

基于微型光学偶极阱中单个铯原子俘获与操控的 852 nm 触发式单光子源*

刘贝¹⁾²⁾ 靳刚¹⁾²⁾ 何军¹⁾²⁾³⁾ 王军民^{1)2)3)†}

1)(山西大学光电研究所, 太原 030006)

2)(山西大学, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

3)(山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2016年7月14日收到; 2016年9月5日收到修改稿)

基于单原子操控的单光子源具有窄带宽、可与同类原子吸收线匹配、基本不受外界环境因素的影响等特点, 在量子光学基本问题研究及量子信息处理等方面具有重要价值. 本文研究了强聚焦 1064 nm 基模高斯光束形成的光学偶极阱中铯原子 $6S_{1/2}|F_g = 4, m_F = +4\rangle - 6P_{3/2}|F_e = 5, m_F = +5\rangle$ 循环跃迁的光频移, 并在实验上进行了测量. 基于共振脉冲光激发俘获在远失谐微型光学偶极阱中的单个铯原子, 实验演示了 10 MHz 重复频率的触发式 852 nm 单光子源. 采用基于单光子探测器的 Hanbury Brown-Twiss 实验系统, 对单光子源的二阶相干度进行了测量, 零延时处符合计数值为 0.09, 实验显示单光子源呈现显著的光子反群聚特性.

关键词: 微型光学偶极阱, 单原子, 光频移, 触发式单光子源

PACS: 37.10.-x, 32.80.-t, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.233701

1 引言

单光子态是不同于传统相干态的一种新型量子态, 从光子数分布描述是单粒子的 Fock 态, 即在某个时刻只发出一个光子的量子态^[1]. 单光子源作为一种非经典光源, 其物理实现是量子光学领域的重要课题之一, 不仅体现在量子光学的基础研究方面^[2,3], 同时对于量子保密通信^[4]以及线性量子计算等^[5,6]方面具有重要的应用价值. 此外, 单光子源对于制备光子与原子的量子纠缠、实现量子中继、研究量子信息传输和存储之间的量子接口等方面也具有重要的意义. 实验中通常采用基于自由空间中俘获的单原子^[7,8]、半导体量子点^[9]、金刚石中的 N-V 色心^[10]、聚合物薄膜中的单分子^[11]、单原子或单离子腔 QED 等^[12,13]方法产生单光子源. 目前这些产生单光子源的方案都有自身的优点和

缺点. 在这些方案中, 基于自由空间中激光冷却与俘获的单原子, 由于其基本不受外界电场和磁场的影响, 同时其产生的单光子具有线宽窄, 可与同类原子吸收线匹配等特点, 因此引起人们的广泛关注^[7,8].

图 1 是基于自由空间中激光冷却与俘获的单原子产生单光子的示意图. 实验构建铯原子 $6S_{1/2}|F_g = 4, m_F = +4\rangle - 6P_{3/2}|F_e = 5, m_F = +5\rangle$ 为一个封闭的二能级原子系统. 利用共振脉冲光对原子进行激发, 基态 $6S_{1/2}|F_g = 4, m_F = +4\rangle$ 的原子将被抽运至激发态 $6P_{3/2}|F_e = 5, m_F = +5\rangle$, 其后处于激发态的原子由于自发辐射返回基态并辐射光子. 图 1 中右边所示为激发态 $1/e$ 寿命 (30.5 ns^[14]) 指数衰减的波包. 控制脉冲光的重复频率, 对原子进行周期性相干激发, 实验中可以实现可控的触发式单光子源. 但是基于光学偶极阱中俘获单原子产生单光子源的过程中, 俘获光场与原

* 国家自然科学基金 (批准号: 11274213, 61475091, 61205215) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB921601) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wjjmm@sxu.edu.cn

