

基于相关光子多模式相关性的InSb模拟探测器定标方法

夏茂鹏 李健军 高冬阳 胡友勃 盛文阳 庞伟伟 郑小兵

Absolute calibration of an analog InSb detector based on multimode spatial correlation of correlated photons

Xia Mao-Peng Li Jian-Jun Gao Dong-Yang Hu You-Bo Sheng Wen-Yang Pang Wei-Wei Zheng Xiao-Bing

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 240601 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.240601

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.240601>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于X射线掠射法的纳米薄膜厚度计量与量值溯源研究

[Nanometer film thickness metrology and traceability based on grazing incidence X-ray reflectometry](#)

物理学报.2014, 63(6): 060601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.060601>

一种内腔式He-Ne激光器频率稳定方法的实验研究

[Experimental study on frequency stabilization method of internal-mirror He-Ne laser](#)

物理学报.2013, 62(1): 010601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.010601>

大幅提高视觉密度国家基准测量水平的方法研究

[Greatly enhanced visual density measurement level of the national standard densitometer](#)

物理学报.2012, 61(23): 230601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.230601>

原子光刻中驻波场与基片距离的判定方法研究

[Method of identifying the relative position between standing wave of laser light and substrate in atom lithography](#)

物理学报.2012, 61(19): 190601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.190601>

基于飞秒光频梳的双频He-Ne激光器频率测量

[Frequency measurement of dual frequency He-Ne laser based on a femtosecond optical frequency comb](#)

物理学报.2012, 61(18): 180601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.180601>

基于相关光子多模式相关性的InSb模拟探测器定标方法*

夏茂鹏 李健军 高冬阳 胡友勃 盛文阳 庞伟伟 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)

(2015年6月30日收到; 2015年8月24日收到修改稿)

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. 将该方法推广应用于模拟探测器定标的过程中, 获取两路模拟光电流信号的有效相关信息是主要难点. 在相关光子的多模式相关性理论模型的基础上, 提出了一种新的光电流处理方案. 通过将某一时刻采集到的光电流所包含的电荷量转换为等效光子计数, 采用双光路平衡探测和双通道数据波动校正的技术思路, 开展了红外模拟探测器量子效率定标验证实验研究. 利用532 nm单波长激光器为抽运源、PPLN晶体为非线性晶体, 在25 °C工作温度下获取了631和3390 nm的相关光子对, 定标了InSb红外模拟探测器在3390 nm处的绝对功率响应度. 结果表明, 对InSb模拟探测器的合成不确定度为7.785%. 根据量子效率与绝对功率响应度之间的函数关系, 所得定标结果与国内计量单位的校准结果的相对偏差为3.6%. 利用多模式相关性在模拟信号下实现红外模拟探测器的绝对功率响应度定标在国际上暂无此方面的报道, 该方法验证了应用多模式相关性理论开展模拟探测器定标方法的可行性, 对于探索基于相关光子的定标技术和拓宽辐射定标应用领域具有重要意义.

关键词: 定标, 参量下转换, 模拟定标, InSb 红外探测器

PACS: 06.20.-f, 42.65.Lm, 42.65.-k, 42.72.Ai

DOI: 10.7498/aps.64.240601

1 引言

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)效应产生纠缠光源^[3-6], 本质上是一种自身绝对和“无溯源”定标方法^[7], 在光学遥感器的定标中具有巨大应用潜力.

SPDC的无标准传递为辐射定标提供了极好的手段. 利用相关光子的时间相关性对光子计数型探测器量子效率的定标是目前通用且较为成熟的定标技术^[8-12]. 然而, 大多数光电测量和遥

感中应用的是模拟探测器, 其接受的光通量范围大约为 10^{-12} — 10^{-6} W, 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符合测量, 光子计数型探测器所采用的符合测量基本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, 国际上提出了两路光电流自相关和互相关函数的测量理论模型^[13,14], 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. 为了实现模拟探测器量子效率的定标, 通过构建数学模型^[18-21], 在光子计数模式下利用相关光子的空间和时间纠缠特性, 实现了增强电荷耦

* 国防技术基础(批准号: J312013A0001, J2920130004)和国家自然科学基金(批准号: 11204318, 61275173)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xbzheng@aiofm.ac.cn

合器件 (ICCD) 量子效率的定标. 但是上述工作都没有在实验中对模拟光电流的处理实现模拟探测器量子效率的定标.

