量子光学学报 32(2):020102, 2026
Journal of Quantum Optics

DOI:10.3788/JQO20263202.0102

用于铯原子存储的关联光子对的制备与表征

史鹏飞[1]， 刘美慧[1]， 何军[1,2†]， 王军民[1,2]

（1. 光量子技术与器件全国重点实验室，山西大学光电研究所，山西，太原 030006；
2. 山西大学极端光学省部共建协同创新中心，山西，太原 030006）

摘要：本文中利用四镜环形腔结合非线性晶体开展激光差频和自发参量下转换实验研究。差频过程用于产生与铯原子D2线匹配的852 nm激光；自发参量下转换过程用于制备匹配铯原子D2线的关联光子对。实验中，首先利用波长509 nm和1 260 nm激光同向共线穿过周期极化铌酸锂晶体（PPLN），利用非线性差频过程产生852 nm信号光；在此基础上，通过单束509 nm激光泵浦PPLN晶体，利用光学参量下转换过程产生852 nm + 1 260 nm关联光子对，利用单光子关联光谱技术对关联光子对进行了测量和表征。

关键词：周期极化铌酸锂晶体；差频；自发参量下转换；关联光子对；符合计数

中图分类号：O431.2 **文献标识码**：A

1 引言

基于铷、铯等碱金属原子的电场、磁场传感应用广泛，在这类实验中，通常采用强相干态激光制备电磁敏感原子态，利用弱相干态激光检测待测场与原子态的耦合参量。传统光学测量受限于散粒噪声极限，利用压缩、纠缠等量子光源作为探测光源，可以突破散粒噪声极限，提高测量信噪比。

量子光源的产生方案分为两大类：一类是基于光学非线性过程的自发参量下转换（spontaneous parametric down-conversion，SPDC）[1–3]和自发四波混频技术；另一类是基于单量子体系激发、辐射技术，如量子点、色心等。典型的光学非线性过程包括：和频、差频、倍频、参量下转换等[4–5]。其中，SPDC技术是较为成熟的手段，其通过高能量光子泵浦非线性晶体产生两个低能量的光子对，产生的光子对在时间、空间、频率、偏振等参数上均具有高度量子关联特性。目前，SPDC技术已经广泛应用于量子测量、量子通信、量子隐形传输等方面[6–7]。

SPDC现象最早可以追溯到20世纪60年代。1967年，康奈尔大学的D. Madge等人用大功率的347.2 nm激光泵浦磷酸二氢铵（ADP）晶体，观测到440～1 600 nm的光学参量放大效应[8]。1970年，美国航空航天局NASA（National Aeronautics and Space Administration）的D. C. Burnham等人用9 mW的325 nm激光泵浦ADP晶体，产生了633 nm和668 nm的下转换参量荧光[9]。1995年，因斯布鲁克大学的P. G. Kwiat等人利用II型偏硼酸钡（BBO）晶体产生偏振纠缠光源，提高了光源的亮度[10]。2004年，日本电气公司筑波实验室的SHI等人利用I型BBO晶体产生关联光子对，干涉可见度约为71%[11]。2011年，日本大阪大学的Ikuta R等人通过I型BBO晶体产生简并的关联光子对，验证了产生光子的非经典性质[12]。2006年，美国麻省理工学院的T. Kim等人在Sagnac

收稿日期：2025-11-03；**接受日期**：2026-01-21

基金项目：中央引导地方科技发展资金（YDZJSX2024D016）

作者简介：史鹏飞（2000–），男，山西晋城人，硕士研究生，主要研究方向为原子物理、激光技术、量子光学。E-mail: 202322607054@email.sxu.edu.cn

†**通信作者**：何军，E-mail: hejun@sxu.edu.cn

偏振干涉仪中利用II型PPKTP晶体产生简并共线的810 nm光子对，光谱量子干涉可见度为96.8%，偏振纠缠光子对5 × 10^3/(s·mW)[13]。2008年，中国科学技术大学的牛孝灵等人利用两块光轴垂直的II型BBO晶体产生简并的780 nm光子对[14]。

由于单次穿过晶体产生的关联光子对的关联时间短，线宽大，为进一步提升光源性能，近年来提出基于腔增强的SPDC技术，其在压窄线宽、提高亮度等方面具有优势。1999年，美国普渡大学区泽宇等人提出窄线宽纠缠光源的理论和实验方案，通过谐振腔压窄量子光源的线宽，增强光源谱亮度[15–16]。2004年，东京大学Wang H等人利用腔增强SPDC技术制备了多模窄线宽偏振纠缠态[17]。2007年，德国洪堡大学M. Scholz等人通过腔增强SPDC技术制备了预告式窄带单光子态[18–20]。2008年，中国科学技术大学包小辉等人利用直线型腔增强SPDC制备了780 nm偏振纠缠光源，光源线宽为9.6 MHz，保真度达到0.94[21]。2011年，中国科学技术大学张涵等人制备了波长为795 nm、线宽为5 MHz的量子纠缠光源，并在冷原子系综中实现了量子光源的存储[22–23]。2015年，山西大学王雅君等人研制了小型化连续变量纠缠源，样机稳定运行可以产生量子关联度为6 dB的纠缠光[24]。2016年，山西大学田龙等人利用腔增强自发参量下转换技术制备了铷原子D1线窄带偏振纠缠光子对，光源线宽为15 MHz[25]。

本文通过腔增强SPDC过程制备匹配铯原子跃迁线的纠缠光子源，评估其关键性能指标。实验过程包括两部分，第一部分为差频过程，通过非线性晶体实现频率转换，产生852 nm相干激光，用于校准系统。第二部分利用509 nm泵浦自发参量下转换过程产生852 nm和1 260 nm光子对，并通过单光子高阶关联光谱技术对产生的纠缠光子对进行测量和表征。

2　理论分析

参量下转换指高频光子转换到低频光子的过程。自发参量下转换是指在满足相位匹配条件时，泵浦光和量子真空噪声共同作用使高频泵浦光子以一定的概率自发转换为两个低频光子，即：信号光子、闲频光子。SPDC是三波混频过程，通过SPDC下转换产生的关联光子对在时间、空间、偏振等方面有很强的关联性，其满足能量守恒与动量守恒关系：$\omega_p=\omega_s+\omega_i$，$k_p=k_s+k_i$，$k=n\omega/c$。其中：$\omega_p$、$\omega_s$、$\omega_i$是泵浦光、信号光和闲频光的角频率，$k_p$、$k_s$、$k_i$是泵浦光、信号光和闲频光的波矢量，$n$为晶体对光的折射率，$c$为光速。对于准相位匹配的晶体，其相位匹配条件为 $k_p=k_s+k_i+k_m$，$k_m=\dfrac{2m\pi}{\Lambda}$。

其中：k_m是周期极化晶体的光栅波矢量，m为准相位匹配阶数，Λ为极化周期。三束不同频率的光在晶体中的折射率不同，其导致相位不匹配，实验中通过晶体温度调谐实现三束激光相位匹配。

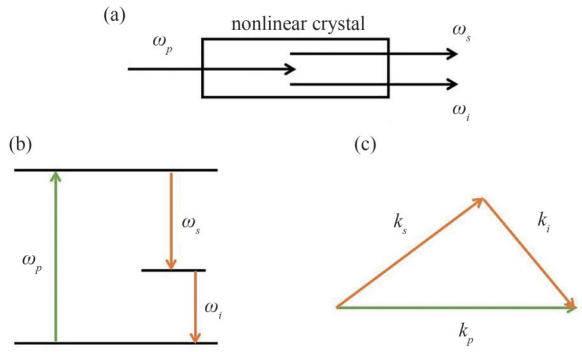


Fig. 1. Schematic of a typical SPDC in cw operation

(a) Schematic of the experimental process; (b) Schematic of energy conservation; (c) Schematic of momentum conservation.

图1. 自发参量下转换示意图

（a）实验过程示意图；（b）能量守恒示意图；（c）动量守恒示意图。

在SPDC过程中，参量下转换光子对的量子态可以表示为[26]：

$$\left|\psi\right\rangle=\int_0^\infty\int_0^\infty \mathrm{d}\omega_s\mathrm{d}\omega_i f(\omega_s,\omega_i)\hat{a}_s^\dagger(\omega_s)\hat{a}_i^\dagger(\omega_i)\left|00\right\rangle, \quad (1)$$

$$f\left(\omega_s,\omega_i\right)=\alpha\left(\omega_s,\omega_i\right)\times\phi\left(\omega_s,\omega_i\right), \quad (2)$$

式中：s和i分别表示信号光和闲频光，ω表示角频率，$\hat{a}^\dagger$表示产生算符，$f(\omega_s,\ \omega_i)$表示信号光和闲频光的联合频谱振幅函数，$\alpha(\omega_s,\ \omega_i)$表示泵浦包络函数，$\phi(\omega_s,\ \omega_i)$表示相位匹配函数。泵浦包络函数和相位匹配函数又可以分别表示为：

$$\alpha\left(\omega_s,\omega_i\right)=\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_s+\omega_i-\omega_p}{\sigma_p}\right)^2\right], \quad (3)$$

$$\phi\left(\omega_s,\omega_i\right)=\mathrm{sinc}\left(\frac{1}{2}\Delta k\cdot L\right)\exp\left(\mathrm{i}\Delta k\cdot L\right), \quad (4)$$

$$\mathrm{sinc}\left(\frac{1}{2}\Delta k\cdot L\right)=\frac{\sin\left(\frac{1}{2}\Delta k\cdot L\right)}{\frac{1}{2}\Delta k\cdot L}, \quad (5)$$

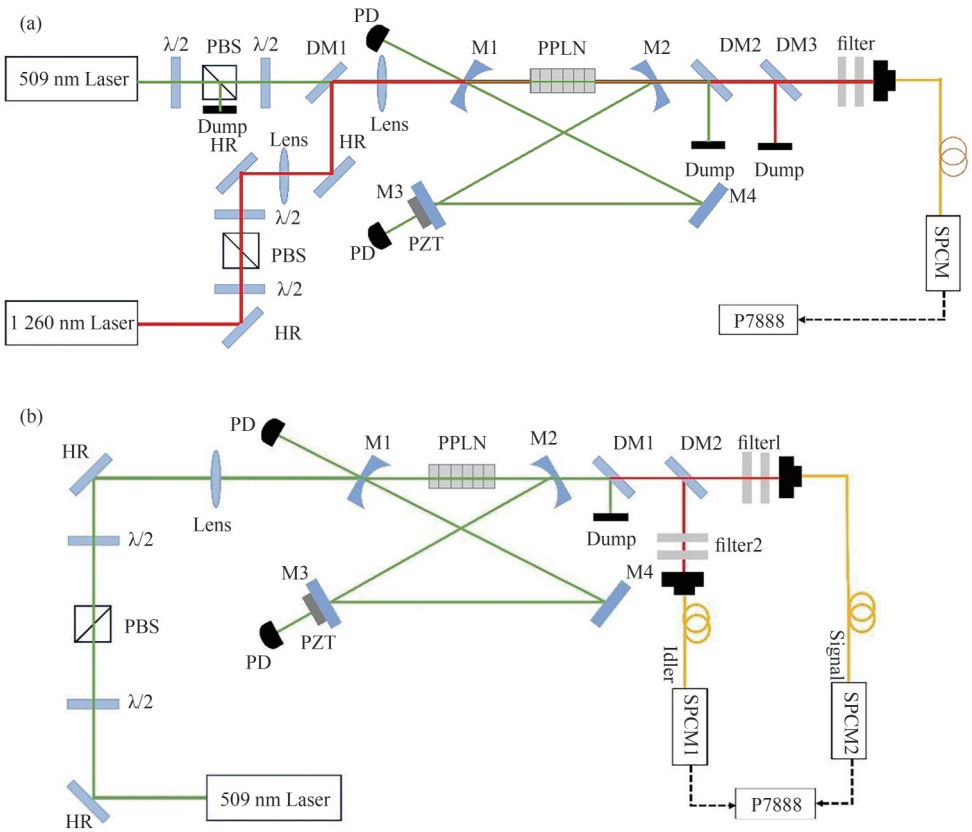
其中：σ_p为泵浦光的带宽，L是晶体的长度。对于周期极化的准相位匹配晶体，相位匹配函数可以表示为：

$$\phi\left(\omega_s,\omega_i\right)=\mathrm{sinc}\left(\frac{1}{2}\Delta k\cdot L\right), \tag{6}$$

$$\Delta k=k_p-k_s-k_i\pm\frac{2\pi}{\Lambda}。 \tag{7}$$

3 实验装置

差频过程实验装置如图2(a)所示。509 nm泵浦光源为光纤激光器，1 260 nm激光为半导体激光器。1/2波片、偏振分光棱镜组合实现509 nm激光功率调谐，1/2波片实现激光偏振调谐。509 nm激光与1 260 nm激光透镜实现空间模式匹配后，通过同向共线方式注入内置晶体的四镜环形腔。四镜环形腔与509 nm泵浦光共振，腔长约为655 mm，自由光谱区约为446.3 MHz。其中：M1和M2为平凹镜，曲率半径为100 mm，M1为输入耦合镜，对509 nm泵浦光的输入耦合透射率为10%，对852 nm光的反射率为99%，M2对509 nm泵浦光的反射率为99.9%，对852 nm光的反射率为95%，M3与M4对509 nm泵浦光的反射率为99.5%，对852 nm光的反射率为99%。



