基于相关光子的 InSb 模拟探测器绝对量子效率定标方法

夏茂鹏*, 李健军, 胡友勃, 盛文阳, 高冬阳, 郑小兵

中国科学院通用光学定标与表征技术重点实验室, 合肥 230031

* 联系人, E-mail: xmp0701211@163.com

2015-07-24 收稿, 2015-10-10 修回, 2015-10-10 接受, 2015-12-10 网络版发表

国防技术基础项目(J2920130004)、国家高新技术研究发展计划(2015AA123702)和国家自然科学基金(11204318, 61275173)资助

摘要 利用基于参量下转换产生的相关光子可以实现“无溯源”的绝对定标. 该方法推广应用于模拟探测器定标的过程中, 准确获取光电脉冲对应的电荷量统计参数是主要难点. 本文提出了一种新的光电流概率统计模型, 假定某一时刻采集的电荷量概率是所有脉冲可能包含电荷量的概率叠加, 对概率函数进行拉普拉斯变换和高阶求解偏导, 获得了光电流波动与各通道一个光电脉冲包含电荷量波动之间的关系. 为了精确获取该统计模型需要的平均光子计数, 消除光电倍增管的非线性效应和脉冲堆积效应, 本文测量了不同功率下的光子速率和输出光电流, 通过对光电流输出曲线与光子计数曲线匹配, 获得了定标模拟探测器时的光子速率, 最终实现. 按照上述理论开展了光电转换型 InSb 模拟探测器在 $3.39\ \mu\text{m}$ 的绝对量子效率定标实验, 转换为绝对功率响应度与国内计量单位的测量结果进行了比较, 相对偏差为 3.00%, 本文定标方法的相对合成不确定度为 7.24%. 该研究结果为相关光子方法定标模拟探测器提供了基本理论模型和应用参考.

关键词 遥感, 模拟探测器定标, 相关光子, 量子效率, 参量下转换

目前光学遥感器的定标一般采用基于标准辐射源和标准传递探测器两种方法^[1,2], 其共同局限性在于定标精度依赖于溯源基准及传递链路, 提高定标精度的能力受限于传递链路各环节引入的误差因素. 近年来, 基于相关光子的定标方法得到了日益广泛的关注, 它利用了非线性光学晶体的参量下转换 (SPDC) 效应, 本质上是一种自身绝对和“无溯源”定标方法^[3], 在光学遥感器的定标中具有巨大应用潜力.

对于光子计数型探测器, 在低速光子速率下 ($<10^8$ 个/s), 通过对探测器输出的窄带光电脉冲进行计数和时间符合测量, 可以实现绝对量子效率的定标^[4-9]. 然而, 大多数光电测量和遥感探测应用的是模拟探测器, 其接受的光通量范围大约在 10^{-12} ~ 10^{-6} W

范围, 相应的光子速率为 10^8 ~ 10^{14} 个/s, 探测器输出的信号是光电流, 无法进行光子计数和时间符合测量, 光子计数型探测器所采用基本测量方法已不能满足模拟探测器定标的需求.

针对相关光子方法定标模拟探测器的技术难题, 国际上尝试了多种方案. Brida 和 Genovese^[10]提出了两路光电流自相关和互相关函数的测量理论模型, 其他研究团队对该方法也给出了类似的结论^[11-14]. 该方法从原理上能够实现模拟探测器量子效率的定标, 然而由于这种方案引入了各通道光电脉冲的电荷量的波动参数难以测量的问题, 迄今为止未能在实验室中证明该方法的可行性^[15-17]. 针对这一问题, 国内外做了大量的研究工作, 为了实现模拟探测量

引用格式: 夏茂鹏, 李健军, 胡友勃, 等. 基于相关光子的 InSb 模拟探测器绝对量子效率定标方法. 科学通报, 2016, 61: 1585–1594

Xia M P, Li J J, Hu Y B, et al. Absolute calibration of the InSb analog detector based on parametric-down-conversion (in Chinese). Chin Sci Bull, 2016, 61: 1585–1594, doi: 10.1360/N972015-00855

子效率的定标,通过构建数学模型^[15,18],在光子计数模式下利用相关光子的空间和时间纠缠特性,实现了ICCD量子效率的定标,但是上述工作都没有实现每一个通道中光电脉冲产生电荷量的波动测量.

为了实现模拟探测器定标下,每一个通道光电脉冲包含的电荷波动测量问题,本文提出了一种新的数学模型,可以通过测量每一时刻采集的光电流包含电荷量波动来代替测量光电脉冲包含的电荷波动参数,最终实现了模拟探测器的量子效率的定标.其基本思想是假定某一时刻获取的电荷量的概率是所有可能概率的叠加并且认为某一时刻产生的光电脉冲个数符合泊松分布^[19],通过对某一电荷量的概率函数进行拉普拉斯变换并高阶求解偏导后,可获得各通道的光电脉冲包含的电荷量波动与所采集光电流包含电荷量波动之间关系.但是采用本文定标模型后会引入一个额外物理参数(采集时间内的入射的平均光子速率)还得需测量.

