子入射到探测器,并且光强不是很强的情况下,光子是随机并且离散地照射到探测器上的,两个或多个光子在 MPPC 的响应时间内同时到达的概率很小,所以当探测阈值 $t_b \geq 1.5 \text{ p. e.}$ 时,剩余信号光电子数 $N_{\text{Det}}(n \text{ p. e.})$ 几乎被完全甄别掉,从而可能造成 R_{SN} 很低,但是在短脉冲光照射下,一个光脉冲中包含若干个光子,会激发 MPPC 同时响应若干个光电子等效幅度的雪崩脉冲,这种雪崩脉冲通常高于噪声(如背景光计数和暗计数)引起的雪崩脉冲的幅度^[15]。因此若将探测阈值提高到几个 p. e. 的等效幅度时,则可以将噪声脉冲计数完全剔除,而又不使光信号损失太多,从而提高 R_{SN} 。

3 短脉冲光照射下 MPPC 的 R_{SN}

设短脉冲光的脉冲半峰全宽(FWHM)为 τ ,单位时间光脉冲个数为 f ,入射到 MPPC 光敏面的每个光脉冲包含的光子个数均值为 μ ,则单位时间内入射到探测器表面的光子数为 $N_{\text{ph}} = \mu f$,则当探测阈值为 0.5 p. e. 时,1 s 内 MPPC 探测到的光电子数为 $N_{\text{det}} = \mu f \eta$, η 为 MPPC 的光子探测效率。当探测阈值为 $n \text{ p. e.}$ 时, MPPC 的输出计数将会小于 $\mu f \eta$,具体计数与信号光子的统计分布有关。在光强恒定相干的脉冲光照射下,当入射到 MPPC 的脉冲光较弱时(约 10 个光子/脉冲)^[1,16],包含的光子数遵循泊松分布,不难证明探测器探测到的光电

子数也遵循泊松分布^[17],则阈值为 $n \text{ p. e.}$ 时, MPPC 的信号光电子数为

$$N_{\text{Det}}(n \text{ p. e.}) = \mu f \eta P(m > n - 0.5) = \mu f \eta \left[1 - \sum_{m=0}^{n-0.5} \frac{(\mu \eta)^m \exp(-\mu \eta)}{m!} \right] = \mu f \eta \sum_{m=n-0.5}^{\infty} \frac{(\mu \eta)^m \exp(-\mu \eta)}{m!}, \quad (13)$$

式中 m 为某一个光脉冲产生的光电子个数, $P(m > n - 0.5)$ 为光电子数大于探测阈值 n 的概率, f 为光脉冲重复频率, μ 为入射到 MPPC 光敏面的每个光脉冲包含的平均光子个数, η 为光探测效率。

对于其他形式的光子计数统计分布,只需将(13)式中光子统计概率分布函数替换即可。

对于 $R_{\text{DCR}}(n \text{ p. e.})$,高倍的暗脉冲是由于光学串话造成的^[1],所谓 MPPC 的光学串话效应,是指 MPPC 其中的一个盖革 APD 单元在发生雪崩时,产生的近红外光子被临近单元吸收从而引起临近单元也发生雪崩的效应^[1,18]。根据实验结果^[1,16],在过偏压不是很大的情况下,暗计数率随阈值变化的分布可以用以下近似表达式表示:

$$R_{\text{DCR}}(n \text{ p. e.}) = R_{\text{DCR}_0} p_{\text{ct}}^{n-0.5}, \quad (14)$$