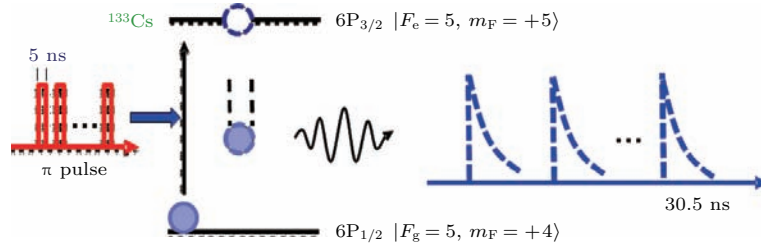


图1 脉冲激发单个铯原子实现触发式单光子源示意图

Fig. 1. Schematic diagram of triggered single-photon source based on pulsed excitation of a trapped single cesium atom.

子的相互作用会导致原子能级的光频移 (AC Stark shift), 即脉冲光与俘获原子相互作用的过程中, 脉冲光相对于偶极阱中原子的能级会存在失谐, 失谐量依赖于原子在偶极阱的空间参数, 会影响原子能态的确定性激发以及原子的退相干^[15]. 因此, 脉冲光激发原子的过程中, 为了获得确定性的 π 脉冲激发, 需要脉冲光与偶极阱中原子的能级共振, 这就要求精确测量原子基态与激发态在偶极阱中的光频移.

本文首先利用脉冲光激发俘获在偶极阱中的单原子, 测量不同频率脉冲光激发条件下原子辐射的荧光光子信号, 对光学偶极阱中原子基态与激发态之间的光频移进行测量, 并与利用多级模型计

算的光频移结果进行比较; 其次, 基于共振 π 脉冲激发俘获在偶极阱中的单原子, 测量铯原子 $6P_{3/2}$ 态的自发辐射寿命; 最后, 优化冷却方案和探测方案获得 10 MHz 重复频率的触发式单光子源, 基于 Hanbury Brown-Twiss (HBT) 实验方案对产生的单光子进行探测^[16], 并分析背景计数对实验结果的影响.