由于在模拟探测器定标下,其光子速率已进入光电倍增管的非线性区,无法精确获取其平均光子计数.为了解决在模拟定标下相关光子速率难以测量的问题,本文创新性地提出了以光电流输出曲线斜率作为光子计数输出曲线拟合参考斜率,当光子计数曲线拟合斜率与参考值匹配时,可精确获得模拟探测器定标下的平均光子计数.该方案的基本思想是在模拟定标下测量不同泵浦光功率下的输出光电流值,将泵浦光功率与输出光电流数据进行曲线拟合.以其曲线斜率为参考值,不断选择光子计数范围进行曲线拟合,以拟合曲线的斜率值与参考值的差值最小为准则,通过设计Matlab程序,获取最佳的光子计数与光功率的拟合曲线,根据拟合出的曲线获取精确的平均光子计数.

根据上述定标方案,构建实验装置实现InSb探测器在3.39 μm 的量子效率的定标,分析了测量过程中引入的不确定度.

1 理论基础

在光子速率较低的情况下,探测器输出信号为一个个窄带光电脉冲信号,通过对光电脉冲信号进行计数和符合测量可获得探测器的量子效率;当光子速率较大情况下,探测器的输出信号表现为电流信号,分析其光电流信号相关信息(包括自相关和互相关、各通道电荷波动相关参数)可获得探测器的量子

效率.下面将陈述两种不同类型探测器的定标原理.

1.1 光子计数型探测器量子效率的绝对定标

在参量下转换过程中,一个光子自发分裂成一对相关光子,相关光子产生的时间间隔为100 fs^[20].在如此短的时间间隔内,我们认为它们是同时产生的,因此双路光子可以在相同的时间内入射探测器同时产生一个光电脉冲.输出的光电脉冲信号分别经过前置放电路放大后,分别进入甄别器进行光子计数和TAC(时间振幅转换器),通过设置延迟时间进行双路光子符合计数测量,其基本原理示意如图1所示.

两路相关光子分别被探测器 D_1 和 D_2 接收,它们的输出光电脉冲个数由计数器计数(参考图1).其记数值分别为

$$M_1 = \eta_1 < N >, \quad M_2 = \eta_2 < N >, \quad (1)$$

$$M_c = \eta_1 \eta_2 < N >, \quad (2)$$

其中 $< N >$ 表示入射信号光和空闲光通道的平均光子数, $< M_c >$ 表示符合光子数, η_1 和 η_2 分别表示两探测器的量子效率.联立式(1)和(2)可得探测器的量子效率为

$$\eta_1 = M_c / M_2, \quad \eta_2 = M_c / M_1. \quad (3)$$

1.2 模拟探测的量子效率的定标

在模拟探测器定标情况下,探测器输出的光电流信号认为是一系列包含一定电荷量的随机光电脉冲信号序列构成,如图2所示,其表达式如下:

$$i(t) = \sum_n q_n f(t - t_n). \quad (4)$$

光电脉冲信号的持续时间及形状 $f(t)$ 由电荷载流子的渡越时间决定的,光电脉冲幅度 q_n 表示该光电脉冲包含的电荷量,光电脉冲的带宽的典型值为 $\tau_p \sim 10$ ns.

图1 (网络版彩色)光子计数型探测器量子效率定标的绝对定标方案
Figure 1 (Color online) Principles of absolute calibration of a photon-counting by using correlated photons

图2 (网络版彩色)由光电脉冲构成的光电流示意图

Figure 2 (Color online) Schematic diagram of current formed by photoelectric pulses

在模拟探测器定标过程中,其输出形式为光电信号,不能采用时间相关符合计数的办法,只能采用两通道电流自相关与互相关^[11]的办法进行测量,两通道的电流的互相关函数可以表示为

$$\begin{aligned} \langle i_1(t)i_2(t+\tau) \rangle &= \sum_{n,m} \langle q_{1n}q_{2m}f(t-t_{1n})f(t-t_{2m}+\tau) \rangle \\ &= \langle i_1 \rangle \langle i_2 \rangle + \eta_1\eta_2 \langle q_1 \rangle \langle q_2 \rangle F(\tau) \\ &\quad \cdot \left[\langle F_1 \rangle + \eta_1 \frac{1}{S_{\text{diff}}} \int_{R_1} dx \int \frac{d\Omega}{2\pi} \left| \tilde{v}(x, \Omega) \right|^2 \right], \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\langle i_j \rangle (j=1,2)$, $\langle \eta_j \rangle (j=1,2)$, $\langle q_j \rangle (j=1,2)$ 分别表示各通道的平均电流、各通道的量子效率和各通道的平均电荷量, $F(\tau) = \int f(t)f(t+\tau)dt$, 中括号中的第二项很小,可以忽略不计。