为了实现模拟探测器量子效率的定标, 可采用一种将光电流信号直接转换为等效光子计数的办法. 根据光电倍增管 (PMT) 光子计数的原理, 可以将光电流中包含电荷量的一个电子电量等效为一个光子计数, 通过将采集的光电流转换为电荷信号, 最终实现双通道光电流向光子计数方式的转化. 然而将获取的等效光子计数信号直接代入 Brida^[18] 的多模式空间相关性的定标物理模型中, 将会获取错误的定标结果. 通过理论推导分析发现其定标物理模型只适用低速、信号波动性小、双通道为平衡探测的光子计数模式. 一般的模拟信号转换为光子计数信号的波动性较大, 已无法满足其定标条件.

为了解决上述等效计数波动大和两路为非平衡探测的难题, 本文在上述物理模型的基础上进行了改进, 通过在光路中插入可调节衰减片实现双光路的平衡探测, 解决定标结果差异性较大的难题. 采用泊松分布的理论推导发现, 只需测量每一个模式的平均光子计数方式, 即可以实现双光路的量子效率的定标. 以每一个通道的一个模式的平均光子数为基准, 通过编写程序, 对两路等效光子计数进行等比例缩放, 最终实现模拟信号下的 InSb 探测器量子效率的定标.

为了验证上述理论模型的可靠性和有效性, 根据上述定标方案, 构建实验装置, 获取了 631 和 3390 nm 的相关光子对, 实现了 InSb 红外模拟探测器在 3390 nm 处量子效率的定标, 分析了测量过程中引入的不确定度.

2 定标原理

2.1 双通道平衡探测条件

根据文献^[18]可知, 当探测器的探测面积大于相干区域面积时, 即探测器的探测区域包含了很多的相干区域. 每一个相干区域代表一种模式, 则探测区域包含的模式个数为

$$u_{\text{spatial}} = \frac{A_{\text{det},j}}{A_{\text{coh},j}} \quad (j = s, i), \quad (1)$$

其中 $A_{\text{det},j}$ 表示探测器探测的区域面积, $A_{\text{coh},j}$ 表示相关区域面积, 其相干区域面积表达式为

$$A_{\text{coh}} = [(2\pi cf)/w_p \omega_p]^2, \quad (2)$$

其中 f 表示透镜的焦距, w_p 表示抽运光的束腰, ω_p 表示抽运光的圆频率.

由于探测器的探测时间一般远大于相关时间 (一般为 100 fs^[15]), 则在探测时间内存在许多个相关过程, $u_t = t_{\text{det}}/t_{\text{coh}} \gg 1$, 那么探测器探测到所有模式数之和为 $u_{\text{tot}} = u_t u_{\text{spatial}}$. 假设每一个模式泊松分布其均值为 u , 则探测器探测到的光子数为

$$\langle N_j \rangle = u_{\text{tot}} \eta_j u \quad (j = s, i). \quad (3)$$

探测器探测到的信号光路与空闲光路的光子数的方差为 n 个独立同分布的泊松分布的方差:

$$\langle \delta^2 N_j \rangle = u_{\text{tot}} \eta_i u (1 + \eta_i u), \quad (4)$$

两路探测器同时探测参量光子数的协方差为

$$\langle \delta N_s \delta N_i \rangle = u_{\text{tot}} \eta_s \eta_i u (1 + \eta u), \quad (5)$$

联立 (3), (4), (5) 式可得探测器的量子效率与噪声衰减因子的关系:

$$\sigma_\alpha = \frac{\langle \delta^2 (N_s - \alpha N_i) \rangle}{2 \langle N_s \rangle} = \frac{1}{2} (1 + \alpha) - \eta_s, \quad (6)$$