2 实验装置

实验装置如图 2 所示. 真空度为 2×10^{-11} Torr (1 Torr \approx 133.3 Pa) 的超高真空气室中, 利用大磁

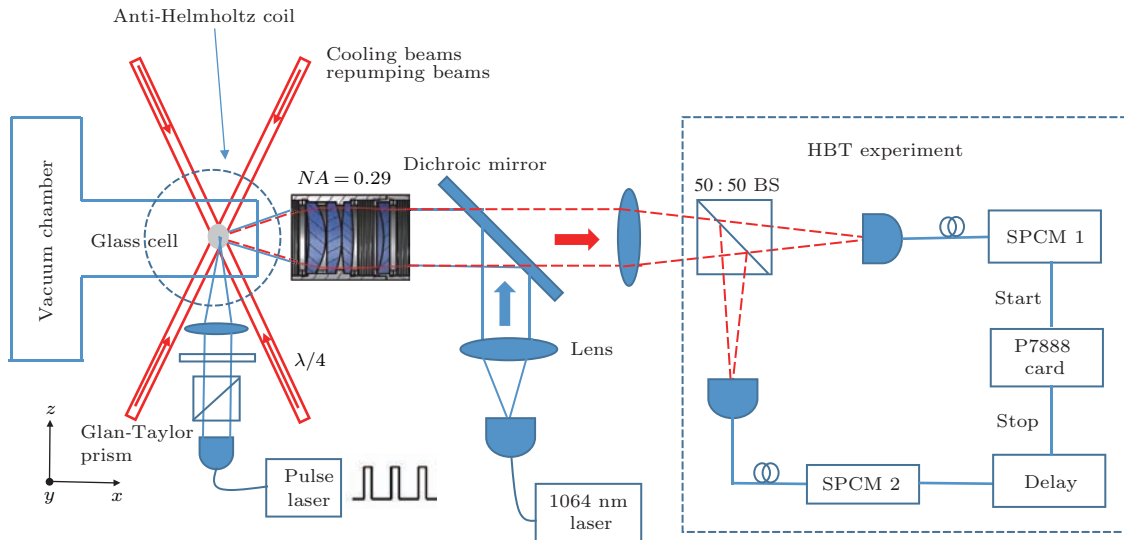


图2 实验装置图 同一组透镜聚焦形成光学偶极阱并用于收集原子辐射的荧光光子; 脉冲光沿着偶极阱的径向对原子进行激发, 两个单光子探测器分别用来探测原子辐射的 852 nm 荧光光子; 虚线方框内显示的是典型的 HBT 实验装置; 图中各元器件所代表的意义如下: Vacuum chamber, 真空气室; Glass cell, 玻璃泡; Anti-Helmholtz coil, 反向亥姆霍兹线圈; SPCM, 单光子探测器; $\lambda/4$, 零四分之一波片; Glan-Taylor prism, 格兰-泰勒棱镜; Cooling beams, 冷却光; Repumping beams, 反抽运光; Dichroic mirror, 双色片; 50 : 50 BS, 50 : 50 分束器; Pulse laser, 脉冲激光; Lens, 透镜; 1064 nm laser, 偶极阱激光

Fig. 2. Experimental setup. The same objective lens is assembly used to produce an optical dipole trap and collect the 852 nm fluorescence photons emitted from the trapped atom. The atom is excited by the pulsed laser along the radial direction. Two single-photon-counting modules (SPCM1 and SPCM2) are used to detect the 852 nm fluorescence photons. The dotted box shows a typical HBT experiment setup.

磁场梯度的磁光阱首先实现单原子的冷却与俘获. 全固态单纵模 1064 nm 激光器输出的激光经过焦距为 100 mm 的透镜进行扩束, 63 mW 的输出功率下, 利用复合透镜组(焦距 $f = 36$ mm, 数值孔径 $NA = 0.29$) 聚焦获得腰斑半径为 $2.3 \mu\text{m}$, 阱深约为 2 mK 的光学偶极阱, 其轴向和径向振荡频率分别为 $\Omega_{\text{axial}} = 2\pi \times 4.9$ kHz 和 $\Omega_{\text{radial}} = 2\pi \times 47.8$ kHz. 原子辐射的荧光光子信号采用同一组复合透镜进行收集, 经过 50 : 50 分束器分成两路, 分别利用两个单光子探测器(PerkinElmer optoelectronics, SPCM-AQR-15) 进行探测. 两个单光子探测器的输出信号分别连接快速计数卡(FAST Com Tech, P7888 card) 的 start 和 stop 端口, 用于进行光子符合计数测量. 具体的磁光阱和偶极阱实验装置细节可参考文献 [17–19].

脉冲激光利用电光波导型振幅调制器产生, 对振幅调制器采用精确控温可以有效提高输出脉冲激光的 On/Off 比值和功率稳定性 [20]. 脉冲光经由单模保偏光纤输出, 经过高消光比格兰-泰勒棱镜起偏后通过零级 $\lambda/4$ 波片制备为圆偏振光, 经过焦距 50 mm 的平凸透镜聚焦至光学偶极阱位置, 对应脉冲激光的腰斑半径为 $12 \mu\text{m}$. 实验中脉冲光沿着偶极阱的径向对原子进行激发, 考虑铯原子 $6P_{3/2}$ 态寿命约为 30.5 ns, 同时要求脉冲激光的傅里叶展宽小于 $6P_{3/2}|F_e = 4, m_F = +4\rangle - 6P_{3/2}|F_e = 5, m_F = +5\rangle$ 的能级间隔(约为 251 MHz). 为了获得最大重复频率的脉冲激发, 实验中激光脉冲宽度为 5 ns, 重复频率为 10 MHz.