定义两个通道光电流的互相关函数:

$$\begin{aligned} \langle \delta i_k(t)\delta i_l(t+\tau) \rangle &= \langle (i_k(t) - \langle i_k(t) \rangle) \cdot (i_l(t+\tau) - \langle i_l(t+\tau) \rangle) \rangle \\ &= \langle i_k(t)i_l(t+\tau) \rangle - \langle i_k(t) \rangle \langle i_l(t+\tau) \rangle \quad (k, l = s, i). \end{aligned} \quad (6)$$

当 $k=l$ 时,即为一个通道的自相关函数。联立式(5)和(6)可得信号光探测器的量子效率为

$$\eta_s = \frac{\langle q_i^2 \rangle \langle q_i \rangle \langle \delta i_i(t)\delta i_i(t+\tau) \rangle}{\langle q_i \rangle^2 \langle q_s \rangle \langle \delta i_i(t)\delta i_i(t+\tau) \rangle}, \quad (7)$$

其中 $\langle \delta i_i(t)\delta i_i(t+\tau) \rangle$ 是双通道光电流的互相关函数, $\langle \delta i_i(t)\delta i_i(t+\tau) \rangle$ 是空闲光通道的光电流的自相关函数, $\langle q_i \rangle$ 和 $\langle q_s \rangle$ 分别是空闲光和信号光通道的电荷平均值。

根据式(7)可知,模拟探测器的量子效率的获取

需要知道两通道电流波动的自相关和互相关函数和各通道的电荷量的一阶矩和二阶中心矩,除了电荷波动的二阶中心矩不能直接测量外,其余的几项可以通过模拟相关器和静电计测量。因此模拟探测器定标最大问题在于,如何获取各通道电荷波动的二阶中心矩,下面将推导采集到光电流信号与各通道的电荷量高阶矩之间的关系。

(i) 模拟探测器定标-各通道的光电脉冲产生电荷量波动参数测量。假设光电探测器输出的每一个光电脉冲为有限带宽的窄脉冲,那么在探测器的采集时间为 T 内产生的电量为 Q 的概率为^[21]

$$\begin{aligned} P(Q) &= \sum_n P(Q|n)p(n,T) \\ &= P(Q|1)P(1,T) + P(Q|2)P(2,T) \\ &\quad + P(Q|3)P(3,T) + \dots, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $P(Q|n)$ 表示 n 个光电脉冲的电荷总量为 Q 的概率, $P(n,T)$ 表示在时间 T 内产生 n 个脉冲的概率。

由于从光电探测器输出每一个光电脉冲所包含的电荷量 q 是随机的,那么由 n 个光电脉冲信号包含电荷量之和为 Q 的概率是 n 个随机光电脉冲独立概率分布的卷积。

$$P(Q|n) = P_q(q_1) * P_q(q_2) * P_q(q_3) \dots, \quad (9)$$

其中 $P_q(q_i)$ 表示某个光电脉冲产生的电荷为 q_i 的概率。那么在时间 T 内获得的平均光电流信号为

$$\langle e^{-sQ} \rangle = \int e^{-sQ} P(Q) dQ = \sum_n p(n,T) \tilde{p}^n(s), \quad (10)$$

其中 $\tilde{P}(s)$ 是 $P_q(q)$ 的拉普拉斯变换。根据参量下转换的输出相关光子速率输出符合泊松分布^[20],那么在时刻 T 产生 n 个光子的概率为

$$p(n,T) = \frac{(\tilde{n}T)^n}{n!} e^{-(\tilde{n}T)}, \quad (11)$$

其中 $\tilde{n}$ 表示入射的平均光子速率。

将式(11)代入式(10)可得:

$$\langle e^{-sQ} \rangle = \sum_n \frac{(\tilde{n}T)^n}{n!} e^{-(\tilde{n}T)} \tilde{P}^n(s). \quad (12)$$

根据拉普拉斯变换原理,式(12)左边 s 进行求解偏导,可以获得在时间 T 内所采集到的电荷 Q 不同阶矩,其不同阶的中心矩可以用式(13)表示:

$$\langle Q^m \rangle = (-1)^m \frac{d^m}{ds^m} \langle e^{-sQ} \rangle \Big|_{s=0}. \quad (13)$$

