

宣布式单光子源宣布效率的宣布测量基相关性

杨宏恩 韦联福

Relevance of the heralded efficiency of the heralded single-photon source to the heralded basis

Yang Hong-En Wei Lian-Fu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 234202 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190532

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190532>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于自发参量下转换源二阶激发过程产生四光子超纠缠态

Generation of four-photon hyperentangled state using spontaneous parametric down-conversion source with the second-order term

物理学报. 2018, 67(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172230>

读出效率对光与原子纠缠产生的影响

Dependence of performance character of photon-atom entanglement source on retrieval efficiency

物理学报. 2019, 68(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181314>

半导体上转换单光子探测技术研究进展

Research progress of semiconductor up-conversion single photon detection technology

物理学报. 2018, 67(22): 221401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180618>

宣布式单光子源宣布效率的宣布测量基相关性*

杨宏恩¹⁾ 韦联福^{1)2)†}

1) (西南交通大学信息科学与技术学院, 现代交通通信与传感网络国际联合研究中心信息量子技术实验室, 成都 610031)

2) (东华大学理学院, 光子学实验室和功能材料研究所, 上海 201620)

(2019年4月11日收到; 2019年9月12日收到修改稿)

对非线性晶体参量下转换过程所产生的纠缠光子对的一路光子进行测量, “宣布”式地在另一路获得单光子, 是制备单光子源的一种重要途径. 其中, 核心的问题是如何得到较高的宣布效率. 本文以 I 类相位匹配偏硼酸钡 ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, BBO) 非线性晶体参量下转换过程中所产生的偏振纠缠光子对为例, 通过研究其纠缠特性来对宣布效率与宣布测量基选择的相关性进行理论分析. 进而, 利用光纤偏振分束器和三个单光子探测器搭建的扩展型 Hanbury Brown-Twiss 实验装置, 实现了宣布效率的测量. 实验结果表明, 宣布效率确实与宣布基选择有关: 对本系统的纠缠光子源而言, 采用 $|+ / -\rangle$ 偏振宣布基所得到的宣布效率比采用 $|H / V\rangle$ 偏振宣布基所得到的宣布效率提高了大约 4%.

关键词: 参量下转换, 纠缠光子对, 宣布式单光子源, 宣布效率**PACS:** 42.50.Dv, 42.65.Lm, 42.50.Ar**DOI:** 10.7498/aps.68.20190532

1 引言

众所周知, 单光子是量子信息研究中最理想也是最典型的单量子体系. 因此, 单光子源是实现绝对安全光量子保密通信、线性光学量子计算和高精度光子精密测量的必要工具. 鉴于目前商用严格单光子源的缺乏, 在很多相关研究比如光量子密钥分发实验中, 一般采用的是相干光强衰减得到的光子脉冲作为“单光子源”. 但是, 在物理上这种光源并不是真正的单光子源 (而是所谓的“赝单光子源”). 尽管这种源的每个脉冲平均只含一个光子能量, 但本质上还是相干光, 其光子数的分布满足泊松统计, 光场二阶关联函数仍是 1 而不是单光子源物理上要求的小于 1 甚至是 0.

本质上, 真正的单光子源应该是单个“原子”在某个时刻发射且仅发射一个光子的光源. 近年来, 人们在激发单量子点^[1]、单荧光分子^[2]和钻石中孤

立的色心空位^[3]等人造量子体系中开展了制备真正单光子源的大量研究工作. 但由于工艺、技术和条件 (比如极低温) 上的要求相对较高, 故不易推广应用. 还有, 这些方法所得到的单光子其波长基本上不可调, 并且辐射出来的单光子也较难收集. 因此, 在许多需要单光子的光量子信息处理实验研究中大量采用一种称之为宣布式的单光子源 (即通过触发纠缠光子对中的一个, 实现另一个光子的宣布), 其原理如图 1 所示:

宣布式单光子源的基本思想是, 利用激光抽运非线性晶体使其发生参量下转换, 产生一对对偏振纠缠光子对, 对其中一路光子 (称为信号光) 进行偏振探测, 从而将其孪生的另一路光子 (称为闲置光) “宣布”为单光子. 依次对抽运偏硼酸钡 ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, BBO) 晶体所产生的系列纠缠光子对中的信号光子进行破坏测量, 就可以宣布式地得到系列的闲置单光子, 这就是宣布式制备单光子源. 显然, 这种宣布式单光子源的制备是以信号光子的有

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974290, U1330201) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lfwei@swjtu.edu.cn

效测量为条件的,理论上其测量成功的概率就是闲置单光子的宣布效率.这里,孪生光子对(即纠缠光子对)的产生要满足相位匹配条件,比如两个下转换光子与抽运光子要满足能量守恒和动量守恒条件:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1a)$$

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

其中 p, s, i 分别代表抽运光、信号光、闲置光.当然,在对偏振纠缠光子对进行偏振探测之前,其信号光子与闲置光子的偏振都不是确定的.但是,一旦一路光子的偏振被探测,那么其孪生的另一路光子的偏振也就同时确定(尽管并没有对其进行任何测量).由于纠缠光子对的产生必须满足相位匹配条件,所以通过对信号光的“宣布”所产生的“闲置”单光子具有频率可调(只要满足(1a)式的条件即可)且较易俘获(条件(1b)式预示了两路光子的传播方向)的特点.因此,制备的宣布式单光子源由于其技术相对简单、波长可调、和光子相对比较容易俘获等优势一直以来都被当作获得单光子的一种重要途径,应用于基于量子密钥分发的量子保密通信研究中^[4, 5].

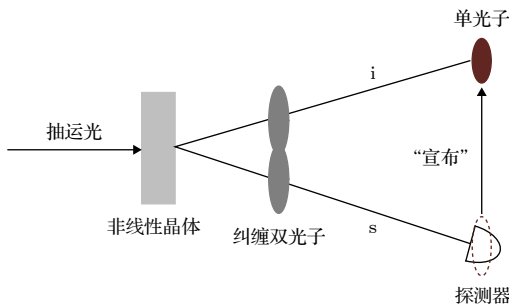


图1 利用纠缠光子对制备宣布式单光子源的原理示意图.激光抽运非线性晶体使其发生参量下转换,产生纠缠的信号光(s ,图中下面一路)和闲置光(i ,图中上面一路);探测信号光子从而将其孪生的闲置光子“宣布”为单光子.

Fig. 1. Schematic diagram of the preparation of a heralded single photon source using entangled photons. The laser pumped nonlinear crystal causes parametric down-conversion to produce entangled signal light (s , the lower path in the figure) and idle light (i , the upper one in the figure); Detecting signal photons to “herald” the twinned photon into single photons.