式中 R_{DCR_0} 是阈值为 0.5 p. e. 时, MPPC 的暗计数率, p_{ct} 为 MPPC 的光学串话概率。 p_{ct} 的典型值约为 0.1,因此由(14)式可知随着阈值的增加, MPPC 的剩余暗计数率 $R_{\text{DCR}}(n \text{ p. e.})$ 将呈量级地衰减。于是(12)式转化为

$$R_{\text{SN}} = \frac{\mu f \eta \sum_{m=n-0.5}^{\infty} \frac{(\mu \eta)^m \exp(-\mu \eta)}{m!} \sqrt{t}}{\sqrt{2 \left[\mu f \eta \sum_{m=n-0.5}^{\infty} \frac{(\mu \eta)^m \exp(-\mu \eta)}{m!} + N_b(n \text{ p. e.}) + R_{\text{DCR}_0} p_{\text{ct}}^{n-0.5} \right]}}. \quad (15)$$

对于 $N_b(n \text{ p. e.})$,如果背景光或杂散光在时域上是随机分布的,则在照射到 MPPC 的背景光不是很强的情况下,背景光子以及杂散光是离散到达 MPPC 的,那么当阈值 $n \geq 1.5 \text{ p. e.}$ 时, $N_b(n \text{ p. e.}) \approx 0$ 。实际上,像日光、天空背景光、白炽灯以及实验室中的仪器指示灯等发出的光,只要滤光措施做得足够好,背景光子以及杂散光可以弱到离散地到达 MPPC,此时(15)式简化为

$$R_{\text{SN}} = \frac{\mu f \eta \sum_{m=n-0.5}^{\infty} \frac{(\mu \eta)^m \exp(-\mu \eta)}{m!} \sqrt{t}}{\sqrt{2 \left[\mu f \eta \sum_{m=n-0.5}^{\infty} \frac{(\mu \eta)^m \exp(-\mu \eta)}{m!} + R_{\text{DCR}_0} p_{\text{ct}}^{n-0.5} \right]}}. \quad (16)$$

对于一个给定的系统, μ , f , p_{ct} , η , R_{DCR_0} 均为常数,测试时间取 1 s 时,(16)式仅为阈值 n 的函数。作为例子,根据文献^[1,16]对于 MPPC 脉冲高度分

布谱的实验结果,通过强烈衰减脉冲光强,每个脉冲的平均光子数可以小于 1 个。这里取入射光子数均

值 $\mu=1, 2, 8, f=1 \text{ kHz}, p_{ct}=0.1, R_{DCR_0}=300 \text{ k}\cdot\text{count/s}, \eta=30\%$, 画出(16)式以 n 为自变量的 R_{SN} 数值曲线, 如图 3 所示。

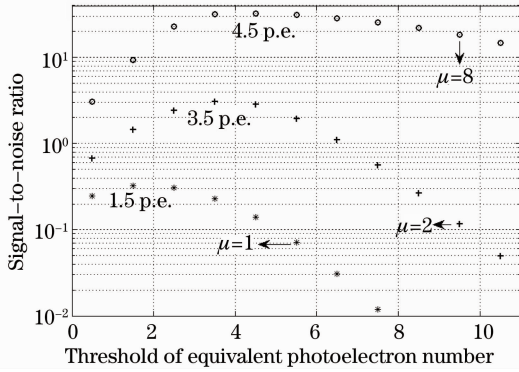


图 3 不同的平均入射光子数 μ 情况下, MPPC 的 R_{SN} 随等效光电子数阈值 $t_h = n \text{ p.e.}$ 的变化关系

Fig. 3 Dependence of R_{SN} of a MPPC on the threshold of equivalent photoelectron number $t_h = n \text{ p.e.}$ in the case of different average incident photon numbers μ

由图 3 可见, R_{SN} 最大时, 等效光电子数阈值均大于 0.5 p.e. 。随着短脉冲光光子数均值的增加, R_{SN} 最佳时对应的等效光电子数阈值也增加, 当光子数均值分别为 $1, 2, 8$ 时, MPPC 的最佳(峰值) R_{SN} 对应的等效光电子数阈值分别为 $1.5 \text{ p.e.}, 3.5 \text{ p.e.}, 4.5 \text{ p.e.}$, 见图中标注, 峰值 R_{SN} 比阈值为 0.5 p.e. 时探测器的 R_{SN} 分别高出了 1.5 倍, 7 倍和 32 倍。由此可见, 选择合适的等效光电子数阈值, 将明显提高探测器的 R_{SN} , 同时由于阈值仅仅为几个等效光电子的高度, 所以光信号也不会受到很大损失。