3 实验结果与讨论

采用如图 3 所示的实验时序测量基态和激发态之间的光频移并产生触发式单光子源. 首先在大磁场梯度的磁光阱中完成单原子的制备 [21,22], 此时, 磁场及冷却光、反抽运光都处于开启状态; 通过选择合适的磁光阱和偶极阱重叠时间, 原子被高效地转移到偶极阱中并对其进行 10 ms 的偏振梯度冷却用于降低原子的温度 [17]; 打开量子化轴磁场 (2 Gauss (1 Gauss = 10^{-4} T)) 同时开启脉冲激光, 前几个脉冲序列实现俘获原子 Zeeman 态的制备; 为了降低共振脉冲光激发过程中原子动量积累过程导致的加热, 采用激发-冷却的交替过程对原子进行激发 [23], 从而延长原子的激发时间, 优化实

验参数下脉冲激发过程持续时间为 2 s. 为了避免脉冲激发过程中处于基态 $F_g = 4$ 的原子被抽运到 $F_g = 3$ 态, 共振于铯原子 D_1 线的反抽运光在整个实验过程中处于开启状态. 实验中采用探测系统门控的方案提高测量过程中的信号背景比, 有效地避免了杂散光对实验结果的影响, 即脉冲激发过程中探测系统只在原子辐射荧光过程中开启, 其他时间处于关闭状态.

脉冲光激发光学偶极阱中俘获的单原子产生单光子的过程中, 俘获光场与原子的相互作用导致原子基态与激发态的光频移. 利用多能级模型对光频移进行计算, 光强为 $I(r)$ 的俘获光场对能量为 E_i 和塞曼子能级 m_i 的原子态 $|i\rangle$ 产生的光频移为 [24]

$$U_{\text{dip}} = -3\pi c^2 I(r) \times \sum_{J'F'm'} \frac{A_{J \rightarrow J'} (2J' + 1)(2F + 1)(2F' + 1)}{\omega_{JJ'}^2 (\omega_{JJ'}^2 - \omega^2)} \times \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ m & q & -m' \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix}^2,$$

其中 A_{ki} 为爱因斯坦系数(即自发辐射系数), $\begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix}$ 表示 6-j 系数, $\begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ m & q & -m' \end{pmatrix}$ 表示 3-j 系数.

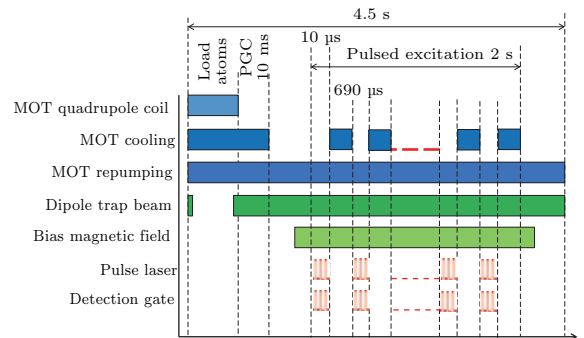


图 3 (网刊彩色) 实验时序 脉冲光激发俘获在偶极阱中的原子产生单光子, 交替的激发-冷却时序可以有效抵消由于共振脉冲激发导致原子的加热, 探测器只有在产生单光子的过程中处于开启状态

Fig. 3. (color online) Experimental timing sequence. A single atom is confined in an optical dipole trap and then excited by a resonant pulsed laser to generate single photon. A gated excitation and cooling technique is employed to suppress the heating induced by the resonance pulsed excitation. The fluorescence signal is gated so that only photons emitted after the period of pulsed excitation are counted.

