

通信波长频率一致纠缠光源的频谱测量*

王盟盟¹⁾²⁾ 权润爱¹⁾ 邵朝阳¹⁾²⁾ 侯飞雁¹⁾ 刘涛¹⁾ 张首刚¹⁾ 董瑞芳^{1)†}

1) (中国科学院国家授时中心, 中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2014年3月1日收到; 2014年6月2日收到修改稿)

本文利用光栅单色仪实现了对超短脉冲抽运周期极化磷酸氧钛钾晶体产生的通信波长频率一致纠缠光子源的频谱特性分析. 测量到双光子的联合频谱呈正关联分布, 为频率一致纠缠光源. 信号光、闲置光中心波长分别为1574.4 nm和1574.9 nm, 频谱宽度分别为35.3 nm和37.6 nm, 双光子符合包络宽度约为3 nm. 根据单光子频谱宽度与双光子符合包络宽度的比值可以得到双光子的频率纠缠参量 R 约为12, 表征了信号光子与闲置光子之间具有较高的频率纠缠度.

关键词: 量子纠缠, 联合频谱, 频率正关联

PACS: 42.65.-k, 42.50.-p, 03.67.Mn, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.63.194206

1 引言

纠缠态是量子信息处理技术的基石^[1], 目前产生纠缠态最普遍的方法是自发参量下转换 (SPDC) 过程^[2,3], 即高频抽运光与非线性晶体相互作用过程时, 湮没高频抽运光子, 同时产生两个具有纠缠特性的低频信号光子 (signal) 和闲置光子 (idler). 该纠缠光子对的频率关联特性由抽运光的谱型和相位匹配函数谱型决定^[4], 通过操纵晶体的相位匹配函数和抽运光频谱振幅可以获得不同类型的双光子频率纠缠. 具有频率不可分性的频率纠缠 (或非纠缠) 的双光子源在量子时间同步^[5-7]、量子增强的成像与计量技术^[8-11]、长距离量子通信^[12-14]、光子量子计算^[15-20]、量子相干层析^[21-23]、非线性显微镜^[24-26]中都有着重要应用. 频率纠缠源的高频率纠缠度是新型量子密钥分发的基础^[27], 而具有非简并特性的频率一致纠缠光源已被广泛用于光谱测量中^[28-30]. 纠缠态的众多应用, 使得对纠缠的量化尤为重要, 因此有必要对

其频率纠缠特性进行可靠的测量. 2005年, Kim等率先利用单色仪结合基于单光子探测器的直接符合测量手段对下转换光子对的单光子频谱和双光子联合频谱进行了测量^[31]. 同时实验验证了脉冲光抽运条件下, 信号光与闲置光的频谱不对称特性. 2006年, Fedorov等进一步提出, 在相干脉冲抽运源条件下, 信号光子与闲置光子间的频率纠缠度——Schmidt数值可以近似为单光子频谱宽度与双光子符合包络宽度的比值 R ^[32]. 因此, 通过频谱特性的直接测量, 频率纠缠度就与可测量联系起来, 实现了纠缠量化. 迄今为止, 基于脉冲抽运的自发参量下转换双光子对的频率纠缠特性已被深入研究. 在满足传统 (准) 相位匹配条件下, 利用795 nm飞秒脉冲先倍频后参量下转换产生双光子对, 实验测量得到其频率纠缠度高于300^[33]. 然而, 受制于抽运光脉冲的光谱带宽影响, 信号光与闲置光的频谱具有显著不对称特性^[34], 从而导致其频率不可分性严重降低. 为解决这一问题, Giovannetti等^[35]提出了利用扩展相位匹配条件产生频率一致

* 国家自然科学基金 (批准号: Y133ZK1101, 11174282, 91336108)、中科院“西部之光”计划重点项目 (批准号: 中科院人教字 (2011)180号)、科技创新“交叉与合作团队”项目 (批准号: 中科院人教字 (2012)119号) 和中组部“青年拔尖人才支持计划”项目 (批准号: 组厅字 [2013]33号) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn

纠缠双光子对的方法, 基于特定抽运波长和特定非线性晶体, 脉冲抽运的纠缠光子对频谱可具有理想的不可分性. 2005年, Kuzucu等^[36]利用3 dB带宽为6 nm、中心波长为790 nm的脉冲激光源抽运II类准相位匹配的周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体, 在实验上产生了1580 nm频率纠缠光子源, 测量其HOM干涉可见度高达85%. 根据测量及比较单光子的自相关时间宽度及双光子的HOM时间宽度, Kuzucu间接验证了该双光子源的频率一致纠缠性^[37]. 但由于红外通信波段单光子探测的高暗计数率及低量子效率, 目前为止, 对红外波段双光子源频谱特性的直接测量难以实现. 本文分别实现了通信波段频率一致纠缠的信号光子、闲置光子的单光子频谱以及双光子联合频谱测量. 实验中利用中心波长为787 nm, 3 dB带宽为21 nm的飞秒激光源抽运长度为2 cm, II类相位匹配的PPKTP晶体. 为测量下转换双光子源的频谱特性, 两台光栅单色仪被分别放置在信号光子与闲置光子的单光子探测装置前^[38]. 我们观测到信号光子与闲置光子之间显著的频率正关联特性, 信号光、闲置光中心波长分别为1574.4 nm和1574.9 nm, 频谱宽度分别为35.3 nm和37.6 nm, 双光子符合包络宽度约为3 nm, 从而得到双光子的频率纠缠度 R 约为12. 同时, 实验验证了在扩展相位匹配条件下, 脉冲抽运光的宽带宽导致相位匹配函数的二阶色散项无法忽略, 从而使得频率一致纠缠的信号光子和闲置光子频谱分布不再完全相同.

2 联合频谱测量的理论基础

根据量子理论在共线条件下利用自发参量下转换过程产生的双光子态可以表示为^[35]

$$|\Psi\rangle = \iint d\omega_s d\omega_i A(\omega_s, \omega_i) \alpha_s^+(\omega_s) \alpha_i^+(\omega_i) |0\rangle, \quad (1)$$

其中 $\alpha_s^+(\omega_s)$ 和 $\alpha_i^+(\omega_i)$ 分别表示信号光子和闲置光子的产生算符, $|0\rangle$ 为真空态. $A(\omega_s, \omega_i)$ 为双光子的联合频谱振幅, 由抽运光的谱型函数 $\alpha(\omega_s, \omega_i)$ 及参量下转换过程的相位匹配函数 $\Phi_L(\omega_s, \omega_i)$ 共同决定:

$$A(\omega_s, \omega_i) = \alpha(\omega_s, \omega_i) \Phi_L(\omega_s, \omega_i). \quad (2)$$

中心频率和频谱宽度分别为 ω_p^0 和 B_p 的抽运光源的谱型函数可表示为

$$\alpha(\omega_s, \omega_i) \propto \exp\left[-\frac{(\omega_s + \omega_i - \omega_p^0)^2}{4B_p^2}\right]. \quad (3)$$

由参量下转换过程产生的信号光子和闲置光子所满足的相位匹配函数为

$$\begin{aligned} \Phi_L(\omega_s, \omega_i) &\equiv \frac{\sin[\Delta k(\omega_s, \omega_i)L/2]}{\Delta k(\omega_s, \omega_i)/2}, \\ \Delta k(\omega_s, \omega_i) &\equiv k_p(\omega_p) - k_s(\omega_s) \\ &\quad - k_i(\omega_i) \pm 2\pi/\Lambda. \end{aligned} \quad (4)$$

式中 Δk 为参量下转换过程的相位失谐量, L 为非线性晶体的长度, Λ 为非线性晶体的极化周期. $k_j(\omega_j)$, $j = s, i, p$ 分别代表信号光、闲置光与抽运光的传播常数. 其Taylor展开式可以写为

$$\begin{aligned} k_j(\omega_j) &= k_j^0 + k_{j,1}(\omega_j - \omega_{j,0}) \\ &\quad + \frac{1}{2}k_{j,2}(\omega_j - \omega_{j,0})^2 + \dots, \end{aligned} \quad (5)$$

其中,

$$\begin{aligned} k_{j,m} &= (d^m k_j / d\omega_j^m)_{\omega_j = \omega_{j,0}}, \\ m &= 1, 2, 3, \dots, \omega_{j,0} \end{aligned}$$

表征抽运与下转换光的中心频率. 大多数情况下, 传播常数可以由其一阶以下的Taylor展开式近似, 然而当抽运光的频谱带宽足够宽时, (5)式所示的传播常数二阶Taylor展开项不再忽略不计, 从而导致下转换光子的频率不再简并.