利用式(13)和(12)对 s 进行求解偏导,可以获得 Q

的二阶中心矩,其表达式如下:

$$\begin{aligned} \langle Q^2 \rangle &= \sum_n \frac{(\tilde{n}T)^n e^{-(\tilde{n}T)}}{n!} \\ &\quad \left\{ n(n-1)P^{\tilde{n}-1}(s) \left[\frac{d}{ds} P(s) \right]^2 + nP^{\tilde{n}-1}(s) (d^2/ds^2) P(s) \right\} \Big|_{s=0} \\ &= \sum_n \frac{(\tilde{n}T)^n e^{-(\tilde{n}T)}}{n!} \{ n(n-1)\langle q^2 \rangle + n\langle q \rangle^2 \} \\ &= \tilde{n}^2 T^2 \langle q^2 \rangle + \tilde{n} T \langle q \rangle^2. \end{aligned} \quad (14)$$

采用类似的方法可获得 Q 的一阶中心矩如下所示:

$$\langle Q \rangle = \tilde{n} \langle q \rangle T. \quad (15)$$

联立式(14)和(15),可获得各通道电荷波动有关参数与 T 时间采集到的电荷量之间的关系.

根据上述过程,要想实现模拟探测器量子效率绝对定标,首先要完成大功率下的输出光子速率的测量,然后进行电流信号的处理,最终实现探测器量子效率的定标,联立(6), (7), (14), (15)式,可获取模拟探测器量子效率定标,其基本定标过程如图3所示.

根据图3所示,要想实现模拟探测器的量子效率定标,还需要测量在模拟定标情况下的平均光子计数.在模拟定标情况下,探测器一般输出的是模拟光电流信号,无法直接通过光子计数的方式获取平均光子计数.由于在模拟定标情况下,光子计数型探测器进入了非线性区,这时测量的光子计数不是实际的光子计数,需要通过一定的方法获取准确的光子计数.下面讲解一下,精确获取平均光子计数相关理论.

(ii) 模拟探测器定标-平均光子计数的高精度测

量. 采用电容积分方式原理构建的静电计进行光电流采集, 它可避免死时间对测量结果的影响. 根据泵浦光功率与相关光子的出射速率成正比关系^[22], 输出的光电流也一定存在线性关系. 将拟合的光电流曲线斜率作为光子计数曲线拟合斜率的参考值, 选择合适的光子计数区域进行拟合, 寻找两者斜率最佳匹配的曲线作为光子计数最终拟合曲线. 根据两者之间的关系可获得不同功率下的光电流信号对应的平均光子计数值.

首先对光子计数型探测器进行死时间校正并扣除脉冲堆积效应的影响, PMT的等效死时间为33 ns^[23], 初步获得真实光子计数值, 可以用下式表示:

$$N_c = \frac{N_t}{1 - N_t \cdot \tau_d}, \quad (16)$$

其中 N_t 表示测量的光子计数, τ_d 表示PMT的等效死时间, N_c 表示低功率下的真实光子计数.

为了扣除光电探测器的非线性效应的影响, 需要进一步对光子计数进行修正. 可采用光电流曲线斜率值作为参考, 通过不断选择光子计数的曲线拟合范围, 逐渐缩小两者之间的斜率差值, 当两者之间的斜率差最小时, 可认为光子计数拟合最佳. 两者之间的偏离可以采用下式表示:

$$\Delta s = \frac{A_{p3} - A_{p1}}{A_{p2} - A_{p1}} - \frac{C_{p3} - C_{p1}}{C_{p2} - C_{p1}}, \quad (17)$$

其中 Δs 表示两者斜率之间的差值, $P_j(j=1,2,3)$ 表示在曲线中随机选择的3个功率值, A 表示根据光电流拟合曲线计算的同功率下的光电流值, C 表示光子计数拟合曲线不同功率的光子计数值.

图3 (网络版彩色)模拟定标下信号光通道量子效率获取数据处理流程图

Figure 3 (Color online) The data processing flow chart of quantum efficiency acquisition of analog detector

根据上述的物理模型,可以很好地扣除PMT的非线性和脉冲堆积效应的影响,可以准确获取平均光子计数,将校正后的光子计数值代入(14)和(15)式中,可获得各通道一个光电脉冲产生的电荷波动相关参数,代入式(6)可获得模拟探测器的量子效率。

2 实验装置

2.1 平均光子计数测量

根据上述定标原理,建立了如图4所示的实验装置的灰色部分。利用532 nm连续单波长激光器(相干公司Verdi-v18)为泵浦光源,其最大输出功率为18 W,实验中入射晶体端面的功率为65.7 mW。泵浦光经两个小孔光阑、532 nm的高反镜入射格兰泰勒棱镜中。两个小孔光阑保证了泵浦光光束的准直输出和消除部分非高斯成分。泵浦光经起偏器、折叠镜、小孔光阑、532 nm半波片、长焦透镜1($f=120$ mm)聚焦入射PPLN(50 mm $\times$ 3 mm $\times$ 1.5 mm)晶体(周期为10.6258 μ m,可在25°下实现532 nm $\rightarrow$ 631 nm+3.39 μ m共线的参量下转换过程)中,产生的相关光子在晶体的后端面出射后,经短焦透镜2($f=80$ mm)、567 nm二向色镜、550 nm长通滤光片、567 nm二向色镜后入射单色仪中,经单色仪的色散、550 nm长通滤光片、入射(线宽设置为1 nm)光电倍增管(PMT)中,后经前

置放大器、甄别器、光子计数器。泵浦光经起偏后变成垂直偏振,满足参量下转换准相位匹配要求;光路中插入半波片可改变泵浦光的偏振状态,用于背景扣除;透镜1的作用是聚焦泵浦光使泵浦光的光斑直径小于PPLN晶体的高度(1.5 mm),保证泵浦光束完全入射PPLN晶体;PPLN晶体和功率计放置在高精度的二维平移台上,通过软件控制交替测量泵浦光的功率和入射PMT输出的光子计数。透镜2的功能是将产生的相关平行入射单色仪中;两个567 nm二向色镜和550 nm的长通滤光片为了消除残余泵浦光;567 nm的二向色镜45°放置,可避免泵浦光在两片镜子间来回反射,抑制了背景杂散光;为了继续提高测量信噪比,减小杂散光对实验结果的影响,在探测器的前面放置了3 mm的孔径光阑和一个550 nm的长通滤光片;在探测器PMT后依次放置静电计(KEITHLEY 6517B,其最小测量电流为20 pA)和光子计数器,两者通过BNC接头与PMT连接,通过更换接头可以测量不同功率下的光子计数和输出光电流。为了避免背景光从单色仪入射探测器影响定标精度,单色仪和探测器放置在一个密封的黑箱子里。

2.2 两路光电流测量

InSb红外探测器量子效率绝对定标的实验装置如图4所示。PPLN晶体放置在高精度温控炉(精度为

图4 (网络版彩色)InSb红外探测器量子效率定标装置示意图

Figure 4 (Color online) The schematic diagram of quantum efficiency calibration device for InSb infrared detector

$\pm 0.1^\circ\text{C}$), 该晶体在温度为 25°C 时, 可输出 3390 和 631 nm的相关光子. 后置的 690 nm的Si二向色镜, 它在 $600\sim 660$ nm的反射率大于 95% , 在 $3.3\sim 4$ μm 的透过率大于 95% . 3390 nm的相关光子经过 690 nm的Si二向色镜、斩波器、 3500 nm的窄带滤光片、 BaF_2 红外透镜、光阑筒入射InSb红外探测器中. 窄带滤光片、光阑筒、 BaF_2 均放置液氮制冷的杜瓦罐中, 通过液氮制冷可抑制环境的红外辐射, 降低背景噪声; 斩波器的功能是扣除红外背景进行红外信号有效提取. PMT和InSb探测器输出的光电流通过静电屏蔽BNC线导入静电计中, 通过交替测量分别获取两者的光电流信号.

3 实验结果

3.1 平均光子计数测量

按照图4中的实验装置分别进行了光子计数和光电流数据测量, 光电流采集频率为 8.33 Hz, 其入射晶体前端面的功率变化范围为 $1.15\sim 250$ mW, 调节步

长间隔分别为 1 mW($1\sim 20$ mW), 10 mW($20\sim 250$ mW). 光子计数的功率范围为 $18.9\sim 102$ mW, 其步长间隔为 15 mW. 两者进行交替测量, 间隔时间为 10 s, 其获取的不同功率下的光子计数和输出光电流如图5所示.

根据图5数据分别获取光子计数和输出光电流的曲线, 其拟合方程结果如图6所示, 两者的曲线拟合方程分别为

$$C(p) = 2192.68505 \cdot p - 670944.30185, \quad (18)$$

$$A(p) = 0.24889 \cdot p - 0.4443, \quad (19)$$

其中 p 表示入射晶体前端面的泵浦光的功率, $C(p)$ 和 $A(p)$ 分别表示拟合后的光子计数和输出光电流. 随机将泵浦光的功率设置为 $P_1=50$ mW, $P_2=120$ mW, $P_3=200$ mW代入式(17)~(19)可得两者斜率之差为

$$\Delta s = 0. \quad (20)$$

因此, 两者曲线拟合斜率的一致, 说明此时的曲线拟合能够正确代表光子计数与泵浦光功率之间的关系. 本实验采用的泵浦光的功率为 65.7 mW, 它对应的空闲光通道平均光子计数为

图5 (网络版彩色)PMT在不同功率下的光子计数和输出光电流. (a) 光子计数, (b) 光电流

Figure 5 (Color online) Photon counting and output photocurrent of PMT in different power of pump. (a) Photon counting; (b) photocurrent