制备宣布式单光子源的前提是获得高亮度的纠缠光子对,即需要高产率的纠缠光源.自20世纪80年代Klyshko等^[6]提出利用晶体中的非线性参量下转换过程产生关联光子对的方法以来,大量

的实验证实了其可行性.比如,Kwiat等^[7]于1995年用抽运II型非线性BBO晶体成功制备了偏振纠缠的关联光子对.1999年Kwiat等^[8]又利用两个正交叠加的I型BBO晶体制备出了更高纠缠度和干涉可见度的纠缠光源.这样,在2004年,Jeffrey等^[9]和Fasel等^[10]就利用抽运BBO晶体和 KNbO_3 晶体所获得的纠缠光子对,分别制备得到了最高宣布效率达75%和60%的宣布式单光子源.之后,Pittman等^[11]成功地将激光抽运BBO晶体所产生纠缠光子对耦合到了单模光纤中,并通过选择合适的光纤滤波器带宽得到了80%左右的单光子宣布效率.最近,利用具有很高单光子探测效率的超导转移边界转换单光子探测器,Ramelow等^[12]通过抽运周期性极化晶体 KTiOPO_4 所产生的关联光子对,得到了宣布效率高达83%的宣布式单光子源.Krapick等^[13]利用周期极化铌酸锂(periodically polarized lithium niobate, PPLN)波导的I型参量下转换与波分复用结合使信号和闲置光子高度空间分离,在光通讯波段得到宣布效率为60%的宣布式单光子源,其零延迟二阶相干度 $g^2(0)$ 为0.0038,与理想单光子源非常接近.2017年,Montaut等^[14]制备出基于周期极化钛扩散近化学计量比铌酸锂(periodically poled Ti-diffused near-stoichiometric lithium niobate, TiPPLN)波导的“即插即用”宣布式单光子源,实现了量子器件的集成,单光子源的宣布效率达到54.4%,其单光子场的二阶相干度仍达到 0.014 ± 0.001 .在国内,天津大学Cui等^[15]另辟途径地利用光纤中(而不是通常的非线性晶体)的非线性参量过程实现了光通信波段的宣布式单光子源.

宣布式单光子源的制备,核心问题之一是如何提高其宣布效率.针对这一问题本文第二节以常用的抽运非线性BBO晶体所产生的偏振纠缠光子对系统为例,讨论通过宣布测量基的恰当选择来提高宣布效率的可行性;第3节介绍了利用三个单光子探测器的符合测量,实现单光子宣布效率直接测量的实验结果.尤其是对不同宣布测量基所得到的宣布效率进行测量,结果与第2节中的简单理论分析预期一致.当然,提升单光子宣布效率的方法很多,本文所提出的选择合适宣布测量基来提高宣布效率的方法,只是其中的一种可能的最为简单的改进办法.尽管这一方法对效率提高的幅度不是太大,但相信在纠缠光源不太理想的实际研究中仍有一定的参考价值.

2 不同测量基下单光子的宣布效率分析

本节首先介绍利用偏振纠缠光子对实现单光子宣布的原理及其宣布效率测定的方法, 并对不同宣布测量基选择下的预期宣布效率进行理论计算.

一般地, 抽运光入射导致的非线性晶体参量下转换, 可产生如下形式的双光子纠缠态^[16]:

$$|\psi\rangle_{\text{SPDC}} = |\alpha\rangle + \eta \int d\omega_{s,\iota} d\omega_{i,\iota'} F(\omega_{s,\iota}, \omega_{i,\iota'}) \times \hat{a}_{s,\iota}^\dagger(\omega_{s,\iota}) \hat{a}_{i,\iota'}^\dagger(\omega_{i,\iota'}) |0\rangle, \quad (2)$$

其中 $|\alpha\rangle$ 为不产生下转换的抽运透射光 (透过 BBO 晶体由光垃圾桶收集), $\omega_{s,\iota}$, $\omega_{i,\iota'}$ 分别是偏振态为 ι 的信号光和偏振态为 ι' 的闲置光的频率, 它们与抽运光的频率 ω_p 满足 (1a) 式的关系, $F(\omega_{s,\iota}, \omega_{i,\iota'})$ 为双光子的谱函数, $\hat{a}_{s,\iota}^\dagger$, $\hat{a}_{i,\iota'}^\dagger$ 分别为信号光和闲置光的产生算符, η 描述纠缠光子对的产生几率. 显然, 对双光子纠缠态其中一个光子的偏振测量, 可确定另一个光子的偏振状态. 例如, 如果探测器 D_s 在时间 $t = t_s$ 内探测到一个信号光子, 说明双光子态函数 $|\psi\rangle_{\text{SPDC}}$ 以一定的概率被投影到了信号光子的单光子态^[16]:

$$|\varphi(t_s)\rangle_s = K \hat{E}_s^-(t_s) |0\rangle_s, \\ \hat{E}_s^-(t_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega_{s,\iota} \hat{a}_{s,\iota}^\dagger(\omega_{s,\iota}) f_s(\omega_{s,\iota}) e^{i\omega_{s,\iota} t_s}, \quad (3)$$

其中 K 为归一化系数, $f_s(\omega_{s,\iota})$ 为单光子滤波器的传输函数. 那么, 闲置光子就自动地塌缩到量子态

$$|\varphi(t_s)\rangle_i = \int d\omega_{i,\iota'} \varphi(\omega_{i,\iota'}, t_s) \hat{a}_{i,\iota'}^\dagger(\omega_{i,\iota'}) |0\rangle \quad (4)$$

上, 它就是宣布得到的单光子波函数. 这里 $\varphi(\omega_{i,\iota'}, t_s)$ 是闲置光子的谱函数. 显然, 通过这种方法“宣布”得到单光子的效率理论上就等于信号光子的探测成功概率.

实验中, 采用如图 2 所示的偏振纠缠光子对产生系统. 这里, 参量下转换由两片光轴正交粘合在一起的 I 型 BBO 非线性晶体完成, 理想情况下所产生的偏振纠缠光子对可表示为^[17]

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle|H\rangle + e^{i\varphi}|V\rangle|V\rangle), \quad (5)$$

这里 $|H\rangle = \hat{a}_{i=H}^\dagger|0\rangle$ 表示水平偏振的光子态, $|V\rangle = \hat{a}_{i=V}^\dagger|0\rangle$ 是垂直偏振光子态. 为简便起见, 约定每个

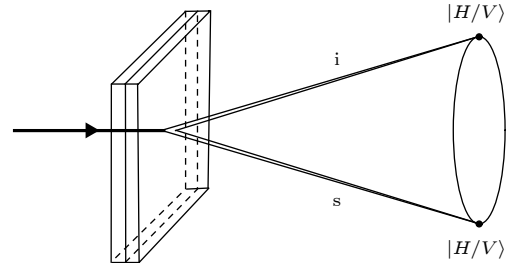


图 2 利用 I 类 BBO 非线性晶体产生纠缠光子对的原理简图. 圆锥表示光场分布, 与上下光路的交叉点为光子信号的采集点, 所采集的光子偏振为 $|HH\rangle$ 或者为 $|VV\rangle$.