我们定义 $|A(\omega_s, \omega_i)|^2$ 为联合频谱密度^[37], 则双光子对的联合频谱可以表示为

$$S(\omega_s, \omega_i) = |A(\omega_s, \omega_i)|^2. \quad (6)$$

单个光子的频谱可以表示为

$$F(\omega_s) = \int d\omega_i |A(\omega_s, \omega_i)|^2, \quad (7a)$$

$$G(\omega_i) = \int d\omega_s |A(\omega_s, \omega_i)|^2. \quad (7b)$$

抽运光源为787 nm的相干超短脉冲对应3 dB带宽为21 nm抽运的非线性晶体为(PPKTP)晶体晶体长度 $L = 20$ mm, 满足II类准相位匹配条件. 在此情况下, 以信号光、闲置光波长为变量的抽运光谱线型函数及相位匹配函数如图1(a)和(b)所示. 由抽运光的谱型函数与相位匹配函数共同决定的双光子的联合频谱振幅, 如图1(c)所示. 由于超短脉冲光源对应的宽频谱带宽影响, 相位匹配函数中的高阶色散项不再忽略, 从而导致信号光子和闲置光子的频谱不再完全相同, 如图1(d)所示.

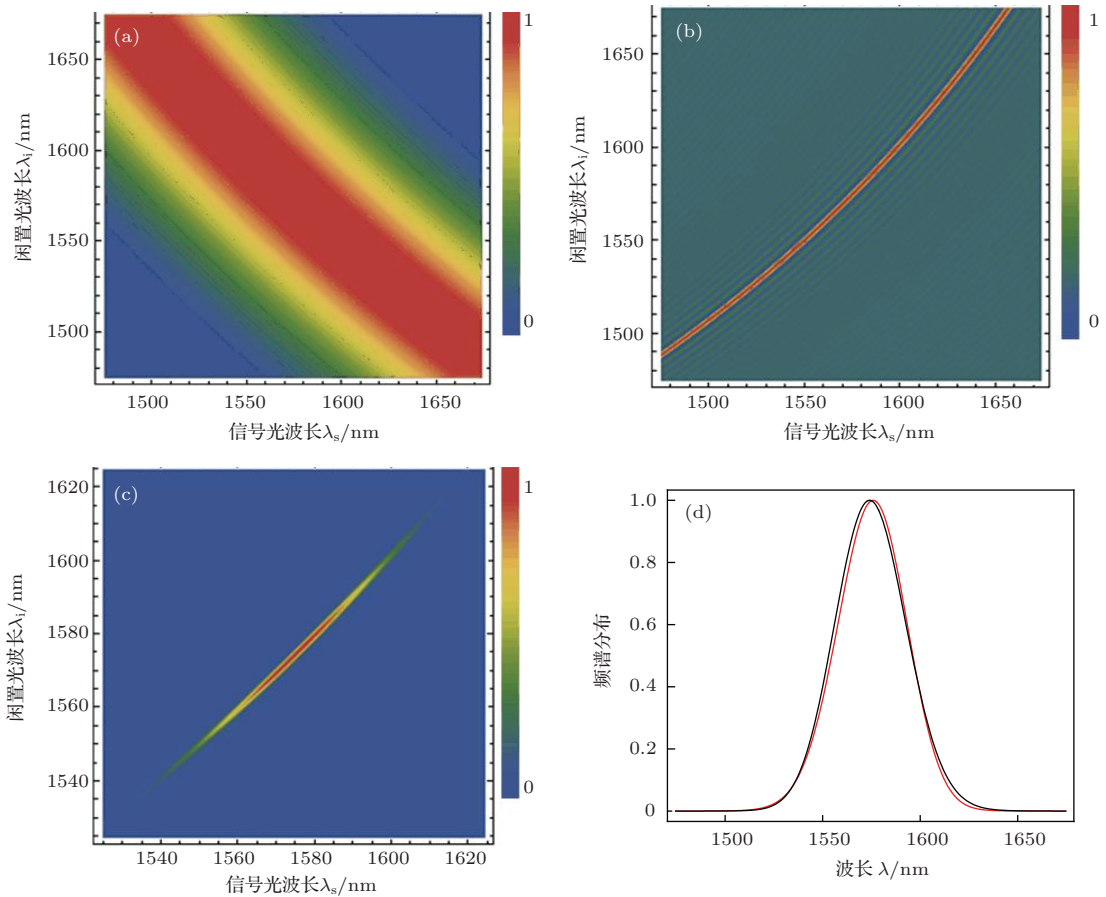


图1 理论图形 (a) 抽运光谱型函数; (b) 相位匹配函数; (c) 联合频谱密度分布; (d) 单个光子频谱分布; 右侧彩色条为归一化的强度

理论计算得到单光子的频谱的中心波长分别为 1574 nm 和 1575.9 nm, 宽度分别为 41 nm 和 43 nm, 双光子的联合频谱宽度约为 3 nm. 根据单光子的频谱宽度与双光子的符合计数包络宽度之比, 我们计算了该双光子源的频率纠缠度^[32]为 14.

3 实验装置