其中 σ_α 表示噪声衰减因子, $N_j (j = s, i)$ 分别表示信号光通道和空闲光通道的光子计数, $\alpha = N_s/N_i = \eta_s/\eta_i$, $\langle \delta^2 (N_s - \alpha N_i) \rangle$ 表示两路光子计数差值的方差, 通过测量 σ_α 和 α 就可获得探测器的量子效率. 根据 PMT 的光子计数原理, 它是产生一个电子经倍增电极的 10^7 放大, 形成一个包含 10^7 个电子的脉冲信号触发进行光子计数, 那么可以将模拟信号中一个电子电量看成一个等效光子计数, 其光子计数正比于采集时间包含的电荷量, 故采集到的光电流转换光子计数模式的表达式如下:

$$N_j = \frac{I_j \cdot \tau}{e} \quad (j = s, i), \quad (7)$$

其中 $I_j (j = s, i)$ 分别表示信号光和空闲光输出的光电流, e 表示一个电子包含的电量, τ 表示采集器采集一个数据包含的时间.

对于空闲光通道采用 PMT 为探测器时, 需要扣除 PMT 的 10^7 增益倍数. 将 (7) 式代入 (6) 式可得模拟定标情况下的量子效率表达式为

$$\begin{aligned} \sigma_\alpha &= \frac{\left\langle \delta^2 \left(\frac{I_s \cdot \tau}{e} - \alpha \frac{I_i \cdot \tau}{10^7 e} \right) \right\rangle}{2 \left\langle \frac{I_s \cdot \tau}{e} \right\rangle} \\ &= \frac{1}{2} (1 + \alpha) - \eta_s. \end{aligned} \quad (8)$$

由于 $\sigma_\alpha \geq 0$, 对 (8) 式分析可知

$$\eta_s \leq \frac{1}{2} (1 + \alpha). \quad (9)$$

对于两路非平衡探测 ($\alpha < 0.1$), 根据 (8) 式可知获得探测器的量子效率的最大值为 0.55. 实际上对模拟探测器进行量子效率定标, 其量子效率一般大于 0.8, 故对模拟探测器量子效率定标需在其中一路光路中插入衰减片, 保证两通道为平衡探测的方式. 两路平衡探测进行模拟定标需满足下列条件:

$$0.6 \leq \alpha \leq 1. \quad (10)$$

2.2 双通道光子数波动的限制条件

根据 (7) 式, 将模拟光电流转换为等效光子数后, 计算 $\langle \delta^2 N_s \rangle / \langle N_s \rangle$ 的比值, 发现其值远大于 1. 如果将两路的等效光子数直接代入 (8) 式求解量子效率, 得到的量子效率值远大于 1. 为了解决模拟定标的局限性, 可以将双通道的等效光子数进行等

比例缩小, 直至满足定标要求.

将 (6) 式的 $\frac{\langle \delta^2 (N_s - \alpha N_i) \rangle}{2 \langle N_s \rangle}$ 项进行展开, 推导可得

$$\frac{\langle \delta^2 N_s \rangle}{\langle N_s \rangle} - 1 = \eta_s u. \quad (11)$$

令 $\eta_s u = \langle m_s \rangle$ 表示信号光通道一个模式的平均光子数. 根据 (11) 式可知, 要想实现探测器的量子效率的定标, 其光子数波动需小于 $\langle m_s \rangle$. 以 (11) 式为准则, 通过设计相关优化程序, 将信号光通道等效光子计数进行缩小, 寻找最佳的缩小倍数, 最终将双通道的等效光子计数同时缩小最佳倍数, 将缩小后的等效光子计数代入 (6) 式, 即可实现模拟探测器量子效率的定标.

根据上述定标理论和约束理论, 实现模拟探测器定标的输出处理流程图见图 1.

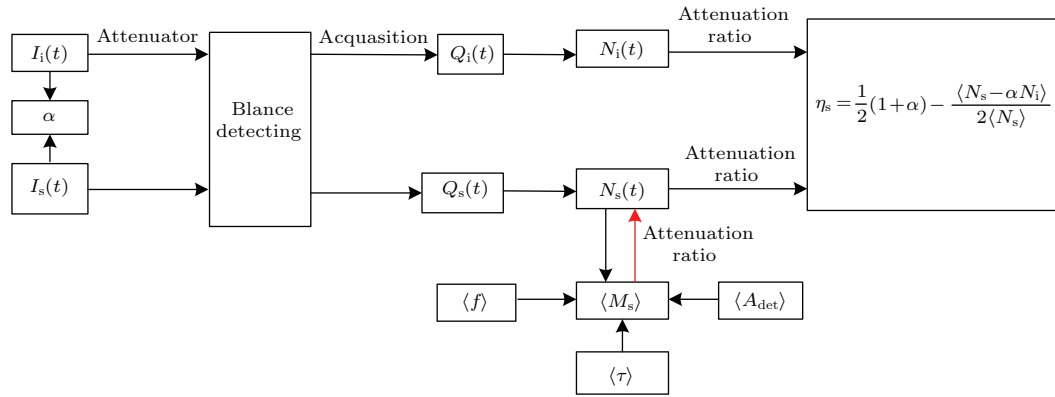


图 1 模拟探测量子效率定标数据处理流程图

Fig. 1. The data processing flow diagram of quantum efficiency calibration of analog detector.

3 实验装置

根据上述定标原理, 建立了如图 2 所示的实验装置. 利用 532 nm 连续单波长激光器 (Verdi-v18) 为抽运光, 其最大输出功率为 18 W, 实验中入射晶体端面的功率为 65.6 mW. 由于光学平台的空间限制, 需要把抽运光导入另一个光学平台. 抽运光经两个 532 nm 的高反镜、两个小孔光阑后入射, 经折叠镜进行光束高度调节后入射另外一个光学平台. 两个小孔光阑保证了抽运光光束的准直输出和消除部分非高斯成分. 抽运光经折叠镜后再经高反镜、起偏器、小孔光阑、532 nm 半波片、长焦透镜 1 ($f = 120$ mm) 聚焦入射 PPLN 晶体 (尺寸为 50 mm \times 3 mm \times 1.5 mm, 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)、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 PMT, 其输出光电流经静电屏蔽的 BNC 接头导入静电计 (Keithley 公司, 6517B) 中进行光电流测量. 抽运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抽运光的偏振状态, 用于背景扣除; 透镜 1 的作用是聚焦抽运光使抽运光的光斑直径小于 PPLN 晶体的高度 (1.5 mm), 保证抽运光束完全入射 PPLN 晶体; 透镜 2 的功能是将产生的相关光子聚焦平行入 PMT 中; 两个 567 nm 二向色镜和 550 nm 的长通滤光片构成了一个高通滤波器以消除残余抽运光; 567 nm 的二向色镜 45° 放置, 可避免抽运光在多片镜子间来回反射增加背景辐射; 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后分别放置静电计 (KEITHLEY 6517B, 最小测量电流为1 fA) 和光子计数器, 两者通过BNC接头与PMT连接, 可以测量不同功率下的光子计数和输出光电流. 为了充分避免背景光从单色仪入射探测器, 单色仪和探测器放置在一个密封的黑箱子里; 3390 nm的红外相关光子经两个631 nm/3390 nm二向色镜、光束分束器、斩波器、BaF₂长焦透镜、3500 nm窄带滤光片、小孔光阑入射InSb探测器中, 输出的光电流信号经静电屏蔽线导入静电计中, 进行光电流测量. 两个631 nm/3390 nm的二向色镜的作用是消除抽运

光; 光束分束器的作用是保证双光路为平衡探测, 实现量子效率的定标; 斩波器 (SR540) 的作用是将微弱的红外直流信号调制为交流信号, 通过设计相关程序提取有效红外信号. BaF₂透镜、3500 nm窄带滤光片、光阑放置液氮制冷的杜瓦罐中, 通过液氮制冷抑制背景红外辐射. BaF₂透镜的作用是将3390 nm的相关光子聚焦准直入射InSb探测器的光敏面内; 选择3500 nm的窄带滤光片进行红外滤波. 整个实验在暗室操作完成, 可以充分避免环境杂散光的影响.

