

偏振纠缠光子对产生中的相位补偿

张娜娜, 李淑静[†], 闫红梅, 王海

(山西大学光电研究所 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006;

山西大学 极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006)

摘要: 我们通过腔增强自发参量下转换方法产生了 795 nm 窄带偏振关联光子对, 利用波片组合对两个不同偏振光子之间的相位差进行了补偿, 通过单光子符合计数后选择获得了偏振纠缠光子对。对两路输出光子进行 D(+45°偏振)或 A(-45°偏振)偏振投影, 分别在 DD 和 DA 偏振基下测量了干涉对比度 $V = \left| \frac{N_{DD} - N_{DA}}{N_{DD} + N_{DA}} \right|$ 随补偿半波片的角度变化, 干涉对比度在补偿角为 10°时达到最大 92%。在补偿角度为 10°时, 测量得到纠缠光子对 S 值为 2.6 ± 0.07 , 违背 Bell-CHSH 不等式 8.57 个标准差。

关键词: 自发参量下转换; 偏振纠缠光子对; 相位补偿

中图分类号: O431

文献标识码: A

文章编号: 1007-6654(2017)03-0222-06

0 引言

在量子信息学中, 信息的存储、表示、提取都离不开量子态及其演化过程, 而量子纠缠态无疑是各种各样的量子态中最为重要的一类。量子纠缠态是量子信息科学的核心资源, 是量子信息传输的有效载体, 在远距离量子通讯和量子网络中发挥着至关重要的作用^[1-2]。在纠缠源的产生方面, 人们已经开展了大量的研究工作。最近窄带纠缠光子对的产生成为研究热点, 窄带纠缠源不仅可以有效降低远程光量子纠缠交换的同步要求, 而且可以和原子存储相结合, 实施量子中继的实验研究。

自发参量下转换(SPDC)是一种最常用来产生纠缠光子对的方法^[3-6], 但是一般产生的线宽在 THz 量级^[4-5], 不能实现与原子存储系统的高效率耦合^[7-10]。腔增强 SPDC 为窄带纠缠光子对的

产生提供了一种有效方法, SPDC 光子的线宽被限制在光学腔的带宽之内, 而且与腔共振的模式可以被大大增强, 提高 SPDC 光子产生概率。1999 年, 美国普渡大学欧泽宇等人实验研究了 I 型相位匹配腔增强参量下转换过程, 观测到了光子对的长时间关联和产率增强^[11]。2004 年, 日本东京大学的 Wang 等人通过在谐振腔内加入两块垂直的 I 型晶体产生了窄带偏振关联光子对, 但是由于没有滤波, 光子对是多纵模的, 不能与原子存储系统有效作用^[12]。2006 年, 美国麻省理工学院的 Kuklewicz 等人实验研究了 II 型参量下转换的腔增强过程, 产生了窄带偏振纠缠光子对, 同样由于多模原因, 不利于存储^[13]。2008 年, 中科大的潘建伟小组通过滤波产生了单模窄带偏振纠缠光子对^[14]。最近, 我们小组也利用腔增强 SPDC 以及滤波获得了 795nm 的单模偏振

⁽²⁾ 收稿日期: 2017-04-21; 修回日期: 2017-05-12

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0301402); 国家自然科学基金(11475109; 11274211; 11604191)

作者简介: 张娜娜(1993-), 女, 山西临汾人, 硕士研究生, 主要从事量子光学和光与原子相互作用方面的研究, E-mail: 799907537@qq.com。

[†]通信作者: 李淑静, E-mail: Lishujing@sxu.edu.cn

纠缠光子对,线宽为 $15\text{MHz}^{[15]}$ 。

本文研究了窄带偏振纠缠光子对产生过程中的相位补偿。在实际的实验系统中,SPDC光子对的水平(H)偏振和垂直(V)偏振分量之间总会存在一定的相位差。这时,偏振纠缠态的表达式为: $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + e^{i\varphi}|V\rangle|V\rangle)$,其中 φ 是H光子和V光子之间的相位差。我们通过一组 $\frac{\lambda}{4}$

$-\frac{\lambda}{2}-\frac{\lambda}{4}$ 波片组合对相位 φ 进行补偿,产生最大纠缠态 $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + |V\rangle|V\rangle)$ 。相位补偿后,实验上测得Bell参数 $S = 2.6 \pm 0.07$,违背Bell-CHSH不等式8.57个标准差。

