

内腔多原子直接俘获的强耦合腔量子力学系统的构建*

文瑞娟 杜金锦 李文芳 李刚 张天才†

(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, 太原 030006)

(2014年6月3日收到; 2014年8月22日收到修改稿)

腔内中性原子的长时间控制与俘获一直是腔量子电动力学(QED)中的一个难题,极大地制约了人们相干操控单原子及其与光相互作用的研究.本文基于传统Fabry-Perot光学腔,设计了一套易于内腔原子操控的强耦合腔QED系统,其典型参数为:腔长3.5 mm精细度约为57000, $(g_0, \kappa, \gamma) = 2\pi \times (1.48, 0.375, 2.61)$ MHz,临界光子数和原子数分别为1.54和0.89.该系统的特点是:能够在腔内直接实现冷原子磁光阱,并建立腔内光学晶格,实现腔内可控数目的中性原子的长时间俘获.通过合理选择构建光学偶极阱和原子成像系统,可实现对腔内单个原子或原子阵列的操控、探测、成像等.该系统可以克服传统腔QED系统中转移原子的困难,大幅增加腔内原子的寿命,为构建以腔QED系统为基础的量子信息演示平台提供了一种可能.

关键词: 腔量子电动力学, 磁光阱, 原子俘获, 光学晶格

PACS: 42.50.Pq, 37.10.-x, 37.10.Gh, 37.10.Jk

DOI: 10.7498/aps.63.244203

1 引言

过去几十年来,将单个原子置于光学腔内研究物质与光场的相互作用,取得了很大的进展.由两片或者多片低损耗镜片组成的光学腔在腔量子电动力学(QED)、激光技术、精密测量等领域扮演着重要的角色.围绕光学腔的研究主要有两个方面:1)将大量原子分子介质置于光学腔内,实现由多原子分子与腔模的相互作用,这在激光技术、光谱学等领域发挥着重要的作用,在这样的系统中,单个原子分子本身与腔模的耦合往往是很小的;虽然也有人试图通过提高腔的品质,把大量冷原子压缩到很小的空间,实现很强的耦合,但是由于模体积太大,该系统中单粒子与腔模的耦合很难达到强耦合,即耦合强度大于腔和原子的衰减率;2)单个原子(离子)与腔的强耦合作用,这样的系统通常是在由超高反射率镜片(超镜, super-mirror)

组成的高精细度微腔内实现的,腔的精细度可以达到几万到几十万甚至更高^[1,2],高精细度微光学腔作为一种常见的光学系统,在研究受限空间内原子与场的相互作用的量子行为方面取得了突出贡献,在相干操控原子与场相互作用的量子行为、精密测量、量子信息等方面具有重要意义,该系统可以产生很强的原子与腔耦合,甚至可以达到强耦合. Kimble 研究组^[3]于1992年在光频区利用热原子束实现了光学腔与单原子的强耦合相互作用,然而小于微秒量级的原子与腔模相互作用时间以及腔内原子数目的不确定性大大限制了对这一过程的深入研究.激光冷却与俘获技术的出现极大地推动了光频区腔QED的发展^[4],近年来,基于磁光阱(magneto-optical trap, MOT)作为原子源的强耦合腔QED系统,人们先后实现了单个中性原子的灵敏测量^[5,6]、单原子在腔模中质心轨道测量^[7-10]、单原子内态的操控实验^[11]、单光子源制备

* 国家自然科学基金(批准号: 11125418, 61275210, 91336107, 61227902, 61121064)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921601)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

及量子网络演示^[12-14]等. 把微腔作为一种灵敏的单原子探测器, 还可以精密测量冷原子的一些参数, 如MOT中原子的温度、原子数目与原子初始温度的关系等^[15,16].

上述实验中, 在满足强耦合的前提下, 腔内原子的长时间俘获成为一个重要问题, 即如何获得足够长的原子与腔相互作用的时间, 并能控制该时间. 为了获得足够强的耦合, 微光学腔的尺度往往很小, 从而没有足够的空间在腔内直接建立MOT. 传统的方法是在腔外建立MOT, 然后通过多种方式把原子转移到腔内. 比如冷原子自由下落^[17]、原子喷泉^[18]、原子传送带^[19]等, 随后用光学偶极阱将原子俘获到腔内. 在我们的实验系统中, MOT位于光学微腔上方约6 mm处, 通过自由下落进入腔长为86.8 μm的光学微腔中^[6,20], 通过在腔的轴向方向建立远失谐偶极阱实现腔内原子的俘获, 并辅助侧向冷却和腔内冷却进一步提高原子在腔内的驻留时间. 德国的Rempe小组^[21]采用多种手段相结合将腔内单原子的俘获寿命提到到分钟水平. 但是这些方法使系统越来越复杂, 技术难度增加, 而实验结果的提高效果不明显, 主要困难是腔的尺度太小, 光束的介入性差, 各种噪声的干扰限制了原子的俘获寿命, 给类似实验带来了一系列的困难.

本文基于传统的Fabry-Perot (F-P)腔构成的腔QED系统, 结合现有实验参数和可以获得的光学器件的水平, 以铯原子为研究对象, 设计了一套新的强耦合腔QED系统. 该光学腔主要是在原子与腔强耦合的范围内适当地降低耦合强度及精细度, 从而获得毫米量级的腔长和较高的光子输出效率. 腔长的增加为实验上构建腔内复杂的多种光路提供了便利, 光子输出效率的提高有助于观测腔内的原子信号. 不同于传统的基于微米量级的微光学腔的腔QED系统, 本方案的主要特点和优势表现在: 1) 光学腔的腔长达到毫米量级, 从而可以在腔内直接构建MOT俘获冷原子团; 2) 能够实现强聚焦光束形成的微米尺度的光学偶极阱中心、光学腔中心及腔内MOT中心的重合, 获得腔内单个原子的俘获及原子外态的精密操控; 3) 毫米尺度的腔长使腔内构建三维光学晶格成为可能, 从而可以实现腔内多原子阵列的操控^[22,23]; 4) 光学腔的输出效率增加, 提高了有效探测效率. 这些特点为有效克服现有腔QED系统中腔内原子的驻留时间太短以及原子传送带技术的复杂性带来的问题提供了新

的途径.

2 基本参数

图1所示是一个基本的腔QED系统. 光学F-P腔的两片腔镜的反射率分别为 R_1, R_2 , 透射率分别为 T_1, T_2 , 曲率半径分别为 r_1, r_2 , 腔长为 L .

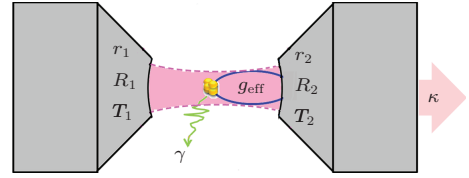


图1 光学腔示意图

在腔QED系统中, 描述光学腔系统的重要参数如下^[24]:

1) 原子衰减率 γ : 分为表征激发态原子跃迁辐射光子的纵向衰减率 γ_{\parallel} 和纯辐射跃迁的横向衰减率 γ_{\perp} ;

2) 腔内原子-腔耦合强度 g : 表征原子和腔相互作用交换能量的速率, 与原子在腔内的位置有关, 最大耦合强度 g_0 表示为

$$g_0 = \sqrt{\frac{3c\lambda^2\gamma_{\parallel}}{8\pi V_m}}, \quad (1)$$

其中, $V_m = \frac{\pi}{4}\omega_0^2 L + \frac{L^3\lambda}{48}$ 是腔模基膜体积, λ 腔场所对应的波长, c 是光速;

3) 腔场衰减率 κ : 表征腔镜对光的透射、吸收等导致腔内光场振幅的衰减, 在腔镜反射率 $1 - R_{1,2} \ll 1$ 时, 有

$$\kappa = \pi \frac{\text{FSR}}{F}, \quad (2)$$

其中, $\text{FSR} = \frac{c}{2L}$ 为腔的自由光谱区, $F = \frac{2\pi}{2 - R_1 - R_2}$ 为腔的精细常数;

4) 临界光子数 n_0 和临界原子数 m_0 : 分别表征腔QED系统中光子数或者原子数出现这一变化时会对该系统带来可观察的显著影响, 是判断腔QED系统的重要参数之一,

$$n_0 = \frac{\gamma^2}{2g_0^2}, \quad m_0 = \frac{2\kappa\gamma}{g_0^2}. \quad (3)$$

有时也用协同系数 C 来表示原子-腔相互作用的强弱, 它定义为临界原子数的倒数. 通常将协同系数大于1的区域定义为强耦合区.

由以上关系可以看出, 在原子确定以及不考虑额外损耗的情况下, 光学腔参数主要与腔镜曲率半径、腔镜反射率、腔长等因素有关.

3 设计过程与主要结果

我们结合可获得的光学器件、原子与腔耦合强度与腔参数的关系及实验室研究的需求进行了设计.

3.1 光学腔基本参数的确定

在光学腔实验设计中考虑腔内 MOT 的构建, 设冷却光的光束直径为 1 mm, 与传统的冷却光三束光两两相互垂直不同的是: 为了充分利用空间, 三束光中的两束相交成 30° 角, 第三束光垂直于前两束光且三束光交于同一位置. 考虑到光束的高斯分布特性, 应该有足够空间来确保光学腔不受冷却光束对腔体的加热等, 但腔长太长, 原子与腔达不到强耦合; 其次, 腔内光子需要高的输出耦合效率, 腔镜的输出耦合效率随着腔镜的透射率的增加而增加, 但透射率的增加会加大腔场的损耗, 因此选择透射率是采用非对称腔镜来搭建光学腔; 与此同时, 腔镜的曲率半径与腔模的腰斑半径有关, 在腔长一定的情况下, 曲率半径越小腔模腰斑半径越小, 原子与腔的耦合强度越大; 最后, 采用锥状结构的特制腔镜可以获得更小的腔长, 同时有利于冷却光等光束的介入, 为多束光不同角度的入射提供了通道. 基于上述这些因素, 选择腔镜组合为 $r_1 = 100$ mm, $T_1 = 10$ ppm ($1 \text{ ppm} = 10^{-6}$) 和 $r_2 = 100$ mm, $T_2 = 100$ ppm 来搭建光学腔. 图 2 是在选定的腔镜组合下光学腔参数随腔长的变化. 原子与腔耦合强度、腔长衰减率、协同系数随

着腔长的增加而减小, 临界原子数随腔长的增加而增加. 协同系数 C 为 1 时, 腔长为 4.48 mm, 考虑到腔镜除透射损耗外, 吸收损耗及搭建的操作过程达不到理想效果, 选定腔长为 3.5 mm.

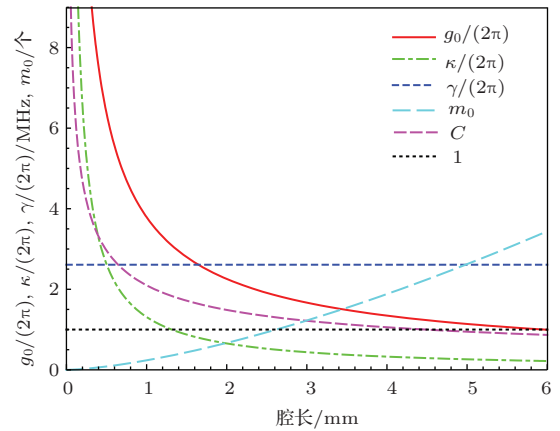


图 2 (网刊彩色) 腔参数随腔长的变化 耦合强度 g_0 、腔场衰减率 κ 、原子衰减率 γ 、临界原子数 m_0 、协同系数 C 随腔长的变化, C 为 1 时, 腔长为 4.48 mm

表 1 列出了选定的光学腔镜组合在腔长为 3.5 mm 时得到的光学腔的具体参数. 此时原子与腔的最大耦合强度为 $2\pi \times 1.48$ MHz, 腔内光场衰减率为 $2\pi \times 0.375$ MHz, 临界原子数和临界光子数分别为 0.89 和 1.54, 协同系数为 1.13. 该光学腔整体的耦合强度属于强耦合区域的边缘, 符合实验的基本要求. 耦合强度还可以通过略微缩短腔长、减小腔镜的曲率半径等得到提高.

在腔的基本参数确定的情况下, 需要确定腔的透射是否有足够的信号对比度以便于观察. 可以通过原子与腔的作用引起光学腔透射率的变化获得原子在腔内的位置、轨迹、驻留时间等信息 [6,10], 因此原子在腔内透射率的大小也是判定腔品质的因素之一. 腔的透射谱为 [25]

$$T = \frac{\kappa^2(\gamma^2 + \Delta_{pa}^2)}{[g_{\text{eff}}^2(x, y) - \Delta_{pa}^2 + \Delta_{ca}\Delta_{pa} + \gamma\kappa]^2 + (\kappa\Delta_{pa} + \gamma\Delta_{pa} + \gamma\Delta_{ca})^2}, \quad (4)$$

表 1 腔的基本参数 (腔长 3.5 mm, 腔镜组合为 $r_1 = r_2 = 100$ mm, $T_1 = 10$ ppm, $T_2 = 100$ ppm)

曲率半径 r_1, r_2 /mm	100, 100	腰斑/ μm	59.6
透射率 T_1, T_2 /ppm	10, 100	腔模体积/ m^3	9.78×10^{-12}
自由光谱区/Hz	4.28×10^{10}	线宽/MHz	0.750
精细度	57119.9	临界原子数/个	0.89
腔衰减率/MHz	0.375	临界光子数/个	1.54
原子衰减率/MHz	2.61	协同系数	1.13
原子-腔耦合强度/MHz	1.48		

其中 g_{eff} 为原子与腔的有效耦合强度, Δ_{pa} , Δ_{ca} 分别为探测光和腔与原子的失谐. 图 3 给出了原子在腔内不同位置时透射率的大小, 可以看出, 在相当宽泛的范围内, 能够获得较大对比度的信号输出.

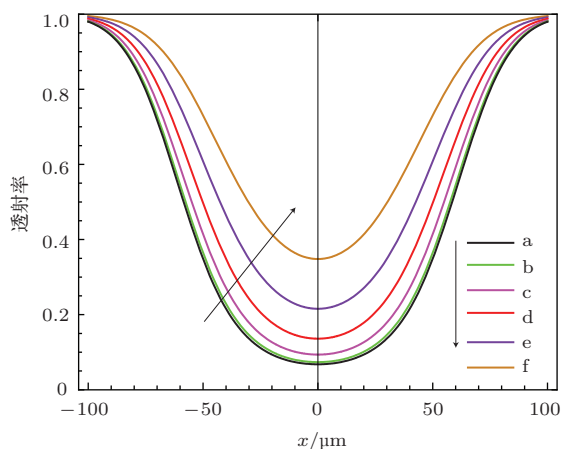


图3 (网刊彩色) 光学腔透射率随原子在腔内不同位置的变化. 模拟了原子在 $Y = 0, 10, 20, 30, 40, 50 \mu\text{m}$, $X = \{-100, 100\} \mu\text{m}$ 处光学腔的透射率, 对应图中 a, b, c, d, e, f 曲线

3.2 光学腔内 MOT 系统及单原子俘获成像系统的构建

从光束可介入性考虑, 我们希望把光学腔置于镀有增透膜的玻璃长方体真空气室内, 固定于无氧铜 U 型口端面, 同时于无氧铜中间及夹角 45° 方向构建 3 条通道, 方便光路的介入, 光学腔部分光路布置如图 4 (a), (b), 光偶极囚区域与 MOT 区域相互重合. 图中红色线为冷却光和再抽运光的光路, 从侧面看光从真空室的上端斜 45° 入射, 经过下表面后原路返回; 光学偶极囚系统与荧光收集系统用双色透镜重合在一起, 置于一个五维平移台上, 精确移动整个收集系统, 使光学偶极囚与 MOT 中心完全重合, 同时完成对单原子信号探测成像等. 实验过程中首先建立 MOT 俘获一定数目的铯原子; 接着用远失谐的偶极囚对单个铯原子进行俘获 [26], 偶极俘获光采用 1064 nm 激光器, 经过特殊的复合透镜组 [27], 其有效焦距为 36 mm, 数值孔径为 0.29, 收集效率为 2%, 腰斑半径为 $2.0 \mu\text{m}$ 左右, 从真空室正上方射入腔内形成微光学阱; 然后通过探测光 (894 nm) 对单原子信号进行探测, 用与光偶极囚完全相同的探测光收集系统来判断单原子俘获. 该探测光可以与其中一束冷却光重合, 也可以从真空室正面射入腔内. 至此完成光学腔内铯单

原子的直接俘获的构建, 为单原子内态的操控奠定基础.

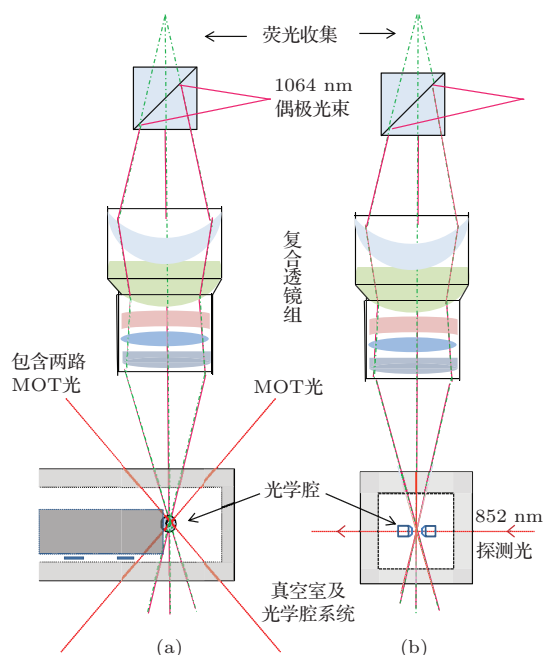


图4 (网刊彩色) (a), (b) 分割是从侧向及正面观察的光学腔和实验光路图. 图中红色线为冷却光及再抽运光光路, 樱红色线为偶极光光路, 绿色线为荧光收集光路

3.3 腔内光学晶格的构建

腔内光学晶格的构建是基于单原子俘获光路完成的. 光学晶格由六束两两对射的远失谐光构成, 三束光正交. 鉴于光学腔的结构和现有光路, 有两种搭建光学晶格的途径: 1) 其中两束偶极光以平行于真空室上表面夹角为 45° , 从真空室正面通过腔中心形成驻波阱, 第三束光与前两束光垂直, 即单原子俘获偶极囚方向; 2) 由于光学腔自身的特性, 沿腔轴方向的偶极光受到谐振增强作用, 可以构建腔内一维 Lattice, 第二束垂直于真空室正面从腔中心通过, 第三束光方向即单原子偶极囚方向, 此三束光两两垂直交于同一位置. 这两种途径为原子的操控提供了更多的可能性, 可以根据实验要求灵活选择其中一种方案. 光学晶格可以从 MOT 中冷却的原子团俘获确定数目的铯原子, 然后通过类似单原子成像系统对光学晶格中的原子进行成像. 图 5 (a), (b) 是根据上述两个途径得到的腔内腔膜、驻波偶极光及光学晶格的分布. 偶极光为 1064 nm 红失谐光, 原子被俘获在光强最大处, 图中形成光学晶格的偶极光的腰斑大小为 $20 \mu\text{m}$, 光功率大小为 1 W, 最大阱深达到 4.47 mK.

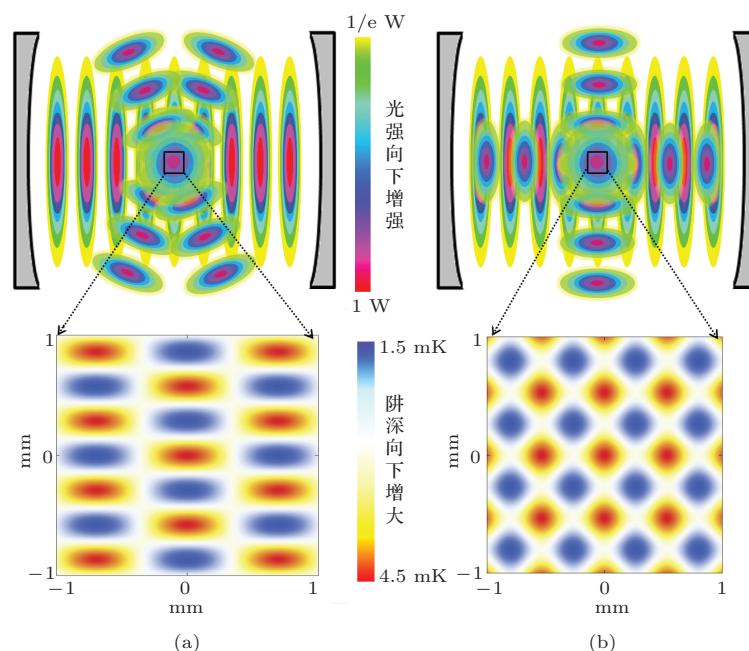


图5 (网刊彩色) (a), (b) 分别为按照方案 1), 2) 在腔内腔模、驻波偶极光及光学晶格分布, 其中腔膜腰斑半径为 $59.6 \mu\text{m}$, 偶极光腰斑半径为 $20 \mu\text{m}$, 腔中范围 $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ 内形成的光学晶格

4 结 论

本文设计了一套可以在光学腔内直接构建 MOT 的强耦合腔量子电动力学系统, 给出了典型的腔参数和腔内 MOT 及 FORT 的构建方案. 该光学腔 QED 系统与现有国内外传统的实验系统相比, 虽然原子与腔的耦合强度略有降低, 但是增加了腔长, 提高了光子输出耦合效率. 该方案不仅提高了探测效率, 而且有望将大量中性原子直接俘获到腔内, 并通过单原子俘获系统或光学晶格, 实现对单个或多个原子确定性地长时间控制^[28]. 这为避开原子转移, 解决强耦合腔 QED 系统中腔内原子驻留时间太短的问题提供了新的途径.

参考文献

- [1] Rempe G, Thompson R J, Kimble H J, Lalezari R 1992 *Opt. Lett.* **17** 363
- [2] Li L P, Liu T, Li G, Zhang T C, Wang J M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1401 (in Chinese) [李利平, 刘涛, 李刚, 张天才, 王军民 2004 物理学报 **53** 1401]
- [3] Thompson R J, Rempe G, Kimble H J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1132
- [4] Chu S 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 685
- [5] Mabuchi H, Turchette Q A, Chapman M S, Kimble H J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1393
- [6] Zhang P F, Zhang Y C, Li G, Du J J, Zhang Y F, Guo Y Q, Wang J M, Zhang T C, Li W D 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 044203
- [7] Hood C J, Lynn T W, Doherty A C, Parkins A S, Kimble H J 2000 *Science* **287** 1447
- [8] Pinkse P W H, Fischer T, Munstermann P, Rempe G 2000 *Nature* **404** 365
- [9] Zhang P F, Guo Y Q, Li Z H, Zhang Y C, Zhang Y F, Du J J, Li G, Wang J M, Zhang T C 2011 *Phys. Rev. A* **83** 031804
- [10] Du J J, Li W F, Wen R J, Li G, Zhang P F, Zhang T C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 173504
- [11] Zhang Y C, Li G, Zhang P F, Wang J M, Zhang T C 2009 *Front. Phys. China* **4** 190
- [12] Hijlkema M, Weber B, Specht H P, Webster S C, Kuhn A, Rempe G 2007 *Nat. Phys.* **3** 253
- [13] Specht H P, Nölleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, Ritter S, Rempe G 2011 *Nature* **473** 190
- [14] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [15] Li W F, Du J J, Wen R J, Yang P F, Li G, Liang J J, Zhang T C 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 113102
- [16] Zhang P F, Guo Y Q, Li Z H, Zhang Y C, Zhang Y F, Du J J, Li G, Wang J M, Zhang T C 2011 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 667
- [17] McKeever J, Buck J R, Boozer A D, Kuzmich A, Nagerl H C, Stamper-Kurr D M, Kimble H J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 133602
- [18] Münstermann P, Fischer T, Pinkse P W H, Rempe G 1999 *Opt. Comm.* **159** 63
- [19] Sauer J A, Fortier K M, Chang M S, Hamley C D, Chapman M S 2004 *Phys. Rev. A* **69** 051804(R)
- [20] Du J J, Li W F, Wen R J, Li G, Zhang T C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 194203 (in Chinese) [杜金锦, 李文芳, 文瑞娟, 李刚, 张天才 2013 物理学报 **62** 194203]
- [21] Ritter S, Nölleke C, Hahn C, Reiserer A, Neuzner A, Uphoff M, Mücke M, Figueroa E, Bochmann J, Rempe G 2012 *Nature* **484** 195

- [22] Zhang J, Li G, Wang J M, Zhang T C 2008 *Acta Sin. Quantum Opt.* **14** 156 (in Chinese) [张静, 李刚, 王军民, 张天才 2008 量子光学学报 **14** 156]
- [23] Liu T, Zhang T C, Wang J M, Peng K C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1346 (in Chinese) [刘涛, 张天才, 王军民, 彭堃堃 2004 物理学报 **53** 1346]
- [24] Kimble H J 1988 *Phys. Scr. T* **76** 127
- [25] Du J J, Li W F, Zhang P F, Li G, Wang J M, Zhang T C 2012 *Front. Phys.* **7** 435
- [26] He J, Wang J, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3403
- [27] Alt W 2002 *Optik* **113** 142
- [28] Guo Y Q, Li G, Zhang Y F, Zhang P F, Wang J M, Zhang T C 2012 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **55** 1523

Construction of a strongly coupled cavity quantum electrodynamics system with easy accessibility of single or multiple intra-cavity atoms*

Wen Rui-Juan Du Jin-Jin Li Wen-Fang Li Gang Zhang Tian-Cai[†]

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

(Received 3 June 2014; revised manuscript received 22 August 2014)

Abstract

The long-time trap and control of neutral atoms in an optical micro-cavity is a crucial problem in cavity quantum electrodynamics (QED), which greatly restricts the coherent manipulation of the interaction process between single atom and light. In this paper, we design a strongly coupled cavity QED system based on the traditional Fabry-Perot cavity. The parameters of the cavity are 3.5 millimeters in length, about 57000 in fineness, $(g_0, \kappa, \gamma) = 2\pi \times (1.48, 0.375, 2.61)$ MHz, 1.54 and 0.89 in critical photon and atom number, respectively. The system allows building the magneto-optical trap (MOT) and optical lattice directly inside the cavity, which provides the possibility of long-time trapping deterministic single neutral atom or a number of neutral atoms in the cavity. By setting up a dipole trap and atomic imaging system, the capture, detection and imaging of single atom or several atoms in the cavity can be realized. The system overcomes some difficulties in transferring atoms in the usual cavity QED and has potential applications in robust intracavity atom control for quantum information processing.

Keywords: cavity quantum electrodynamics, magneto-optical trap, atom trapping, optical lattice

PACS: 42.50.Pq, 37.10.-x, 37.10.Gh, 37.10.Jk

DOI: 10.7498/aps.63.244203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11125418, 61275210, 91336107, 61227902, 61121064) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921601).

[†] Corresponding author. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn