

DOI: 10.3788/JQO20202601.0401^①

强耦合腔-QED 系统中原子的纳秒脉冲激发光谱研究

葛瑞芳, 杨鹏飞, 韩星, 张鹏飞, 李刚[†], 张天才

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所,
省部共建极端光学协同创新中心, 山西大学, 太原 030006)

摘要: 本文在多原子强耦合腔-QED 系统中, 利用脉冲宽度为 5 ns 的强脉冲光在垂直于腔轴方向直接激发原子, 脉冲的峰值功率为 40 mW, 通过光学腔观测激发原子辐射到腔中的光子获得相应的激发光谱。我们发现当光场频率和原子跃迁失谐±80 MHz 时原子激发率达到最大, 而在共振时原子激发被抑制。我们建立了脉冲光与三能级原子相互作用的模型, 通过缓饰态能够解释此现象。

关键词: 纳秒脉冲光; 腔-QED; 中性原子; 相消干涉

中图分类号: O432.1

文献标识码: A

文章编号: 1007-6654(2020)01-0021-06

0 引言

光子—原子相互作用的操控是量子物理的基本研究内容, 强耦合腔量子电动力学(CQED)可以在单粒子水平研究光与原子相互作用, 是研究量子信息的基本系统之一^[1,2]。目前物质—腔场之间的强耦合已经在很多物理系统上实现, 从传统的原子系统(例如里德堡原子与微波腔的强耦合^[3]、碱金属中性原子与光学腔的强耦合^[4,5,6]), 已经扩展到了固态系统(例如量子点和半导体微腔的强耦合^[7], 超导 qubit 和 LC 回路谐振腔的强耦合^[8]), 以及分子系统(有机染料分子和光学微腔的强耦合^[9])。在中性原子和光学腔强耦合系统中, 利用连续的弱光探测系统能够研究系统的稳态响应, 观测到真空拉比分裂^[10]、单光子^[11]和双光子^[12]阻隔等基本量子现象。研究强耦合系统的瞬态响应, 特别是多原子强耦合系

统中的瞬态响应, 可以探索多原子的集体激发和集体辐射特性, 是强耦合系统研究的重要研究内容。

本文在强耦合的多原子腔 QED 系统中, 利用脉冲宽度为 5 ns 的光脉冲从垂直于光学 F-P 腔轴方向直接激发原子, 通过光学 F-P 腔探测其激发数, 研究了腔内原子的激发光谱。我们实验发现, 在一定的条件下可以观察到类似于用连续光观测的电磁感应透明(EIT)的激发光谱, 此现象可以用三能级原子的缓饰态激发模型解释。此研究为进一步探索腔内多原子的集体辐射提供了基础。

1 实验及结果

我们的实验装置如图 1a 所示: F-P 腔由两片曲率半径为 10 cm 的超高反射率的镜片组成, 在

^① 收稿日期: 2020-02-03; 接受日期: 2020-02-12

基金项目: 国家自然科学基金(批准号: 11634008, 11674203, 11574187, 11974223, 11974225); 山西省“1331 工程”重点学科建设计划。

作者简介: 葛瑞芳(1992—), 女, 山西大同人, 硕士研究生, 主要从事腔量子电动力学的研究。

†通信作者: 李刚, E-mail: gangli@sxu.edu.cn; 张天才, E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

852 nm 处的反射率为 99.99% 和 99.999%，腔长约为 335 μm，精细度约为 6×10^4 ，铯原子由光学偶极阱从水平方向距光学腔 8 mm 的磁光阱中导引到光学腔中。光学偶极阱由 1 064 nm 激光聚焦形成，其光束腰斑半径为 36 μm，位于光学腔和磁光阱的中间。此系统的腔 QED 的参数为 $(g, \kappa, \gamma) = 2\pi \times (8.6, 3.7, 2.6)$ MHz， g 为原子和腔的最大耦合强度， κ 为腔的衰减率， γ 为原子的衰减率。量子化磁场 $B = 3.8$ Gauss 平行于光学腔轴，455 nm 的 Pumping 光和 894 nm 的 Repumping 光分别从腔的一端平行于腔轴和垂直于腔轴入射到腔中。进入光学腔中的原子首先由 $\sigma +$ 偏振的 455 nm 光和椭圆偏振的 894 nm 光初始化于超精细基态的 Zeeman 态 $6S_{\frac{1}{2}} |F_g = 4, m_F = +4\rangle$ 上（图 1b）。耦合于铯原子 $6S_{\frac{1}{2}} |F_g = 4, m_F = +4\rangle$

$4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}} |F_e = 5\rangle$ 的脉冲宽度为 5 ns 的激发光垂直于腔轴入射到腔内原子上激发原子，其偏振垂直于量子化轴。此脉冲激光由光纤电光强度调制器（法国 Photline 公司生产，型号：NIR-MPX800-LN-10）产生，经单模保偏光纤输出，并经过半波片和四分之一波片制备成稳定的线偏振光，其重复频率为 4 MHz。光学腔的共振频率始终和原子跃迁线 $6S_{\frac{1}{2}} |F_g = 4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}} |F_e = 5\rangle$ 共振。在脉冲光的作用下原子被激发到 $6P_{\frac{3}{2}} |F_e = 5\rangle$ 态，由于光学腔的强耦合激发原子的辐射的光子基本全部被转移到腔模中最终光学腔镜输出^[13]。光学腔输出的光子信号由单光子探测器 SPCM（美国 PerkinElmer 公司生产，型号：SPCM-AQR-15）探测并由关联计数卡（德国 FAST Comtec 公司生产，型号：P7888）采集。

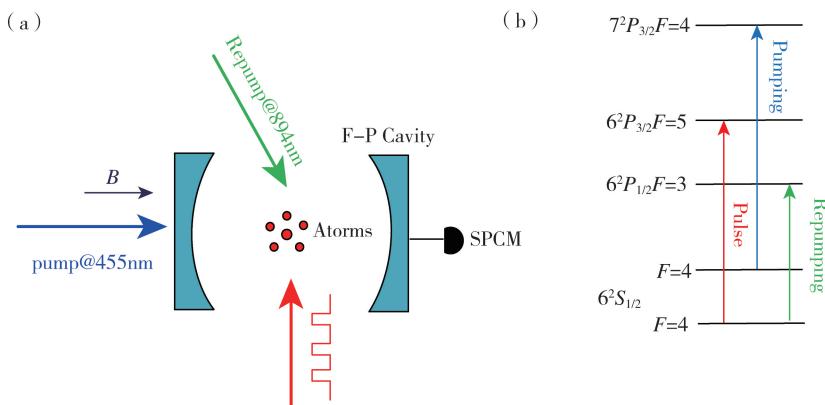


Fig. 1 (a) Experimental setup and (b) energy level diagram

图 1 (a) 实验装置图。图中各元器件所代表的意思如下：B：量子化磁场；Pulse laser：脉冲激光；F-P Cavity：F-P 腔；Atoms：腔内原子；SPCM：单光子探测器；Repump@894：894 nm 的再泵浦光；Pump@455：455 nm 的泵浦光。(b)能级图。

实验中采用单光子探测器采集信号，记录到的典型的信号如图 2a 所示。灰色实线表示的是没有原子的情况，在 125 ns 到 130 ns 处的峰为 5 ns 激发光脉冲的散射。黑色实线表示的是腔内平均有 8 个原子的情况，我们可以看到被激发的

原子先将光子快速转移到腔中，然后通过光学腔辐射出系统。辐射光子的数量和原子的激发率成正比，通过测量不同原子数时辐射的总光子计数和激发光失谐的关系即可获得不同原子数时腔内原子的激发光谱，如图 2b 所示。