由光频移的表达式可以看出光频移的大小由俘获光场的强度以及俘获光场与原子跃迁频率的失谐量决定. 实验中对 1064 nm 光学偶极阱中原子基态与激发态的光频移进行测量, 并和计算结果进行比较. 利用共振于铯原子 $F_g = 4 - F_e = 5$ 循环跃迁的脉冲光激发俘获在偶极阱中的单原子, 原子辐射荧光光子信号的强度依赖于脉冲光频率. 基于此方案, 评估线偏振偶极阱中原子基态与激发态之间的光频移. 脉冲光沿着偶极阱的径向对原子进行激发, 其聚焦腰斑大小为 $12 \mu\text{m}$, 光强约为 1 倍的饱和光强 ($I_{\text{sat}} = 1.12 \text{ mW}/\text{cm}^2$ ^[14]). 为了获得长时间的脉冲激发, 实验中采用交替脉冲激发冷却的方法, 重复频率为 1 kHz, 其中脉冲光激发时间为 $100 \mu\text{s}$, 冷却时间为 $900 \mu\text{s}$. 实验结果如图 4 所示, 原子辐射荧光光子信号随着脉冲光频率改变. 采用洛伦兹函数对图中的实验数据进行拟合, 阱深为 2 mK 时, 原子基态与激发态之间的光频移为 (25.4 ± 1.2) MHz, 半高全宽为 31.9 MHz; 阱深为 1.5 mK 时, 原子基态与激发态之间的光频移为 (17.5 ± 0.8) MHz, 半高全宽为 18.4 MHz. 相比较于铯原子 D_2 线自然线宽 5.2 MHz^[14], 谱线宽度有明显的加宽. 实验中的测量误差和谱线展宽主要来源于脉冲光对偶极阱中原子的加热, 从而导致不同时刻原子在阱中空间位置的变化^[15]. 这种热运动导致的谱线展宽, 可以通过进一步优化冷却方案得到改善. 利用多能级模型对 1064 nm 光学偶极阱中原子基态与激发态之间的光频移进行计算, 阱深为 2.0 和 1.5 mK 时, 对应基态与激发态之间的光频移分别为 25.86 和 17.21 MHz, 实验测量结果与计算结果基本符合.

为保证单光子的高效制备, 需要将原子高概率地激发至上能态. 脉冲光重复频率及脉冲宽度固定的条件下, 激发概率由脉冲光光强决定, 只有满足 π 脉冲激发才能将原子最大概率地激发至上能态. 实验中通过改变脉冲光光强, 测量不同脉冲光强对应原子辐射的荧光光子数, 获得了铯原子基态和激发态之间的 Rabi 振荡, 从而确定所需要的 π 脉冲光强. 脉冲光腰斑大小为 $12 \mu\text{m}$ 时, π 脉冲激发所需要的脉冲光峰值功率约为 1.25 mW ^[23]. 其次实验中测量了 π 脉冲激发条件下, 偶极阱中单原子所辐射单光子的波包. 采用如图 3 所示的实验时序, 利用 P7888 卡进行测量, 触发振幅调制器产生脉冲光的电信号作为 P7888 卡的 start 信号, 原子辐射的荧光信号作为 stop 信号, P7888 卡的时间分辨率

为 1 ns. 测量结果如图 5 所示, 激发光脉冲宽度为 5 ns, 重复频率为 10 MHz, 固定脉冲激光峰值功率为 1.25 mW . 采用指数衰减函数对原子辐射的荧光信号进行拟合, 实验得到典型的铯原子 $6P_{3/2}$ 态寿命为 (31.3 ± 2.4) ns, 与理论值 30.5 ns 基本符合. 实验中误差主要来自于测量误差以及实验数据的拟合误差, 同时实验系统光子束流强度较低导致的统计误差也会对实验结果造成一定影响.

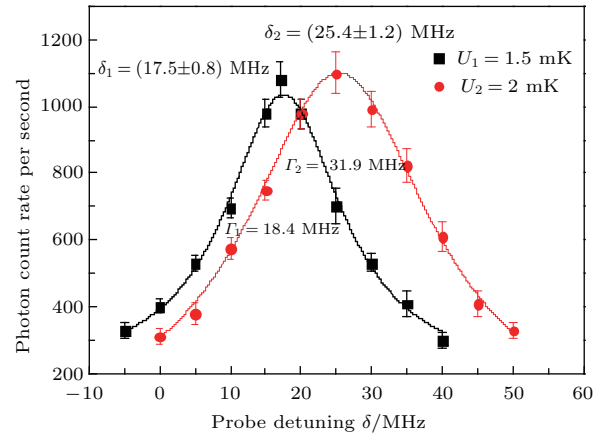


图 4 原子跃迁光频移测量. 圆点和方块为实验测量数据, 实线为洛伦兹线型拟合曲线. 阱深为 2 mK 时对应光频移为 (25.4 ± 1.2) MHz, 线宽为 31.9 MHz; 阱深为 1.5 mK 时对应光频移为 (17.5 ± 0.8) MHz, 线宽为 18.4 MHz