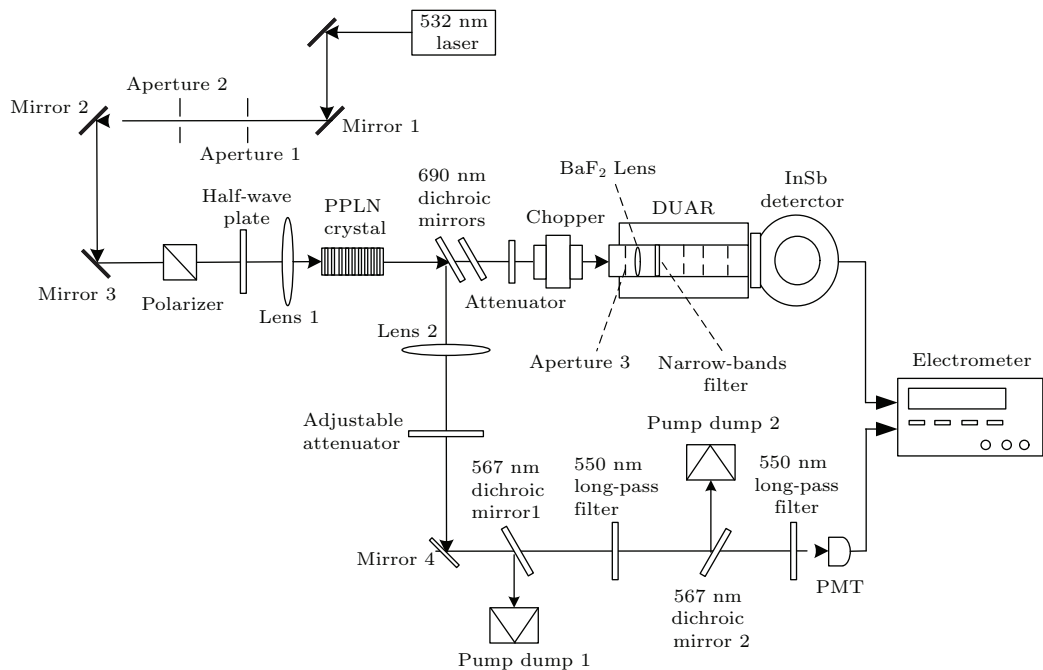


图2 InSb 红外探测器量子效率定标装置示意图

Fig. 2. The Schematic diagram of quantum efficiency calibration device for InSb infrared detector.

4 实验结果

按照图2的实验装置进行数据测量. 由于实验中静电计只有一个输入端口, 实验中只能采用交替测量的方式获取双光路的光电流信号. 斩波器的斩波频率设置为2.5 Hz, 静电计的采集频率设置为8.33 Hz, PMT和InSb分别采集1000个数据, 采集到的双通道的光电流信号如图3所示.

为了使处理的数据满足(10)式, 需要对PMT (最大输出为100 μA) 输出的光电流除以衰减片的衰减因子0.075. 由于光电倍增管中一个电子经倍增电极放大10⁷倍, 故将PMT输出的光电流缩小10⁷后, 计算可得两者通道量子效率比值

$\alpha = 0.7199$, 该值满足模拟定标的要求. 然而将光电流等效光子计数直接代入(11)式后, 其值远大于1, 不能满足定标要求. 故需要通过两路数据的同时缩放使其波动等于平均光子计数.

PPLN晶体中, 在某个周期下自发参量下转换其输出的相关光子和抽运光基本上共线, 以抽运光的光斑大小作为相关光子的光斑大小. 根据光束质量分析仪在透镜前端面测量的光斑面积为0.01025 mm², 该面积可认为是探测器的探测器面积 A_{det} . 由于PPLN晶体放置的透镜, 前置透镜的焦距为 $f_1 = 120$ mm, $\omega_0 = 2.25$ mm, 根据高斯光束在透镜的焦平面束腰公式 $\omega_p = \pi\lambda/\omega_0 f_1 = 5.755 \times 10^{-5}$ m, 利用BaF₂透镜焦距为 $f = 150$ mm, $\lambda_p = 532$ nm由(2)式可得相

关区域的面积 $A_{\text{coh}} = 1.9227 \times 10^{-4} \text{ m}^2$, 采用相关光子和相关时间的关系可得等效光子计数为 $\langle N_s \rangle = 1.134 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. 结合上述数值和联立 (1), (2), (3) 式可得

$$\langle m_s \rangle = 2.127. \quad (12)$$

以 (12) 式为准, 通过设计相关程序获取最佳缩小倍数, 经计算缩小的倍数值为 1.2375×10^5 . 将缩小的倍数代入图 3 数据中, 获得双通道的等效光子计数如图 4 所示. 将图 4 数据代入 (6) 式, 可得信号光通道的量子效率为

$$\eta_s = 0.0764. \quad (13)$$

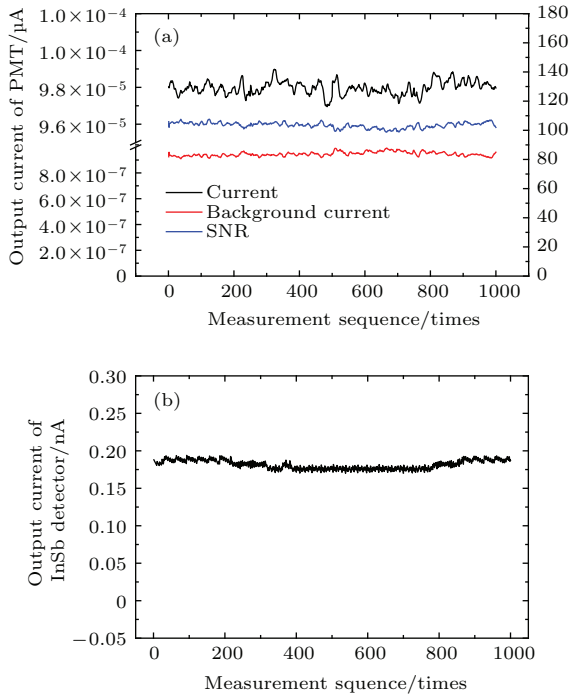


图 3 (网刊彩色) 探测器输出的光电流信号 (a) PMT; (b) InSb
Fig. 3. (color online) Output photocurrent signal of different channel: (a) PMT; (b) InSb.

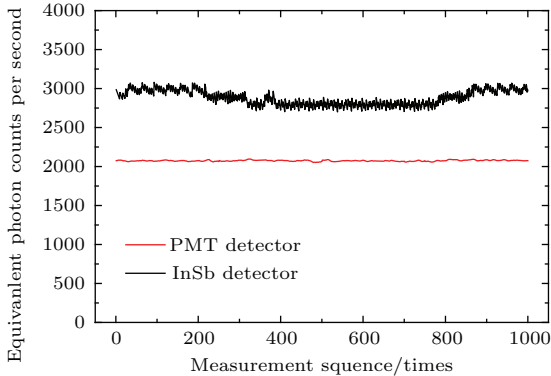


图 4 (网刊彩色) 等比例缩小的两路等效光子计数
Fig. 4. (color online) Equivalent photon counting of two channels after equal proportion reducing.

5 结果与讨论

5.1 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 [22], InSb 红外探测器的定标不确定与各不确定度因素平方和的平方根相关, 模拟探测器的量子效率的不确定度可以表示为

$$U(\eta_s(\lambda_s)) = [U^2(q_i) + U^2(q_s) + U^2(f_{cc}) + U^2(f_{ac}) + U^2(\tau_2)]^{1/2}, \quad (14)$$

信号光通道的透过率测量的不确定度 $U(\tau_2)$ 为

$$U(\tau_2) = \sqrt{U^2(\tau_1) + U^2(\tau_f) + U^2(\tau_d) + U^2(\tau_r)}, \quad (15)$$

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; $U(\tau_1)$ 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 631 nm/3390 nm 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. 计算所得各项不确定度列于表 1.

表 1 不确定度成分及贡献
Table 1. Uncertainties components and contributions.