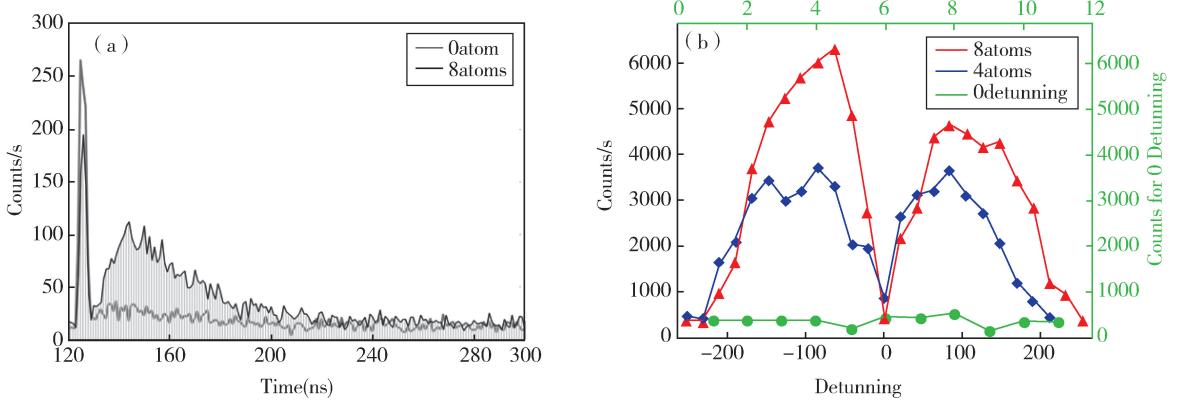


Fig. 2 (a) Photon counts with 8 atoms (black solid line) and no atoms (gray solid line) inside the cavity;
b) The excitation spectroscopy with 8 (red triangle data points) and 4 (blue square data points) atoms inside the cavity;
The green round data points are the excitation photon counts at different atom number with zero frequency
detunings between the atom and light pulse.

图 2 (a) 激发态原子通过腔辐射的光子信号(黑色实线)以及背景计数(灰色实线);(b) 原子的激发光谱:红色三角和蓝色方块数据点分别为腔内平均原子数分别为 8 和 4 时扫描脉冲光频率(底下横坐标)所得到的激发光谱;绿色圆形数据点为脉冲光频率失谐为 0 时扫描原子数(上面横坐标)所得到的激发计数。

我们可以看出当脉冲激发光与铯原子跃迁线共振时($\Delta=0$),原子激发较少;随着脉冲光失谐的增加,原子激发数逐渐增加,在失谐 ± 80 MHz 时,原子激发达到最大。此后,当脉冲光的失谐再增加时,原子激发数逐渐减小。在失谐不为零的情况下,当原子个数增加时(如图 2b 中的红色三角和蓝色方块数据点)相应的原子激发数也增加。但是,在脉冲光失谐为零时,无论腔内有多少原子都不会被激发(绿色圆形数据点)。

2 理论分析与讨论

我们考虑一个三能级模型解释以上现象。在一个包含 N 个三能级原子的强耦合腔-QED 系统中,腔模和铯原子跃迁线 $6S_{\frac{1}{2}}|F_g=4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}}|F_e=5\rangle$ 共振。 $6S_{\frac{1}{2}}|F=4,m_F=+4\rangle$ 的态作为基态 $|g\rangle$, $6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+3\rangle$ 的态和 $6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+5\rangle$ 的态分别作为激发态 $|e_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$, 如图 3 所示。在我们的实验中线偏振的脉冲光垂直于量子化轴入射并且其偏振也垂直于量子化轴,所以它可以分解偏振为 σ^+ 和 σ^- 的光的叠加,并且 σ^+ 和 σ^- 偏振的分量是相等的,当其驱动

腔 QED 系统中的三能级原子时,我们把驱动 $6S_{\frac{1}{2}}|F=4,m_F=+4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+3\rangle$ 跃迁和 $6S_{\frac{1}{2}}|F=4,m_F=+4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+5\rangle$ 跃迁光中的一个作为缓饰光,另一个作为探测光。因为脉冲宽度为 5 ns,由于 $6S_{\frac{1}{2}}|F=4,m_F=+4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+3\rangle$ 的跃迁拉比频率 $\Omega_0 = 9.2$ MHz,在和光场相互作用期间没有发生实质性的布居数转移;而对 $6S_{\frac{1}{2}}|F=4,m_F=+4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+5\rangle$ 跃迁的拉比频率为 $\Omega_0 = 61.5$ MHz,在与光场相互作用时产生布居数的实质性转移。因此我们将偏振为 σ^- 的光场与 $6S_{\frac{1}{2}}|F=4,m_F=+4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+3\rangle$ 的相互作用过程作为缓饰过程,利用偏振为 σ^+ 的光研究其缓饰态到 $6P_{\frac{3}{2}}|F=5,m_F=+5\rangle$ 的激发。

如图 3 所示,当脉冲光作用于原子时, σ^- 的光(缓饰光,波长 852 nm)以拉比频率 Ω_0 驱动跃迁线 $|g\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 形成两个缓饰态^[14,15]:

$$|\Psi_+\rangle = \cos\theta |e_1,0\rangle + \sin\theta |g,1\rangle \quad (1)$$

和

$$|\Psi_-\rangle = \sin\theta |e_1,0\rangle - \cos\theta |g,1\rangle, \quad (2)$$

$$\text{其中 } \tan\theta = \frac{2\Omega_0}{\Delta + \sqrt{4\Omega_0^2 + \Delta^2}}. \quad (3)$$

这时 σ^+ 偏振的光(探测光, 波长 852 nm)驱动跃迁线 $|g\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 时存在两种激发路径 $|\Psi_+\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 和 $|\Psi_-\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 。这两种激发路径可以分别看成一个二能级原子与光场的相互作用。在旋波近似下相互作用的哈密顿量为

$$H = \frac{1}{2} \hbar \Omega_\theta (S^+ e^{i(\Delta t - \phi)} + S^- e^{-i(\Delta t - \phi)}), \quad (4)$$

其中, S^+ 和 S^- 分别为原子的上升算符和下降算符, Δ 为脉冲光与铯原子跃迁线的失谐, ϕ 为光场的初相位, Ω_θ 为拉比频率。

$$\text{设 } |\psi(t)\rangle = c_{e_2}(t)|e_2\rangle + c_g(t)|g\rangle, \quad (5)$$

将(3)和(4)两式带入薛定谔方程

$$\frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \frac{1}{i\hbar} H |\psi(t)\rangle. \quad (6)$$

求解薛定谔方程, 可以得到

$$c_{e_2}(t) = e^{i\frac{\Delta}{2}t} \left\{ \left[\cos\left(\frac{\Omega}{2}t\right) - i \frac{\Delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) \right] c_{e_2}(0) - i \frac{\Omega_\theta}{\Omega} e^{-i\phi} \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) c_g(0) \right\}. \quad (7)$$

假设原子初始时刻处在基态, 即 $c_{e_2}(t)=0, c_g(t)=1$ 得

$$c_{e_2}(t) = e^{i\frac{\Delta}{2}t} \left(-i \frac{\Omega_\theta}{\Omega} e^{-i\phi} \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) \right). \quad (8)$$

为了便于区分, 我们令 $|\Psi_+\rangle$ 态向上跃迁的概率幅为 $c_{e_2}(t_a)$, $|\Psi_-\rangle$ 态向上跃迁的概率幅为 $c_{e_2}(t_b)$, 则有

$$c_{e_2}(t_a) = e^{i\frac{\Delta_1}{2}t} \left(-i \frac{\Omega_\theta}{\Omega_a} e^{-i\phi} \sin\left(\frac{\Omega_a}{2}t\right) \right), \quad (9)$$

$$c_{e_2}(t_b) = e^{i\frac{\Delta_2}{2}t} \left(-i \frac{\Omega_\theta}{\Omega_b} e^{-i\phi} \sin\left(\frac{\Omega_b}{2}t\right) \right). \quad (10)$$

其中 $\Delta_1 + (-\Delta_2) = 2\sqrt{n}\Omega_0$ 。 (11)

考虑原子初始时刻处在 $|\Psi_+\rangle$ 的概率 $\sin\theta$ 以及处在 $|\Psi_-\rangle$ 的概率 $-\cos\theta$, 我们可以得到两个缀饰态上的原子同时被激发到上能态的概率为

$$\begin{aligned} P &= \left| \sin\theta c_{e_2}(t_a) + (-\cos\theta c_{e_2}(t_b)) \right|^2 \\ &= \sin^2\theta \left(\frac{\Omega_\theta}{\Omega_a} \right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega_a t}{2} \right) + \cos^2\theta \left(\frac{\Omega_\theta}{\Omega_b} \right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega_b t}{2} \right) \\ &\quad - 2\sin\theta\cos\theta \frac{\Omega_\theta^2}{\Omega_a\Omega_b} \sin\left(\frac{\Omega_a t}{2} \right) \sin\left(\frac{\Omega_b t}{2} \right) \cos(\sqrt{n}\Omega_0 t). \end{aligned} \quad (12)$$

其中, n 是腔内有效原子个数, $\Omega_a =$

$\sqrt{4\Omega_\theta^2 + (-\sqrt{n}\Omega_0 + \Delta)^2}$ 是 $|\Psi_+\rangle$ 态跃迁到 $|e_2\rangle$ 态的拉比频率, $\Omega_b = \sqrt{4\Omega_\theta^2 + (\sqrt{n}\Omega_0 + \Delta)^2}$ 是 $|\Psi_-\rangle$ 态跃迁到 $|e_2\rangle$ 态的拉比频率, Ω_θ 是铯原子 $6S_{\frac{1}{2}} |F_g = 4, m_F = +4\rangle \rightarrow 6P_{\frac{3}{2}} |F_e = 5, m_F = +5\rangle$ 跃迁线的拉比频率。

当 $n=4, t=5$ ns 时, 根据概率方程得到的概率曲线如图 4 所示。从图中可以看出当脉冲激发光与铯原子跃迁线频率失谐 $\Delta=0$ 时, 由于两种路径干涉相消, 基态原子不被激发。当失谐变大时, 两种路径不能完全干涉相消, 原子激发概率变大。达到最大值后, 由于激发光失谐变大, 其激发概率逐渐降低。此理论预期与实验结果有一定的偏差, 原因是我们的实验系统中原子和光场的相互作用远大于原子与腔的相互作用, 所以在理论分析中我们将原子一腔之间的相互作用忽略了。而在实际相互作用过程中原子一腔的相互作用同时存在, 其对实验过程中激发计数峰值出现的位置及大小都有影响。

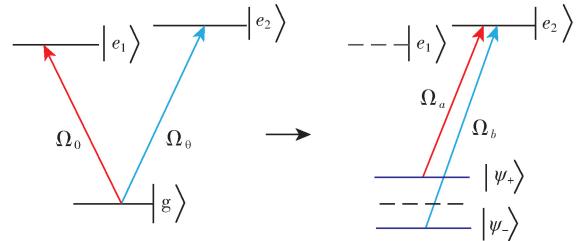


Fig. 3 The dressed-state picture of the coherently coupled CQED system.

图 3 强耦合腔-QED 系统中缀饰态的形成

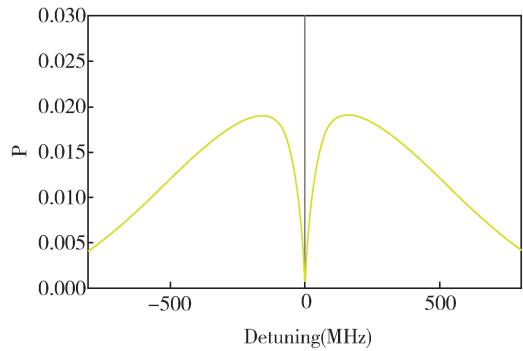


Fig. 4 Probability that two decorated states are excited to the upper energy state at the same time

图 4 两个缀饰态同时被激发到上能态的概率

($\Omega_0 = 9.2$ MHz, $\Omega_\theta = 61.5$ MHz)

3 结论

本文在强耦合的多原子腔 QED 系统中, 利用脉冲宽度为 5 ns 的光脉冲从垂直于光学 F-P 腔轴方向直接激发原子, 通过光学 F-P 腔观察其辐射观测到腔内原子的激发光谱。我们实验发现, 在一定的条件下可以观察到类似于用连续光

观察的电磁感应透明(EIT)的激发光谱。为了解释此现象我们建立了一个三能级原子和光场的相互作用的理论模型, 通过解缀饰态原子的激发的薛定谔方程能利用不同激发路径的干涉解释此现象。此研究为进一步探索腔内多原子的集体辐射提供了基础。

参考文献:

- [1] Chen W, Beck K A, Bucker R, et al. All-optical switch and transistor gated by one stored photon [J]. *Science*, 2013, **341**: 768-770. DOI:10.1126/science.1238169.
- [2] Thompson R J, Rempe G, Kimble H J. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 1992, **68**: 1132-1135. DOI:10.1103/physrevlett.68.1132.
- [3] Brune M, et al. Quantum Rabi Oscillation: A Direct Test of Field Quantization in a Cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 1996, **76**: 1800-1803. DOI:10.1109/QELS.1996.865696.
- [4] Boca A, et al. Observation of the Vacuum Rabi Spectrum for one Trapped Atom[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, **93**: 233603. 1-233603. 4. DOI:10.1103/PhysRevLett.93.233603.
- [5] Yang P F, Xia X W, He H, et al. Realization of Nonlinear Optical Nonreciprocity on a Few-Photon Level Based on Atoms Strongly Coupled to an Asymmetric Cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 2019, **123**: 233604. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.233604.
- [6] Zhang X H, Qi H, Li L, et al. Resonance fluorescence spectrum of two-level atom in cavity[J]. *J At Mol Phys*, 2018, **35**(3): 473-476. DOI:10.3969/j.issn.1000-0364.2018.03.018.
- [7] Fabrice p. Laussy, et al. Strong Coupling of Quantum Dots in Microcavities[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **101**(8): 083601. DOI:10.1103/PhysRevLett.101.083601.
- [8] Johansson J, et al. Vacuum Rabi Oscillations in a macroscopic superconducting qubit LC oscillator system[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**: 127006. 1-127006. 4. DOI:10.1103/PhysRevLett.96.127006.
- [9] Jonathan R, Tischler, et al. Strong Coupling in a Microcavity LED[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, **95**(3): 036401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.036401.
- [10] Maunz P, Puppe T, Schuster I. Normal-Mode Spectroscope of a Single-Bound-Atom-cavity System[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, **94**: 033002. 1-033002. 4. DOI:10.1103/PhysRevLett.94.033002.
- [11] Bimbaum K M, Boca A, Miller R. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom[J]. *Nature* 2005, **436**: 87-90. DOI:10.1038/nature03804.
- [12] Hamsen C, Tolazzi K N, Wilk T. Two-photon Blockade in an Atom-Driven Cavity QED system[J]. *Phys Rev Lett*, 2017, **118**: 133604. DOI:10.1103/PhysRevLett.118.133604.
- [13] Markus H, Bernhard W, et al. A single-Photon Serve with Just One Atom[J]. *Nat Phys*, 2007, **3**: 253-255. DOI: 10.1038/nphys569.
- [14] Yang G Q, Tan Z, Zou B C, et al. Interference control of nonlinear excitation in a multiatom cavity quantum electrodynamics system[J]. *Opt Lett*, 2014, **39**(23): 6695-6698. DOI:10.1364/OL.39.006695.
- [15] Hiroki T, Ezra K, Costas C, et al. Strong Coupling of a Single Ion to an Optical Cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 2020, **124**: 013602. DOI:10.1103/PhysRevLett.124.013602.

Study of the Excitation Spectroscopy of Atoms in a Strongly Coupled Cavity QED System by ns Laser Pulses

GE Rui-Fang, YANG Peng-Fei, HAN Xing, ZHANG Peng-fei, LI Gang, ZHANG Tian-Cai

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

Abstract: We studied the excitation spectroscopy of atoms in a strongly coupled cavity QED system. The atoms were directly excited by 5 ns laser pulses shining with pulse's peak power of 40 mW from the side of cavity with a linear polarization perpendicular to the quantization axis. Due to the strongly coupling between the cavity and atom, the excitation of the atom decayed to the cavity mode first and then escaped the system from the cavity. Thus, the output of the cavity reflected the excitation of atoms inside of cavity. We found that when the frequency of the pulses are detunings at ± 80 MHz with the atomic transition the excitation of the atoms is maximized, however the excitation is suppressed when the frequency of the pulses are resonant with atomic transition. The results can be explained by the dressed-state model with a 3-level atom interacting with the laser pulse.

Key words: Nanosecond pulsed light; cavity-QED; neutral atom; destructive interference