Fig. 4. Measurement of the light shift spectra of the atomic transition. The circle dots and the solid squares are the experimental data, and the solid lines are the Lorentzian fittings. The measured shift is (25.5 ± 1.2) MHz and the linewidth is 31.9 MHz (FWHM) for 2 mK trap depth. The measured shift is (17.5 ± 0.8) MHz and the linewidth is 18.4 MHz (FWHM) for 1.5 mK trap depth.

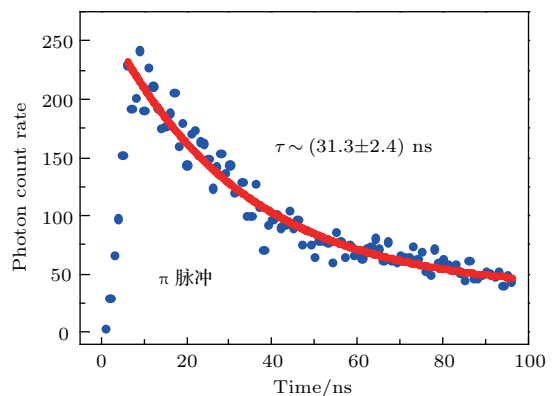


图 5 π 脉冲激发单原子荧光信号. 曲线为指数衰减拟合, 对应的寿命为 (31.3 ± 2.4) ns. 时间分辨率为 1 ns

Fig. 5. Spontaneous emission from a single atom after π pulsed excitation. The line is fitting by an exponential decay with a characteristic decay time of (31.3 ± 2.4) ns. The time resolution is 1 ns.

利用 π 脉冲激发俘获在偶极阱中的单原子可以产生单光子, 实验上对单光子的二阶关联函数进行了测量. 采用如图2所示的实验装置进行HBT实验测量, 原子辐射的荧光光子信号通过50:50分束器分为两路, 分别用两个单光子探测器进行探测, 其中一路探测器输出信号作为start信号, 另外一路输出信号经过延时器(DG535)作为stop信号. 测量时序如图3所示, 通过优化的激发冷却时序方案, 激发原子的寿命从 $(108\pm 6)\ \mu\text{s}$ 提高到 $(2536\pm 31)\ \text{ms}$ ^[23]. 图6是测得的实验结果, 27590 s时间内共有481234个start计数, 产生930个stop, 每个start对应之后记录1 μs 的符合计数. 在零延时处, 符合计数明显小于其他脉冲周期整数倍位置的符合计数值, 经过归一化之后可以得到零延时处峰值面积占其余峰值面积平均值的9%. 剩余的零延时峰主要来自于脉冲光背景, 偶极阱光背景, 以及整个测量过程中的暗计数(包括单光子探测器背景计数及外界环境中的杂散光子)以及双光子计数. 除去背景计数, 可得残余的双光子概率小于4.2%.