图6 (网络版彩色)PMT的光子计数和输出光电流的曲线拟合. (a) 光子计数, (b) 光电流

Figure 6 (Color online) Curve fitting of photon counting and output photocurrent. (a) Photon counting; (b) photocurrent

$$\gamma_i = 757111 \text{ s}^{-1}. \quad (21)$$

为了获取信号光路的平均光子计数, 根据参考文献[21]可知, 两路平均光子计数的比值等与两路输出光电流的比值. 由于光电倍增管输出的一个电子经打拿级放大输出为 10^7 个电子, 那么信号光通道的平均光子数为

$$\gamma_s = \gamma_i \cdot \frac{I_s}{10^7 \cdot I_i}. \quad (22)$$

根据定标公式(7)可知, 信号光的光电流进行缩小的倍数和互相关函数衰减的倍数相同, 对信号光通道缩不缩小都不会改变最终定标结果值. 因此可以认为信号光通道和空闲光通道有相关的平均光子计数, 即

$$\gamma_i = \gamma_s = 757111 \text{ s}^{-1}. \quad (23)$$

3.2 双通道的光电流测量

根据式(7)可知, 实现红外探测器量子效率定标, 需获取两路光电流的自相关和互相关函数以及各通道中一个光电脉冲包含电荷量的波动参数. 根据式(14)和(15)测量电荷波动的有关参数, 需要测量各通道的电荷量, 每一个数据采集时间为0.12 s, 红外探测器的斩波器的频率设置为2.5 Hz, 每一个通道采集的数据个数为1000个, 双通道采集的光电流如图所示.

根据图6的光电流数据, 利用(7), (14), (15)式可获得部分参数. 将图7的数据代入式(7)中, 其各项具体数值如下: $\langle q_i^2 \rangle = 4.089 \times 10^{-22} \text{ C}^2$, $\langle q_i \rangle = 1.685 \times 10^{-10} \text{ C}$, $\langle q_s \rangle = 1.929 \times 10^{-15} \text{ C}$, $\langle \delta i_i(t) \delta i_i(t+\tau) \rangle = 3.211 \times 10^{-15} \text{ A}^2$, $\langle \delta i_s(t) \delta i_s(t+\tau) \rangle = 6.162 \times 10^{-19} \text{ A}^2$.

将表1中的数据代入式(7)中可获得InSb探测器的量子效率为

$$\eta_s = 0.6188. \quad (24)$$

4 模拟探测器量子效率不确定度分析

根据(7)式可获得探测器量子效率, 由不确定度传递定律^[24], InSb红外探测器的定标不确定是由各不确定度因素平方和的平方根, 模拟探测器的量子效率的不确定度($K=1$)可以表示为

$$U(\eta_s(\lambda_s)) = \sqrt{U^2(q_i) + U^2(q_s) + U^2(f_{cc}) + U^2(f_{ac}) + U^2(\tau_2)}. \quad (25)$$

信号光通道的透过率测量的不确定度:

$$U(\tau_2) = \sqrt{U^2(\tau_i) + U^2(\tau_f) + U^2(\tau_d) + U^2(\tau_r)}. \quad (26)$$

这里 $U(q_i)$ 是空闲光通道的电荷不确定度; $U(q_s)$ 是信号光通道的电荷不确定度, $U(f_{cc})$ 是电流波动的互相关函数的不确定度; $U(f_{ac})$ 是电流波动的自相关函数的不确定度; $U(\tau_i)$ 是BaF₂透镜的透过率的不确定度; $U(\tau_f)$ 是窄带干涉滤光片透过率不确定度; $U(\tau_d)$ 是660 nm的Si二向色镜的透过率不确定度; $U(\tau_r)$ 是晶体后端面菲涅耳透射损耗引入的不确定度.

5 结果

根据参量下转换定标机理, 若想高精度定标光电探测器的量子效率, 必须评价待定标端支路光学元件损耗, 整个通道的量子效率可以用下式表示:

$$\eta_s = \tau_i \tau_f \tau_d \tau_r \eta_{rs}, \quad (27)$$

其中 τ_i 表示BaF₂透镜的透过率, τ_f 表示3500 nm窄带滤光片的透过率, τ_d 表示690 nm的Si二向色镜的透过率, τ_r 表示PPLN晶体后端面的透过率, η_{rs} 表示InSb探测器的量子效率.