利用超短脉冲激光源抽运 PPKTP 晶体产生频率纠缠光源及联合频谱测量的实验装置如图 2 所示. 由钛宝石锁模脉冲激光器 (FemtoLasers 公司) 输出的 787 nm 超短脉冲抽运光源为具有一定啁啾的飞秒脉冲, 其 3 dB 带宽约为 21 nm. 所用非线性晶体为满足 II 类准相位匹配条件的 PPKTP 晶体, 其尺寸为 1 mm × 2 mm × 20 mm, 极化周期为 46.146 μm. 抽运光与 PPKTP 晶体作用后, 共线输出偏振相互正交的信号光 (S) 和闲置光 (I). 剩余抽运光通过一系列装置被滤除. 之后, 自由空间的纠缠光子对通过一非球面透镜被耦合到光纤偏振分束器 (FPBS) 中. FPBS 前的 1584 nm 消色散半波片 (HWP-2) 用于调节信号光与闲置光的偏振与

FPBS 的快慢轴方向重合. FPBS 的两路输出分别连接到两台光栅单色仪上 (Jobin Yvon MicroHR), 转动光栅可以在出射狭缝得到不同的输出波长, 由单模保偏光纤输入到 2 台基于 InGaAs APD 的近红外单光子探测器 (idQuantique id210-SMF-STD-100 MHz) 上. 需要指出的是, 由于单模光纤芯径很小, 单色仪输出-单模光纤耦合效率只有 65% 左右. 在测量光子计数时, 为避免不必要的杂散光探测和暗计数, 我们将抽运激光源的 75 MHz 重复频率信号转换为 75 MHz 的 TTL 触发时钟信号作为外部触发送给两个单光子探测器^[39]. 此时, 两单光子探测器的暗计数分别为 (5093 ± 118)/s 和 (2635 ± 75)/s. D₁ 和 D₂ 输出的电脉冲信号分别通过一路纳秒延迟器 (Delay box), 并作为开始和结束信号送入 TAC (时幅转换器), TAC 输出至 MCA (多通道分析仪), 以完成符合计数的时间谱图. MCA 的时间谱图通过 USB 接口连接到计算机上, 以便于数据处理与分析^[40]. 基于这套实验装置, 我们测量了单光子频谱以及双光子联合频谱, 并与理论计算结果作比较.