1 实验装置

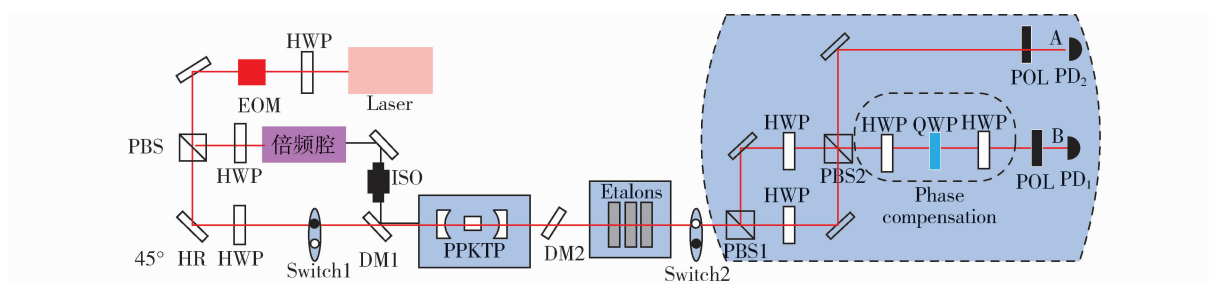


Fig. 1 Experimental setup. EOM: Electro-Optic modulator; ISO: Optical isolator; DM1-2: Dichroic mirrors; PBS: polarization beam splitter; Switch1-2: Mechanical switches; Etalon: F-P Etalon;

HWP: Half wave plate; QWP: Quarter wave plate; PD1-2: Single photon detectors; POL: Polarization piece

EOM: 电光调制器; ISO: 光学隔离器; DM1-2: 双色镜; PBS: 极化分束器; Switch1-2: 拔断开关;

Etalon: 标准具; HWP: 二分之一波片; QWP: 四分之一波片; PD1-2: 单光子探测器; POL: 极化片。

图1 实验装置图

实验中,我们所用到的激光源是M²公司所生产的钛宝石激光器,该激光器线宽约为75 kHz。钛宝石波长调谐在795 nm,对应铷原子D1跃迁线。如图1所示,通过一个 $\lambda/2$ 波片和偏振分束棱镜(PBS)将钛宝石输出的光分成两部分,其中的一小部分光作为参量振荡腔(OPO)的锁定光,大部分光则输入到倍频腔中,倍频过程产生的397.5 nm紫外光用作下转换过程的泵浦光,锁定光和紫外光通过双色镜(DM)耦合到参量下转换腔(OPO)中。OPO是驻波腔,由两个曲率半径为50 mm的凹面镜组成,两个腔镜之间的距离为92 mm。输入镜对795 nm的红外光高反(反射率 $R > 99.9\%$),对397.5 nm的紫外光增透。输出镜对795 nm的透射率为5%,对397.5 nm高反。下转换介质是一块长度为10 mm的II类PPKTP晶体,为了最小化腔的损耗,PPKTP晶体对795 nm的红外光以及397 nm的紫外光都增透。II类PPKTP晶体的温度通过一个高性能的控温仪控制,控温精度为 0.002°C 。为了防止从OPO腔中反射回来的紫光反馈回倍频腔,

我们在OPO腔与倍频腔之间放置一个隔离器。当紫光泵浦OPO腔时,由于自发参量下转换过程,一个397.5 nm光子劈裂成两个偏振垂直的795 nm关联光子对。然而,此时产生的下转换光子是多纵模的,不适宜和原子存储相结合,我们通过三个7.5 mm长的Fabry-Perot标准具组成的滤波系统进行滤波。标准具两个表面的反射率均为90%,精细度为25。通过调节温度控制标准具的透射频率,将标准具的透射频率调节到OPO腔的锁定频率上。三个标准具总的透射率可达到57%,这些标准具可以稳定工作8 h以上。如果输入标准具的光反射到OPO腔将会使OPO腔很不稳定,为了避免这种情况,我们通过调节入射到标准具的光束的入射角度,使其轻微偏离正入射角度,防止标准具反馈。经过滤波系统后,非简并的下转换光子对被滤掉,只保留了简并的单纵模输出。为了产生偏振纠缠光子对,我们将简并单模光子对经过一个PBS1,将H光子和V光子分成两路;在两路上各加一个 22.5° 半波片,使两路的单光子分别变成 45° 极化;然后