不确定度成分	值	相对不确定度
光斑面积测量		0.0003
InSb 光电流		0.0329
信号光通道的单模式的平均光子数测量	抽运光束腰 相关光子相关时间	0.0005 0.01
	150 mm 透镜的焦距	0.0005
	120 mm 透镜的焦距	0.0005
信号光量子效率定标	PMT 光电流 InSb 光电流	0.0368 0.0329
	通道量子效率比值 α	0.0494
BaF ₂ 透镜透过率		0.933 0.0005
干涉滤光片透过率		0.745 0.0005
红外衰减片		0.124 0.0005
631 nm/33910 nm 二向色镜透过率		0.95 0.0002
晶体后端面相对透过率比值		0.991 0.00005
合成不确定度		7.785%

根据上述不确定分析可知, 其主要的 uncertainty 是由于双光路的光电流测量存在较大的 uncertainty, 最终导致定标的结果的 uncertainty. 信号光的 uncertainty 主要是抽运光的波动引起的, 要想降低抽运光的 uncertainty, 需要在光路中加入功率稳定器控制抽运光的波动, 提高红外探测器的定标精度.

5.2 结果

根据参量下转换定标原理, 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:

$$\eta_s = \tau_l \tau_f \tau_d \tau_r \eta_{rs}, \quad (16)$$

其中 τ_l 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 631 nm/3390 nm 二向色镜的透过率, τ_r 表示 PPLN 晶体的透过率, η_{rs} 表示 InSb 探测器的量子效率. 根据 (16) 式和表 1 数据可得 InSb 探测器的量子效率为

$$\eta_{rs} = 0.9395. \quad (17)$$

根据功率响应度与量子效率的关系

$$\eta = R \cdot 1239.5/\lambda, \quad (18)$$

其中 R 的单位为 A/W, λ 的单位为 nm. 将 (17) 式代入 (18) 式可得 InSb 探测器的绝对功率响应度为 $R = 2.5696$ A/W. 系统定标的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进行比较, 结果列于表 2.

表 2 InSb 探测器在 3390 nm 的绝对功率响应度以及相对偏差

Table 2. Absolute power responsivity of InSb detector at 3390 nm channel and the relative deviation.

Channel/nm	AIOFM	205	Judson	Relative deviation(A-2)	Relative deviation(A-M)
3390	2.570	2.666	2.674	3.6%	3.889%

6 结论

基于泊松分布统计学物理模型, 可以很好地解决模拟探测器定标过程中双光路光电流的相关信息难以提取的问题. 通过将采集到的光电流包含的电荷量转换为等效光子计数的方式, 以及提出双光路平衡探测和通过测量每一个模式的平均光子计数进行双通道数据波动校正的方法, 最终实现了红外 InSb 模拟探测器在 3.39 μm 功率响应度的绝对定标. 利用 532 nm 单波长激光器为抽运源, PPLN 晶体为非线性晶体, 采用单色仪分光的方式在 25 $^{\circ}\text{C}$ 下获取了 631 和 3390 nm 的相关光子, 并定标了红外 InSb 模拟探测器在 3.39 μm 的量子效率. 根据量子效率与绝对功率响应度之间的关系获得绝对功率响应度, 将定标结果与国内相关定标单位进行比较, 两者的值相对偏差为 3.6%, 其相对合成 uncertainty 为 7.785%. 该方法验证了应用多模式相关性理论开展模拟探测器的定标方法的可行性, 对于探索基于相关光子的定标技术和拓宽辐射定标应用领域具有重要意义.

参考文献

[1] Zheng X B, Wu H Y, Zhang J P 2000 *Chin. Sci. Bull.* **45** 2009

[2] Zheng X B, Wu H Y, Zhang J P 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 749 (in Chinese) [郑小兵, 吴浩宇, 章骏平 2001 光学学报 **21** 749]

[3] Hu L Y, Wang S, Zhang Z M 2012 *Chin. Phys. B* **21** 064207

[4] Xu X F, Zhu S Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1512

[5] Pan G X, Xiao R J, Zhou L 2013 *Chin. Phys. B* **22** 010307

[6] Xiang G Y, Guo G C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 110601

[7] Klyshko D N 1980 *Sov. Quantum. Electron.* **10** 1112

[8] Brida G, Castelletto S, Novero C, 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1623