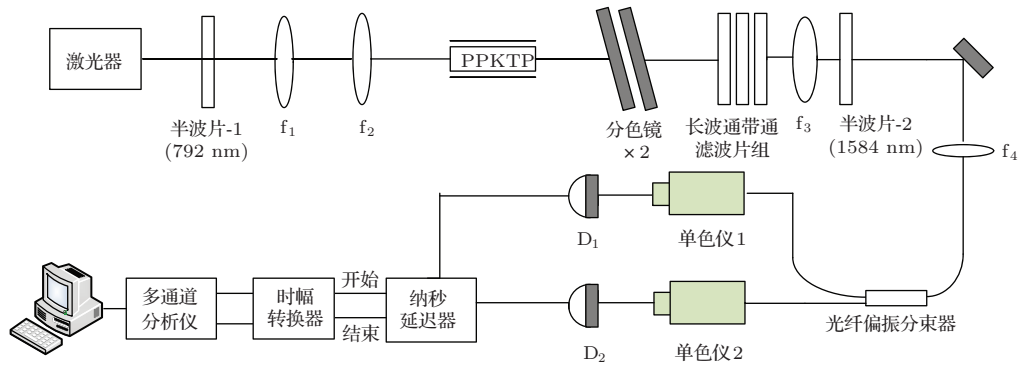


图2 纠缠光源的产生及联合频谱测量实验装置图

4 实验结果及分析

基于上述频率一致纠缠光源的产生及频谱测量系统,当信号光路和闲置光路均接入单色仪且单色仪的输出中心波长均设定为1574 nm时,两个单光子探测器的光子计数分别为 $(5760 \pm 420)/s$ 和 $(2847 \pm 412)/s$,相较于不加单色仪的计数分别为 $124 \times 10^3/s$ 和 $147 \times 10^3/s$ 大大降低.当测量单光子频谱时,以信号光的频谱测量为例,只在信号光路接入单色仪1,闲置光路直接接到单光子探测器D₂上,通过扫描单色仪1并且在每个对应波长值计一个符合计数值,测得信号光频谱.实验中我们设定单色仪1的波长扫描范围为1492—1650 nm,扫描步长为2 nm,在每个扫描波长处,对信号光和闲置光的符合计数测量时间为100 s,最终测量得到符合计数值在整个扫描范围为420—1295,其中偶然符合计数值为 400 ± 45 .通过归一化并扣除偶然符合计数后,信号光的单光子频谱分布测量结果如图3中黑色实框点所示.对符合计数结果的高斯拟合如图3中浅蓝色实线所示,其中心波长为1574.4 nm,半高宽为35.3 nm,拟合度为0.984.同样地,对闲置光的单光子频谱测量是通过只在闲置光路接入单色仪2,信号光直接接到单光子探测器D₁上,通过扫描单色仪2及符合计数测得.闲置光的归一化单光子频谱分布如图3中红点所示,对其高斯拟合如图3中深蓝色实线所示,中心波长为1574.9 nm,半高宽为37.6 nm,拟合度为0.985.根据上述测量结果我们看到,信号光子和闲置光子的频谱分布不再完全相同,与理论计算结果符合.相较于理论值,单光子的频谱宽度降低.这是由于实验中使用的1550 nm波段光纤通光范围为1440—1625 nm,且加入单色仪后的光子计数率本身较低.当光

波长大于1620 nm时光子计数被单光子探测器的暗计数淹没.根据HOM干涉测量,两者之间的双光子干涉可见度约为68%^[41],说明两光子间仍具有较好的频率不可分性.

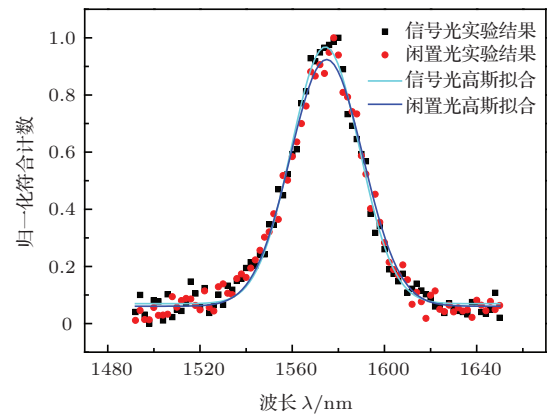


图3 实验测得的信号光频谱(黑框)和闲置光频谱(红点)分布,及高斯拟合的信号光(浅蓝色实线)和闲置光(深蓝色实线)的频谱分布曲线

单光子频谱给出了信号(闲置)光子的频谱分布范围及频率不可分性的指导性结果,但不能完整描述双光子态的频率纠缠特性.因此联合频谱的测量是非常必要的.测量双光子联合频谱的实验装置如图2所示,设定步长为1 nm依次改变单色仪1和2的输出波长,每组波长测得一个符合计数,由于符合计数率偏低,我们把测量时间设为1000 s.确定扫描范围为1515—1612 nm.图4为测得的双光子联合频谱的x-y平面图,图中不同颜色代表不同的符合计数值,具体数值见图4右方的彩色条对应的数值.我们可以看到符合计数分布随信号光和闲置光的波长变化沿正对角线分布.根据频率一致纠缠源的判据^[42],纠缠光子对的信号光子和闲置光子的频谱之和的带宽 $\Delta\lambda_+ \approx 99$ nm,频谱之差的带宽 $\Delta\lambda_- \approx 2$ nm,明显 $\Delta\lambda_+ > \Delta\lambda_-$,说明了

信号光子和闲置光子为频率正关联(一致)。

我们得到双光子的符合包络宽度为 $\Delta\lambda_c \approx 3$ nm. 根据定义^[32-33], 我们得到该频率一致双光子纠缠源的频率纠缠度为 $R = \frac{\Delta\lambda_s}{\Delta\lambda_c} \approx 12$.