4 讨 论

在(16)式中, 令 $R_{SN}=1$, 在 ($t=1 \text{ s}, p_{ct}=0.1, R_{DCR_0}=300 \text{ k}\cdot\text{count/s}, \eta=30\%$) 的条件下, 当等效光电子阈值为 1.5 p.e. 时, 由(16)式可算得 1 s 内最小可探测光电子计数平均为 245 个。如设脉冲重复频率为 1000 Hz , 由(13)式可算得单脉冲可探测的最小平均光子数 μ 约为 1.65 个。如果使用门控模式进行光子计数, 将处于门之外的暗计数剔除, 则可以进一步减小单脉冲的最小可探测平均光子数。这个结果远好于工作在线性模式下的雪崩光电二极管的灵敏度。而工作在盖革模式下的雪崩光电二极管(G-APD 或叫 SPAD)由于是单像素光子计数器, 所以无法进行等效光电子数阈值的调节, 因此在短脉冲光照射下, 其 R_{SN} 并不比随机光子照射下的高。另一方面, 也正是由于 G-APD 是单像素探测器, 所

以一个短脉冲光中无论有几个光子照射到 G-APD 上, 它都只能响应相同幅度的脉冲, 进行一次计数, 因此在短脉冲光子计数的场合, 用 G-APD 进行光子计数并不准确。另外值得提出的是, 由于绝大多数的光电倍增管都几乎无法进行光电子数分辨^[19], 因此无法准确得知 1 p.e. 阈值的幅度, 因此上面所述利用等效光电子阈值调节来提高光子探测 R_{SN} 的方法也不适用于光电倍增管。所以, 上面所述的基于 MPPC 的利用等效光电子阈值调节的方法来进行光子计数和提高 R_{SN} 有其独特的优势。

5 结 论

推导了在随机光子和周期性短脉冲光照射下适用于 MPPC 的 R_{SN} 表达式, 并用实验验证了随机光子照射下的 R_{SN} 表达式。数值模拟结果显示随机光子照射下, MPPC 的 R_{SN} 以及最小可探测功率受到其暗计数率的限制, 最小可探测光子通量的量级为 10^3 count/s , 最小可探测功率量级为 10^{-15} W 。在短脉冲光照射下, 适当地提高等效光电子阈值能使 R_{SN} 成倍提高, R_{SN} 相比于传统的光子探测器有明显优势。不使用门控计数的情况下, 当等效光电子阈值为 1.5 p.e. 时, 单脉冲可探测的最小平均光子数 μ 可低至 1.65 个。这种依靠调节 MPPC 等效光电子数阈值进行光子计数的方法可能在高信噪比、高灵敏度的脉冲激光测距和高能粒子物理等领域有较好的应用前景。

参 考 文 献

- 1 D. Renker, E. Lorenz. Advances in solid state photon detectors [J]. *J. Instrum.*, 2009, **4**(4): 04004
- 2 S. Korpar, R. Dolenc, K. Hara *et al.*. Silicon photomultiplier as a detector of Cherenkov photons [J]. *Nucl. Instrum. & Meth. A*, 2008, **595**(11): 161~164
- 3 Y. Kudenko. The near neutrino detector for the T2K experiment [J]. *Nucl. Instrum. & Meth. A*, 2009, **598**(11): 289~295
- 4 A. Braem, E. Chesi, C. Joram *et al.*. Wavelength shifter strips and G-APD arrays for the read-out of the z -coordinate in axial PET modules [J]. *Nucl. Instrum. & Meth. A*, 2008, **586**(12): 300~308
- 5 Łukasz Mik, Jacek Stepień, Marcin Jastrząb *et al.*. System for low intensity fluorescence light measurement based on silicon photomultiplier [C]. Gliwice: The International Conference of Signals and Electronic Systems, 2010. 383~386
- 6 Zhang Heyong, Guo Jin, Zhao Shuai *et al.*. Research on Fano factor for pseudo-thermal light field based on multi-pixel photon counter [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(10): 1008010
张合勇, 郭劲, 赵帅等. 基于多像素光子计数器的赝热光场 Fano 因子研究 [J]. *中国激光*, 2011, **38**(10): 1008010
- 7 G. Q. Zhang, X. J. Zhai, C. J. Zhu *et al.*. The silicon photomultiplier — a new detector for photon-number-resolving at room temperature [J]. *Int. J. Quantum Information*, 2012.