两个光子在 PBS2 进行双光子干涉。当单光子探测器 PD1 和 PD2 同时探测到一个光子时, 偏振纠缠就产生了。我们在探测器前面加了极化片, 对不同偏振基下的符合计数进行测量。由于 PBS2 对 H 和 V 偏振光子会带来附加的相位移动, 此时实验产生的纠缠态为: $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + e^{i\varphi}|V\rangle|V\rangle)$ 。我们在其中一路加上由 $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}$ 组合形成的相位补偿系统, 对附加相位进行补偿, 产生最大纠缠态: $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + |V\rangle|V\rangle)$ 。

实验中, 我们通过 Pound-Drever-Hall 稳频方法对 OPO 腔进行锁定^[16]。我们在 OPO 腔前加一个 $\frac{\lambda}{2}$ 波片, 通过调节 $\frac{\lambda}{2}$ 波片角度可以改变输入 OPO 腔的锁定光的偏振状态。我们将 $\frac{\lambda}{2}$ 波片放置在 45° , 锁定光同时包含 H 与 V 偏振成分, 随后通过轻微调节 II 类 PPKTP 晶体的温度使 H 与 V 偏振模式重合达到双共振模式, 此时 PPKTP 晶体的温度为 39.860°C 。实验中锁定光和参量下转换光子对的波长均为 795 nm , 因此当锁腔光进入单光子探测器, 将会对其造成损害。为了避免对其造成损害, 我们在锁定光及参量下转换光子探测的光路上分别采用两个机械开关 Switch1 和 Switch2 对参量下转换腔进行间断锁定。当 Switch1 打开 Switch2 关闭时, 对参量下转换腔进行锁定; 下一时刻 Switch1 闭而 Switch2 开, 锁定光被挡住, 腔仍处于锁定状态, 此时单光子探测器对参量下转换光子进行探测, 开关锁定重复频率为 20 Hz 。实验中我们利用 NI-6542 数据采集卡对探测器输出的信号进行采集, 数据采集卡的最小分辨时间为 20 ns 。

2 相位补偿原理分析

如图 1 所示, 当两个光子同时在 PBS2 进行双光子干涉时。由于 PBS2 对 H 和 V 偏振光子会带来附加的相位移动, 所以此时实验产生的纠缠态为 $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + e^{i\varphi}|V\rangle|V\rangle)$, 我们需要在其中一路加上补偿波片, 把附加的相位移动

补偿回来, 使实验产生的纠缠态为四个 Bell 基之一: $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + |V\rangle|V\rangle)$ 。补偿波片采用了 $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}$ 的组合形式, 其中两个 $\frac{\lambda}{4}$ 波片分别固定在 45° 极化角。

当偏振光通过偏振器件后, 它的偏振状态会发生变化, 可以用琼斯矩阵来表示偏振器件对光场的转换^[17]。波片的琼斯矩阵为:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \cos^2\varphi + e^{i\delta} \cdot \sin^2\varphi & \sin\varphi\cos\varphi - \sin\varphi\cos\varphi e^{i\delta} \\ \sin\varphi\cos\varphi - \sin\varphi\cos\varphi e^{i\delta} & \sin^2\varphi + e^{i\delta} \cdot \cos^2\varphi \end{pmatrix} \quad (1)$$

其中 δ 为波片快轴与慢轴方向的光矢量之间的位相差, φ 为波片的极化角。

已知 $\frac{\lambda}{4}$ 与 $\frac{\lambda}{2}$ 波片产生的快轴方向和慢轴方向的光矢量的位相差分别为 $\frac{\pi}{2}$ 与 π , 而在相位补偿角中两个 $\frac{\lambda}{4}$ 波片的角度固定在 45° 极化角上, 则两个 $\frac{\lambda}{4}$ 波片的琼斯矩阵为:

$$\mathbf{G} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$\frac{\lambda}{2}$ 的琼斯矩阵为:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \cos^2\varphi - \sin^2\varphi & 2\cos\varphi\sin\varphi \\ 2\cos\varphi\sin\varphi & \sin^2\varphi - \cos^2\varphi \end{pmatrix} \quad (3)$$

假设输入补偿波片的光矢量为 $\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\delta} \end{pmatrix}$, (其中 δ 为下转换光子对 H 与 V 偏振分量之间的位相差), 则经过补偿波片后输出的光矢量为:

$$\mathbf{E}_t = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2\varphi - \sin^2\varphi & 2\cos\varphi\sin\varphi \\ 2\cos\varphi\sin\varphi & \sin^2\varphi - \cos^2\varphi \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_t = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i(\delta-4\varphi)} \end{pmatrix}$$

由此可得, 当补偿波片中的半波片极化角改变 φ 时, 相位补偿 4φ 。所以在自发参量下转换制备纠缠光子对的实验中, 通过这种方法对 H 和 V 偏振光子之间的任意相位差进行补偿, 从而制备

到最大纠缠态。

3 实验结果

实验中注入泵浦光为 10mw。由于 HH 和 HV 的符合计数不受 H 和 V 偏振成分间相位差的影响,我们通过测量 DD 和 DA 的符合计数来确定波片的补偿角度。首先将 A 光子和 B 光子的极化片都放置在 $+45^\circ$, 旋转相位补偿系统中半波片的角度, 测量了 DD 偏振基下的单光子探测器 PD1 和 PD2 的符合计数随波片角度的变化曲线, 如图 2 中的方点所示。同样, 将 A 光子和 B 光子的极化片分别放置在 $+45^\circ$ 和 -45° , 测量了 DA 偏振基下的探测器符合计数随波片角度的变化曲线, 如图 2 中的圆点所示。图中两条实线是正弦函数拟合结果, 与实验数据基本吻合。图中横轴的角度为波片光轴和水平方向的夹角, 角度为 10° 时, DA 符合计数平均值为 71.5, DD 的符合计数平均值为 3, 比例达到 24 : 1。DA 符合计数与 DD 符合计数的比例反映了纠缠光子对偏振关联函数的干涉对比度, 大的比例暗示了高的干涉对比度。

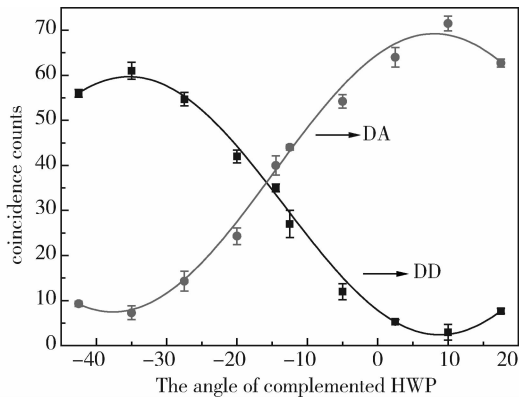


Fig. 2 Coincidence counts of DD and DA as the function of the angle of compensation HWP

图 2 DD 和 DA 的符合计数随补偿波片角度的变化关系

DD/DA 的干涉对比度定义为 $V = \left| \frac{N_{DD} - N_{DA}}{N_{DD} + N_{DA}} \right|$, N_{DD} 与 N_{DA} 分别为 DD 与 DA 的符合计数。我们测量了 DD/DA 的干涉对比度随补偿半波片角度的变化关系, 如图 3 所示。 0° 时(不补偿), 干涉对比度为 80.6%; 逐渐增加补偿波片角度, 干涉对比度也随着逐渐增大; 当波片角度为 10° 时, 干涉对比度达到 92%; 然后再增加波片角度到 12° , 干涉对比度下降为 90%, 说明

10° 时纠缠光子对相位补偿达到最佳。

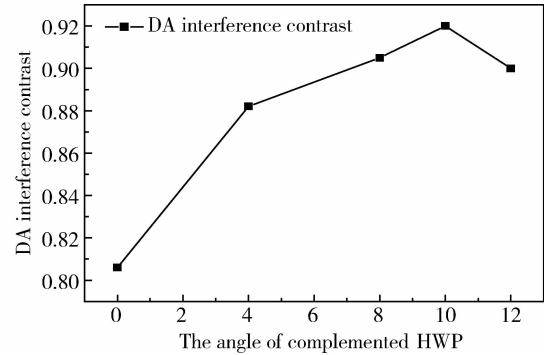


Fig. 3 Interference contrast of DD/DA as the function of compensation HWP

图 3 DD/DA 的干涉对比度随补偿波片角度的变化关系。

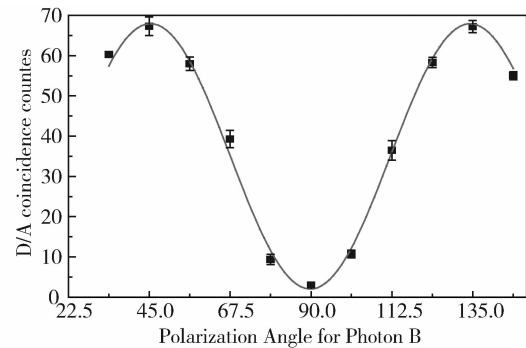


Fig. 4 The polarization correlation curve of DD/DA (the angle of compensation HWP is 10°)