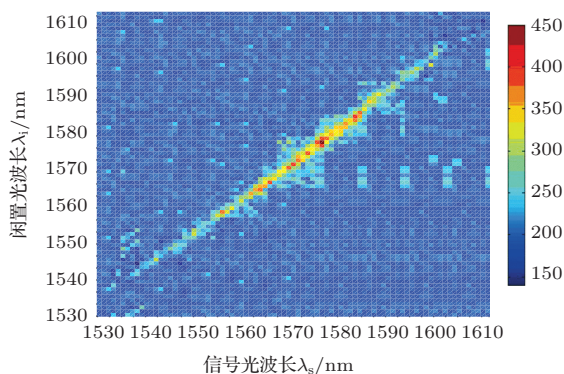


图4 实验测得的双光子联合频谱(x-y平面). 右侧彩色条表征1000 s内对应的符合计数

5 结 论

本文实现了对787 nm超短脉冲抽运PPKTP晶体得到的通信波长双光子联合频谱以及单光子频谱测量, 验证了该纠缠双光子源具有显著的频率正关联特性, 双光子的频率纠缠度 R 约为12. 频率一致纠缠的信号光子和闲置光子频谱分布不再完全相同. 根据HOM干涉测量, 两者之间的双光子干涉可见度约为68%. 本文还从理论上分析了该频率纠缠光子对的频谱分布特性, 获得与实验结果良好符合. 为了能够有效地操控频率纠缠源, 使之应用于更多的量子信息与通信实验, 通信波长双光子纠缠源的频谱测量是非常重要的一步.

参考文献

[1] Genovese M 2005 *Phys. Rep.* **413** 3197
 [2] Walton Z D, Booth M C, Sergienko A V, Saleh B E A, Teich M C 2003 *Phys. Rev. A* **67** 053810
 [3] Bouwmeester D, Ekert A, Zeilinger A 2000 *The Physics of Quantum Information* (Berlin:Springer-Verlag)
 [4] Keller T E, Rubin M H 1997 *Phys. Rev. A* **56** 1534
 [5] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 117902
 [6] Valencia A, Scarcelli G, Shih Y 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2635
 [7] Jozsa R, Abrams D S, Dowling J P, Williams C P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2010
 [8] Pittman T B, Shih Y H, Strekalov D V, Sergienko A V 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3429
 [9] Altman A R, Köprülü K G, Corndorf E, Kumar P, Barbosa G A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 123601
 [10] Erkmen B I, Shapiro J H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023833