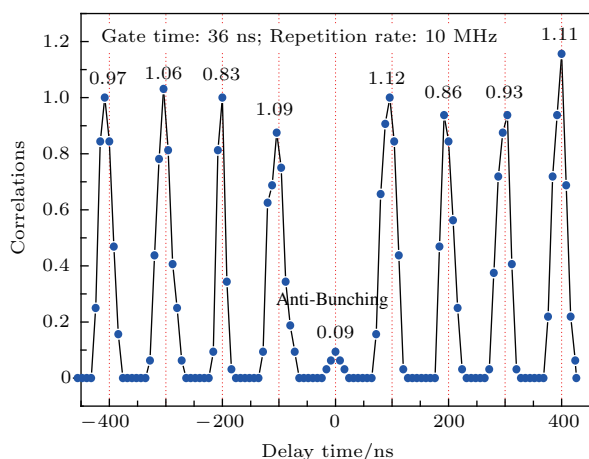


图6 扣除背景条件下, 脉冲激发单原子辐射荧光光子的二阶关联函数的符合计数. 零延迟处的符合计数值显示产生的是单光子辐射.

Fig. 6. Second-order intensity correlations of the single-photon source with background subtraction. The absence of a peak at zero delay shows that the source is emitting single photons.

4 结 论

基于激光冷却与俘获的单原子, 实验演示了10 MHz重复频率852 nm触发式单光子源. 实验中通过测量不同频率脉冲光激发条件下原子辐射荧光光子信号强度, 测量了由于偶极阱光导致原子基态和激发态之间跃迁的光频移. 固定脉冲宽度及重复频率, 改变脉冲激光强度获得了偶极阱中单原子

基态与激发态之间的Rabi振荡, 确定了激发原子至上能态对应的 π 脉冲的光强. 合适的脉冲激光频率和 π 脉冲光强可以保证处于基态的原子被高概率地激发到激发态. 基于 π 脉冲激发俘获在偶极阱中的单原子, 获得了852 nm触发式单光子源. 基于HBT实验方案进行了光子符合计数测量, 获得零延时处符合计数值为0.09, 表明实验中获得了单光子辐射.

下一步拟利用Hong-Ou-Mandel双光子干涉实验方案^[25]对实验中产生单光子的不可区分度进行测量. 同时采用935.6 nm激光构建铯原子魔数波长的光学偶极阱^[24], 俘获原子的同时消除原子跃迁的空间非均匀光频移, 基于魔数波长光学偶极阱中俘获的单原子实现触发式单光子源, 希望进一步提高所产生单光子的不可区分度.

参考文献

- [1] Grangier P, Abram I 2004 *New J. Phys.* **6** 85
- [2] Hessmo B, Usachev P, Heydari H, Björk G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 180401
- [3] Lombardi E, Sciarrino F, Popescu S, Martini F D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 070402
- [4] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, Zbinden H 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 145
- [5] Knill E, Laflamme R, Milburn G J 2001 *Nature* **409** 46
- [6] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, Dowling J P, Milburn G J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 135
- [7] Darquie B, Jones M P A, Dingjan J, Beugnon J, Bergamini S, Sortais Y, Messin G, Browaeys A, Grangier P 2005 *Science* **309** 454
- [8] Garcia S, Maxein D, Hohmann L, Reichel J, Long R 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 114103
- [9] Ding X, He Y, Duan Z C, Gregersen N, Chen M C, Unsleber S, Maier S, Schneider C, Kamp M, Höfling S, Lu C Y, Pan J W 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 020401
- [10] Kurtsiefer C, Mayer S, Zarda P, Weinfurter H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 290
- [11] Brunel C, Lounis B, Tamarat P, Orrit M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2722
- [12] McKeever J, Boca A, Boozer A D, Miller R, Buck J R, Kuzmich A, Kimble H J 2004 *Science* **303** 1992
- [13] Keller M, Lange B, Hayasaka K, Lange W, Walther H 2004 *Nature* **431** 1075
- [14] Kurucz R L, Bell B <http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html> [2016-07-01]
- [15] Shih C Y, Chapman M S 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063408
- [16] Hanbury R B, Twiss R Q 1956 *Nature* **177** 27
- [17] He J, Yang B D, Cheng Y J, Zhang T C, Wang J M 2011 *Front. Phys.* **6** 262
- [18] He J, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2011 *Phys. Scr.* **84** 025302