Fig. 2. Schematic diagram of generating entangled photon pairs using class I BBO nonlinear crystals. The cone represents the light field distribution, and the intersection with the upper and lower light paths is the collection point of the photon signal, and the acquired photon polarization is $|HH\rangle$ or $|VV\rangle$.

叠加项中第一个量子态表示的是信号光路上的单光子态, 第二个量子态则表示的是闲置光路上的单光子态. (5) 式表示, 如果一个光子为 $|H\rangle$ ($|V\rangle$), 则另一个光子也必定是 $|H\rangle$ ($|V\rangle$). 也就是说, 如果对两个光子进行 $|H\rangle|H\rangle$ 和 $|V\rangle|V\rangle$ 的符合测量, 得到的符合计数应该是一样的 (考虑到实验误差的存在, 符合计数率大致相等). 当然, 这一测量结果对纠缠光子态:

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle|H\rangle - e^{i\varphi}|V\rangle|V\rangle), \quad (6)$$

甚至双光子偏振混合态 $\rho = (|H\rangle|H\rangle\langle H|\langle H| + |V\rangle|V\rangle\langle V|\langle V|)/2$ 也是可能的. 为实现偏振混合态以及相干纠缠光子态 (5) 式和 (6) 式的甄别, 引入新的测量基 $|+\rangle$ / $|-\rangle$:

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle + |V\rangle), \quad |-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle - |V\rangle), \quad (7)$$

将 (5) 式和 (6) 式分别改写为

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\rangle|+\rangle + |-\rangle|-\rangle), \quad (8)$$

和

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\rangle|-\rangle + |-\rangle|+\rangle). \quad (9)$$

因此, 如果偏振态 $|+\rangle|+\rangle$ 和 $|-\rangle|-\rangle$ 的符合计数率大致相同且远大于 $|+\rangle|-\rangle$ 和 $|-\rangle|+\rangle$ 的符合计数率, 那么就证明所制备的双光子偏振纠缠态是 (5) 式而不是 (6) 式, 更不可能是偏振混合态. 以上简单的符合计数实验测量, 证实了我们实验系统所产生纠缠光子对是形如 (5) 式所描述的偏振纠缠光子态,

是一种纯度较好纠缠纯态. 不过, 考虑到实验中的噪声及光子探测器固有探测效率有限等误差因素的影响, 实际所产生的光子对纯态一般表示为

$$|\tilde{\psi}\rangle = \frac{\alpha}{\sqrt{2}}|H\rangle|H\rangle + \frac{\beta}{\sqrt{2}}|V\rangle|V\rangle + \frac{\gamma}{\sqrt{2}}|H\rangle|V\rangle + \frac{\lambda}{\sqrt{2}}|V\rangle|H\rangle, \quad (10)$$

其中 $\alpha/\sqrt{2}$, $\beta/\sqrt{2}$, $\gamma/\sqrt{2}$ 和 $\lambda/\sqrt{2}$ 为对应态的叠加系数, 满足完备性关系

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\lambda|^2 = 2. \quad (11)$$

假定分别对所产生的光子对态进行 $|H\rangle|H\rangle$, $|V\rangle|V\rangle$, $|H\rangle|V\rangle$ 和 $|V\rangle|H\rangle$ 的符合计数测量, 得到的符合计数分别为 a , b , c 和 d , 那么方程 (10) 中各光子偏振态组合的叠加概率系数就可以计算为

$$|\alpha|^2 = \frac{2a}{a+b+c+d}, \quad (12a)$$

$$|\beta|^2 = \frac{2b}{a+b+c+d}, \quad (12b)$$

$$|\gamma|^2 = \frac{2c}{a+b+c+d}, \quad (12c)$$

$$|\lambda|^2 = \frac{2d}{a+b+c+d}. \quad (12d)$$

这表明, 如果对信号光子施行 $|H\rangle$ 偏振测量, 有: 1) 以 $|\alpha|^2/2$ 的效率宣布得到 $|H\rangle$ 偏振的闲置光子; 2) 以 $|\gamma|^2/2$ 的效率宣布得到 $|V\rangle$ 偏振的闲置光子.

这样对信号光子施行 $|H\rangle$ 偏振测量所得到的闲置单光子的总宣布效率是

$$\xi_H = \frac{|\alpha|^2 + |\gamma|^2}{2}. \quad (13)$$

事实上, 也可以把光子对态 (10) 式用另一组光子偏振测量基, 比如用 $|+\rangle/|-\rangle$ 测量基, 表示为

$$|\tilde{\phi}\rangle = \frac{\alpha + \beta + \gamma + \lambda}{2\sqrt{2}}|+\rangle|+\rangle + \frac{\alpha - \beta - \gamma + \lambda}{2\sqrt{2}}|+\rangle|-\rangle + \frac{\alpha - \beta + \gamma - \lambda}{2\sqrt{2}}|-\rangle|+\rangle + \frac{\alpha + \beta - \gamma - \lambda}{2\sqrt{2}}|-\rangle|-\rangle. \quad (14)$$

这表明, 如果对信号光子施行 $|+\rangle$ 的偏振测量, 那么就有可能将闲置光子“宣布”到 $|+\rangle$ 或 $|-\rangle$ 偏振态上, 因而得到闲置单光子的总宣布效率就是

$$\xi_+ = \frac{|\alpha + \beta + \gamma + \lambda|^2 + |\alpha - \beta - \gamma + \lambda|^2}{8}. \quad (15)$$

可见, 在不同测量基下对信号光子进行投影测量, 有可能以不同的宣布效率得到闲置单光子. 只要宣布基选择得当, 是有可能得到 $\xi_+ > \xi_H$ 的预想结果的. 确实如此, 实验中对多次随机取样的结果平均值取整分别得到 $|H\rangle|H\rangle$, $|V\rangle|V\rangle$, $|H\rangle|V\rangle$ 和 $|V\rangle|H\rangle$ 的符合计数测量结果 $a = 1027/s$, $b = 1066/s$, $c = 28/s$, $d = 37/s$. 由此计算可得 $|\alpha|^2 = 0.9520$, $|\beta|^2 = 0.9879$, $|\gamma|^2 = 0.0258$, $|\lambda|^2 = 0.0343$, 代入 (13) 式得 $\xi_H = 0.4889$. 简单地取 α , β , γ , λ 为正实数, 得到 $|\alpha + \beta + \gamma + \lambda| = 2.3154$, $|\alpha - \beta - \gamma + \lambda| = 0.0064$, $|\alpha - \beta + \gamma - \lambda| = 0.00428$, $|\alpha + \beta - \gamma - \lambda| = 1.6238$, 从而由 (15) 式得 $\xi_+ = 0.6702$. 所以本实验系统中, 在宣布测量基 $|+\rangle/|-\rangle$ 下所实现的宣布式单光子, 其宣布效率比在宣布测量基 $|H\rangle/|V\rangle$ 下所实现的宣布式单光子的宣布效率高. 这一基于简单实验测量数据所得到的推论, 将在下面的宣布效率实验测量系统中进行检验.