联立式(27)和表2可得InSb探测器的量子效率为

图7 (网络版彩色)双通道采集的光电流信号. (a) PMT; (b) InSb

Figure 7 (Color online) Output photocurrent signal of different channels. (a) PMT; (b) InSb

表 1 不确定度成分及贡献

Table 1 Uncertainty components and contributions

不确定度成分		值	相对不确定度
空闲光通道电荷	电流重复性测量		0.00373
	探测器功率不确定度		0.016
	光子计数器不确定度		0.0007
	平均光子计数		0.0306
	光电流线性拟合不确定度		0.0168
	光子计数线性拟合不确定度		0.0137
信号光通道电荷	静电计测量不确定度		0.00748
	电荷的平方		0.00374
	电荷重复性测量		0.0409
电流自相关函数	平均光子计数		0.0000013
	静电计测量不确定度		0.00529
电流互相关函数	PMT光电流重复性		0.0137
	静电计测量不确定度		0.0331
BaF ₂ 透镜透过	互相关电流波动	0.933	0.0002
3500 nm滤光片透过率		0.745	0.0005
690 nm二向色镜透过率		0.95	0.0005
晶体后端面相对透过率		0.991	0.0002
合成不确定度			0.0724

$$\eta_{rs} = 0.9702. \tag{28}$$

根据功率响应度与量子效率^[25]的关系:

$$\eta = \frac{R \cdot 1239.5}{\lambda}, \tag{29}$$

其中R的单位为A/W, λ的单位为nm, 将(28)式代入(29)式可得InSb探测器的绝对功率响应度为R_i=2.586 A/W. 该系统定标的InSb探测器绝对功率响应度与国家科技工业计量站测量的结果R_i=2.666 A/W进行比较, 两者定标结果的偏差为3.00%.

6 结论

基于统计学概率统计的物理模型, 可以很好解

决模拟探测器定标过程中一个光电脉冲包含电荷量的波动参数难以测量的问题. 以输出光电流和泵浦光功率曲线拟合的斜率为参考, 采用输出的光子计数与入射的泵浦光的功率拟合的曲线斜率匹配的方式, 解决了高功率下的相关光子速率难以测量问题. 采用上述定标方案实现InSb探测器在3.39 μm量子效率定标, 转换为绝对功率响应度值与国内相关定标单位进行比较, 两者定标结果值得相对偏差为3.00%, 其辐射定标方法相对合成不确定度为7.24%. 该研究结果为模拟探测器量子效率的定标提供了基本的理论依据和完整的定标方案, 对模拟探测器量子效率的定标发展具有重要意义.

参考文献

1 Zheng X B, Wu H Y, Zhang J P, et al. High accuracy primary and transfer standards for radiometric calibration. Chin Sci Bull, 2000, 45: 2009–2013

2 Zheng X B, Wu H Y, Zhang J P, et al. Absolute spectral responsivity standard detectors with uncertainty less than 0.035%. Acta Opt Sin, 2001, 21: 749–752

3 Klyshko D N. Use of two-photon light for absolute calibration of photoelectric detectors. Sov J Quantum Electron, 1980, 10: 1112–1116

4 Brida G, Castelletto S, Novero C, et al. Quantum-efficiency measurements of photodectors by means of correlated photons. Opt Soc Am B, 1999, 16: 1623–1627