- 10(3); 1230002
- 8 K. T. Son, C. C. Lee, Y. Y. Shieh. Multiple-target laser range finding receivers using silicon photomultiplier arrays [C]. IEEE Electronic Components and Technology Conference, 2009. 2131~2136
 - 9 Tian Yuzhen, Zhao Shuai, Guo Jin. Analysis of non-cooperative target photon counting laser ranging [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(5): 0514002
田玉珍, 赵帅, 郭劲. 非合作目标光子计数激光测距技术研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(5): 0514002
 - 10 C. W. Helstrom. Computing the performance of optical receivers with avalanche photon diode detectors [J]. *IEEE Trans. Commun.*, 1988, **36**(1): 61~66
 - 11 Wang Chunhui, Gao Long, Pang Yajun *et al.*. Experimental investigation for relation between beam splitter coefficient and signal-to-noise ratio of 2 μm balanced coherent system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(11): 1104002
王春晖, 高龙, 庞亚军等. 光束分束比对 2 μm 平衡式相干探测系统信噪比影响的实验研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(11): 1104002
 - 12 J. C. Jackson, P. K. Hurley, B. Lane *et al.*. Comparing leakage currents and dark count rates in Geiger-mode avalanche photodiodes [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(22): 4100~4102
 - 13 Adam Para. Characterization of MPPC/SiPM/GMAPD's [EB/OL]. http://www-ppd.fnal.gov/DivOffice/internal_rd/Reviews_files/SIPM_2008/Characterization_of_MPPC.pdf, [2013-01-29]
 - 14 Hamamatsu. Photon Counting Using Photomultiplier Tubes. Hamamatsu data [EB/OL]. http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/PhotonCounting_TPHO9001E04.pdf, [2013-01-29]
 - 15 Zhang Guoqing, Hu Xiaobo, Zhang Chunling *et al.*. Applications of strip SiPM with bulk quenching resistor on the detection of characteristic Raman spectral lines by gated photon counting technique [J]. *Appl. Opt.*, 2011, **50**(21): 1~4
 - 16 Guoqing Zhang, Xiaobo Hu, Chunzhou Hu *et al.*. Demonstration of a silicon photomultiplier with bulk integrated quenching resistors on epitaxial silicon [J]. *Nucl. Instrum. & Meth. A*, 2010, **621**(1-3): 116~120
 - 17 R. Loudon. The Quantum Theory of Photon [M]. Yu Liang transl.. Beijing: Higher Education Press, the Second Edition, 1983. 262~280
R. Loudon. 光的量子理论 [M]. 于良译. 北京: 高等教育出版社, 第二版, 1983. 262~280
 - 18 P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin *et al.*. The cross-talk problem in SiPMs and their use as light sensors for imaging atmospheric Cherenkov telescopes [J]. *Nucl. Instrum. & Meth. A*, 2009, **610**(1): 131~134
 - 19 G. A. Morton, H. M. Smith, H. R. Krall. Pulse height resolution of high gain first dynode photomultipliers [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1968, **13**(10): 356~357

栏目编辑: 何卓铭