3 实验系统及测量结果

基于第 2 节的分析和简单实验论证, 下面介绍相关实验系统和实验测量结果.

实验所用抽运光源由中心波长为 405 nm, 功率为 95 mW 的半导体激光器提供, 输出激光的光斑直径为 1—2 mm, 经透镜聚焦入射到 BBO 晶体的光束直径约几百微米. 这里, BBO 晶体中非线性参量下转换过程所产生的纠缠光子对由单光子探测器进行探测. 该单光子探测器为 Perkin 公司出产的 SPCM-AQRH-15-FC 型探测器, 它在 810 nm 波段的探测效率为 45%. 纠缠光子对的偏振操纵和检测由极化分束器 (PBS) 和半波片 (HWP) 实现, 纠缠光子对两个光子的同时探测由符合计数器给出的符合计数显示. 虽然所使用的抽运激光器为定制的直接输出垂直偏振 (V) 激光, 但仍有一部分水平偏振 (H) 的存在, 因此需要使用 405 nm 极化分束器 PBS 滤掉水平偏振的抽运光 (这里为了示意图的方便通过 PBS 的反射 V 光改用透射表示, 即通过该 PBS 的光是反射的 V 光). BBO 晶体之前的 HWP 作用是调整抽运光的偏振方向, 因为所使用的 BBO 晶体为两片光轴成 90° 叠加的 I 型相位匹配晶体叠加而成, 厚度为 0.2 mm, 因此需要利

用 405 nm 的半波片调整抽运光的偏振方向为 45°, 以使两片 BBO 晶体都能作用. 这样调整好偏振方向的抽运光入射到 BBO 晶体上就可以由参量下转换过程输出信号、闲置两路光子, 光垃圾桶 (Bin) 吸收入射到 BBO 晶体上的大部分未发生下转换而直接透过的抽运光 (避免因反射或散射造成实验干扰).

3.1 偏振纠缠光子对的关联品质测量

首先通过图 3 所示的简单实验系统来表征宣布单光子所利用的偏振纠缠光子对的关联品质. 根据第 2 节中的分析知道, 抽运 BBO 晶体所产生的纠缠光子对, 理想情况下应该是双光子偏振态 $|H\rangle|H\rangle$ 和 $|V\rangle|V\rangle$ 的等概率线性叠加. 但实际实验中, 偏振纠缠光子态仍有少量不希望出现的双光子偏振态 $|H\rangle|V\rangle$ 和 $|V\rangle|H\rangle$ 成分. 因此, 测量 $|H\rangle|H\rangle$ 和 $|V\rangle|V\rangle$ 态时所得到的双光子符合计数率应远大于测量 $|H\rangle|V\rangle$ 和 $|V\rangle|H\rangle$ 态时所得到的符合计数率.

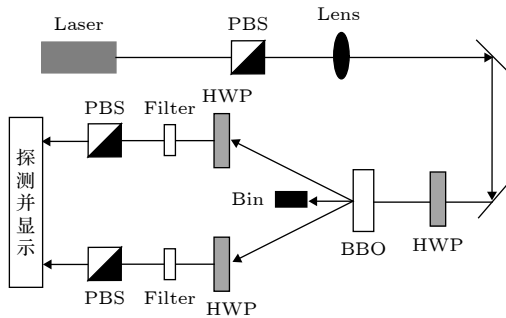


图 3 纠缠光子对偏振关联测量原理图 透镜 (Lens) 之前的极化分束器 (PBS) 的作用是滤掉水平偏振的激光 (取其反射光进入透镜, 这里省略了反射光路), BBO 晶体之前的半波片 (HWP) 用于产生偏振叠加抽运光, BBO 用于产生纠缠双光子, 半波片、滤波片 (Filter)、PBS 和探测器构成光子的偏振探测系统, 符合计数器记录并显示两个单光子探测器的符合信号

Fig. 3. Schematic diagram of entangled photon pair polarization correlation measurement. The polarized beam splitter (PBS) before Lens is used to filter out horizontally polarized lasers, the half-wave plate (HWP) before the BBO crystal is used to generate polarized superimposed pump light, and BBO is used to generate entangled photon pairs. A half-wave plate, a filter, a PBS, and a detector constitute a photon polarization detection system, coincidence counter records and display the coincidence signals for two single photon detectors.

另外, 为了证明所产生的双光子纠缠态确实是 $|H\rangle|H\rangle$ 和 $|V\rangle|V\rangle$ 线性叠加态而不是它们的混合态, 还需要在另一组测量基, 如 $|+ / -\rangle$ 下进行双光子符

合测量: 如果实验上所产生的双光子偏振正是 $|H\rangle|H\rangle$ 和 $|V\rangle|V\rangle$ 的线性叠加态而不是混合叠加态, 那么对 $|+\rangle|+\rangle$ 和 $|-\rangle|-\rangle$ 的测量, 所得到的符合计数率应该远大于对 $|+\rangle|-\rangle$ 和 $|-\rangle|+\rangle$ 的符合测量.

图 3 为测量纠缠光子对的偏振关联曲线实验简图. 这里, 每路光子的偏振测量均由一个 810 nm 的半波片、810 nm 的偏振分束器、810 nm 光滤波片 (带宽为 10 nm) 和一个单光子探测器组成. 两路光子的偏振关联测量的方法是: 固定一路光子的偏振, 在 $0^\circ - 360^\circ$ 范围内调节另一路光子的偏振方向, 最后测量双路单光子探测器的符合计数. 实验中, 分别选择将信号光的偏振固定在 0° (对应于 $|H\rangle$ 偏振的测量) 和 45° (对应于 $|+\rangle$ 偏振的测量) 偏振方向, 在 $0^\circ - 360^\circ$ 范围内以步长为 22.5° 来对闲置光的偏振进行调节, 依次测量两路光子的符合计数.