- 5 Li J J, Zheng X B, Lu Y J, et al. Quantum efficiency calibration of opto-electronic detector by means of correlated photons method. *Chin Opt Lett*, 2008, 6: 472–475
- 6 Lü L, Zhang Y C, Lin Y D, et al. Research on absolute calibration of photodetector quantum-efficiency using entangled photons (in Chinese). *Acta Opt Sin*, 2012, 32: 0112004 [吕亮, 张寅超, 林延东, 等. 纠缠光子法绝对定标光电探测器量子效率的研究. *光学学报*, 2012, 32: 0112004]
- 7 Odate S, Yoshizawa A, Fukuda D, et al. Quantum efficiency measurements by bidirectional coincidence counting of correlated photob pairs. *Opt Lett*, 2007, 32: 3176–3178
- 8 Chang J T, Wu L A. Absolute self-calibration of the quantum efficiency of single-photon detectors (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2003, 52: 1132–1135 [常君弢, 吴令安. 单光子探测器量子效率的绝对自身定标方法. *物理学报*, 2003, 52: 1132–1135]
- 9 Ginzburg V M, Keratishvili N G, Korzhenevich E L, et al. Absolute meter of photodetector quantum efficiency based on the parametric down-conversion effect. *Opt Eng*, 1993, 11: 2911–2916
- 10 Brida G, Genovese M. Possibility of absolute calibration of analog detectors by using parametric down-conversion: A systematic study. *Opt Soc Am B*, 2006, 23: 2158–2193
- 11 Brida G, Chekhova M, Genovese M, et al. Analysis of the possibility of analog detectors calibration by exploiting stimulated parametric down conversion. *Opt Express*, 2008, 16: 12550–12558
- 12 Brida G, Chekhova M, Genovese M, et al. Absolute calibration of analog detector using stimulated parametric down conversion. *J Mod Opt*, 2009, 56: 401–408
- 13 Brida G, Chekhova M, Genovese M, et al. Absolute calibration of analog detectors by using parametric down conversion, instrumentation and measurement. *IEEE Transact Instr Meas*, 2007, 56: 275–279
- 14 Berchera I R. Theory of PDC in a continuous variables framework and its applications to the absolute calibration of photo-detectors. *Adv Sci Lett*, 2009, 2: 407–429
- 15 Brida G, Demonstrate I P. Detection of multimode spatial correlation in PDC and application to the absolute calibration of a CCD camera. *Opt Express*, 2010, 18: 20572–20584
- 16 Lindenthal M, Kofler J. Measuring the absolute photodetection efficiency using photon number correlations. *Appl Opt*, 2006, 45: 6059–6064
- 17 Perina J, Haderka O, Michálek V, et al. Absolute detector calibration using twin beams. *Opt Lett*, 2012, 37: 2075–2077
- 18 Meda A, Ruo-Berchera I, Degiovanni I P, et al. Absolute calibration of a charge-coupled device camera with twin beams. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 101113
- 19 Prabhakar S, Reddy S G, Aadhi A, et al. Spatial distribution of spontaneous parametric down-converted photons for higher order optical vortices. *Opt Commun*, 2014, 32: 64–69
- 20 Kwon O, Cho Y W, Kim Y H. Single-mode coupling efficiencies of Type-II spontaneous parametric down-conversion: Collinear, non-collinear, and beamlike phase matching. *Phys Rev A*, 2008, 78: 0538251
- 21 Jones R, Oliver C J, Pike E R. Experimental and theoretical comparison of photon-counting and current measurements of light intensity. *Apl Opt*, 1971, 10: 1673–1680
- 22 Brida G, Genovese M, Novero C. On the measurement of photon flux in parametric down-conversion. *Eur Phys J D*, 2000, 8: 273–275
- 23 Zhang S Y, Chen J G, Shen L H. Interpolation method for measuring the nonlinear error of PMT photon counting system. *J Data Acquisit Proc*, 1990, 5: 26–30
- 24 Fei Y T. *Error Theory and Data Processing* (in Chinese). Beijing: China Machine Press, 2004 [费页泰. 误差理论与数据处理. 北京: 机械工业出版社, 2004]
- 25 Li J Z. *Handbook of Optics* (in Chinese). Xi'an: Shaanxi Science and Technology Publishing House, 2010 [李景镇. 光学手册. 陕西: 陕西科学出版社, 2010]

Absolute calibration of the InSb analog detector based on parametric-down-conversion

XIA MaoPeng, LI JianJun, HU YouBo, SHENG WenYang, GAO DongYang & ZHENG XiaoBing

Remote Sensing Laboratory, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China

Currently the two major generally radiometric calibration methods including standard radiometric source and detectors are realized by standard transfer, but it is difficult to overcome the cumulative error during its calibration processes. The new type method based on parametric down-conversion (SPDC) which is produced by the interaction of laser and nonlinear crystal can achieve no traceability absolute calibration and it has great potential applications in optical remote sensor calibration. However, the mature time-coincidence method of correlation photons is limit to its signal processing manner which can only handle pulse signal and it cannot be realize the analog detector calibration. Therefore, These factors restrict the correlated photons pairs for analog detector calibration technology development.

According to the technical difficulties of analog detector calibration using correlation photons method, the international organizations have made a variety of attempts. Brida and genovese were put forward a kind of double channels photocurrent autocorrelation and cross-correlation function theoretical model. Although this model can absolut calibrate the analog detector quantum efficiency from its principle, this scheme introduces the aporia which lies in a pulse which produced after an incident photons crash into the analog detector and whose shape how to describe and how much electronic charge containing whose amount variance parameters measurement. To sum up, this method haven't been proved its feasibility so far.

This paper presents a novel type of signal processing algorithm whose basic idea was assumed the probability of a certain electronic charge at a moment which was all pulse consist of charge overlapping probability. The relationship between the fluctuation of charge quantity and the fluctuation of the charge quantity of each pulse was determined by the Laplace transform of probability function and high order derivative. The photon count speed was obtained accurately by the curve fitting on measuring the photon rate of different power of pump and by this way it can eliminate the nonlinear and pulse pile up effect of photomultiplier tube. The experimental results were shown that the InSb detector was successfully calibrated with the above scaling scheme and the quantum efficiency of detector was determined. Compared with calibration results provided by Xi'an Institute of Applied Optics, the relative deviation of value of InSb detector at 3.39 μm channel is less than 3.0% and the combined uncertainties of this radiometric calibration method is about 7.24%. The results provide the basic theoretical model and practical value for the application the correlation photon for calibration analog detector. It will be of great significance for development of a new type calibration technology.

remote sensing, analog detector calibration, correlated photons, quantum efficiency, parametric down conversion

doi: 10.1360/N972015-00855