- [19] Diao W T, He J, Liu B, Wang J Y, Wang J M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 023701 (in Chinese) [刁文婷, 何军, 刘贝, 王杰英, 王军民 2014 物理学报 **63** 023701]
- [20] Jin G, Liu B, He J, Wang J M 2016 *Appl. Phys. Express* **9** 072702
- [21] Wang J Y, Liu B, Diao W T, Jin G, He J, Wang J M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 053202 (in Chinese) [王杰英, 刘贝, 刁文婷, 靳刚, 何军, 王军民 2014 物理学报 **63** 053202]
- [22] Liu B, Jin G, Wang J Y, He J, Wang J M 2015 *Acta Opt. Sin.* **35** 1102001 (in Chinese) [刘贝, 靳刚, 王杰英, 何军, 王军民 2015 光学学报 **35** 1102001]
- [23] Liu B, Jin G, He J, Wang J M 2016 *Phys. Rev. A* **94** 013409
- [24] Phoonthong P, Douglas P, Wickenbrock A, Renzoni F 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013406
- [25] Hong C K, Ou Z Y, Mandel L 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2044

852-nm triggered single-photon source based on trapping and manipulation of a single cesium atom confined in a microscopic optical dipole trap*

Liu Bei¹⁾²⁾ Jin Gang¹⁾²⁾ He Jun¹⁾²⁾³⁾ Wang Jun-Min^{1)2)3)†}

1) (Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

3) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Taiyuan 030006, China)

(Received 14 July 2016; revised manuscript received 5 September 2016)

Abstract

Single-atom-based single-photon source has several advantages, such as narrow bandwidth, wavelength matching with the absorption line of the same atomic ensemble, and insensitivity to the environment disturbing, and it is very important not only for basic researches in quantum optic field but also for applications in quantum information processing. In this paper, we report the generation of a 10-MHz-repetition-rate triggered single-photon source at 852 nm based on a trapped single cesium atom in a far-off-resonance microscopic optical dipole trap (FORT). To generate an optical dipole trap, a far-red-detuned 1064 nm laser beam is tightly focused by using a high numerical aperture lens, a typical trap depth is 2 mK and trap waist is 2.3 μm . To obtain a maximum probability of pulsed excitation, the frequency of the pulsed laser should be resonant with the atomic energy levels and the trapped single atom must be excited with a π -pulse. However, the interaction between the FORT laser and the atoms causes AC Stark shifts of the atomic energy levels. Thus, in order to demonstrate the resonant pulsed excitation, it is important to calculate and measure the shift of $6S_{1/2} |F_g = 4, m_F = +4\rangle$ - $6P_{3/2} |F_e = 5, m_F = +5\rangle$ cyclical transition in the FORT. For a two-level system, the probability of pulsed excitation can be described by Rabi oscillations with a characteristic Rabi frequency Ω . With an optimized time sequence, we experimentally demonstrate the Rabi oscillation between the ground state and the excited state, and the peak power of π -pulse laser is about 1.25 mW. We also measure the temporal envelope of single photons after a π -pulse excitation. A gated pulsed excitation and cooling technique are used to reduce the possibility that atoms are heated by π -pulse laser. The typical trapping lifetime of single cesium atom is extended from $\sim 108 \mu\text{s}$ to $\sim 2536 \text{ms}$. The corresponding number of excitations is improved from 108 to 360000. The second-order intensity correlations of the emitted single-photon are characterized by implementing Hanbury Brown-Twiss setup. The statistics shows a strong anti-bunching with a value of 0.09 for the second-order correlation at zero delay. In the future, we will perform a Hong-Ou-Mandel two-photon interference experiment to analyze the indistinguishability of the single photons. We will also trap single atoms in a magic-wavelength optical dipole trap where the ground and the excited states have the same shift.

Keywords: microscopic optical dipole trap, single atom, light shift, triggered single-photon source

PACS: 37.10.-x, 32.80.-t, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.233701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274213, 61475091, 61205215) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921601).

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