图 4 DD/DA 的偏振关联曲线, 其中相位补偿半波片角度放在 10°

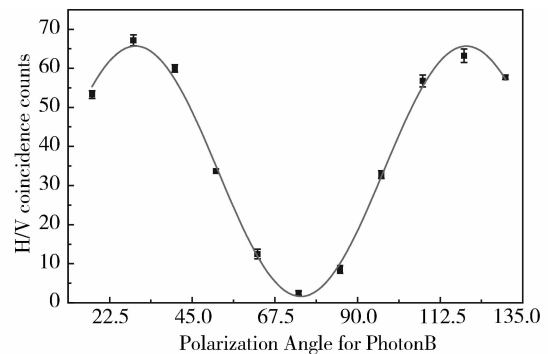


Fig. 5 The polarization correlation curve of HH/HV (the angle of compensation HWP is 10°)

图 5 HH/HV 的偏振关联曲线, 其中相位补偿半波片角度放在 10°

接下来我们在最佳补偿角 10° 下, 测量了 DD/DA 的偏振关联曲线(图 4), 测量时我们将光子 A 投影到 D 偏振, 改变光子 B 的偏振角度, 两个单光子探测器的符合计数随光子 B 偏振角度

的改变而改变,变化关系如图 4 所示。其中方点是实验数据,实线是正弦拟合曲线。通过拟合可得 DD/DA 的干涉对比度为 91.5%。另外,我们还测量了 HH/HV 的偏振关联曲线(图 5),测量时光子 A 被投影到 H 偏振,改变光子 B 的偏振角度,两个单光子探测器的符合计数随光子 B 偏振角度的变化关系如图 5 所示,方点是实验数据,实线是正弦拟合曲线,通过拟合得到 HH/HV 的干涉对比度为 92.8%。

最后,我们对产生偏振纠缠光子的 Bell 参数 S 值进行了测量。S 定义式为: $S = |E(\theta_A, \theta_B) - E(\theta_A, \theta'_B) + E(\theta'_A, \theta_B) + E(\theta'_A, \theta'_B)|$, 其中: $E(\theta_A, \theta_B) = \frac{N_{\theta_A\theta_A} + N_{\theta_B\theta_B} - N_{\theta_A\theta_B} - N_{\theta_B\theta_A}}{N_{\theta_A\theta_A} + N_{\theta_B\theta_B} + N_{\theta_A\theta_B} + N_{\theta_B\theta_A}}$, $\theta_A, \theta'_A, \theta_B, \theta'_B$ 分别为对 A 路光子与 B 路光子进行测量的偏振角度, $N_{\theta_A\theta_B}$ 是 A 路光子测量极化角度为 θ_A 与

B 路光子测量极化角度为 θ_B 时的符合测量计数值。实验中我们取 $\theta_A, \theta'_A, \theta_B, \theta'_B$ 分别为 $0^\circ, 45^\circ, 22.5^\circ, 67.5^\circ$ 。测得 $S = 2.6 \pm 0.07$, 偏离 Bell-CHSH 不等式 8.57 个标准差。S 值误差由蒙特卡洛方法计算得到。

4 结论

我们在实验上利用腔增强的自发参量下转换产生了窄带偏振关联光子对,并利用补偿波片系统 $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}$ 对 H 光子和 V 光子的相位差进行了补偿。测量了 DD/DA 的符合计数随相位补偿角度的变化,当补偿角为 10° 时,DD/DA 的干涉对比度达到最大为 92%。BELL 参数 $S = 2.6 \pm 0.07$, 偏离 BELL-CHSH 不等式 8.57 个标准差。

参考文献:

- [1] DUAN LM, CIRAC JI, ZOLLER P. *et al.* Quantum Information Processing with Quantum Optics[J]. Birkhäuser Basel, 2003, 4(12): 759-781.
- [2] Sangouard N, Simon C, H. de Riedmatten, *et al.* Quantum Repeaters Based on Atomic Ensembles and Linear Optics[J]. *Rev Mod Phys*, 2011, **83**, 33. DOI: 10.1103/RevModPhys.83.33.
- [3] Burnham D C, Weinberg D L. Observation of Simultaneity in Parametric Production of Optical Photon[J]. *Pairs Phys Rev Lett*, 1970, **25**(84). DOI: 10.1103/PhysRevLett.25.84.
- [4] Kwiat P G, Waks E, White A G, *et al.* Ultra-bright Source of Polarization-entangled Photons[J]. *Phys Rev A*, 1999, **60**, R773. DOI: 10.1103/PhysRevA.60.R773.
- [5] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, *et al.* New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**, 4337. DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.4337.
- [6] König F, Mason E J, Wong F N C, *et al.* Efficient and Spectrally Bright Source of Polarization-entangled Photons[J]. *Phys Rev*, 2005, A71, 033805. DOI: 10.1103/PhysRevA.71.033805.
- [7] Clausen C, Usmani I, Bussières F, *et al.* Quantum Storage of Photonic Entanglement in a Crystal[J]. *Nature*, 2011, **469**, 508. DOI: 10.1038/nature09662.
- [8] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, Slater J A, *et al.* Broadband Waveguide Quantum Memory for Entangled Photons[J]. *Nature*, 2011, **469**, 512. DOI: 10.1038/nature09719.
- [9] Wu Y, Li S, Ge W, *et al.* Generation of Polarization-entangled Photon Pairs in a Cold Atomic Ensemble[J]. *Sci Bull*, 2016, **61**, 302. DOI: 10.1007/s11434-015-0985-7.
- [10] Akiba K, Kashiwagi K, Arikawa M, *et al.* Storage and Retrieval of Nonclassical Photon Pairs and Conditional Single Photons Generated by Parametric Down-conversion Process[J]. *New J Phys*, 2009, **11**, 013049. DOI: 10.1088/1367-2630/11/1/013049.
- [11] Ou Z Y, Lu Y J. Cavity Enhanced Spontaneous Parametric Down-conversion for the Prolongation of Correlation Time between Conjugate Photons[J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **83**, 2556. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.2556.

- [12] Wang H, Horikiri T, *et al.* Polarization-entangled Mode-locked Photons from Cavity-enhanced Spontaneous Parametric Down-conversion[J]. *Phys Rev A*, 2004, **70**, 043804. DOI: 10.1103/PhysRevA.70.043804.
- [13] Kuklewicz C E, Wong F N C, *et al.* Time-bin-modulated Biphotons from Cavity Enhanced Down-conversion[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **97**, 223601. DOI:10.1103/PhysRevLett.97.223601.
- [14] Bao X H, Qian Y, Yang J, *et al.* Generation of Narrow-Band Polarization-Entangled Photon Pairs for Atomic Quantum Memories[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **101**, 190501. DOI:10.1103/PhysRevLett.101.190501.
- [15] Tian L, Li S, Yuan H, Wang H. Generation of Narrow-Band Polarization-Entangled Photon Pairs at a Rubidium D1 Line. *Journal of the Physical Society of Japan* 85, 124403 (2016). DOI: 10.7566/JPSJ.85.124403.
- [16] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, *et al.* Laser phase and Frequency Stabilization using an Optical Resonator[J]. *Appl Phys B*, 1983, **31**:97.
- [17] 梁铨廷. 偏振器件的琼斯矩阵[J]. *光学仪器*, 1988, **10**(4):1-7.

The Phase Compensation of the Generating Polarization Entangled Photon Pairs

ZHANG Na-na, LI Shu-jing, YAN Hong-mei, WANG Hai

(State Key of Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract: Using the process of cavity-enhanced spontaneous parametric down-conversion (SPDC), we have generated 795 nm narrow-band polarization-entangled photon pairs. The phase difference between two different polarized photons is compensated by the combination of wave plates, and the polarization entangled photon pairs have been obtained in the post-selected manner by coincidence counting of single photons. The two output photons have been projected to D ($+45^\circ$) polarization or A (-45°) polarization, and we have measured the interference visibility $V = \left| \frac{N_{DD} - N_{DA}}{N_{DD} + N_{DA}} \right|$ as a function of angles of the compensated half wave plate on the basis of DD and DA polarization. The interference visibility reaches the maximum 92% when the compensation angle is 10 degrees. When the compensation angle is 10 degrees, the measured Bell parameter $S = 2.6 \pm 0.07$ which violates the Bell-CHSH inequality by ~ 8.57 standard deviations.

Key words: spontaneous parametric down conversion; polarization entangled photon pairs; phase compensation