[11] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **306** 1330
 [12] Thompson J K, Simon J, Loh H, Vuletic V 2006 *Science* **313** 74
 [13] Choi K S, Deng H, Laurat J, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67
 [14] Aspelmeyer M, Böhm H R, Gjatso T, Jennewein T, Kaltenbaek R 2003 *Science* **301** 621
 [15] Steane A M, Lucas D M 2000 *Fortschr. Phys.* **48** 9
 [16] Bennett C H, DiVincenzo D 2000 *Nature* **404** 247
 [17] Ralph T C, Gilchrist A, Milburn G J, Munro W J, Glancy S 2003 *Phys. Rev. A* **68** 042319
 [18] Lund A P, Ralph T C, Haselgrove H L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 030503
 [19] Marek P, Fiurasek J 2010 *Phys. Rev. A* **82** 014304
 [20] Xiang G Y, Guo G C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 110601
 [21] Abouraddy A F, Nasr M B, Saleh B E A, Sergienko A V, Teich M C 2002 *Phys. Rev. A* **65** 053817
 [22] Carrasco S, Torres G P, Sergienko A V, Saleh B E A, Teich M C 2004 *Opt. Lett.* **29** 2429
 [23] Nasr M B, Carrasco S, Saleh B E A, Sergienko A V, Teich M C, Torres J P, Torner L, Hum D S, Fejer M M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 183601
 [24] Jeff S, Michiel M 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 2855
 [25] Brasselet S, Floc'h V L, Treussart F, Roch J F, Zyss J, Botzung-Appert E, Ibanez A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **92** 207401
 [26] Dayan B, Pe'er A, Friesem A A, Silberberg Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 023005
 [27] Nunn J, Wright L J, Soller C, Zhang L, Walmsley I A, Smith B J 2013 *Optics Express* **21** 15959
 [28] Carcelli G, Valencia A, Gompers S, Shih Y 2004 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5560
 [29] Yabushita A, Kobayashi T 2004 *Phys. Rev. A* **69** 013806
 [30] Kalachev A A, Kalashnikov D A, Kalainkin A A, Mitrofanova T G, Shkalikov A V, Samartsev V V 2008 *Laser Phys. Lett.* **5** 600
 [31] Kim Y H, Grice W P 2005 *Opt. Lett.* **30** 908
 [32] Fedorov M V, Efremov M A, Volkov P A, Eberly J H 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** S467
 [33] Mikhailova Y M, Volkov P A, Fedorov M V 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062327
 [34] Avenhaus M, Chekhova M V, Krivitsky L A, Leuchs G, Silberhorn C 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043836
 [35] Giovannetti V, Maccone L, Shapiro J H, Wong F N C 2002 *Phys. Rev. A* **66** 043813
 [36] Kuzucu O, Fiorentino M, Albota M A, Wong F N C, Kaertner F X 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 083601
 [37] Kuzucu O 2008 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology) (in American)
 [38] Kim Y H 2005 *Opt. Lett.* **30** 908
 [39] Zhang Y, Quan R A, Bai Y, Hou F Y, Liu T, Zhang S G, Dong R F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144206
 [40] Rubin M H, Klyshko D N, Shih Y H, Sergienko A V 1994 *Phys. Rev. A* **50** 5122
 [41] Quan R A, Wang M M, Hou F Y, Tai Z Y, Liu T, Zhang S G, Dong R F 2014 to be submitted
 [42] Valencia A, Ceré, Shi X, Molina-Terriza G, Torres J P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 243601

Measurement of the spectral properties of the coincident-frequency entangled biphoton state at optical communication wavelength*

Wang Meng-Meng¹⁾²⁾ Quan Run-Ai¹⁾ Tai Zhao-Yang¹⁾²⁾ Hou Fei-Yan¹⁾ Liu Tao¹⁾
Zhang Shou-Gang¹⁾ Dong Rui-Fang^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 1 March 2014; revised manuscript received 2 June 2014)

Abstract

The frequency entangled biphoton source generated via spontaneous parametric down-conversion (SPDC) process has found important applications in the fields of quantum clock synchronization, quantum communication, quantum information processing, etc. As quantum technologies evolve, quantitative characterization of the frequency entanglement becomes necessary and has been implemented by measuring the spectral properties of the biphoton state. However, due to the high dark rate and low quantum efficiency of the InGaAs single-photon detectors, direct measurement of the spectral properties of the biphoton state at optical communication wavelength is hard to implement. In this paper, we report the measurement of the spectral properties of a biphoton state at optical communication wavelength which is generated from periodically poled potassium titanyl phosphate (PPKTP) pumped by an ultra-short pulsed optical source at 787 nm. Based on the coincidence measurement setup together with two infrared spectrometers, the spectra of the signal and idler photons are obtained with their center wavelengths being 1574.4 nm and 1574.9 nm, while their 3-dB bandwidths being 35.3 nm and 37.6 nm respectively. The joint spectrum of the photon pair is observed as well and shows a coincident-frequency entanglement and a joint spectrum bandwidth of 3 nm. According to the ratio of the single-photon spectral bandwidth to the joint spectral bandwidth of the photon pairs, the degree of frequency entanglement is quantified to be 12, denoting a relatively high quality of the entanglement.

Keywords: quantum entanglement, joint spectrum, coincident-frequency entanglement

PACS: 42.65.-k, 42.50.-p, 03.67.Mn, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.63.194206

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. Y133ZK1101, 11174282, 91336108), the key fund for the "Western light" Talent Cultivation Plan of the CAS, China, and the "Cross and Cooperative" Science and Technology Innovation Team Project of the CAS, China.

† Corresponding author. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn