宣布式可控波形单光子的产生和应用

颜辉*, 何君钰, 廖开宇, 朱诗亮*

广东省量子调控工程与材料重点实验室, 华南师范大学物理与电信工程学院, 广州 510006

* 通信作者. E-mail: yanhui@scnu.edu.cn, shilzhu@scnu.edu.cn

收稿日期: 2013-07-10; 接受日期: 2014-01-05

国家自然科学基金 (批准号: 11104085, 11125417, 91121023)、科技部重大研究计划 (批准号: 2011CB922104) 和教育部创新团队发展计划 (批准号: IRT1243) 资助项目

摘要 在时域上操控单光子的波形不但可以应用到基础量子物理研究, 也可以应用到量子信息处理. 窄线宽纠缠光子对的成功产生让时域上操控单光子的波形成为可能. 本文首先介绍了利用四波混频和慢光技术在大光学厚度的冷原子系综中产生窄线宽纠缠光子对, 进而获得宣布式可控波形单光子的工作. 在此基础上, 本文进一步介绍了宣布式可控波形单光子波形的操控. 然后介绍宣布式可控波形单光子在基础量子物理和量子通信方面的应用, 具体包括: (1) 单光子光前驱波; (2) 宣布式可控波形单光子与二能级原子相干相互作用; (3) 宣布式可控波形单光子差分相位编码量子密钥分发.

关键词 宣布式单光子 窄线宽纠缠光子对 冷原子 四波混频 量子信息处理

1 引言

1.1 单光子

光子是传递电磁相互作用的基本粒子^[1], 是一种规范玻色子. 单光子也被认为是单模量子化电磁场的基本粒子. 1900年, Planck 为了解释黑体辐射^[2~4] 提出了电磁场量子化的概念^[5]. 1905年, Einstein 最早引入“光量子”概念来解释光电效应^[5~7]. “光子”的正式得名则源自物理化学家 G. N. Lewis 的一篇理论文章^[8]. 但直到 1956 年 HBT 关联测量实验以及激光的发明后, 在 Glauber 等^[9,10] 科学家对光的高阶关联的系列研究的推动下, 光子的量子特性才逐步被揭示. 1983 年, Loudon 给出了光的二阶关联的纯量子表述

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^{(-)}(t)E^{(-)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t) \rangle}{\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t) \rangle^2}. \quad (1)$$

利用上述二阶关联函数, 单光子可定义为

$$g^{(2)}(\tau=0) = 0, \quad (2)$$

表示在同一时间, 只有一个光子经过分束器到达其中的一个探测器^[11~13]. (2) 式也充分体现了单光子的反聚束统计特性.

引用格式: 颜辉, 何君钰, 廖开宇, 等. 宣布式可控波形单光子的产生和应用. 中国科学: 信息科学, 2014, 44: 410–424, doi: 10.1360/N112013-00102

同时, 单光子也是一种最基本的粒子数态. 根据电磁场的量子化, 粒子数算符 $a^\dagger a$ 的本征态 $|n\rangle$ 称为粒子数态或福克态. 当 $n=0$ 时, 为真空态; 当 $n=1$ 时, 即单光子态, 表示确定数目的单个光子. 根据海森堡不确定原理可知, 对于具有确定粒子数目的单光子, 其相位是完全不确定的.

1.2 单光子源

最近 30 年, 量子信息科学飞速发展^[14~17], 单光子也由于在量子信息处理中的重要应用而被广泛关注, 如量子密钥分发、量子通信、线性光学量子计算等. 基于此, 对于单光子源与单光子探测器的研究已成为国际前沿热点研究课题. 理想的单光子源^[18]是指: (1) 根据需要能在任意时刻产生一个单光子; (2) 产生单光子的概率为 100%, 产生多光子的概率为 0%; (3) 产生的单光子不可区分, 产生率高 (仅仅受限于单光子的时域波形). 现实中常用的单光子源可以分为两类, 一类是确定性的单光子源, 一类是概率性的单光子源.

大部分确定性单光子源可等效为两能级单激发量子系统, 首先将系统泵浦到激发态, 然后确定性发出一个光子回到基态, 为了提高单光子的收集效率, 与光学腔的耦合很重要. 如单原子腔 QED 系统, 将单个的铷原子/铯原子囚禁到高精度的光学腔中, 利用三能级系统来确定性产生单个光子. 其他确定性单光子源还有: 单离子^[19]、单分子^[20]、量子点^[21,22]、金刚石色心^[23~25]、冷原子系综^[26]等.

与单个激发的确定性单光子源不同, 概率性单光子源则是首先产生一对纠缠光子, 探测其中的一个光子来得到另一个单光子^[27~29]. 其得名主要是由于纠缠光子对的产生是概率性的, 既有可能是产生一对光子, 也有可能是产生两对光子或多对光子.

1.3 宣布式单光子源

上述概率性的单光子源也称为宣布式单光子源, 即利用探测其中一个光子来宣布另一个单光子的产生. 虽然不是确定性的单光子源^[30~33], 由于其宣布式的特点而在量子信息处理中有很多应用^[34~36].

最早产生纠缠光子对的方法是利用钙原子级联辐射^[37~40], 但在过去的 20 年里, 参量下转换才是最常用的方法. 参量下转换是利用材料的二阶非线性 ($\chi^{(2)}$) 将泵浦光转换为满足一定相位匹配条件的一对光子. 常用于参量下转换的非线性材料有: KD^*P , BBO , LiNbO_3 , LiIO_3 等.

产生纠缠光子对的另外一种方式是四波混频^[41~43], 利用材料的三阶非线性 ($\chi^{(3)}$) 将 2 个泵浦光转换为一对纠缠光子. 相对于二阶非线性, 三阶非线性更加微弱, 一般需要通过增大相互作用长度来产生纠缠光子对, 如利用单模光纤中的四波混频来产生纠缠光子对^[44~46].

除此之外, 斯坦福大学的 Harris 研究组利用冷原子系综中的四波混频来产生波形可控纠缠光子对, 他们采用四能级双 Λ 构型, 利用电磁诱导透明来增大冷原子系综的三阶非线性效应, 同是利用慢光效应来增长纠缠光子对的相干时间, 得到线宽窄于铷原子自然线宽 ($\sim 6 \text{ MHz}$) 的纠缠光子对. 相对于传统参量下转换产生的纠缠光子对线宽在 THz 量级, 不能直接应用于量子存储器 (如用铷原子系综来做存储, 只能存储自然线宽以下的光子) 的研究. 冷原子四波混频得到的窄线宽纠缠光子对可以直接应用于量子存储器, 从而拓展到基于量子存储的远距离量子通信以及基于量子存储的量子网络, 具有广泛的应用前景.

如上所述, 单光子源的应用非常广泛, 本文仅限于介绍利用四波混频在冷原子系综中产生窄线宽纠缠光子对, 进而产生和操控宣布式窄线宽单光子方面的工作 (第 2 部分); 同时简要介绍宣布式窄线

图 1 利用四波混频和慢光效应在冷原子系综中产生窄线宽纠缠光子对的双 Λ 型能级结构图, 对于 ^{85}Rb , $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$ 可分别选择 $5S_{1/2}(F=2)$, $5S_{1/2}(F=3)$, $5P_{3/2}(F=3)$ 和 $5P_{1/2}(F=3)$

Figure 1 The double Λ energy level config for generation of narrowband paired photons through four wave mixing and slow light effect with cold atoms. For ^{85}Rb , $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$ should choose $5S_{1/2}(F=2)$, $5S_{1/2}(F=3)$, $5P_{3/2}(F=3)$ and $5P_{1/2}(F=3)$, respectively

宽单光子的应用 (第 3 部分). 在此方面, 除了 Harris 研究组的工作外^[47~49], 香港科技大学杜胜望研究组^[50~54]、中国科技大学史宝森、郭光灿研究组^[55], 以及上海光机所王育竹研究组^[56] 等在此领域也开展了一系列的研究工作.

2 宣布式可控波形单光子的产生

2.1 利用冷原子系综产生窄线宽纠缠光子对

DLCZ 远距离量子通信方案^[57] 提出后, 一些研究组就开始了利用原子系综来产生纠缠光子对. 最早是利用热原子泡^[58], 而后才是利用冷原子系综^[59], 但最早的方案都是利用 Λ 型三能级原子的自发拉曼过程, 即“读—写”模式. 根据 Eisaman 等^[18] 综述文章的观点, 我们此处也把这种脉冲式四波混频产生纠缠光子对并得到单光子的工作归结为确定性单光子源 (理论上一个读脉冲得到一个单光子), 因此下文不再介绍.

利用连续式四波混频在冷原子系综中产生窄线宽纠缠光子对的工作从 Balic 等^[60] 的工作开始, 而后 Du 等^[61] 利用二维磁光阱得到大光学厚度的冷原子系综得到了亚 MHz 量级线宽的纠缠光子对, 接着还有 Lu^[62], Chen^[63], Yan^[64] 及各自的合作者的系列工作.

其获得窄线宽纠缠光子对的原理如图 1 所示 (此处介绍 ^{85}Rb , 其他碱金属原子同样可以选用, 对于 ^{85}Rb , $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$ 可分别选择 $5S_{1/2}(F=2)$, $5S_{1/2}(F=3)$, $5P_{3/2}(F=3)$ 和 $5P_{1/2}(F=3)$), 四波混频采用双 Λ 型四能级系统, 当泵浦光和耦合光同时存在, 且泵浦光很弱时, 原子介质处于低增益区域 (单位时间内只能激发单个原子到激发态), 满足相位匹配条件的成对光子通过四波混频过程产生. 特别是该四能级系统中的 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 三个能级在强耦合光的作用下构成 Λ 型电磁诱导透明系统, 使得共振的反斯托克光子能不被原子介质吸收, 同时得以速度减慢, 从而得到相干时间很长的纠缠光子对, 即窄线宽的纠缠光子对.

从理论上讨论上述四波混频过程产生窄线宽纠缠光子对主要有 2 种方法, 一种是利用海森堡—郎之万方程^[60], 另一种是利用微扰方法^[63]. 海森堡—郎之万方程描绘的物理图像不仅包括产生光子对的过程, 还包括三光子、四光子的产生过程. 与之相比, 微扰方法更简明清晰, 它只讨论了我们感兴趣的四波混频产生光子对过程. 利用微扰法, 影响纠缠光子对的波包形状的参数主要是: 耦合光的有效拉比频率 (Ω_e), 两倍的平均退相干率 ($2\gamma_e$) 和相位匹配带宽的半高宽 ($\Delta\omega_g = 2\pi/\tau_g$). 以上 3 个频率参数之间的大小关系决定了纠缠光子对波包的特征^[63].

如果 $\text{Max}\{\Omega_e, \gamma_e\} < \Delta\omega_g$, 那么纠缠光子对的波包呈现拉比振荡形态. 此时的纵向失谐函数 $\Phi(\omega)$ 近似为 1, 反斯托克斯光的慢光效应可忽略, κ 纠缠光子对的振幅函数与非线性耦合系数 $\kappa(\omega_{as})$ 互为傅里叶变换关系. $\kappa(\omega_{as})$ 正比于 $\chi^{(3)}$, 而且 $\chi^{(3)}$ 的频谱线是以 ω_{as} 为中心, 间距为 Ω_e 的半高宽 γ_e 的对称的双峰曲线. 假设 $\Omega_e = \sqrt{|\Omega_c|^2 - |\gamma_{13} - \gamma_{12}|^2} > 0$, 那么纠缠光子对的振幅函数是

$$\begin{aligned}\Psi(t_{as}, t_s) &\simeq L\kappa(\tau)e^{-i(\omega_c + \omega_p)t_s} \\ &= Ae^{-\gamma_e\tau} \left[e^{-i(\varpi_{as} + \Omega_e/2)t_s} e^{-i(\varpi_{as} - \Omega_e/2)t_s} - e^{-i(\varpi_{as} - \Omega_e/2)t_s} e^{-i(\varpi_{as} + \Omega_e/2)t_s} \right],\end{aligned}\quad (3)$$

A 中包含各项常数, 方程表明拉比振荡是 2 个四波混频通道之间相互干涉的结果, 这两通道的反斯托克斯光和斯托克斯光的频率分别是 $\varpi_s + \Omega_e/2$, $\varpi_{as} - \Omega_e/2$ 和 $\varpi_s - \Omega_e/2$, $\varpi_{as} + \Omega_e/2$.

纠缠光子对的二阶关联函数为

$$G^{(2)}(\tau) = A'e^{-2\gamma_e\tau}[1 - \cos(\Omega_e\tau)]\Theta(\tau), \quad (4)$$

其中 $2\pi/\Omega_e$ 是拉比振荡周期, $2\gamma_e$ 是弛豫系数, $\Theta(\tau)$ 是阶跃函数, 当 $\tau > 0$ 时, $\Theta(\tau) = 1$, 当 $\tau < 0$ 时, $\Theta(\tau) = 0$.

如果 $\Omega_e > \Delta\omega_g$, 那么纠缠光子对的波包主要由纵向失谐函数 $\Phi(\omega_{as})$ 决定, 而三阶非线性系数可当成常数. 此时光子对的时域波包体现了反斯托克斯光的慢光效应. 在弱的泵浦光远失谐且 EIT 窗口远大于相位带宽的条件下, $\Phi(\omega_{as})$ 是辛格函数, 这时纠缠光子对的振幅函数可认为是矩形波包

$$\Psi(\tau) \simeq \kappa_0 L \tilde{\Phi}(\tau) = \kappa_0 V_g \prod(\tau; 0, L/V_g) e^{-i\varpi_{as}\tau}, \quad (5)$$

其中 κ_0 是共振非线性耦合常数, $\prod(\tau; 0, L/V_g)$ 是以 $[0, L/V_g]$ 为区域的矩形函数. 波包的相干时间是 $\tau_g = L/V_g$. 形象地理解, 矩形的波包可认为纠缠光子对在长条形原子团四波混频作用区域各点等概率产生的结果. 这种产生机制与传统的 Π 型参量下转换的纠缠光子对相类似.

典型的实验构建如图 2 所示, 泵浦光和耦合光反向共线通过冷原子介质, 然后在小角度范围内收集斯托克斯和反斯托克斯光子对. 从四波混频相位匹配条件来看, 收集光子的方向与泵浦光和耦合光所在的方向应该夹角越小效率越高, 但为了减少散射光子进入单光子计数器, 一般选择 3~5 度的夹角来收集纠缠光子对, 同时辅以频域滤波器 (F1 和 F2) 和空间滤波器单模光纤 (SMF) 来提高纠缠光子对的信噪比.

如上所述, 在光速减慢区域, 纠缠光子对波形由光速减慢时长决定, 而光学厚度与光速减慢时长成正比, 因此要得到长相干时间的窄线宽纠缠光子对关键是要获得大光学厚度的冷原子系综. 在实验上, 利用普通磁光阱可以得到光学厚度为 10 左右的冷原子介质, 如果要进一步增大光学厚度, 则需要利用二维磁光阱. 二维磁光阱的构架基本上与普通磁光阱相同, 只是需要用长方形的反亥姆赫兹线圈取代常规圆形反亥姆赫兹线圈, 使得一个方向的梯度磁场很少, 从而得到长条形的冷原子团, 最后达到增大冷原子团光学厚度的目的^[61]. 如图 3 所示, 在 OD 约为 30 的时候, 为光速减慢区域, 产生的纠缠光子对相干时间长达 400 ns.

图 2 利用四波混频和慢光效应在冷原子系统中产生窄线宽纠缠光子对的实验光路构架图

Figure 2 The experimental setup of generation of narrowband paired photons through four wave mixing and slow light effect with cold atoms

图 3 (a) 大光学厚度下的电磁诱导透明窗口; (b) 符合计数得到的窄线宽纠缠光子对的时域波形

Figure 3 (a) Electro-magnetically induced transparency widow with high optical depth($OD \approx 30$); (b) the measured temporal waveform of the narrowband paired photons

2.2 宣布式可控波形单光子时域波形操控

近年来, 一些研究发现可控波形的单光子在量子信息处理领域有重要的应用, 如高斯波形的单光子更有利于量子计算机的容错; 控制单光子的波形可以提高单光子在腔 QED 系统的存储效率; 不同波形单光子与原子系统的相互作用不同.

这类应用的关键是要产生波形可控的单光子. 对于传统参量下转换 (SPDC) 生成的单光子, 由于短的相干时间 (ps 级) 的限制, 进行时域波形的操控非常困难. 如果以探测上述四波混频和慢光技术产生的窄线宽纠缠光子对的斯托克斯光子作为条件, 则可以获得一个宣布式反斯托克斯单光子 ($g^2(0) < 0.2$). 由于上述纠缠光子对的长相干时间, 获得的反斯托克斯单光子线宽也很窄, 相干时间很长 (可以长达 $0.1 \sim 1 \mu s$). 对于相干时间如此长的单光子, 在时域类来操控和探测其波形成为可能 (单光子探测器时间分辨率可达 $0.5 ns$).

在成功获得窄线宽纠缠光子对的基础上, Kolchin 等^[65] 以探测纠缠光子对中的一个光子作为触发来对另一个光子进行调制, 首次实现了对单光子波形的直接操控. 如图 4 所示, 在反斯托克斯光子的光路中添加快速电光调制器, 直接对其进行幅度的调制, 这种对单光子波形的调制可类比于对经典的光脉冲的调制. 此时的单光子波包可描述成

$$G_m^{(2)}(\tau) = |m(\tau)|^2 G^{(2)}(\tau). \quad (6)$$

图 4 宣布式可控波形单光子时域波形操控实验构架图

Figure 4 The experimental setup for modulation of the heralded single photon's temporal waveform

图 5 宣布式可控波形单光子时域波形的直接调制

Figure 5 Directly modulation of the heralded single photon's temporal waveform

此处, $m(\tau)$ 是通过电光调制器施加的幅度调制信号, $G^2(\tau)$ 是调制前单光子的波形.

实验结果如图 5 所示, 通过电光调制器, 可以将信号发生器产生的波形直接调制到单光子的使用波形上, 获得任意波形的单光子. 对于宣布式单光子源, 条件自关联函数决定单光子品质 ($g^2(0) = N_{123}N_1/(N_{12}N_{13})$, N_1 表示 D_1 处斯托克斯光子的计数, N_{12} 表示 D_1 和 D_2 的符合计数, N_{13} 表示 D_1 和 D_3 的符合计数, N_{123} 表示 D_1, D_2, D_3 的符合计数). 测得结果表明, 调制器前后 $g^2(0)$ 分别约为 0.2 ± 0.04 和 0.21 ± 0.07 . 遗憾的是, 这一方案损失了大量的光子, 并且通过 M-Z 干涉仪做振幅调制会引入噪声光子.

此后, Du 等^[66] 理论指出, 可通过周期地调制四波混频中的 2 个驱动场来调制单光子的时域波形. 该方案的基本物理图像是, 被周期性调制后的泵浦光和耦合光在频域上由离散型的频率成分组成, 因而, 纠缠光子对由这些不同的四波混频通道相互干涉而产生. 在慢光效应显著, 泵浦光弱激发且周期调制频率足够小 (不大于 10 MHz) 的条件下, 这些 EIT 通道可以认为是等同的. 于是时间平均下的关联函数是

$$\bar{R}(\tau) = C(\tau)R_0(\tau). \quad (7)$$

图 6 产生周期性调制的纠缠光子对的实验构架图

Figure 6 The experimental setup of modulation of the paired photons' temporal waveform

此处 $R_0(\tau)$ 是不加调制时的关联函数, 而

$$C(\tau) = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta T I_p I_c} \int_0^{\Delta T} \bar{I}_p(t) \bar{I}_c(t + \tau) dt, \quad (8)$$

表示调制后的泵浦光场和耦合光场的时间卷积函数,

在 Du 等理论方案的基础上, Chen 等^[67] 从实验上实现了该方案, 实验构架如图 6 所示. 由 (7) 式可知, 如果在耦合光和泵浦光上面施加同样周期的方波调制, 则相当于在纠缠光子对上施加了三角波的周期调制. 尤为特别的是, 如果在泵浦光和耦合光施加不同波形的调制信号, 就可能生成任意波形的单光子. 比如用一个短的高斯脉冲 (可等同于 δ 函数) 调制泵浦光, 而耦合光用一个相同频率的方波跟着三角波的调制信号所调制, 耦合光的调制信号即烙印在单光子的时域波形上, 实验结果如图 7 所示.

3 宣布式可控波形单光子的应用

3.1 单光子光前驱波

1914 年 Sommerfeld 和 Brillouin 率先研究具有上升沿和下降沿的方波信号在介质中的传播问题. 他们发现, 一个理想的上升沿在任何介质中都是按照真空中的光速传播. 这个始终以真空中光速传播的上升沿以及随后随时间衰减的瞬态光场被称为光前驱波.

光前驱波不但在通信领域有重要的应用,而且被认为是验证信息能否超光速传输的极好方式 [68].

Zhang 等^[68]利用上述方法得到的方波形窄线宽单光子, 分别在三能级原子电磁诱导透明窗口的慢光条件下, 清晰观察到了单光子的光前驱波和主慢光信号的分离, 同时在二能级原子的超光速区域验证了光前驱波以光速传播的论断以及信号不能超光速传输的证明.

Zhang 等的实验构架如图 8 所示, 利用四波混频在冷原子系综中产生宣布式窄线宽单光子, 然后利用 EOM 制备具有上升沿的单光子, 制备的单光子相干时长大概为 300 ns, 二阶关联系数约为 0.2.

在此条件下, 让单光子通过另一冷原子介质, 原子介质光学厚度为 20 左右, 同时另一束耦合光将介质制备为电磁诱导透明的慢光介质, 最后用单光子探测器测量透过冷原子介质后的单光子波形. 测

图 7 调制经典驱动场获得宣布式任意波形单光子 (修改自文献 [67] 中的图 5)

Figure 7 Generation of arbitrary waveform heralded single photons through modulation of the pump and coupling laser fields (modified from Ref.[67], Figure 5)

图 8 单光子光前驱波实验构架图 (修改自文献 [68] 中的图 1)

Figure 8 The experimental setup of single photon precursor (modified from Ref.[68], Figure 1)

量结果如图 9 所示, 在上升沿延迟为零的地方有一个很窄的尖峰, 在约 100 ns 后, 有一个缓慢变化的主波包. 前者即为光波前驱, 后者为群速度减慢的主波包.

如果关闭耦合光, 直接选择二能级原子介质, 此时选择光学厚度为 2.5. 图 9(c) 给出了单光子的输出波形, 此时高斯光通过上述介质后应得到的 100 ns 的超光速. 在图 9(c) 中没有测量到任何超前于上升沿的单光子成分, 也就是说, 单光子传输满足狭义相对论的因果律, 没有超光速现象.

3.2 宣布式可控波形单光子与二能级原子相干相互作用

激光与二能级原子的相互作用是量子光学中最基本的问题. 当一束激光通过某一介质时, 介质对光的吸收和辐射可以改变其传输特性, 从而引起很多光学效应, 如衰减、放大、慢光、超光速等. 当通过介质不是相干光, 而是单光子的时候, 单光子的吸收和辐射可能在单光子脉冲时长内同时发生, 这样就有可能出现入射单光子与辐射单光子的干涉现象, 从而出现一些特别的物理现象.

Zhang 等 [69] 利用上述宣布式单光子源, 同时利用 EOM 制备指数上升波形和指数下降波形的单光子, 然后通过二能级介质, 整个实验构架如图 10 所示.

首先, 利用指数上升波形单光子, 上升时间为 26.5 ns 与二能级原子平均寿命相同 ($0.5 \times 2\pi \times 6$ MHz). 然后让光子通过二能级原子, 在上升时间内, 光子被吸收而不辐射, 在单光子脉冲完全

图 9 单光子光前驱波 (a) 具有上升沿的单光子波形; (b) 慢光条件下单光子光前驱波; (c) 超光速条件下的单光子光前驱波 (修改自文献 [68] 中的图 3)

Figure 9 Single photon precursor (a) the waveform of single photon with a step rising edge; (b) single photon precursor in slow light condition; (c) single photon precursor in superluminality condition (modified from Ref.[68], Figure 3)

图 10 单光子与二能级原子相干相互作用实验构架图 (修改自文献 [69] 中的图 3)

Figure 10 The experimental setup of the coherence interaction between single photon and two energy level atoms (modified from Ref.[69], Figure 3)

结束后, 被吸收的光子才被相干的辐射出, 如图 11 所示. 此处, 在上升期内, 之所以不存在单光子的辐射是由于辐射的单光子与入射的单光子的相消相干导致辐射几率为零.

上述结果可以简单解释. 在海森堡绘景下, 简单的计算辐射光场的强度可知, 辐射光场强度与入

图 11 二能级原子对指数上升波形单光子的吸收和辐射 (修改自文献 [69] 中的图 3)

Figure 11 The absorption and radiation of exponentially rising edge single photons for two energy level atoms (modified from Ref. [69], Figure 3)

射光场成正比, 但相位相反 (OD 为光学厚度),

$$\hat{E}_S(t) \simeq -\frac{OD}{4} \hat{E}_{in}(t). \quad (9)$$

同时, 为了验证上述物理图像的正确性, 他们又用指数下降波形的单光子做了类似实验, 发现此时: 吸收和辐射同时存在, 干涉现象没有发生.

此实验也表明, 指数上升波形的单光子可以通过量子相干存储在二能级原子系统里面.

3.3 宣布式可控波形单光子差分相位编码量子密钥分发

由于量子态的不可克隆性可以为合法通信者检测出密钥分发过程中窃听者的有无, 从而保证通信的绝对安全, 量子密钥分发近二三十年来引起了广泛的关注. 从最早的 BB84 方案^[70]起, 诞生了多种编码方案, 其中基于偏振编码的方案已被大量讨论. 然而, 因为光纤材料的旋光效应导致的偏振漂移, 基于偏振编码的光纤通信距离受到了一定的限制. 基于相位编码的差分相位编码量子密钥分发方案 (DPS-QKD) 在光纤中的通信距离则不受此项限制.

在 DPS-QKD 方案^[71]中, 在密钥发布端 Alice 处, 由单光子源产生的单光子经过 3 条时间间隔为 T 的路径后, 用分束器将这 3 条路径合束成 3 个脉冲. 在这 3 个脉冲上加 0 或者 π 的相位调制作为密钥编码. 接收端 Bob 用一个臂长差 T 的 M-Z 干涉仪测量相邻脉冲上的相位差. 如图 12 所示, Bob 只在 a, b, c, d 这 4 个时间序列上可以探测到光子, 并且把在 b 和 c 序列用探测器 D1 和 D2 探测到光子这两个事件分别编码经典比特中的“0”和“1”. Bob 只需使用经典通信告诉 Alice 探测到光子的时间序列, 而 Alice 根据相位调制编码的记录既可推断出哪个探测器探测到了光子, 于是探测器的信息即作为他们共享的一串密钥. 因为进入不等臂 M-Z 干涉仪前的光子在时间序列上是 4 个非正交的叠加态 $(|1_1 0_2 0_3\rangle \pm |0_1 1_2 0_3\rangle \pm |0_1 0_2 1_3\rangle)/\sqrt{3}$ 中的一个, 所以这保证了通信的绝对安全性. 在具体实

图 12 差分相位编码量子密钥分发方案中经过不等臂 M-Z 干涉仪后的 4 个时序

Figure 12 The time sequence of the single photon for DPS-QKD

图 13 宣布式方波形单光子差分相位编码量子密钥分发方案

Figure 13 The DPS-QKD scheme with heralded square waveform single photons

施过程中, 由于分束器的导致光子损失, Alice 端单光子发送效率只有 $1/3$. 在 b, c 时序上测得单光子的效率是 $2/3$, 因而生密钥的总效率是 $2/9$.

理论上可以通过增加发送光子的路径数来提高总效率, 假设路径数为 N , 上述 DPS-QKD 方案生成密钥的总效率为 $(N-1)/N^2$, 并没有增加. 因此真正的单光子 DPS-QKD 方案并没有实验实现, 尽管其无条件的绝对安全性已被证明. Yan 等^[72] 提出利用宣布式单光子代替传统的单光子, 则可以解决这个难题, 从而大幅提高密钥产生率. 方案如图 13 所示, 在发送者 Alice 处, Alice 以探测到一个斯托克斯光子作为触发信号, 分别触发幅度, 相位调制器以及探测器 D1 和 D2. 单光子的波包经过幅度调制整成方波形脉冲, 并用相位调制器对其进行编码. 如果幅度调制的脉冲有 N 个, 那么密钥生成的效率可以达到 $(N-1)/N$, 相比 DPS-QKD 的效率提升了 N 倍.

在此理论方案的基础上, Liu 等^[73] 利用宣布式方波形单光子首次实现了 DPS-QKD 方案的单光子实验. 实验结果如图 14 所示, 当选择 $N = 15$, 密钥产生率可达 93.4%, 远远高于传统的 DPS-QKD 方案, 与理论预期一致.

4 总结与展望

单光子制备本身是非常有挑战性的技术, 至于对单光子波形的控制则更难, 正由于此大家往往都

图 14 差分相位编码量子密钥分发调制脉冲数目与密钥产生效率的关系图 (修改自文献 [73] 中的图 5)

Figure 14 The efficiency of the DPS-QKD scheme with heralded square waveform single photons (modified from Ref.[73], Figure 5)

不考虑单光子的波形. 利用四波混频在冷原子系综中可以产生可控波形的纠缠光子对, 进而获得可控波形的宣布式单光子, 无疑为理解、操控单光子的波形打开了一扇大门. 在上述介绍的几个应用的基础上, 我们也深信, 可控波形单光子在量子物理和量子信息处理领域将有更加广阔和深入的应用, 如单光子存储、量子中继、高维纠缠光子对、密集编码量子通信等.

遗憾的是, 这种宣布式窄线宽单光子源需要利用大光学厚度的冷原子系综, 获得冷原子的系统相对复杂也很难真正集成化, 虽然原子芯片在冷原子中的应用让冷原子系统小型化成为可能^[74], 但与量子点、非线性晶体等固体介质材料相比在集成化方面没有任何优势. 利用热原子或者晶体介质等易于集成的材料来产生可控波形的纠缠光子对是值得关注的方向^[75].

致谢 感谢香港科技大学杜胜望教授、张善超博士、华东师范大学陈洁菲教授的帮助和讨论. 感谢华南师范大学张智明教授的支持和讨论. 感谢香港科技大学杜胜望研究组提供部分实验结果.

参考文献

- 1 Cohen-Tannoudji C, Dupont-Roc J, Grynberg G. Photons and Atoms: Introduction to Quantum Electrodynamics. New York: Wiley-Interscience, 1997. 1-486
- 2 Planck M. On the law of the energy distribution in the normal spectrum. Verh Dtsch Phys Ges, 1900, 2: 202-209
- 3 Planck M. On the theory of the energy distribution law of the normal spectrum. Verh Dtsch Phys Ges, 1900, 2: 237-244
- 4 Ter Haar D. The Old Quantum Theory. Pergamon, Oxford, 1967. 10-29
- 5 Loudon R. The Quantum Theory of Light. New York: Oxford University Press, 2000. 1-180
- 6 Einstein A. Concerning an heuristic point of view toward the emission and transformation of light. Ann Phys, 1965, 17: 132-148
- 7 Arons A B, Peppard M B. Einstein's proposal of the photon concept—a translation of the annalen der physik paper of 1905. Am J Phys, 1965, 33: 367-374
- 8 Lewis G N. The conservation of photons. Nature(London), 1926, 118: 874-875
- 9 Glauber R J. The quantum theory of optical coherence. Phys Rev, 1963, 130: 2529-2539
- 10 Glauber R J. Classical behavior of systems of quantum oscillators. Phys Rev, 1966, 21: 650-652

- 11 Gisin N, Ribordy G, Tittel W, et al. Quantum cryptography. *Rev Mod Phys*, 2002, 74: 145–152
- 12 Rarity J, Owens P, Tapster P. Quantum random-number generation and key sharing. *J Mod Opt*, 1994, 41: 2435–444
- 13 Stefanov A, Gisin N, Guinnard O, et al. High speed optical quantum random number generation. *J Mod Opt*, 2000, 47: 595–598
- 14 ARDA. Technical Report on Quantum Cryptography Technology Experts Panel, Advanced Research and Development Activity, 2004. 1–88
- 15 Bouwmeester D, Ekert A, Zeilinger A. The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation. Berlin: Springer, 2000. 1–288
- 16 Shor P. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory. In: *Proceedings of 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*. Los Alamitos: IEEE Computer Society Press, 1994. 124–134
- 17 Lo H K, Ma X, Chen K. Decoy state quantum key distribution. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 230504–230507
- 18 Eisaman M D, Fan J, Migdall A, et al. Invited review article: single-photon sources and detectors. *Rev Sci Instru*, 2011, 82: 071101–071125
- 19 Maurer C, Becher C, Russo C, et al. A single-photon source based on a single Ca⁺ ion. *New J Phys*, 2004, 6: 94–112
- 20 Steiner M, Hartschuh A, Korlacki R, et al. Highly efficient, tunable single photon source based on single molecules. *Appl Phys Lett*, 2007, 90: 183122–183124
- 21 Kako S, Santori C, Hoshino K, et al. A gallium nitride single-photon source operating at 200 K. *Nature Mater*, 2006, 5: 887–892
- 22 Shields A J. Semiconductor quantum light sources. *Nature Photon*, 2007, 1: 215–223
- 23 Alleaume R, Treussart F, Messin G, et al. Experimental open-air quantum key distribution with a single-photon source. *New J Phys*, 2004, 6: 92–105
- 24 Gaebel T, Popa I, Gruber A, et al. Stable single-photon source in the near infrared. *New J Phys*, 2004, 6: 98–104
- 25 Wu E, Rabeau J R, Roger G, et al. Room temperature triggered single-photon source in the near infrared. *New J Phys*, 2007, 9: 434–444
- 26 Chen S, Chen Y, Strassel T, et al. Deterministic and storable single-photon source based on a quantum memory. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 173004–173007
- 27 Okamoto R, Takeuchi S, Sasaki K. Detailed analysis of a single-photon source using gated spontaneous parametric downconversion. *J Opt Soc*, 2005, 22: 2393–2401
- 28 Liao K Y, Yan H, He J Y, et al. Experimental generation of narrow-band paired photons: from damped Rabi oscillation to group delay. *Chin Phys Lett*, 2014, 31: 034205–034208
- 29 Rarity J G, Tapster P R, Jakeman E. Absolute measurement of detector quantum efficiency using parametric downconversion. *Opt Commun*, 1987, 62: 4616–4619
- 30 Migdall A L, Branning D, Castelletto S. Tailoring single-photon and multiphoton probabilities of a single-photon on-demand source. *Phys Rev A*, 2002, 66: 053805–053808
- 31 Fitch M J, Jacobs B C, Pittman T B, et al. Proposal for a superconducting photon number resolving detector with large dynamic range. *Phys Rev A*, 2003, 68: 043814–043819
- 32 Jeffrey E, Peters N A, Kwiat P G. Towards a periodic deterministic source of arbitrary single-photon states. *New J Phys*, 2004, 6: 100–113
- 33 Shapiro J H, Wong F. On-demand single-photon generation using a modular array of parametric downconverters with electro-optic polarization controls. *Opt Lett*, 2007, 32: 2698–2700
- 34 Wilk T, Webster S C, Specht H P, et al. Polarization-controlled single photons. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 063601–063604
- 35 Dayan B, Parkins A S, Aoki T, et al. A photon turnstile dynamically regulated by one atom. *Science*, 2008, 319: 1062–1065
- 36 Aoki T, Parkins A S, Alton D J, et al. Efficient routing of single photons by one atom and a microtoroidal cavity. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 083601–083604
- 37 Peres A. Separability criterion for density matrices. *Phys Rev Lett*, 1996, 77: 1413–1415
- 38 Law C K, Walmsley I A, Eberly J H. Continuous frequency entanglement: effective finite Hilbert space and entropy control. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 5304–5307
- 39 Grice W P, U'ren A B, Walmsley I A. Eliminating frequency and space-time correlations in multiphoton states. *Phys Rev A*, 2001, 64: 063815–063821
- 40 Mosley P J, Lundeen J S, Smith B J, et al. Conditional preparation of single photons using parametric downconversion: a recipe for purity. *New J Phys*, 2008, 10: 093011–093039

- 41 Kielpinski D, Monroe C, Wineland D. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. *Nature*, 2002, 417: 709–711
- 42 Riebe M, Monz T, Kim K, et al. Deterministic entanglement swapping with an ion-trap quantum computer. *Nature Phys*, 2008, 4: 839–842
- 43 Home J P, Hanneke D, Jost J D, et al. Complete methods set for scalable ion trap quantum information processing. *Science*, 2009, 325: 1227–1230
- 44 Fan J, Dogariu A, Wang L J. Generation of correlated photon pairs in a microstructure fiber. *Opt Lett*, 2005, 30: 1530–1532
- 45 Fan J, Migdall A, Wang L J. Efficient generation of correlated photon pairs in a microstructure fiber. *Opt Lett*, 2005, 30: 3368–3370
- 46 Fan J, Migdall A. Phase-sensitive four-wave mixing and Raman suppression in a microstructure fiber with dual laser pumps. *Opt Lett*, 2006, 31: 2771–2773
- 47 Harris S E. Chirp and compress: toward single-cycle biphotons. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 063602–063605
- 48 Harris S E. Electromagnetically induced transparency. *Phys Today*, 1997, 50: 36–42
- 49 Kolchin P, Du S, Belthangady C, et al. Generation of narrow-bandwidth paired photons: use of a single driving laser. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 113602–113605
- 50 Chen J F, Zhang S, Yan H, et al. Shaping biphoton temporal waveforms with modulated classical fields. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 183604–183607
- 51 Du S W, Wen J, Rubin M H, et al. Four-wave mixing and biphoton generation in a two-level system. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 053601–053604
- 52 Du S W, Oh E, Wen J, et al. Four-wave mixing in three-level systems: interference and entanglement. *Phys Rev A*, 2007, 76: 013803–013806
- 53 Du S W, Wen J, Rubin M H. Narrowband biphoton generation near atomic resonance. *J Opt Soc Am B*, 2008, 25: C98–C108
- 54 Chen J F, Loy M, Wong G, et al. Optical precursors with finite rise and fall time. *J Opt*, 2010, 12: 104010–104017
- 55 Liu Y, Wu J H, Shi B S, et al. Realization of the two-dimensional magneto-optical trap with a high optical depth. *Chin Phys Lett*, 2012, 29: 024205–024207
- 56 Chen P, Qian J, Chen D Y, et al. Interference of a narrowband biphoton with double electromagnetically induced transparency in an n-type system. *Chin Phys Lett*, 2012, 29: 044202–044205
- 57 Duan L, Lukin M, Cirac J, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 2001, 414: 413–418
- 58 van der Wal, Eisaman M D, Andr'e A, et al. Atomic memory for correlated photon states. *Science*, 2003, 301: 196–200
- 59 Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, et al. Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. *Nature*, 2003, 423: 731–734
- 60 Balic V, Braje D A, Kolchin P, et al. Generation of paired photons with controllable waveforms. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 183601–183604
- 61 Du S, Kolchin P, Belthangady C, et al. Subnatural linewidth biphotons with controllable temporal length. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 183603–183606
- 62 Lu X S, Chen Q F, Shi B S, et al. Generation of a non-classical correlated photon pair via spontaneous four-wave mixing in a cold atomic ensemble. *Chin Phys Lett*, 2009, 26: 064204–064206
- 63 Chen P, Zhou S Y, Xu Z, et al. Narrowband biphoton generation with four-wave mixing in a far-detuning three-level system. *Chin Phys Lett*, 2011, 28: 074214–074217
- 64 Yan H, Zhang S, Chen J F, et al. Generation of narrow-band hyperentangled nondegenerate paired photons. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 033601–033604
- 65 Kolchin P, Belthangady C, Du S, et al. Electro-optic modulation of single photons. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 103601–103604
- 66 Du S, Wen J, Belthangady C. Temporally shaping biphoton wave packets with periodically modulated driving fields. *Phys Rev A*, 2009, 79: 043811–043815
- 67 Chen J F, Zhang S, Yan H, et al. Shaping biphoton temporal waveforms with modulated classical fields. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 183604–183607
- 68 Zhang S, Chen J F, Liu C, et al. Optical precursor of a single photon. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 243602–243605
- 69 Zhang S, Liu C, Zhou S Y, et al. Coherent control of single-photon absorption and reemission in a two-level atomic ensemble. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 263601–263605

- 70 Bennett C H, Brassard G. Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing. In: Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing, Bangalore, 1984. 175–179
- 71 Inoue K, Waks E, Yamamoto Y. Differential phase shift quantum key distribution. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 037902–037904
- 72 Yan H, Zhu S L, Du S. Efficient phase-encoding quantum key generation with narrow-band single photons. *Chin Phys Lett*, 2011, 28: 070307–070310
- 73 Liu C, Zhang S C, Zhao L W, et al. Differential-phase-shift quantum key distribution using heralded narrow-band single photons. *Opt Express*, 2013, 21: 9505–9513
- 74 Fortagh J, Zimmermann C. Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Rev Mod Phys*, 2007, 79: 235–289
- 75 Fekete J, Rielander D, Cristiani M, et al. Ultranarrow-band photon-pair source compatible with solid state quantum memories and telecommunication networks. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 220502–220506

Heralded narrowband single photon with controllable waveform: generation and application

YAN Hui*, HE JunYu, LIAO KaiYu & ZHU ShiLiang*

Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, School of Physics and Telecommunication Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China

*E-mail: yanhui@scnu.edu.cn, shilzhu@scnu.edu.cn

Abstract Manipulation of the temporal waveform of single photons not only provides a powerful benchmark tool for fundamental research in quantum physics, but also plays a critical role in quantum information processing. The generation of narrowband paired photons makes it possible for manipulating the temporal waveform of single photons. At first, we reviewed the generation of narrowband photon pairs through four wave mixing and slow light with high optical depth cold atoms. Secondly, we reviewed the generation and manipulation of the heralded narrowband single photons with controllable waveforms. Thirdly, we reviewed the application of the heralded narrowband single photons: (1) single photon precursor; (2) the coherent interaction between the heralded narrowband single photon and two energy level atoms; (3) DPS quantum key distribution with the heralded narrowband single photons.

Keywords heralded single photon, narrowband paired photons, cold atom, four wave mixing, quantum information processing

quantum information processing.

YAN Hui was born in 1981. He received the Ph.D. degree in atom and molecule physics from Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan, in 2009. Currently, he is a senior researcher at cold atoms. His research interests include cold atoms, nonlinear optics,

ZHU ShiLiang was born in 1970. He received the Ph.D. degree in physics from the University of Hong Kong, in 2001. Currently, he is a Senior Researcher at cold atoms. His research interests include cold atoms, quantum simulation, quantum computation.