[9] Li J J, Zheng X B, Lu Y J 2008 *Chin. Opt. Lett.* **6** 472

[10] Lü L, Zhang Y C, Lin Y D 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 0112004 (in Chinese) [吕亮, 张寅超, 林延东 2012 光学学报 **32** 0112004]

[11] Odate S, Yoshizawa A, Fukuda D 2007 *Opt. Lett.* **32** 3176

[12] Chang J, Wu L A 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1132 (in Chinese) [常君, 吴令安 2003 物理学报 **52** 1132]

[13] Brida G, Genovese M 2006 *Opt. Soc. Am. B* **23** 2158

[14] Brida G, Chekhova M, Genovese M, Ruo-Berchera I 2008 *Opt. Express* **16** 12550

[15] Brida G, Chekhova M, Genovese M, Rastello M L, Ruo B I 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 401

[16] Brida G, Chekhova M, Genovese M 2007 *Instrumentation and Measurement* **56** 275

[17] Ivano R B 2009 *Adv. Sci. Lett.* **2** 407

[18] Brida G, Degiovanni I P 2010 *Opt. Express* **18** 20572

[19] Lindenthal M, Kofler J 2006 *Appl. Opt.* **45** 6059

[20] Perina J, Ondrej, Haderka J 2012 *Opt. Lett.* **37** 2075

- [21] Meda A, Ruo-Berchera I, Degiovanni I P 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 10113
 [22] Fei Y T 2004 *Error Theory and Data Processing* (Bei-

jing: China Machine Press) pp82–88 (in Chinese) [费页泰 2004 误差理论与数据处理 (北京: 机械工业出版社) 第82—88页]

Absolute calibration of an analog InSb detector based on multimode spatial correlation of correlated photons*

Xia Mao-Peng Li Jian-Jun Gao Dong-Yang Hu You-Bo Sheng Wen-Yang
 Pang Wei-Wei Zheng Xiao-Bing[†]

(Key Laboratory of General Optical Calibration and Characterization Technology of Chinese Academy of Sciences,
 Hefei 230031, China)

(Received 30 June 2015; revised manuscript received 24 August 2015)

Abstract

Absolute calibration can be realized by means of correlation photon which is generated by the parametric down conversion. The main difficulty lies in obtaining correlation information about photon flux when this method is applied to analog detector calibration process. A novel method of processing the photocurrent on the basis of detecting multimode spatial correlation is proposed. By converting the charge quantity contained in the photocurrent detected in a certain time interval into the photon counting, and by using double channels balance detection and measuring mean photon counts of each mode to correct the dual channels fluctuations, the high accuracy calibration of quantum efficiency can be achieved. The photon fluxes of two channels are balanced by inserting an adjustable attenuator in one optical path. The cross section of pumping beam is comparable to the detection area to ensure three-wave colinearity, and the coherent area of the correlation photons is obtained by measuring pump beam waist and lens focus length. With the known detection area, coherence time and coherence area, the average photon number of each mode is computed. This process should be performed under the average photon number of each mode as a reference which could be used for the proportional scaling of equivalent photons of two channels. Based on this new approach, the absolute power responsivity of an InSb detector is calibrated at 3390 nm with correlated photon pairs at 631 and 3390 nm. The calibration procedure and experiments are described and the uncertainty of this method is analyzed. The results show a relative combination uncertainty of about 7.785% for this calibration method, which agrees well with the result independently obtained in the national photoelectronic metrology laboratory within a relative difference of about 3.6%. This result verifies that the quantum efficiency of an analog detector can be calibrated by the correlated photon method, which has potential applications in highly accurate radiometric calibration without external standards.

Keywords: calibration, parametric down conversion, analog calibration, InSb infrared detector

PACS: 06.20.-f, 42.65.Lm, 42.65.-k, 42.72.Ai

DOI: 10.7498/aps.64.240601

* Project supported by the National Defense Science and Technology Foundation, China (Grant Nos. J312013A0001, J2920130004) and the National Natural Science Foundations of China (Grant Nos. 11204318, 61275173).

† Corresponding author. E-mail: xbzheng@aiofm.ac.cn