

# 基于相关光子的多模式空间相关性定标光电倍增管的量子效率

夏茂鹏 李健军 高冬阳 胡友勃 庞伟伟 郑小兵

中国科学院安徽光学精密机械研究所中国科学院通用光学定标与表征技术重点实验室, 安徽 合肥 230031

**摘要** 从理论和实验上介绍了一种基于相关光子的多模式空间纠缠特性新型定标方法, 实现了光电倍增管的量子效率绝对定标。该方法利用 355 nm 连续紫外激光器抽运 BBO 非线性晶体, 不仅制备了一对 710 nm/710 nm 的简并相关光子和一对 700 nm/720 nm 的非简并相关光子, 并且定标了光电倍增管的量子效率。同时介绍了实验原理和定标装置, 并且对定标结果进行了不确定度分析。结果表明, 利用相关光子的多模式相关性光辐射定标方法的相对合成不确定度小于 4.7%。基于相关光子多模式空间相关性获得光电倍增管的量子效率, 修正后并与出厂检测结果进行了比对, 信号光通道的相对差异分别为 10.3%、10.2%, 空闲光通道的相对差异分别为 12.9%、8.95%。初步验证不依赖时间符合测量的方法, 只需对两路的光子计数进行统计, 即可实现探测器量子效率的绝对定标。

**关键词** 测量; 参量下转换; 多模式空间性; 光电倍增管; 量子效率; 定标

中图分类号 O432.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0612006

## Detection of Multimode Spatial Correlation of Entangle Photons to Calibrate Photomultiplier Quantum-Efficiency

Xia Maopeng Li Jianjun Gao Dongyang Hu Youbo Pang Weiwei Zheng Xiaobing

Key Laboratory of Optical Calibration and Characterization, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China

**Abstract** A new calibration method of detectors based on the multimode spatial correlation of entangle photons which is generated from parametric-down-conversion is proposed and demonstrated experimentally. BBO nonlinear crystal is pumped by a continuous wave ultraviolet 355 nm to generate entangle photons with wavelengths of 710 nm/710 nm at signal channel and 700 nm/720 nm at idle channel. The quantum efficiency is calibrated by taking the multimode correction method. The theory and calibration scheme of this novel method is presented and the system uncertainty is detailed analyzed. It is proved that the combined uncertainty of this new method is less than 4.7%. The approach presented is compared with the calibration result provided by the manufacturer, the relative difference is 10.3%, 10.2% at signal channel 12.9%, 8.95% at idle channel. The quantum efficiency of detector that doesn't depend on time correlation measurement can be obtained by means of two branches of photons number statistics. The calibration results indicate its validity and rationality.

**Key words** measurement; parametric down conversion; multimode spatial correlation; photomultiplier; quantum efficiency; calibration

**OCIS codes** 120.4800; 040.5160; 190.4410

## 1 引言

基于标准辐射源和标准传递探测器的传统定标方法是光学遥感领域应用最为广泛的两种定标方法, 但

收稿日期: 2014-12-31; 收到修改稿日期: 2015-03-09

基金项目: 国防技术基础项目(J312013A0001、J2920130004)、国家自然科学基金(11204318、61275173)

作者简介: 夏茂鹏(1987—), 男, 博士研究生, 主要从事光学遥感器高精度辐射定标等方面的研究。E-mail: xmp0701211@163.com

导师简介: 郑小兵(1969—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事光学精确测量的先进方法与仪器、卫星光学传感器的高精度定标、光学遥感和海洋光学等方面的研究。E-mail: xbzheng@aiofm.ac.cn(通信联系人)

其定标精度受限于辐射基准值的传递环节误差,定标精度随着传递链的增加而逐渐降低,进一步提高传统定标方法的潜力非常有限。要想提高绝对定标精度,需要一种新型工作体制辐射基准定标技术。

基于参量下转换(SPDC)的无标准传递为辐射定标提供了极好的手段<sup>[1-6]</sup>。利用相关光子的时间相关性构建的时间符合测量系统可以实现光电探测器的量子效率绝对定标,目前报道的最优定标不确定度为0.18%<sup>[7]</sup>。目前大多数利用SPDC相关光子的时间相关性进行符合测量实现探测器量子效率的绝对定标,其定标方案没有充分利用相关光子的其他纠缠特性,如空间、波长、偏振等相关特性。如果把相关光子时间相关性和空间相关性有效地结合起来,可以得到一种不依赖于时间符合测量系统的方法,实现对光电探测器的量子效率的定标。该方案假设相关光子以一种已知的物理模型的方式输出,根据相关光子的时间、空间和波长等相关特性,通过对信号光路和空闲光路的光子数进行统计,可获得探测器的量子效率。这种不依赖符合装置可获得探测器的量子效率的方式,可减小符合装置和其他电路部分带来的不确定度。另外,目前大多数空间遥感器都是电荷累积型光电设备,传统的时间符合测量方法局限于其信号处理方式,已不能满足模拟定标的要求。利用相关光子相关性构建物理模型的统计学方法是实现模拟探测器量子效率定标<sup>[8]</sup>的桥梁,它对相关光子定标模拟探测器的模拟信号处理提供了极好的理论依据和参考价值。

目前国外的多家研究机构都在积极的探索基于构建不同的物理模型对光电探测器的量子效率的定标方法,如Brida等<sup>[9]</sup>采用泊松分布的物理模式实现对ICCD的量子效率的定标,其相对不确定度优于2.9%。Lindenthal等<sup>[10]</sup>采用二项分布模型,实现了光电探测器量子效率的定标。Perina等<sup>[11]</sup>采用联合分布模型实现了光电探测器高精度定标。上述物理模型利用纠缠光子空间和时间纠缠光子特性,只需对两路光子进行统计,不需符合计数的情况下,可获得探测器的量子效率。

为了验证上述理论模型的有效性和通用性,解决上述定标方法的信噪比低、数据量大、相关光子的空间分布位置难以精确控制等缺点。本文结合前期工作基础<sup>[12]</sup>,利用参量下转换的宽光谱特性<sup>[13]</sup>,分别制备出了一对710 nm/710 nm的简并相关光子和一对700 nm/720 nm非简并相关光子。根据相关光子的空间分布位置与波长<sup>[14]</sup>的关系,采用相关光的多模式空间相关性(泊松分布)定标了光电倍增管上述波长的量子效率,分析了探测器位置校准、背景杂散光对定标结果的影响。

## 2 定标原理

相关光子是一个短波抽运光子入射非线性晶体中,在满足动量守恒和能量守恒情况下,自发的分裂成两个光子,这个过程称为自发参量下转换,这一过程满足下列条件:

$$\mathbf{K}_p = \mathbf{K}_s + \mathbf{K}_i, \quad (1)$$

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (2)$$

式中 $\omega$ 和 $\mathbf{K}$ 分别表示频率和波矢, $p$ 、 $s$ 和 $i$ 分别表示抽运光、信号光和空闲光。

从(1)、(2)式可知,在某一方向对某一波长的光子进行探测后,则另一路光子的波长、传播方向和偏振方向都能够唯一地确定下来。自发参量下转换的相关光子的空间分布由其相位匹配方式决定的。对于I类相位匹配<sup>[15]</sup>其相关光子为彩色圆锥分布<sup>[16]</sup>,并且信号光和空闲光的圆锥相重合,圆环的大小与抽运光光束几何特性密切相关<sup>[17]</sup>;对于II类相位匹配<sup>[18]</sup>,产生的是分离的彩色圆锥,中间有一定的重叠区。通过对重叠区进行探测,就可以获得两者偏振信息。参量下转换的基本过程可以用以下内容来描述。

假设抽运光为平面波并且参量下转换过程满足完全I类相位匹配,产生的近简并相关光子的频率分别 $\omega_p \pm \omega$ ,其偏离抽运光的纵波矢为 $\mathbf{K}_L$ ,如图1所示。不同的纵向矢量 $\mathbf{K}_L$ 表示不同相关光子对(不同的模式)。在满足完全相位匹配的条件下,每一个不同模式的产生概率相同,其输出的光子数也相同。

令每一个模式的平均光子数为 $u$ ,即可得

$$n_{k_i} = u, \quad (3)$$

式中 $n_{k_i}$ 表示不同模式的光子数。在I类参量下转换过程中,一个抽运光光子分裂成两个光子,相关光子的纵向波矢大小相同方向相反,每一对 $\pm \mathbf{K}_L$ 模式是纠缠态,两者之间的光子数完全相同,可以表示为

$$\langle n_{i,k_i} \rangle = \langle n_{s,-k_i} \rangle = u. \quad (4)$$

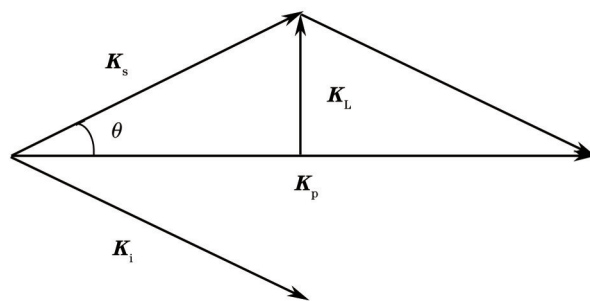


图1 参量下转换矢量匹配示意图

Fig.1 Schematic diagram of phase-match

每一个模式的相关光子在探测器面为近似泊松分布<sup>[19]</sup>,根据统计学规律,则每一个模式的光子数(泊松分布)方差为

$$\langle \delta^2 n_{i,k_1} \rangle = \langle \delta^2 n_{s,-k_1} \rangle = u^2 + u = u(u + 1). \quad (5)$$

在实际情况中,抽运光不是理想的平面波,而是高斯光束(其中束腰为  $w_p$ ),对高斯光束进行傅里叶变换后,可认为高斯光束是由许多不同入射方面的平面波的组合。每一个方向传播的平面波都可独立自发的进行参量下转换,这就导致相关光子在探测表面位置的不确定性。根据上述内容可知,相关光子在探测面上的位置不再是一个点,而是一个区域,这个区域称为相干区域,并且相干区域内的光子都是相关的。根据数学上几何关系(正弦定理)可知,相关区域的计算为

$$A_{\text{coh}} = [2\pi c f / (\omega_p w_p)]^2, \quad (6)$$

式中  $w_p$  表示抽运光的束腰。

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

$$u_{\text{spatial}} = \frac{A_{\text{det},j}}{A_{\text{coh},j}}, \quad (j = s, i), \quad (7)$$

式中  $A_{\text{det}}$  表示探测区域的面积,  $A_{\text{coh}}$  表示相关区域的面积。

由于探测器的探测时间一般远大于相关时间(一般为十几皮秒<sup>[20]</sup>),则在探测时间内存在许多个相干过程,  $u_t = \frac{t_{\text{det}}}{t_{\text{coh}}} \gg 1$ ,假设每一个模式泊松分布,且是独立同分布的,探测器探测的光子数是探测区域内的所有模式的光子之和,则  $n$  个独立同分布之和统计平均值为

$$\langle N_j \rangle = u_{\text{tot}} \eta_j u, \quad (u_{\text{tot}} = u_t u_{\text{spatial}}, j = s, i), \quad (8)$$

式中  $u_{\text{tot}}$  表示在探测时间和空间内包含总的模式个数。

探测器探测信号光路和空闲光路的光子数的方差,即  $n$  个独立同泊松分布和的方差为

$$\langle \delta^2 N_j \rangle = u_{\text{tot}} \eta_j u (u + 1) = \langle N_j \rangle \left( 1 + \frac{\langle N_j \rangle}{u_{\text{tot}}} \right). \quad (9)$$

两路探测器同时探测相关光子数的协方差为

$$\langle \delta N_i \delta N_s \rangle = u_{\text{tot}} \eta_s \eta_i u (u + 1). \quad (10)$$

构建一个噪声衰减因子  $\sigma$ , 其表达式为

$$\sigma = \frac{\langle \delta^2 N_- \rangle}{\langle N_i + N_s \rangle}, \quad (11)$$

式中  $N_- = N_s - N_i$ , 根据统计学知识可知,  $\langle \delta^2 N_- \rangle = \langle \delta^2 N_s \rangle + \langle \delta^2 N_i \rangle - 2 \langle \delta N_i \delta N_s \rangle$ ,  $\langle N_i + N_s \rangle = u_{\text{tot}} (\eta_i + \eta_s) u$ , 将两者代入(11)式可得

$$\sigma = 1 - \eta_+ + \frac{\eta_-^2}{2\eta_+} \left( \frac{1}{2} + u \right) = 1 - \eta_+ + \frac{\eta_-^2}{4\eta_+^2} \left( \eta_+ + \frac{\langle N_s + N_i \rangle}{u_{\text{tot}}} \right), \quad (12)$$

式中  $\eta_+ = (\eta_s + \eta_i)/2$ ,  $\eta_- = \eta_s - \eta_i$ 。

令  $\alpha = \frac{\langle N_s \rangle}{\langle N_i \rangle} = \frac{\eta_s}{\eta_i}$ , 把  $\langle N_i \rangle = \frac{\eta_i}{\eta_s} \langle N_s \rangle$  代入(12)式, 并将(12)式的  $N_i$  前乘以  $\alpha$ , 重新推导可得

$$\sigma_\alpha = \frac{\langle \delta^2(N_s - \alpha N_i) \rangle}{2 \langle N_s \rangle} = \frac{1}{2}(1 + \alpha) - \eta_s, \quad (13)$$

式中  $\sigma_\alpha$  表示为重构归一化噪声衰减因子,  $\alpha$  表示两探测器量子效率的比值。

根据(13)式可知, 只需对两路相关光子进行光子数统计, 测量出  $\sigma_\alpha$  和  $\alpha$ , 可获得探测器的量子效率。

在实际中, 由于存在背景杂散光和暗电流的波动都会对量子效率的定标产生影响, 通过测量暗背景将(13)式进行修正, 可以获得探测器的量子效率如(14)式所示:

$$\sigma_{\alpha, B} = \frac{\langle \delta^2(N'_s - \alpha_B N'_i) \rangle - \langle \delta^2(M'_s - \alpha_B M'_i) \rangle}{2(\langle N'_s \rangle - \langle M'_s \rangle)}, \quad (14)$$

式中  $\alpha_B = \frac{\eta_s}{\eta_i} = \frac{\langle N'_s \rangle - \langle M'_s \rangle}{\langle N'_i \rangle - \langle M'_i \rangle}$ ,  $N'_s$  表示信号光通道的光子数,  $N'_i$  表示空闲光通道的光子数,  $M'_s$  表示信号光通道的暗背景,  $M'_i$  表示空闲光通道的暗背景。

### 3 实验装置

根据上述定标原理, 建立如图 2 所示的实验装置。利用 355 nm 的紫外激光器, 其最大输出功率为 30 mW, 经起偏, 半波片、小孔光阑、垂直入射 BBO 晶体上。旋转半波片可以改变抽运光的偏振方向, 可以用来扣除背景光的影响。为了减小抽运光在晶体前端面的反射, 在晶体前端面镀有 355 nm 的增透膜, 为增加相关光子在晶体后端面的透射, 在晶体后端面镀有 500~900 nm 的增透膜。晶体的切割角为 36.0°, 该角度可以保证相关光子的空间位置与波长值一一对应。晶体产生的 710 nm 简并相关光子出射方向与抽运光在晶体内的夹角为 5°, 其在晶体后端面的输出角度为 8.3083°。为了提高测量信噪比, 减小杂散光对实验结果的影响, 在探测器(HAMAMASU, R2949)的前面分别放置 355 nm 截止滤光片和 710 nm 窄带滤光片, 并且在触发通道和待定标通道分别各放置一个直径为 3 mm 的孔径光阑, 两者的摆放位置基本上与 710 nm 的输出光子的出射方向垂直。整个实验装置放在一个密封黑暗箱子里, 充分避免背景光对实验的影响。

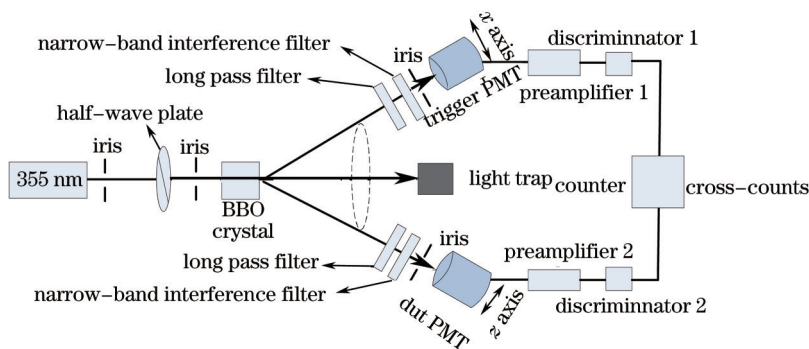


图 2 基于相关光子的多模式空间相关性定标光电倍增管量子效率实验装置示意图

Fig.2 Schematic diagram of quantum calibration of photomultiplier based on multimode spatial correlation of entangle photon

## 4 结果与讨论

### 4.1 晶体相位匹配角的确立

在满足 I 类相位匹配以及动量和能量守恒的情况下, 计算在不同相位匹配角下, 相关光子的输出波长与其在晶体后端面出射角关系。图 3 表示信号光的输出角度与相位匹配角的关系。

从图 3 中可以看出, 随着晶体切割角增大, 相关光子的波长与输出角度逐渐成为一一对应关系, 可以避免扫描过程中, 一个位置出现多个波长, 会导致引入额外的背景噪声, 影响定标精度, 故选择晶体的相位匹配角为 36°。

### 4.2 相关光子的输出位置的确立

为了最大收集参量下转换光子, 利用高精度电动平移台对触发通道和待定标通道进行一维精细横向扫

描(垂直于参量下转换光子辐射方向)。若触发探测器在扫描过程中获得最大的光子数以及最大信噪比(SNR),该位置可以作为触发探测器的位置。固定触发道探测器位置,利用上述相同的方法获得空间光通道带定标探测器位置,此时可以认为定标系统具有最大的参量下转换光子收集效率。图4分别是对触探测器

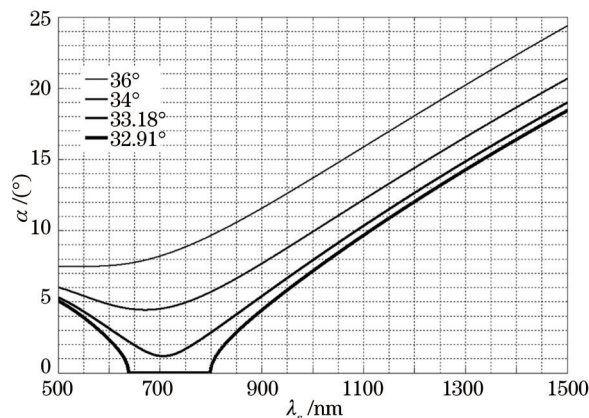


图3 信号光的输出角度与相位匹配角的关系

Fig.3 Relationship between the angle of the output signal light and the angle of phasing-matching

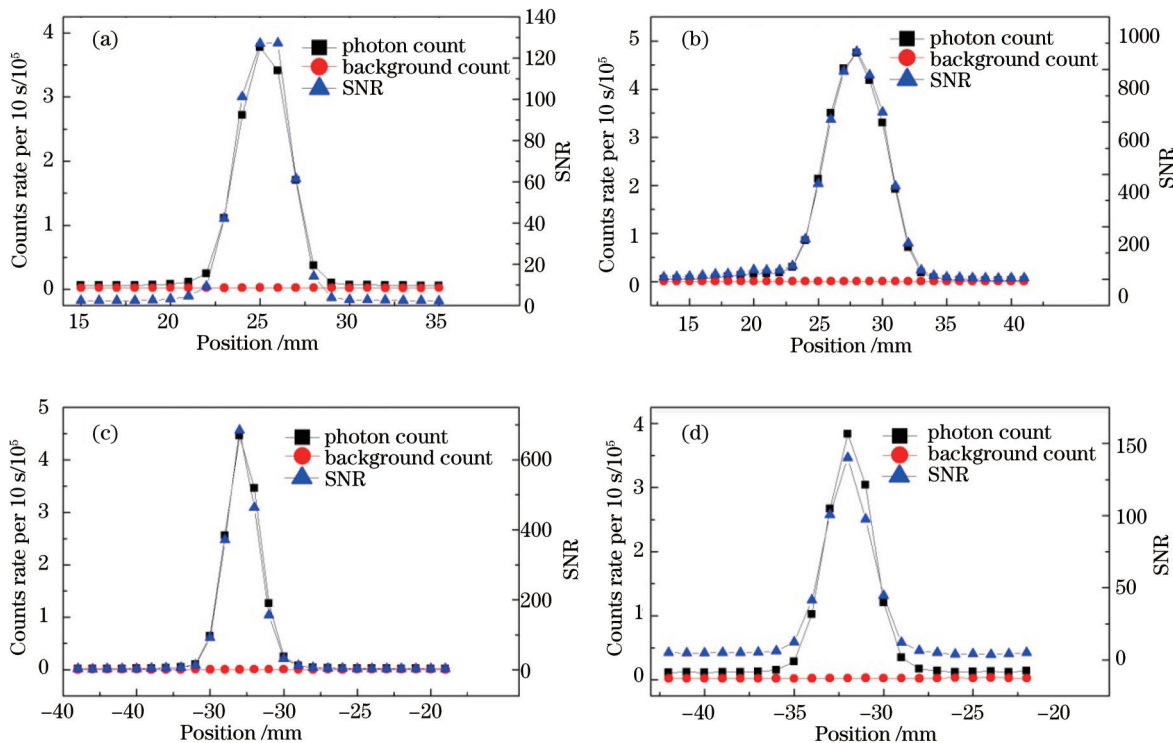


图4 积分 10 s 信号光路和空闲光路的光子数。(a) 信号光通道 710 nm; (b) 信号光通道 720 nm; (c) 空闲光通道 700 nm; (d) 空闲光通道 710 nm

Fig.4 Counts rate of signal channel and idle channel per 10 s. (a) S710; (b) S720; (C)I700; (d)I710