图 4 所示为实验数据及拟合的不同测量基下双光子偏振关联曲线. 图中方块代表信号光路中的半波片固定在 0° 时两路光子符合计数率, 另一路偏振的调节步长为 22.5° (红色实线为拟合曲线, 对应于测量基 $|H/V\rangle$ 下的偏振关联测量); 圆点代表信号光路中的半波片固定在 45° 时两路光子符合计数率, 另一路偏振的调节步长为 22.5° (黑色虚线为拟合曲线, 对应于测量基 $|+ / -\rangle$ 下的偏振关联测量). 可见, 双光子偏振态 $|H\rangle|H\rangle$ 下所测得的符合计数率 (曲线中极大值) 远大于双光子偏振态 $|H\rangle|V\rangle$ 所测得的符合计数率 (曲线中极小值); 对测量基 $|+ / -\rangle$ 下的测量结果类似. 物理上, 通过偏振关联测量, 计算其干涉可见度

$$\zeta_{|H/V\rangle} = \frac{C_{HH} - C_{HV}}{C_{HH} + C_{HV}}, \quad (16)$$

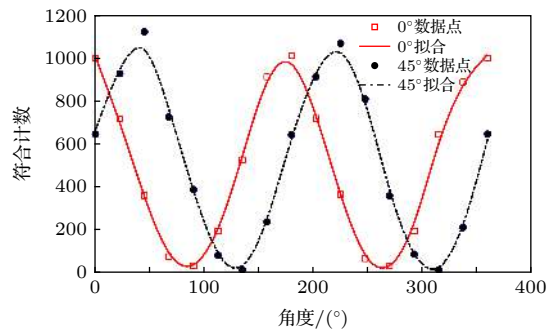


图 4 纠缠光子偏振关联的实验测量结果

Fig. 4. Experimental measurement results of the polarization correlations for entangled photon-pairs.

用于表征双光子偏振纠缠的品质^[18]. 其中, C_{HH} 是双光子偏振态 $|H\rangle|H\rangle$ 下测得的双光子符合计数率, C_{HV} 是双光子偏振态 $|H\rangle|V\rangle$ 时所测得的符合计数率. 由图4可得, 在测量基 $|H/V\rangle$ 下, 偏振纠缠光子对的纠缠品质因子为 $\zeta_{|H/V\rangle} = 0.9198$; 同理, 在测量基为 $|+/-\rangle$ 下, 偏振纠缠光子的纠缠品质因子为 $\zeta_{|+/-\rangle} = 0.9703$, 相比之下更高.

3.2 闲置光光场态的二阶相干度测量

实验上, 单光子品质可通过测量光场的二阶相干度 (即光场的强度-强度关联函数) 来表征. 理想的单光子源, 其二阶相干度为 0; 相干光的二阶相干度为 1 而混沌光则为 2. 因此, 实验制备的单光子光场, 其二阶相干度应小于 1, 越趋于 0 表示单光子品质越好. 我们知道, 光场的二阶相干度可通过著名的 Hanbury Brown 和 Twiss (HBT)^[19-21] 实验来测得. 图5为 HBT 实验简图.

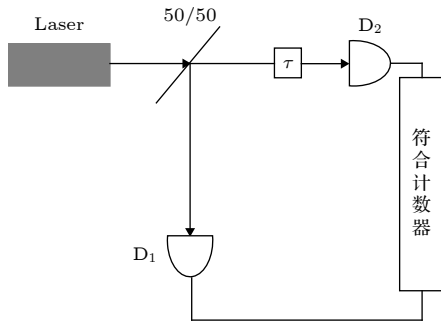


图5 HBT 实验原理图 一束光通过 50/50 分束器后被均分为两路 (其中一路经过延时 τ), 最后两路信号分别被两个探测器所探测, 其同时性由符合计数特性表征

Fig. 5. Schematic diagram of the HBT experiment, wherein a laser beam is splitted, after a 50/50 beam splitter, into two paths; one of them is delayed by a duration τ , then the signals of the two paths are detected by the two detectors, respectively. The simultaneity of the detected signals is characterized by the coincidence countings.

显然, 理想的单光子是不可分割的, 因此它经过 50/50 分束后, 只能进入其中一个光路而被该路上的单光子探测器所探测, 所以两个单光子探测器的符合计数应该为 0.

一般地, HBT 实验测量的是一束光入射到分

束器所分成的透射光强度 $I_T(t)$ 和反射光强度 $I_R(t)$ 的归一化关联因子^[22]:

$$g^2(\tau) = \frac{\langle I_T(t+\tau)I_R(t) \rangle}{\langle I_T(t+\tau) \rangle \langle I_R(t) \rangle}. \quad (17)$$

假定分束器的透射和反射系数分别为 T 和 R , 那么透射、反射和入射光强的关系是 $I_T(t) = TI_I(t)$, $I_R(t) = RI_I(t)$, 因此光强为 $I_I(t)$ 光束的二阶相干度就可以简单表示为

$$g^2(\tau) = \frac{\langle I_I(t+\tau)I_I(t) \rangle}{\langle I_I(t+\tau) \rangle \langle I_I(t) \rangle}. \quad (18)$$

实验上, 上面的光场二阶相干度是通过两个光子探测器的光子计数率及其符合计数率的测量来测定的^[23],

$$g_{2D}^2(\tau) = \frac{P_{TR}(\tau)}{P_T(\tau)P_R}, \quad (19)$$

其中 $P_T(\tau)$, P_R 分别是探测器 $D_{T/R}$ 测得光子的概率, $P_{TR}(\tau)$ 是两个探测器同时探测到光子的概率; 对理想单光子源, $P_{TR}(0) = 0$, 从而 $g_{2D}^{(2)} = 0$.

利用这一 HBT 实验装置, 首先测量了未对信号光子进行测量时闲置光场的二阶相干度. 这时, 置信号光子于不顾, 直接利用分束器将闲置光分成两束, 透射光连接探测器 D_1 , 反射光连接探测器 D_2 , 调节透射光路的延时 τ , 记录下不同延时条件下的符合计数于表 1.

图6为根据测量数据所得到的不同延时下的二阶相干度拟合曲线. 这里, 每个数据都是同样条件下 10 次测量结果的平均值, 其标准偏差由无偏估计公式

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2} \quad (20)$$

进行计算 (这里采用 Excel 软件处理), 其中 N 表示测量次数, x_i 为每次取样的结果, μ 为平均值. 可见, 在一路延时 $\tau < 10$ ns 时, $g^{(2)}(\tau) > 1$, 由于延时导致的非相干扰动, 使得闲置光表现为混沌热光行为, 此时测量的二阶相干度为 $g_{2D}^{(2)}(0) = 1.253 \pm 0.006$. 在 $\tau > 10$ ns 延时区域, 延时并没有对相干性造成明显破坏, 因此, $g_{2D}^{(2)}(\tau) = 1$, 仍是相干态光场.

表 1 不同延时的符合计数结果
Table 1. Coincidence results for different delays.

延时/ns	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
符合计数	7905	8043	6369	6379	6351	6349	6377	6328	6322	6339	6318

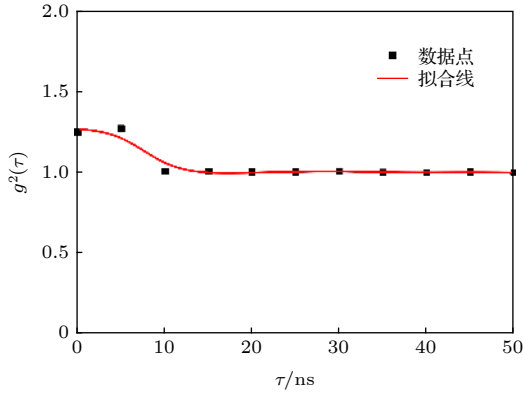


图6 不对信号光宣布而直接测量闲置光场二阶相干度的实验结果

Fig. 6. The measured second-order coherence for the idle light field without being heralded by the signal light.

图6中, 黑色方块为不同延时下光场的二阶相干度, 红色实线为数据点的拟合结果. 可见, 在短的延迟时间内未宣布的闲置光场的二阶相干度 $g^2(0) > 1$, 光场表现为热光特性, 随着相对延时 τ 的增加光场的二阶相干度逐渐趋近于1, 满足 $g^2(0) > g^2(\tau)$. 很显然, 不触发信号光子直接测量闲置光的二阶相干度, 所得的二阶相干度必然总是大于等于1的, 因而不可能是单光子信号.

3.3 宣布式单光子源的制备及其宣布效率测量

前面已经通过实验测量二阶相干度证明抽运光经参量下转换所产生的信号光子和闲置光子纠缠对, 如果不对信号光子施行测量而仅对闲置光子直接测量, 那么闲置光子并不是单光子. 因此, 要使得闲置光路上光场成为单光子, 必须对信号光子进行测量, 以便在闲置光路上“宣布”地得到单光子. 而且, 要证实这种宣布式产生的光子信号就是单光子信号, 还必须对其二阶相干度进行测量确认. 所以, 要证实宣布式单光子的获得至少需要三个单光子探测器进行符合计数测量. 为此, 我们搭建了如图7所示的宣布式单光子源检验光路系统.

图7中 BBO 产生纠缠光子对, HWP, PBS 和探测器组成光子的极化探测系统, 50/50 分束器把调整好偏振方向的闲置光场分成两束, 分别被探测器 D_1, D_2 探测, 探测器 D_1 之前施加延时 τ 以实现信号光宣布时对不同延时下闲置光场二阶相干度的测量; 信号光子由探测器 D_3 进行探测. 图7中省略了 BBO 之前的抽运光部分, 在测量单光子场

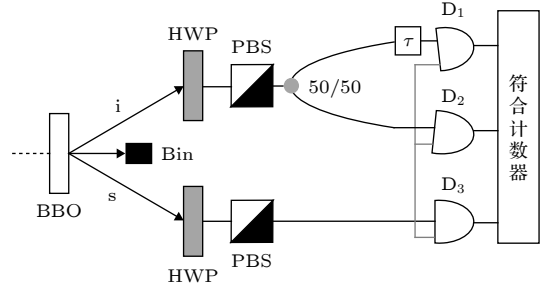


图7 宣布式单光子场的二阶关联函数实验测量光路图

Fig. 7. Optical path system for measuring the heralded efficiency of the heralded single photons.

的二阶相干度实验中, 参量下转换产生的信号光子 (s) 和闲置光子 (i) 分别由耦合头耦合到两路光纤, 在光耦合头前放置有半波片和偏振分束器组成偏振选择系统, 以实现不同偏振态光场的调节. 闲置光场耦合到光纤之后再通过一个 50/50 分束光纤来实现其二阶相干度的测量. 因为下转换效率很低, 且波段在 810 nm, 因此对下转换光的收集比较困难, 为了方便光子的收集实验中采用了光纤 50/50 分束器以代替普通光束分束器 (BS). 经光前分束器分束后的闲置光分别连接到探测器 D_1 和 D_2 . 通过改变探测器 D_1 的延时 τ , 实现不同延时下闲置光场二阶相干度的测量. 特别是, 信号光子探测器 D_3 被同时作为探测器 D_1 和 D_2 的触发信号, 以实现 D_1 和 D_3, D_2 和 D_3 的双重符合计数, 进而得到 D_1, D_2, D_3 的三重符合计数. 这样, 经探测器 D_3 触发宣布后所得到的闲置单光子光场的零延时二阶相干度就可以表述为^[24]

$$g_{3D}^2(0) = \frac{P_{123}}{P_{13}P_{23}}. \quad (21)$$

这里 P_{123} 为探测器 D_1, D_2 和 D_3 同时探测到光子信号的联合概率, P_{13} 和 P_{23} 分别为探测器 D_1 和 D_3, D_2 和 D_3 同时探测到光子信号的联合概率 (即符合计数率). 在三个探测器构成的探测系统中, 门检测可以用作探测次数, 因此等式中的概率可以归一化, 即概率可以由符合计数除以探测次数给出

$$P_{123} = \frac{N_{123}}{N_3}, P_{13} = \frac{N_{13}}{N_3}, P_{23} = \frac{N_{23}}{N_3}, \quad (22)$$

N_{123} 表示三个探测器的三重符合计数率, N_3 表示探测器 D_3 的计数率, N_{13}, N_{23} 分别为探测器 D_1 和 D_3, D_2 和 D_3 的双重符合计数率. 当平均光子数较少时, 有

$$N_3 \approx N\eta_3 P(1), \quad (23a)$$

$$N_{13} \approx \frac{N}{2} \eta_1 \eta_3 P(1), \quad (23b)$$

$$N_{23} \approx \frac{N}{2} \eta_2 \eta_3 P(1), \quad (23c)$$

$$N_{123} \approx \frac{N}{2} \eta_1 \eta_2 \eta_3 P(2), \quad (23d)$$

其中 N 表示总的光子数, η_1 和 η_2 分别为探测器 D_1 和 D_2 所在光通道的探测效率, η_3 为信号通道的探测效率, $P(1)$, $P(2)$ 分别为宣布式探测到一个光子和两个光子的概率. 将方程 (22), (23) 代入 (21) 式得

$$g_{3D}^2(0) \approx \frac{2P(2)}{P(1)}. \quad (24)$$

在图 7 所示的宣布式闲置单光子态二阶相干度的测量装置中, 因为探测器 D_3 作为探测器 D_1 和 D_2 的触发信号, 因此探测器 D_1 , D_3 的符合计数率 N_{13} 和探测器 D_2 , D_3 的符合计数率 N_{23} 相加即可被认为是单光子探测的总有效次数.

实验中, 信号光子不同测量基下实现触发闲置光单光子的宣布是通过调节图 7 中信号光路和闲置光路中的半波片来实现的. 比如, 如果两个光路中的半波片分别处于偏振态 $|H\rangle|H\rangle$ 和 $|+\rangle|+\rangle$, 那么读出延时 $\tau = 0$ 时单光子探测器 D_1 , D_2 , D_3 之间的符合计数, 再由 (24) 式就可测得宣布后闲置光单光子场的二阶相干度. 表 2 为十次实验测量实验的平均值, 由此可以得到在延时 $\tau = 0$, 对信号光子施行偏振态 $|H\rangle$ 投影测量从而在闲置光路上宣布得到 $|H\rangle$ 偏振态单光子的二阶相干度为

$$\tilde{g}_{3D,|HH}^{(2)}(0) = 0.229 \pm 0.006, \quad (25)$$

这里标准偏差的计算方法同上.

表 2 不同测量基下的三个单光子探测器的符合计数结果

Table 2. Coincidence results of three single-photon detectors under different measurement bases.

符合通道	N_{13}	N_{23}	N_{123}
$ H\rangle H\rangle$	583	607	111
$ +\rangle +\rangle$	693	730	158

图 8 给出了探测器 D_1 所在光路不同延时下所测得的宣布式闲置单光子场的二阶相干度的变化: 黑色方点为不同延时下的二阶相干度测量结果, 红色实线为其拟合曲线. 可见, 随延时 τ 的增加, 探测

器同时测得的光子可能不再是纠缠光子, 因此此时闲置光子场越来越偏离单光子场的特征而趋近相干态光场. 同理, 由表 2 第二行的数据, 可以得到对信号光子的偏振态 $|+\rangle$ 做投影测量, 宣布得到偏振态为 $|+\rangle$ 的闲置单光子场的二阶相干度为 $\tilde{g}_{3D,|++}^{(2)}(0) = 0.281 \pm 0.003$. 可见, 宣布所得到的闲置光场确实是单光子态光场, 只是不同宣布基下, 其二阶相干度会有所不同. 这是因为不同基矢下纠缠品质不同, 所以采用不同的宣布测量基会导致单光子宣布效率的不同. 也就是说, 通过选择最佳的宣布测量基, 宣布式单光子的宣布效率可以得到优化.

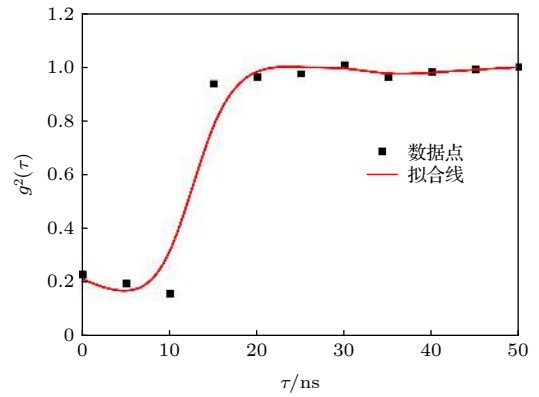


图 8 宣布式单光子场二阶相干度测量结果

Fig. 8. Measurement results of second-order coherence of the single photon field.

宣布式单光子源的宣布效率是描述一个宣布式单光子源的重要品质参数, 它是指在信号光路测得一个光子信号时闲置光路中其孪生光子出现的概率. 理论上, 对理想纠缠光子对来说, 它就等于信号光子的探测效率. 在实际实验中通过对信号光子进行探测同时触发闲置光路中的探测器对闲置光子进行探测, 因此宣布式单光子的宣布效率可计算为 [25]

$$\xi = \frac{N_{\text{coin}}}{\eta_i N_s}, \quad (26)$$

其中 N_{coin} 为光子对的符合计数探测率, N_s 为信号光子通道上的光子探测率, η_i 为闲置光子通道上的总光子探测效率. 正如前面实验所验证的, 实验中所制备的偏振光子对并非理想纠缠态 (5) 式, 而是更为实际的 (10) 式所表示的态, 因此在对信号光子进行 $|H\rangle$ 偏振投影测量时, 闲置光不仅仅只被宣布到 $|H\rangle$ 偏振态上, 被宣布到 $|V\rangle$ 偏振态上也是有可

能的(尽管概率可能很小). 所以, 对信号光子进行 $|H\rangle$ 偏振投影测量时, 得到闲置光单光子的宣布效率应该是这两种宣布效率的总和. 对其他宣布基的情况也应该类似处理. 实验中, 通过调节信号光路和闲置光路半波片角度, 分别实现了几种典型偏振态测量下的不同偏振态的单光子宣布探测, 它们所对应的符合计数结果如表 3 所列.

表 3 信号光不同偏振测量基下三个探测器的符合计数实验测量结果

Table 3. Coincidence countings of three single-photon detectors for different polarization measurements.

信号光路偏振状态	信号光路光子计数率	闲置光场所处的偏振态	符合计数
$ H\rangle$	6859	$ H\rangle$	1142
		$ V\rangle$	54
$ V\rangle$	6945	$ V\rangle$	1137
		$ H\rangle$	39
$ +\rangle$	7492	$ +\rangle$	1416
		$ -\rangle$	12
$ -\rangle$	6277	$ -\rangle$	1178
		$ +\rangle$	15

可见, 当信号光子的宣布基分别取为 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 时, 宣布得到闲置光路上单光子(无论偏振态是 $|H\rangle$ 还是 $|V\rangle$)的宣布效率分别为

$$\tilde{\xi}_{|H\rangle} = 0.387 \pm 0.002, \quad (27)$$

$$\tilde{\xi}_{|V\rangle} = 0.376 \pm 0.002. \quad (28)$$

相比之下, 由表 3 中的后四组数据可以看到: 当信号光子的宣布基分别取为 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 时, 宣布得到闲置光路上单光子(无论偏振态是 $|+\rangle$ 还是 $|-\rangle$)的宣布效率分别为

$$\tilde{\xi}_{|+\rangle} = 0.424 \pm 0.003, \quad (29)$$

$$\tilde{\xi}_{|-\rangle} = 0.422 \pm 0.003. \quad (30)$$

确实, 宣布效率有所提高. 这一结果与第 2 节中分析及简单数据估计所得到的结果定性一致: 对实验所采用的非理想纠缠光源系统而言, 选择 $|+/-\rangle$ 作为宣布基来制备宣布式单光子源, 其宣布效率是比直接采用 $|H/V\rangle$ 作为宣布基所测得的宣布效率有约 4% 的提高. 当然, 这里实验实测所得到的宣布效率与第 2 节中所估计的相应宣布效率要小一些. 原因是前面的估计实际上是基于理想宣布推算的, 实

际的宣布测量会因为探测器内在的有限探测效率造成探测信号漏记, 从而造成实测宣布效率的整体降低.

4 总结

基于纠缠态的纠缠度实际上是与态的完备基矢选择有关的这一基本事实, 讨论了利用具体偏振纠缠光子对实现宣布式单光子源实验中宣布效率与宣布测量基选择的相关性. 首先, 通过测量所用实验系统中 BBO 晶体参量下转换所获得的偏振纠缠光子对的偏振关联曲线, 证实了不同测量基($|H/V\rangle$ 和 $|+/-\rangle$)下纠缠光子对有不同的纠缠品质. 进而, 通过简单的符合计数测量, 说明在 $|+/-\rangle$ 测量基下对信号光子的破坏测量, 所宣布得到的闲置单光子的宣布效率优于在通常 $|H/V\rangle$ 测量基下直接宣布闲置单光子的宣布效率; 其次, 通过标准的 HBT 实验, 验证了在不对信号光子进行测量宣布的情况下, 直接测量闲置光的二阶相干度所得到的值总是大于等于 1, 因此验证了闲置光不可能成为单光子这一事实. 本工作的核心是利用三个单光子探测器构成的符合计数实验探测系统, 实现了基于对信号光子破坏测量宣布得到闲置光单光子的宣布效率实验测量. 具体的测量结果表明, 在本实验系统中, 选择 $|+/-\rangle$ 作为信号光子的宣布测量基制备的宣布式单光子源, 其宣布效率比直接采用 $|H/V\rangle$ 作为信号光子的宣布测量基所制备的宣布式单光子源提高约 4%. 当然, 这一宣布效率的提高可能仍不是最佳的.

在纠缠源不是太理想的情况下, 通过选择合适的宣布测量基, 可以使得宣布效率得到一定的提高. 在后续的工作中, 将对纠缠光源进行更可靠地表征, 从而据此选择更佳的宣布测量基, 是有可能进一步提高宣布式单光子源的宣布效率的. 不过, 沿着这一路径提高宣布效率的作用极为有限, 宣布效率的实质性提高, 需要更高品质的纠缠源, 比如更高纠缠产率的非线性晶体、更优化的宣布光路, 以及固有探测效率更高的光子探测器等.

参考文献

- [1] Michler P, Kiraz A, Becher C, Schoenfeld W V, Petroff P M, Zhang L, Hu E, Imamoglu A 2000 *Science* **290** 2282
- [2] Brunel C, Lounis B, Tamarat P, Orrit M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2722

- [3] Kurtsiefer C, Mayer S, Zarda P, Weinfurter H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 290
- [4] Soujaeff A, Nishioka T, Hasegawa T, Takeuchi S, Tsurumaru T, Sasaki K, Matsui M 2007 *Opt. Express* **15** 726
- [5] Sanaka K, Jennewein T, Pan J W, Resch K, Zeilinger A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 017902
- [6] Klyshko D N, Penin A N, Polkovnikov B F 1970 *JETP Lett.* **11** 05
- [7] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, Zeilinger A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337
- [8] Kwiat P G, Waks E, White A G, Appelbaum I, Eberhard P H 1999 *Phys. Rev. A* **60** R773
- [9] Jeffrey E, Peters N A, Kwiat P G 2004 *New J. Phys.* **6** 100
- [10] Fasel S, Alibart O, Tanzilli S, Baldi P, Beveratos A, Gisin N, Zbindenet H 2004 *New J. Phys.* **6** 163
- [11] Pittman T B, Jacobs B C, Franson J D 2005 *Opt. Commun.* **246** 545
- [12] Ramelew S, Mech A, Giustina M, Gröblacher S, Wiczorek W, Beyer J, Lita A, Calkins B, Gerrits T, Nam S W, Zeilinger A, Ursin R 2013 *Opt. Express* **21** 6707
- [13] Krapick S, Herrmann H, Quiring V, Brecht B, Suche H, Silberhorn Ch 2013 *New J. Phys.* **15** 033010
- [14] Montaut N, Sansoni L, Meyer-Scott E, Ricken R, Quiring V, Herrmann H, Silberhorn C 2017 *Phys. Rev. Appl.* **8** 024021
- [15] Cui L, Li X Y, Fan H Y, Yang L, Ma X X 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 044209
- [16] Ou Z Y, Wang L J, Mandel L 1990 *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 211
- [17] Guo W J, Fan D H, Wei L F 2013 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **43** 948 (in Chinese) [郭伟杰, 樊代和, 韦联福 2013 中国科学: 物理学 力学 天文学 **43** 948]
- [18] Wang Y, Fan D H, Guo W J, Wei L F 2015 *Chin. Phys. B* **24** 084203
- [19] Lan D D, Gao X M, Peng C S, Ji Y L, Liu X L, Li P, Guo Y Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 120502 (in Chinese) [兰豆豆, 郭晓敏, 彭春生, 姬玉林, 刘香莲, 李璞, 郭龔强 2017 物理学报 **66** 120502]
- [20] Kimble H J, Dagenais M, Mandel L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **39** 691
- [21] Genty G, Surakka M, Turunen J, Ari T 2010 *Opt. Lett.* **35** 3057
- [22] Li G, Zhang T C, Li Y, Wang J 2005 *Phys. Rev. A* **71** 023807
- [23] Thorn J J, Neel M S, Donato V W, Bergreen G S, Davies R E, Beck M 2004 *Am. J. Phys.* **72** 1210
- [24] Beck M 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 2972
- [25] Brida G, Degiovanni I P, Genovese M, Migdall A, Piacentini F, Polyakov S V, Berchera I R 2011 *Opt. Express* **19** 1484

Relevance of the heralded efficiency of the heralded single-photon source to the heralded basis*

Yang Hong-En¹⁾ Wei Lian-Fu^{1)2)†}

1) (*Information Quantum Technology Laboratory, International Cooperation Research Center of China Communication and Sensor Networks for Modern Transportation, School of Information Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China*)

2) (*Photonics Laboratory and Institute of Functional Materials, College of Science, Donghua University, Shanghai 201620, China*)

(Received 11 April 2019; revised manuscript received 12 September 2019)

Abstract

The method by measuring one photon of an entangled two-photon pair to simultaneously herald another photon as the single photon, is one of the important ways to prepare the desired single-photon source. However, achieving high herald efficiency is still an open problem. In this paper, with the polarization entangled photon pairs generated by the parametric down-conversion process in the I-type phase-matched BBO (β -BaB₂O₄) nonlinear crystal, we investigate how the herald efficiency of the single-photon along the ideal path depends on the selection of the heralded basis of the photon in the signal path. An extended Hanbury-Brown-Twiss experimental system is built with a fiber polarizing beam splitter and three single-photon detectors, to experimentally measure the herald efficiency of the heralded single-photon source. Our results show that with the present polarization entangled-photon system whose quality is relatively low, the herald efficiency with the $|+/-\rangle$ heralded basis is enhanced 4% compared with that with the $|H/V\rangle$ heralded basis.

Keywords: parametric down conversion, entangled photon pairs, heralded single photon source, heralded efficiency

PACS: 42.50.Dv, 42.65.Lm, 42.50.Ar

DOI: [10.7498/aps.68.20190532](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190532)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974290, U1330201).

† Corresponding author. E-mail: lfwei@swjtu.edu.cn