OI: optical isolator; λ/2: half-wave plate; PBS: polarizing beam splitter;Dump: beam collector;
M1: Plano-concave mirror with radius of curvature 100 mm and transmittance 10%;
M2: Plano-concave mirror with radius of curvature 100 mm and reflectance 99.9%;
M3,M4: Flat mirror, reflectance 99.5%; PD: photodetector; PPLN: periodically polarized lithium niobate crystals;
filter: interference filters; SPCM: single photon detection module; P7888: Data acquisition system;
DM1 in subfigure (a): 509 nm high transmissivity and 1 260 nm high reflectivity dichroic mirror;
DM2 in subfigure (a): 1 260 nm and 852 nm high transmissivity and 509 nm high reflectivity dichroic mirror;
DM3: 852 nm high transmissivity and 1 260 nm high reflectivity dichroic mirror;
DM1 in subfigure (b): 1 260 nm and 852 nm high transmissivity and 509 nm high reflectivity dichroic mirror;
DM2 in subfigure (b): 852 nm high transmissivity and 1 260 nm high reflectivity dichroic mirror

Fig. 2. Schematic diagram of the experimental setup

(a) Difference frequency generation of 852 nm signal light from 509 nm pump light and 1 260 nm laser; (b) Generation of 852 nm signal photons and 1 260 nm idler photons by 509 nm pumped spontaneous parametric down-conversion.

图2. 实验装置示意图

(a)509 nm泵浦光与1 260 nm激光差频产生852 nm信号光；(b)509 nm泵浦的自发参量下转换过程产生852 nm信号光子与1 260 nm闲频光子。

PPLN晶体尺寸为10 mm × 7.9 mm × 0.5 mm，极化周期为6.29 μm。晶体放置于控温炉中，通过帕尔贴元件和热敏电阻控温。509 nm激光经光学腔M2镜子输出后，通过双色镜将其与产生的852 nm信号光分离，852 nm激光通过透过率为80%的窄带滤波片进一步滤波。输出852 nm光子耦合进入光纤用于空间传输。光纤输出852 nm光子，分出部分注入单光子探测系统实现光电信号转换。探测系统由852 nm单光子探测器（Single-Photon Avalanche Diode，SPCM）和快速数据采集卡（P7888）组成，P7888卡记录特定timebin的信号并给出统计信息。

自发参量下转换实验装置如图2（b）所示。509 nm泵浦光注入四镜环形腔，泵浦PPLN晶体产生852 nm + 1 260 nm的关联光子对。M2镜子的输出光经双色镜DM1过滤509 nm泵浦激光，经双色镜DM2将852 nm与1 260 nm光子对分离，852 nm光子通过滤波片耦合至单光子探测器SPCM1，1 260 nm光子通过滤波片耦合至单光子探测器SPCM2，两路电信号分别输入P7888卡的start和stop通道，进行符合计数测量时间关联特性。

在无腔的自发参量下转换过程，下转换光子对的关联时间在ps量级，线宽在THz量级。实验利用与泵浦光共振的四镜环形腔获得高功率密度进而提升非线性转换效率。为了压窄线宽，四镜环形腔同时与下转换光中852 nm光弱共振，四镜环形腔能够压窄下转换光子对的线宽，提高时间关联特性。实验采用调制解调技术实现谐振腔腔长的主动锁定[27]。

4　实验结果与分析

4.1　509 nm激光与1 260 nm激光差频产生852 nm光子

首先利用509 nm激光与1 260 nm激光差频产生852 nm信号。如图2（a）所示，509 nm、1 260 nm激光同向共线传输进入PPLN晶体，利用匹配透镜优化输入光的空间模式，利用晶体温度调节获得最佳相位匹配条件。输入852 nm光子通过单光子探测器测量，优化选择的timebin为2.56 ms。如图3所示，输入509 nm、1 260 nm激光功率分别为95.5 mW、13.2 mW时，晶体最佳匹配温度为74.99 ℃，其中红色实线为基于非线性耦合方程理论模拟得到的结果。拟合公式为[28] $\eta = A + C \times [\frac{\sin((T-B)\times D)}{(T-B)\times D}]^2$。其中$T$为晶体温度，$A=28.6$，$B=74.99$，$C=137.8$，$D=5.5$。

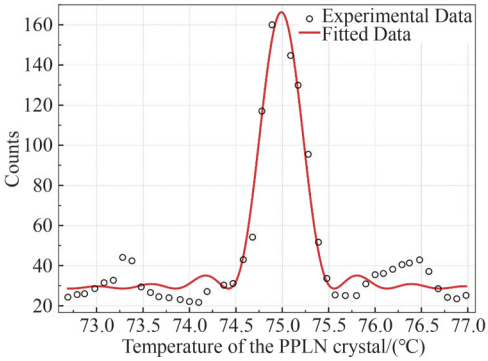


Fig. 3. Variation of the number of 852 nm photons as a function of crystal temperature

The circles represent the experimental data, and the red line is the theoretical fitting result. The horizontal axis represents the crystal temperature, while the vertical axis represents the number of photons of the 852 nm signal. The powers of the 509 nm and 1 260 nm lasers are 95. 5 mW and 13. 2 mW respectively.

图3. PPLN晶体温度匹配曲线

横坐标为晶体的温度，纵坐标为852 nm信号光子数，509 nm、1 260 nm激光功率分别为95.5 mW、13.2 mW。

图4给出852 nm光子与1 260 nm激光的依赖关系。图中红色实线为理论模拟结果。可以看出，信号光子数与1 260 nm闲频光功率为非线性、正相关。优化选择的timebin为2.56 ms，852 nm激光的功率为1.73×10^{-11} W。1 260 nm光功率较弱时，509 nm泵浦光通过腔增强过程产生信号光，此时，信号光与闲频光功率近似呈正比；当闲频光功率较大时，参量增益使系统接近阈值，此时，闲频光功率增加会导致信号光强度非线性增长[29–30]。

差频过程依赖509 nm激光和1 260 nm激光的偏振，在基于晶体最佳匹配温度的基础上，保持509 nm泵浦光和1 260 nm闲频光功率不变，验证852 nm信号光子数与1 260 nm闲频光偏振方向之间的依赖关系。优化选择的timebin为2.56 ms，如图5所示，横坐标为1 260 nm闲频光的相对偏振角度，纵坐标为信号光子计数。可以看出随着1 260 nm闲频光偏振方向的变化，产生的852 nm信号光子数呈周期性变化趋势，1 260 nm激光在相对偏振角度为80°和240°实现了信号光子产率的最佳耦合。

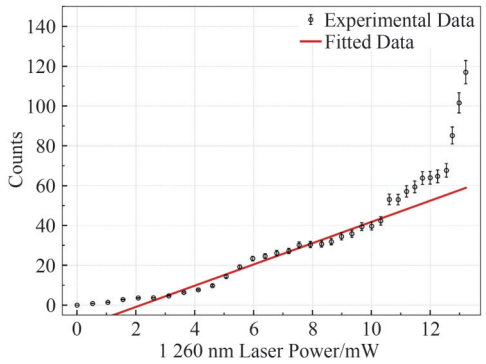


Fig. 4. The 852 nm photon counts versus the 1 260 nm laser power

The horizontal axis represents the power of the 1 260 nm laser, and the vertical axis denotes the photon counts of 852 nm signal. The 509 nm laser power fixed at 95.5 mW. The circles represent the experimental data. The red solid line represents the theoretical fitting result.

图4. 852 nm信号光子数与1 260 nm闲频光功率的变化关系

横坐标为1 260 nm闲频光功率，纵坐标为852 nm信号光子数，509 nm激光功率为95.5 mW。

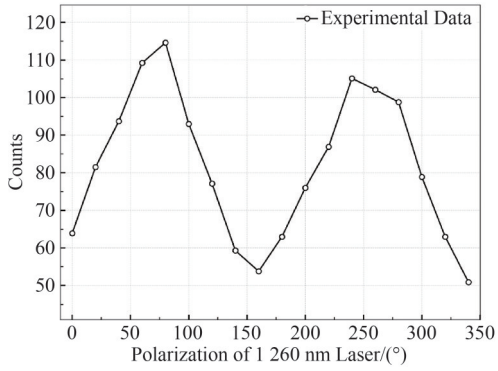


Fig. 5. The 852 nm photon counts versus the 1 260 nm laser polarization

The horizontal axis represents the polarization of 1 260 nm laser, and the vertical axis denotes the photon counts of 852 nm signal. The powers of the 509 nm and 1 260 nm lasers are fixed at 95.5 mW and 13.2 mW, respectively.

图5. 852 nm信号光子数与1 260 nm光的偏振依赖509 nm、1 260 nm激光功率分别为95.5 mW、13.2 mW。

4.2 509 nm激光泵浦产生纠缠光子对

基于509 nm激光泵浦的自发参量下转换过程可以产生852 nm信号光子和1 260 nm闲频光子。背景计数条件下，P7888卡给出的光子计数平均值约为6。背景光子计数的来源主要是环境光子、探测器暗计数等。509 nm泵浦晶体时会产生宽带的荧光信号，光子计数平均值约为54，其远大于背景计数。实验分别通过背景测量、509 nm单独输入的光子计数给出测量环境的判断依据。在优化PPLN匹配温度、509 nm激光偏振、功率等条件下，输出主要是852 nm、1 260 nm关联光子对。

509 nm激光泵浦产生的852 nm、1 260 nm关联光子对，我们通过符合计数、二阶关联函数和可见度表征量子关联特性。实验中，输出852 nm信号光子、1 260 nm闲频光子经滤波后分别输入独立单光子探测器，光电转换后分别输入P7888数据采集卡的start通道和stop通道进行符合计数，如图6所示。优化选择的timebin为120 ns，测量次数为1×10^8。图6(a)测量了在不同泵浦光功率下的符合计数。其中黑色小圆点表示测量得到的符合计数值，红线为拟合结果。符合计数值随泵浦光功率的增加而线性增大，当泵浦光功率为95 mW时，测量得到的符合计数值为787。图6(b)给出了下转换光子对的时间关联特性，在32 ns延时条件下，典型时间衰减参数为7.8 ns。对应的线宽约为20 MHz。由于我们所用的单光子探测器的最小分辨时间为1 ns，探测器的死时间为32 ns，四镜环形腔的线宽等参数，给出的关联时间为系统有效时间，光子的线宽通过互关联函数测量，互关联函数不能分辨由腔内多纵模造成的梳状结构，这个时间尺度远大于自由空间的关联光子对关联时间。实验数据显示，在32 ns时间延迟处符合计数达到925的峰值，本底计数为100，根据公式$g^{(2)}(\tau)=\frac{N_c(\tau)}{R_1R_2T\Delta\tau}\approx\frac{N_c(\tau)}{N_c(\tau_{\rm far})}$，其中：$N_c(\tau)$是实际观察到的符合计数，$R_1$与$R_2$分别表示两个探测器的单光子计数率，$T$为总测量时间，$\Delta\tau$为符合时间窗口宽度。$N_c(\tau_{\rm far})$是随机计数值，通常取大延迟区多个数据点的平均值也就是本底计数作为估计。由此计算得到的二阶关联函数$g^2(0)$为9.25，远大于1，表明存在强光子关联[4–5, 9]。同时，根据公式$V=\frac{N_{\max}-N_{\min}}{N_{\max}+N_{\min}}$，$V$是可见度，$N_{\max}$是零延迟处的符合计数，$N_{\min}$是本底计数。可见度高达80.5%，显著超过50%的量子关联阈值[31]，且该结果明显违反了经典光场的柯西–施瓦茨不等式[4]，从而证实了852 nm和1 260 nm光子对具有量子关联特性。

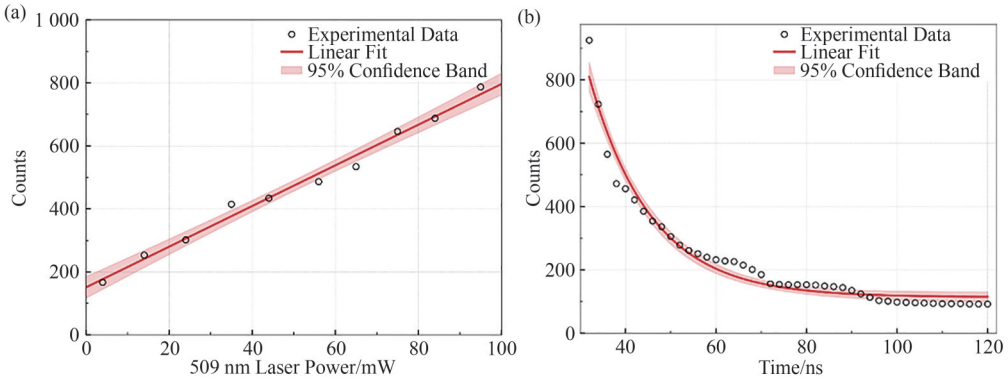


Fig. 6. Measurement and characterization of entangled photon pairs

(a) The coincidence counts versus the pumping laser power; (b) Time correlation count result. The circles represent the experimental data. The red solid line represents the theoretical fitting result.

图6. 纠缠光子对的测量和表征

（a）符合计数随泵浦光功率变化关系；（b）时间关联测量结果。

5　结论与展望

本文利用PPLN晶体基于509 nm与1 260 nm激光差频获得852 nm激光，基于509 nm泵浦的SPDC过程产生852 nm、1 260 nm关联光子对；实验设计四镜环形腔用于提高泵浦光功率、压窄产生光子的线宽。优化参数条件下，SPDC的光子产率为2 700 s^{-1}，线宽为20 MHz。

852 nm、509 nm激光是铯原子里德堡态激发的典型波段，我们基于级联泵浦或参量泵浦的过程产生匹配波长的单光子，在此基础上可以开展单光子水平的里德堡原子光谱测量，这为单光子水平的量子计量提供技术途径。

参考文献

[1] Perumangatt C, Lohrmann A, Ling A. Experimental conversion of position correlation into polarization entanglement[J]. *Physical Review A*, 2020, **102**(1):012404. DOI: 10.1103/PhysRevA.102.012404.

[2] Tang J, Tang L, Wu H, *et al*. Towards on-demand heralded single-photon sources via photon blockade[J]. *Physical Review Applied*, 2021, **15**(6):064020. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064020.

[3] 杨宏恩, 韦联福. 宣布式单光子源宣布效率的宣布测量基相关性[J]. 物理学报, 2019, **68**(23):234202. DOI: 10.7498/aps.68.20190532.

[Yang H E, Wei L F. Dependence of the heralding efficiency of a heralded single-photon source on the heralding measurement basis[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, **68**(23):234202. (in Chinese). DOI: 10.7498/ aps.68.20190532.]

[4] Braunstein S L, Mann A, Revzen M. Maximal violation of Bell inequalities for mixed states[J]. *Physical Review Letters*, 1992, **68**(22):3259–3261. DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.3259.

[5] Giovannetti V, Maccone L, Shapiro] J H, *et al*. Extended phase-matching conditions for improved entanglement generation[J]. *Physical Review A*, 2002, **66**(4):043813. DOI: 10.1103/PhysRevA.66.043813.

[6] Ekert A, Bouwmeester D, Zeilinger A. The physics of quantum information[M]. *New York*: *Springer*, 2000,**1**(14): 33–39. DOI: 10.1007/978-3-662-04209-0.

[7] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, *et al*. Experimental quantum teleportation[J]. *Nature*, 1997, **390**(6660):575–579. DOI: 10.1038/37539.

[8] Magde D, Mahr H. Study in ammonium dihydrogen phosphate of spontaneous parametric interaction tunable from 4 400 to 16 000 Å[J]. *Physical Review Letters*, 1967, **18**(21):905–907. DOI: 10.1103/PhysRevLett.18.905.

[9] Burnham D C, Weinberg D L. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs[J]. *Physical Review Letters*, 1970, **25**(2):84–87. DOI: 10.1103/PhysRevLett.25.84.

[10] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, *et al*. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs[J]. *Physical Review Letters*, 1995, **75**(24):4337–4341. DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.4337.

[11] Shi B S, Tomita A. Generation of a pulsed polarization entangled photon pair using a Sagnac interferometer[J]. *Physical Review A*, 2004, **69**(1):013803. DOI: 10.1103/PhysRevA.69.013803.

[12] Ikuta R, Kusaka Y, Kitano T, *et al*. Wide-band quantum interface for visible-to-telecommunication wavelength conversion[J]. *Nature Communications*, 2011, **2**(1):537. DOI: 10.1038/ncomms1544.

[13] Kim T, Fiorentino M, Wong F N C. Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization Sagnac interferometer[J]. *Physical Review A*, 2006, **73**(1):012316. DOI: 10.1103/PhysRevA.73.012316.

[14] Niu X L, Huang Y F, Xiang G Y, *et al*. Beamlike high-brightness source of polarization-entangled photon pairs[J]. *Optics Letters*, 2008, **33**(9):968–970. DOI: 10.1364/ol.33.000968.

[15] Ou Z Y, Lu Y J. Cavity enhanced spontaneous parametric down-conversion for the prolongation of correlation time between conjugate photons[J]. *Physical Review Letters*, 1999, **83**(13):2556–2559. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.2556.

[16] Lu Y J, Ou Z Y. Optical parametric oscillator far below threshold: Experiment versus theory[J]. *Physical Review A*, 2000, **62**(3):033804. DOI: 10.1103/PhysRevA.62.033804.

[17] Wang H, Horikiri T, Kobayashi T. Polarization-entangled mode-locked photons from cavity-enhanced spontaneous parametric down-conversion[J]. *Physical Review A*, 2004, **70**(4):043804. DOI: 10.1103/physreva.70.043804.

[18] Scholz M, Koch L, Benson O. Statistics of narrow-band single photons for quantum memories generated by ultrabright cavity-enhanced parametric down-conversion[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **102**(6):063603. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.063603.

[19] Scholz M, Koch L, Ullmann R, *et al*. Single-mode operation of a high-brightness narrow-band single-photon source[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **94**(20):201105. DOI: 10.1063/1.3139768.

[20] Scholz M, Wolfgramm F, Herzog U, *et al*. Narrow-band single photons from a single-resonant optical parametric oscillator far below threshold[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **91**(19):191104. DOI: 10.1063/1.2803761.

[21] Bao X H, Qian Y, Yang J, *et al*. Generation of narrow-band polarization-entangled photon pairs for atomic quantum memories[J]. *Physical Review Letters*, 2008, **101**(19):190501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.190501.

[22] Zhang H, Jin X M, Yang J, *et al*. Preparation and storage of frequency-uncorrelated entangled photons from cavity-enhanced spontaneous parametric down conversion[J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**(10):628–632. DOI: 10.1038/nphoton.2011.213.

[23] Dai H N, Zhang H, Yang S J, *et al*. Holographic storage of biphoton entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 2012, **108**(21):210501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.210501.

[24] Wang Y J, Yang W H, Zheng Y H, *et al*. A compact Einstein-Podolsky-Rosen entangled light source[J]. *Chinese Physics B*, 2015, **24**(7):92–97. DOI: 10.1088/1674-1056/24/7/070303.

[25] Tian L, Li S J, Yuan H X, *et al*. Generation of narrow-band polarization-entangled photon pairs at a rubidium D1 line[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2016, **85**(12):124403. DOI: 10.7566/JPSJ.85.124403.

[26] 宋海智, 张子昌, 周强, 等. 光电量子器件研究进展[J]. 红外与激光工程, 2024, **53**(1): 20230560. DOI: 10.3788/IRLA20230560.
[Song H Z, Zhang Z H, Zhou Q, *et al*. Advances in Photonic Quantum Devices[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2024, **53**(1):20230560. (in Chinese). DOI: 10.3788/IRLA20230560.]

[27] Birnbaum G. Frequency stabilization of gas lasers[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1967, **55**(6):1015–1026. DOI: 10.1109/PROC.1967.5715.

[28] 张孔. 碱金属原子跃迁波长与光纤通讯波段的光频率转换研究[D]. 太原: 山西大学博士论文, 2021.
[Zhang K. Investigation on optical frequency conversion between alkali-metal atomic transition wavelength and fiber telecom band[D].*Taiyuan*: *Shanxi University* (*Ph. D Thesis*), 2021. (in Chinese).]

[29] Boyd R W, Giese A, Gaeta A L, *et al*. Nonlinear optics[M]// Gordon W F. Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics. 2nd ed. Springer Cham, 2008, 1097–1110. DOI: 10.1007/978-3-030-73893-8.

[30] Tang N, Sutherland R L. Time-domain theory for pump-probe experiments with chirped pulses[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1997, **14**(12):3412–3423. DOI: 10.1364/JOSAB.14.003412.

[31] Ou Z Y, Mandel L. Violation of Bell's inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment[J]. *Physical Review Letters*, 1988, **61**(1):50–53. DOI: 10.1103/PhysRevLett.61.50.

Preparation and characterization of correlated photon pairs for cesium atomic memory

SHI Pengfei[1], LIU Meihui[1], HE Jun[1,2†], WANG Junmin[1,2]

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

Abstract: **Objective.** This paper introduces an experimental study on laser difference frequency generation(DFG) and spontaneous parametric down conversion(SPDC) using a four-mirror ring cavity with a nonlinear crystal PPLN inside. The work aims to develop triggered single-photon source and entangled photon source compatible with cesium atomic transitions. The research focuses on generating 852 nm photons to match the cesium D2 line, which is crucial for quantum information applications such as quantum memory and quantum interfaces.

Methods. In this study, a 509 nm fiber laser and a 1 260 nm semiconductor laser served as the fundamental light sources for difference frequency process, with the 509 nm fiber laser was used as the pump laser source for spontaneous parametric down-conversion process. A four-mirror ring cavity, resonant with 509 nm laser was constructed, and the cavity was actively locked using direct modulation and demodulation technology. Using cavity-enhanced resonant difference frequency generation and spontaneous parametric down-conversion in a PPLN crystal, We generated 852 nm signal light and correlated photon pairs at 852 nm and 1 260 nm. The 509 nm and 1 260 nm lasers were transmitted collinearly into the PPLN crystal. By optimizing the spatial mode of the input lasers and tuning the crystal temperature, optimal quasi-phase matching is achieved, enabling efficient 852 nm laser light generation. On this basis, a single 509 nm laser is used to pump the PPLN crystal to generate fluorescence at 852 nm and 1 260 nm, and study the correlation characteristics between photons at these wavelengths.

Results and Discussions. Experimental results indicate that when the 509 nm laser is at 94.5 mW, the signal photon counts obtained through spontaneous parametric down-conversion exceeded the background counts of the single-photon detector, verifying the generation of correlated photon pairs at 852 nm and 1 260 nm. The correlation time of the photon pairs is 15.6 ns, confirming the presence of temporal entanglement between two wavelengths.

Conclusions. This experiment demonstrates the efficient generation of temporally correlated photon pairs through intracavity DFG and SPDC employing a PPLN crystal. This paper provides a technical foundation for developing practical heralded single-photon sources and entangled photon sources suitable for quantum information applications involving cesium atoms.

Keywords: periodically polarized lithium niobate crystals; difference frequency generation (DFG); spontaneous parametric down-conversion (SPDC); correlated photon pairs; coincidence count

† Corresponding author, E-mail: hejun@sxu.edu.cn