图4表示为触发探测器和待定标探测器在横向扫描时观察到的触发计数以及背景光子计数随着探测器位置的变化,在距原点位置 25mm 处可以观察到最大的触发通道的光子速率为  $4.0 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ ,此时的信噪比也最大,该位置与理论计算的输出位置基本一致。分析两通道光子数输出曲线,其曲线轮廓符合高斯分布,该曲线基本与滤光片的透射率曲线一致。根据图4可以得知触发探测器上的参量下转换空间辐射宽度约为 5 mm。待定标通道也是通过上述方法获取其相关光子所需波长的空间分布位置。由于简并态的相关光子在空间上成完全对称分布,可以只对距原点 25 mm 的附近位置进行精细扫描,对 20~30 mm 进行较大步距扫描,当初步找

到所需的位置时,对该位置附近细微移动,找到最大信噪比的位置,最终确立待标通道的光子出射位置。

### 4.3 背景杂散光测量

根据(14)式可知,若需绝对定标探测器的量子效率,需要测量晶体后端面抽运光的散射以及背景光子数。各通道的背景光子数测量结果如图4所示,结果表明各通道的信噪比均大于150。由于参量下转换的产生与否与抽运光的偏振取向性密切相关,对于已经切割好的晶体和相位匹配方式,只有一个特定偏振方向的抽运光子与晶体作用才能产生参量下转换,通过半波片将抽运光偏振方向旋转90°就可完全关闭参量下转换过程,测量关闭后的光子计数作为背景计数。由于光子计数和背景计数两者之间的间隔很小,在抽运光保持恒定和晶体的端面散射相同的情况下,可以认为相邻的两个时间间隔背景完全相同。

### 4.4 相关光子通道量子效率定标结果

由于实验室中只有一个计数器,只能采用交替测量的方式对信号光路和空闲光路进行计数,两者之间的采集的时间间隔越小可得到的实验结果越精确。在相关光子的输出位置进行多次光子计数和背景计数,计数时间为1 s,其数据结果如图5所示。

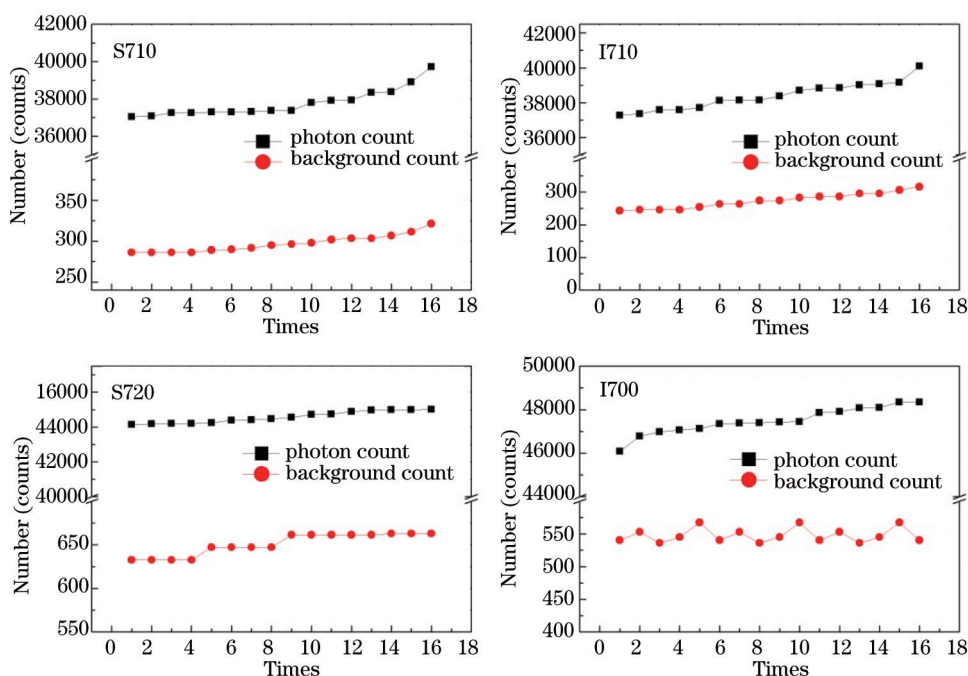


图5 两路相关光子进行多次测量的光子计数和背景光子数

Fig.5 Measurements of photon background counting and photon counting of two channels

利用图5的数据代入(14)式可获得信号光通道在710 nm的量子效率为3.68%,空闲光通道的710 nm的量子效率为3.74%,信号光通道在720 nm的量子效率为3.66%,空闲光通道在700 nm处的量子效率为3.92%。

### 4.5 探测器量子效率定标结果

探测器量子效率的获取,需考虑信号光通道和空闲光通道的光学损耗以及探测器死时间的影响。由于本实验中相关光子出射速率低,故可忽略死时间对探测器量子效率的定标结果影响。主要考虑整个通道的光学损耗对探测器量子效率定标结果的影响。由于实验采用多片中心密度滤光片,相关光子在多片滤光片之间来回反射形成了多光束干涉现象,使整个系统的透射率大于滤光片透射率的乘积。为了获得探测器量子效率的精确值,需要对整个系统的透射率进行修正。假设有两片中性密度滤光片,两片的透射率分别为 $\tau_1$ 、 $\tau_2$ ,根据多光束干涉理论,整个系统的透射率为

$$\tau_s = \frac{\tau_1 \tau_2}{1 - (1 - \tau_1)(1 - \tau_2)}, \quad (15)$$

式中 $\tau_s$ 表示整个系统的透射率。利用(15)式对探测器量子效率进行修正,可得信号光通道在710 nm、720 nm

的量子效率分别为 6.58%、6.46%，空闲光通道在 700 nm、710 nm 的量子效率分别为 6.89%、6.48%。

为了验证该方法定标精度，将上述定标结果与厂家提供的数据进行对比，厂家提供的量子效率在 700、710、720 nm 的波长量子效率分别约为 6.0%、5.9% 和 5.8%，定标结果与上述波段比较在信号光通道探测器量子效率的偏差为 10.3%、10.2%，在空闲光的通道探测器量子效率偏差为 12.9%、8.95%。分析结果表明，两者定标探测器量子效率的趋势相同，初步验证该模型的合理性和可靠性。

#### 4.6 不确定度分析

根据(14)式可获得探测器量子效率，由不确定度传递定律<sup>[21]</sup>，可系统的评价对光电倍增管在定标过程中引入的不确定度。触发通道计数、待定标通道计数、背景计数各 11 次，每次采样时间为 1s。待定标通道的总的透射率是由晶体后端面的菲涅耳透射损耗以及干涉滤光片的透射率引起的，其中晶体的端面损耗是直接利用菲涅耳透射公式评估的，无法评估其不确定度，故不确定度分析没有引入这两项的不确定度，干涉滤光片的透射率是根据 U3410 分光光度计重复测量 5 次取相对标准偏差获取的。

表 1 光电倍增管的量子效率定标的不确定度分析

Uncertainty factors /10 <sup>-2</sup>	$\lambda_s=710$ nm	$\lambda_s=720$ nm	$\lambda_i=710$ nm	$\lambda_i=700$ nm
Interference filter transmittance	0.369	0.216	0.369	0.243
Repeatability	2.40	2.90	2.40	2.90
Triger counts	1.973	0.579	2.036	1.323
Triger background counts	3.4978	1.926	0.846	1.995
Combined uncertainties	4.69	3.54	3.28	3.79

由表 1 可见，定标过程的不确定度主要由信号光和信号光路的光子计数和背景计数的不确定引起。若采用功率控制其提高抽运光的稳定性和采用更好的吸收杂散光的材料，则能进一步降低测量不确定度，提高定标精度。

## 5 结 论

介绍了一种基于相关光子的多模式空间相关性对探测器量子效率定标的方法。不需要符合测量装置，只需要对两路相关光子数进行数学统计就可获得探测器的量子效率。根据参量下转换相关光子的空间位置与波长纠缠特性，分别定标了信号光通道 710 nm/720 nm 的量子效率，空闲光通道在 710 nm/700 nm 通道的量子效率。结果表明所有波长的量子效率的联合不确定度小于 4.7%。并利用该结果与厂家提供的数据对比，两者不一致性小于 13.0%，初步验证了该模型的合理性和可靠性，为相关光子的模拟定标提供了重要参考价值 and 理论模型。

### 参 考 文 献

- 1 Klyshko D N. Use of two-photon light for absolute calibration of photoelectric detectors[J]. Sov J Quantum Electron, 1980, 10(9): 1112-1116.
- 2 G Brida, S Castelletto, C Noviero, *et al.*. Quantum-efficiency measurements of photodectors by means of correlated photons[J]. J Opt Soc Am B, 1999, 16(6): 1623-1627.
- 3 Jianjun Li, Xiaobing Zheng, YunJun Lu, *et al.*. Quantum efficiency calibration of opto-electronic detector by means of correlated photons method[J]. Chin Opt Lett, 2008, 6(7): 472-475.
- 4 Lü Liang, Zhang Yinchao, Lin Yandong, *et al.*. Research on absolute calibration of photodetector quantum-efficiency using entangled photons[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(1): 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[J]. 光学学报, 2012, 32(1): 0112004.
- 5 S Odate, A Yoshizawa, D Fukuda, *et al.*. Quantum efficiency measurements by bidirectional coincidence counting of correlated photob pairs[J]. Opt Lett, 2007, 32(21): 3176-3178.
- 6 Chang Juntao, Wu Ling'an. Absolute self-calibration of the quantum efficiency of single-photon detectors[J]. Acta Physica Sinica, 2003, 52(5): 1132-1135.

- 常君毅, 吴令安. 单光子探测器量子效率的绝对自身定标方法[J]. 物理学报, 2003, 52(5): 1132-1135.
- 7 S V Polyakov, A Migdall. High accuracy calibration of photon-counting detectors “on demand”[C]. SPIE, 2007, 6583: 65830A.
- 8 Liu Hongyuan, Wang Hengfei, Wang Hongchao, et al.. Research on measuring quantum efficiency of CCD based on the method of uniform optical radiation[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(s2): s223001.
- 刘红元, 王恒飞, 王洪超, 等. 基于均匀光辐射法测量 CCD 器件量子效率[J]. 光学学报, 2014, 34(s2): s223001.
- 9 G Brida, Ivo Pietro Demonstrate, M Genovese, et al.. Detection of multimode spatial correlation in PDC and application to the absolute calibration of a CCD camera[J]. Opt Express, 2010, 18(20): 20572-20584.
- 10 Michael Lindenthal, Johannes Kofler. Measuring the absolute photodetection efficiency using photon number correlations[J]. Appl Opt, 2006, 45(24): 6059-6064.
- 11 J Perina, J Ondrej Haderka, V Michalek, et al.. Absolute detector calibration using twin beams[J]. Opt Lett, 2012, 37(13): 2075-2077.
- 12 Li Jianjun, Zheng Xiaobing, Lu Yunjun, et al.. Optical radiometric calibration based on parametric down-conversion effect[J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(12): 2325-2329.
- 李健军, 郑小兵, 卢云君, 等. 基于参量下转换效应的光辐射定标方法[J]. 光学学报, 2008, 28(12): 2325-2329.
- 13 So-Young Baek, Yoon-Ho Kim. Spectral properties of entangled photon pairs generated via frequency-degenerate type-I spontaneous parametric down-conversion[J]. Phys Rev A, 2008, 77(4): 043807.
- 14 Ma Lin, Yu Lianghong, Xu Lu, et al.. Influence of non-collinear angle and phase matching angle on YCOB-OPCPA gain spectra[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(8): 0815001.
- 马 林, 於亮红, 徐 露, 等. 非公线角与相位匹配角对 YCOB 晶体 OPCPA 增益光谱影响的研究[J]. 中国激光, 2014, 41(8): 0815001.
- 15 Yingwen Zhang, Filippus S Roux. Modal spectrum in spontaneous parametric down-conversion with noncollinear phase matching [J]. Phys Rev A, 2014, 89(6): 063802.
- 16 Yin Juanjuan, Yu Kan, Bao Jiaqi. Investigation of colored conical emission in  $\beta$ -barium borate crystal[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(11): 1102007.
- 尹娟娟, 俞 侃, 包佳祺. 偏硼酸钡晶体中彩色锥形辐射特性的研究[J]. 中国激光, 2013, 40(11): 1102007.
- 17 Shashi Prabhakar, Salla Gangi Reddy, A Aadhi, et al.. Spatial distribution of spontaneous parametric down-converted photons for higher order optical vortices[J]. Opt Commun, 2014, 326(15): 64-69.
- 18 Osung Kwon, Young-Wook Cho, Yoon-Ho Kim. Single-mode coupling efficiencies of Type-II spontaneous parametric down-conversion: collinear, noncollinear, and beamlike phase matching[J]. Phys Rev A, 2008, 78(5): 053825.
- 19 Ma Xinli. Review of experimentation study on spontaneous parametric down-conversion[J]. Laser Technology, 2003, 27(6): 526-530.
- 马新莉. 自发参量下转换光场的实验研究进展综述[J]. 激光技术, 2003, 27(6): 526-530.
- 20 C k Hong, Z Y Ou, L Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference[J]. Phys Rev Lett, 1987, 59(18): 2044-2046.
- 21 Fei Yetai. Error Theory and Data Processing[M]. Beijing: China Machine Press, 2004.
- 费业泰. 误差理论与数据处理[M]. 北京: 机械工业出版社, 2004.

栏目编辑: 何卓铭