

强耦合腔量子电动力学中单原子转移的实验及模拟*

李文芳 杜金锦 文瑞娟 杨鹏飞 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5月13日收到; 2014年8月15日收到修改稿)

对于强耦合腔量子电动力学系统中以自由下落方式转移原子与腔模强耦合作用过程进行了实验研究, 并在理论上利用蒙特卡罗方法对整个实验过程进行了模拟. 根据模拟的高精度光学微腔实时记录的原子穿腔信号, 获得了原子与腔模相互作用以及冷原子的参数等基本信息, 包括不同初始条件下原子与腔模相互作用时腔的透射谱、单个原子在腔内的驻留时间、原子到达腔模时刻的概率分布以及原子到达腔模的动能分布等, 并作为对比给出了相应的实验结果. 基于模拟结果, 实验上建立了腔内光学偶极阱来俘获单个原子, 测量的单原子的腔内俘获寿命达到5 ms, 比自由穿越时延长了约30倍. 该研究对于原子-腔受限空间内, 以自由下落方式转移原子以及原子与腔的耦合过程给出详细的分析, 有助于对类似实验结果的分析 and 系统参数的优化.

关键词: 光学微腔, 蒙特卡罗模拟, 统计分布, 原子俘获**PACS:** 42.55.Sa, 07.05.Tp, 02.50.-r, 37.10.Gh**DOI:** 10.7498/aps.63.244205

1 引言

激光冷却和俘获技术极大地推动了冷原子实验的进展. 将这种技术与腔量子电动力学相结合, 为人们系统地研究单原子与腔的强耦合相互作用提供了有效的途径. 目前单原子与光学腔的强耦合系统已经用于单个中性原子的灵敏探测^[1-3]、单原子在腔模中质心运动轨道的测量^[4-8]、单原子计数以及关联统计性质^[9-11]、单光子源制备以及作为量子存储的节点演示量子网络等研究领域^[12-16]. 事实上, 实现原子从磁光阱(magneto-optical trap, MOT)到微腔的确定性转移对于完成长时间原子-腔的强耦合相互作用至关重要. 目前报道的方法主要有三种: 原子的自由下落方式、原子上抛的喷泉方式和原子传送带方式^[1,2,17]. 基于我们构建的实验系统(磁光阱位于微腔正上方), 我们选择原子自由下落方式来转移原子到腔模. 基于这种原子转移

方式, 实验上可以对单原子在腔模中的轨道进行精密测量, 利用倾斜高阶横模作为探测光得到的测量精度有了实质性的提高^[4,8]. 该过程可以利用蒙特卡罗方法确定原子在磁光阱中的温度以及探测到的原子数目对于初始温度的依赖关系^[18]; 为了将原子长时间地俘获在腔内, 需要进一步在理论上对整个原子转移过程进行深入研究. 本文利用蒙特卡罗方法对原子的动力学特性进行了模拟并与实验结果比较, 获得了原子到达时刻的分布、磁光阱与微腔的相对位置变化对于腔内实测原子数目的影响、单原子与腔的作用时间以及原子到达腔模的动能分布等信息. 根据模拟的原子到达腔模的动能特征, 在实验中利用合适阱深的远失谐偶极阱实现了原子在腔内俘获时间的大幅增加. 通过该模拟分析, 不仅有助于优化确定目前实验系统的相关参数以及预测实验结果, 而且此方法对于以这种原子转移方式来实现腔内俘获原子与腔模长时间相互作用的腔量子电动力学实验中复杂微光学系统的设

* 国家自然科学基金(批准号: 11125418, 91336107, 61275210, 61227902)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

具有重要的意义.

2 实验过程及模拟

实验装置如图 1 所示. 装置的主要部分包括放在真空室中的磁光阱与实验所用的高精细度光学微腔. 超高真空压力保持在 1×10^{-10} Torr ($1 \text{ Torr} = 1.33 \times 10^2 \text{ Pa}$). 在实验中首先通过激光冷却技术在微腔中心的正上方 6 mm 处的磁光阱里俘获大约 4×10^4 个铯原子, 经偏振梯度冷却后关闭磁光阱中的磁场与光场, 使原子在重力作用下自由下落到达腔模, 实现单个原子与腔模的相互作用. 单个原子进入腔模后, 由于原子与腔模的强耦合作用会使腔的透射发生很大的变化 [8,9,18], 因此通过腔的透射信号可以实时地获得单原子在腔内的运动信息.

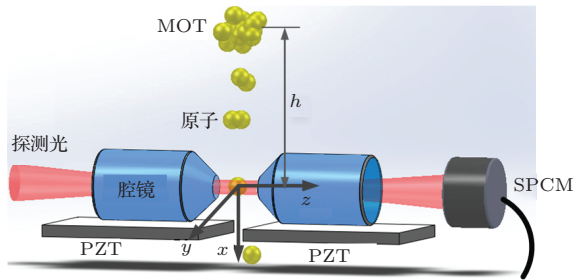


图 1 实验装置简图, 高精细度光学微腔是由放置在片状的压电陶瓷上 (PZT) 的两片超镜组成, 原子通过磁光阱技术被俘获于微腔正上方大约 6 mm 处; 单光子探测器 (SPCM) 用于记录腔的透射信号

高精细度光学微腔由两片曲率半径为 100 mm、内腔端面为 1 mm 的高抛光球面镜组成, 腔长测量值为 $87.663 \mu\text{m}$ [19], 腔的精细度为 $F = 329057$. 单原子与腔内 TEM_{00} 模的强耦合相互作用参数为 $(g_0, \kappa, \gamma) = 2\pi \times (23.9, 2.6, 2.6) \text{ MHz}$, 其中 g_0 是原子处在腔模中心处的最大耦合系数, κ, γ 分别对应腔的衰减率与原子的衰减率. 这些参数导致系统的临界光子数与临界原子数分别为 0.024 与 0.006. 波长为 852 nm 的激光锁定到铯原子 D_2 跃迁线 ($6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F = 5$) 作为腔内探测光注入光学微腔, 同时以稳频的波长为 828 nm 激光作为微腔锁定光用于将微腔腔长锁定. 在腔内 852 nm 探测光的平均光子数为 1 时, 皮瓦量级的微腔透射光场通过单光子探测器 (SPCM-AQR-15, PerkinElmer) 来实时探测. 整个探测系统的效率为 7.5% (包括腔镜的透射、传输效率和单光子探测器的探测效率). 这样当单个原子下落穿越腔模时, 单

个原子在腔内的运动信息可以通过实时记录腔的透射谱来获得.

在相应的模拟过程中, 对应的参数依据上述系统的实际值, 具体实施过程可以概括为以下几步: 任意一个原子随机地从服从玻尔兹曼统计分布的磁光阱 (原子数大约为 4×10^4 个) 中选出, 原子在重力作用下自由下落大约 6 mm; 然后需要判断原子是否可以进入腔模. 原子进入腔模的概率依赖于腔的几何尺寸 (腔长以及腔镜的尺寸) 与原子在磁光阱中的初始温度. 大多数的原子将会落到腔镜的上表面, 只有很少一部分原子会进入腔模. 进入腔模的原子会与腔模相互作用. 这样可以根据单原子与腔场的强耦合理论 [8] 得到由原子耦合导致的腔的透射谱. 重复上面的过程就可以得到在磁光阱中俘获的初始冷原子团下落到微腔后从腔的透射中探测到的原子信号. 例如, 在磁光阱中初始原子温度为 $24.4 \mu\text{K}$, 原子数为 4×10^4 个的情况下, 平均每次释放磁光阱只有大约 24 个原子会进入腔模, 并与其相互作用. 这样可以得到对应的腔的透射谱, 如图 2 所示. 其中图 2 (a) 表示实验测量的腔的典型透射谱, 可以看到单个原子信号掉的深度有深有浅, 原因是原子从垂直于腔轴的不同位置下落感受到的有效耦合强度不一样. 图 2 (b) 是对应的在相同实验参数下利用蒙特卡罗方法得到的原子穿越信号. 可以看出该方法可以很好模拟实验过程, 由于每次释放磁光阱后的原子到达腔模的时间具有随机性, 所以实验测到的单个原子信号与模拟方法得到的信号的位置不可能一一对应, 但是透射谱的结构与实际观测结果基本一致.

3 结果与讨论

基于若干类似于图 2 得到的透射谱, 可以获得了以下几个方面的结果.

3.1 原子到达腔模的时刻分布

将微腔作为单原子探测器, 可以准确记录到单个原子到达腔模的时刻. 进一步通过重复该实验过程, 可以得到大量原子到达腔模时刻的概率统计分布, 见图 3. 图中同时给出了磁光阱中不同初始冷原子温度下原子到达腔模时刻的概率统计分布情况. 图中左边为实验数据, 右边为模拟结果. 我们的磁光阱系统是由三组两两对射的光束交叉形成,

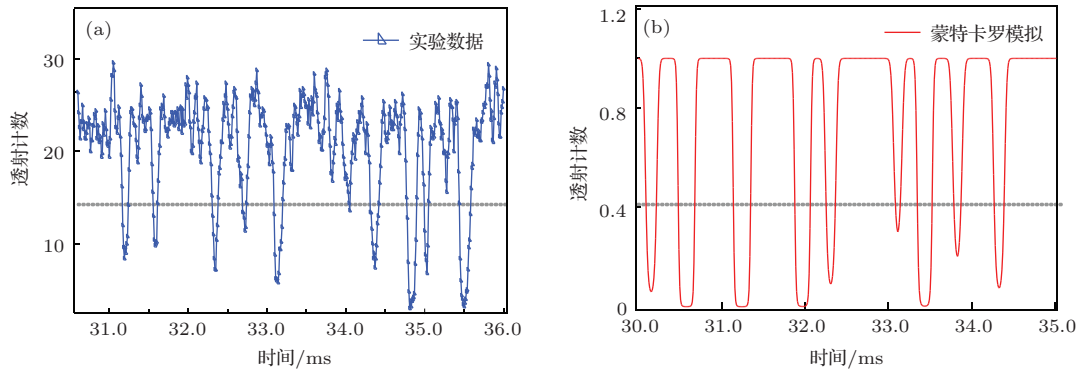


图2 实验上通过单光子探测器测量 (a) 和相应参数下的蒙特卡罗模拟 (b) 得到的腔的透射信号

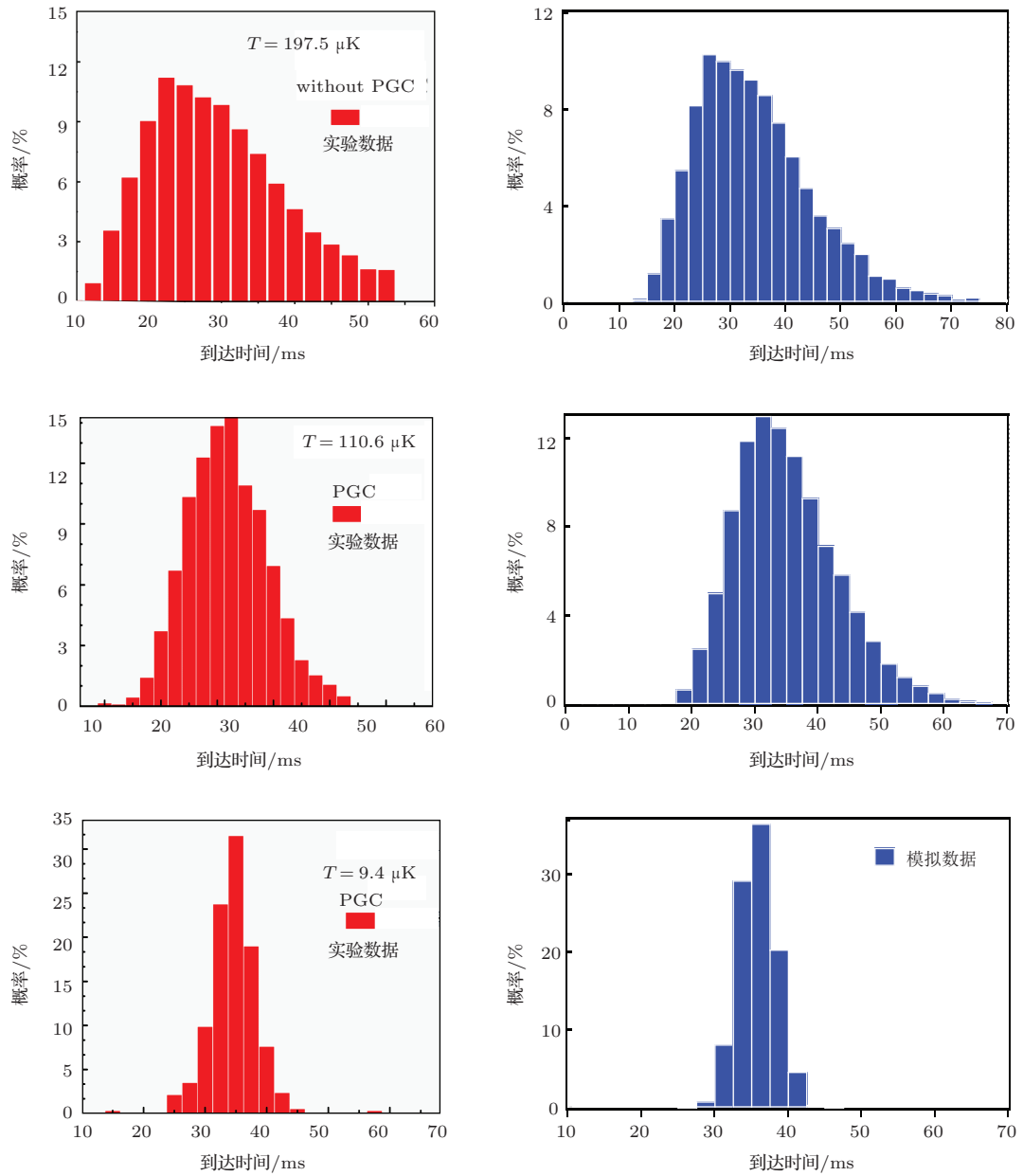


图3 原子从磁光阱下落到腔模时刻的概率统计分布 左边是根据实验数据统计得到的不同初始温度 (样本温度分别为 197.5, 110.6, 9.4 μK) 的原子的到达时刻的概率分布; 右边是相同参数下的模拟结果

每束冷却光与再抽运光的光功率密度分别为 7.6 mW/cm^2 和 8.7 mW/cm^2 . 冷却光的频率锁定在铯原子 D_2 线上 ($6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F = 5$), 失谐为 $\Delta = -2.3\gamma$ ($\gamma = 2\pi \times 5.22 \text{ MHz}$ 表示对应跃迁能级的自然线宽); 再抽运光频率锁定于 $6S_{1/2}F = 3 \rightarrow 6P_{3/2}F = 4$ 跃迁能级; 磁光阱的磁场是由一对反亥姆霍兹线圈组成产生的, 磁场梯度为 9.7 Gs/cm ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$). 实验中考虑了两种情况: 没有经过偏振梯度冷却的冷原子样本 (温度为 $197.5 \text{ } \mu\text{K}$) 和经过偏振梯度冷却的温度更低的冷原子样本. 可以看到, 蒙特卡罗方法模拟与实验的结果非常一致, 同时, 磁光阱中初始冷原子温度越低, 原子到达腔模时刻越集中, 相应的统计分布越

对称.

3.2 原子在腔内的驻留时间

原子在腔内的驻留时间的概率统计分布见图 4 (左侧为模拟结果, 右侧是实验结果). 可以发现腔内原子的驻留时间会随着磁光阱距腔中心距离的缩短而延长, 这一点与模拟结果相符. 在距离为 3 mm 时, 腔内驻留时间大约位 $150 \text{ } \mu\text{s}$. 但受目前实验探测系统的效率的影响, 实验与模拟得到的驻留时间的概率统计分布在形状上有差异, 未能看到双峰结构的分布. 在以后实验中, 可以考虑改进系统的探测效率或者探测方式, 比如差拍方式探测等, 提高整体的探测效率, 有望测到更精细的结果.

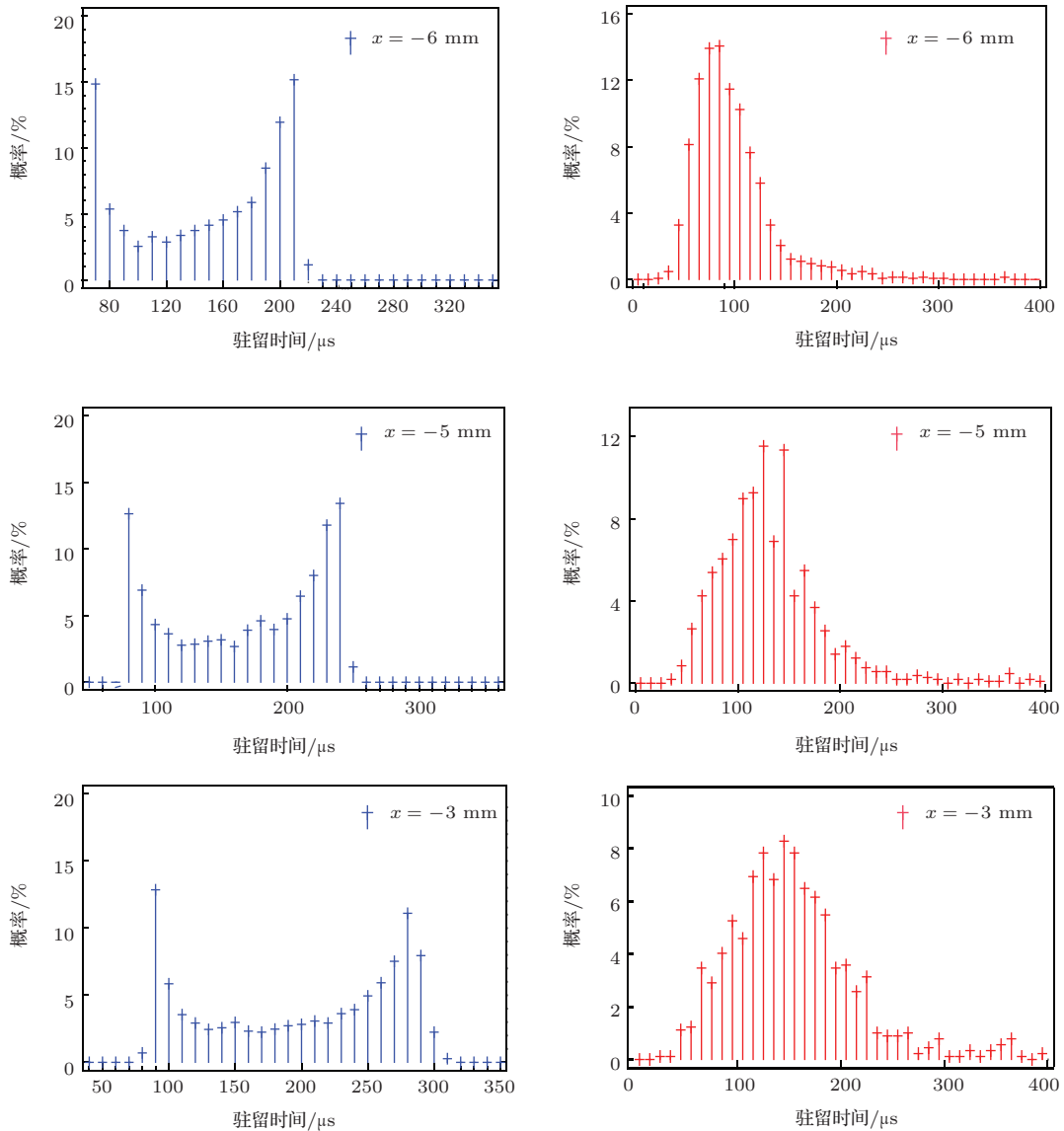


图 4 原子在腔内驻留时间的概率统计分布随磁光阱初始竖直高度的变化关系, 随着高度降低, 驻留时间会增长, 左侧为模拟结果, 右侧是实验结果

3.3 磁光阱位置对腔内实测原子数目的影响

我们模拟了探测到的原子数目随磁光阱相对于微腔位置的变化关系. 磁光阱初始处于腔的正上方6 mm处, 当原子在三维方向分别偏离中心位置时腔内探测到的原子数目见图5. 结果表明, 当原子沿腔轴偏离大约2 mm时, 原子几乎不能进入到腔模中; 同样在水平垂直于腔轴方向, 偏离大约4 mm时腔内也探测不到原子信号; 在竖直方向, 随着磁光阱距离腔中心的位置越近, 腔内探测到的原子数目会以指数方式增加. 可以看出磁光阱与腔的相对位置对于腔内探测到原子数目非常关键. 因此, 在实验中可以通过精细调节磁光阱相对于微腔的位置来有效地控制腔内探测到的原子数目.

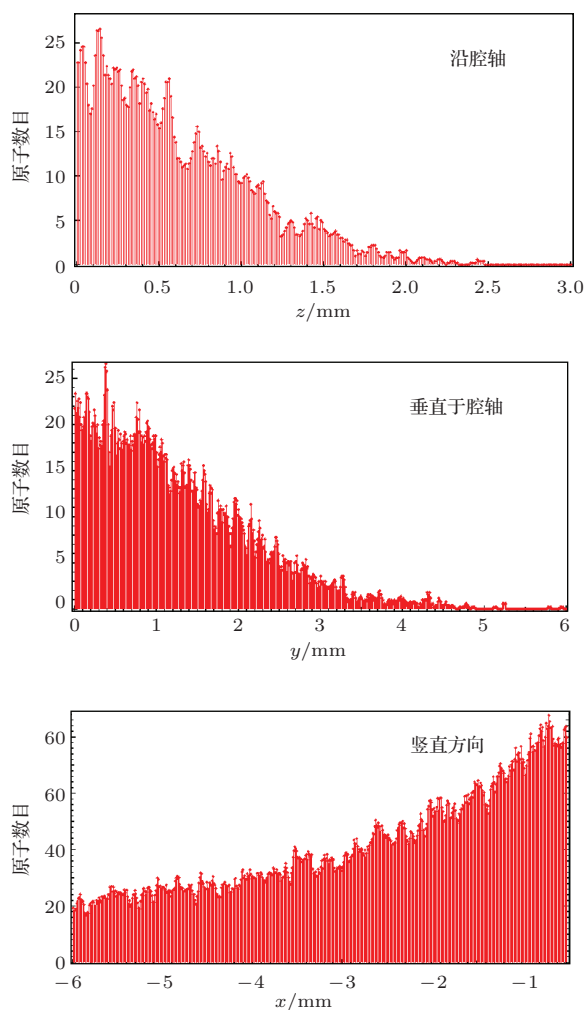


图5 探测到的原子数目随磁光阱在三维方向上相对于微腔位置变化的模拟结果

3.4 原子到达腔模时动能决定的温度分布

为实现单个原子被腔内偶极阱所俘获, 实验上尽可能降低磁光阱的位置来获得最低的原子到达腔模的速度. 我们模拟了从腔正上方3 mm处释放MOT, 探测到到达腔模的10000个原子的速度分布, 根据 $T = m_{133\text{Cs}} \cdot v^2 / k_B$ 将速度 v 转化为相应的温度值 T , 见图6. 为了进一步分析, 我们将图中的纵坐标对应的概率进行了统计, 见图6的内插图. 从图中看出温度大约在470 μK 附近的原子的分布较密集, 同时到达时刻处于20—28 ms之间的原子有着偏低的温度, 有利于被目前腔内沿腔轴方向构建的驻波场光学偶极阱俘获. 图中对应的模拟参数如下: 初始原子温度为50 μK , 初始原子数设为 2×10^7 个.

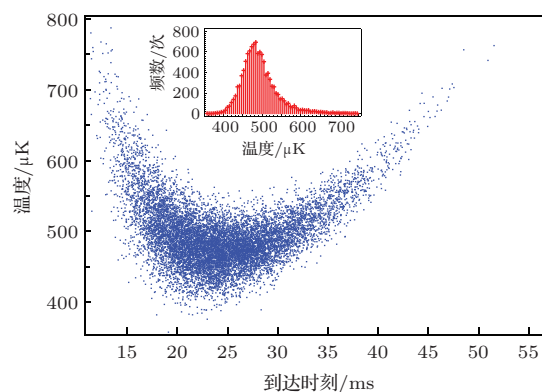


图6 探测到原子的温度与其到达时刻关系的模拟, 内插图表示原子到达腔模的温度的统计分布

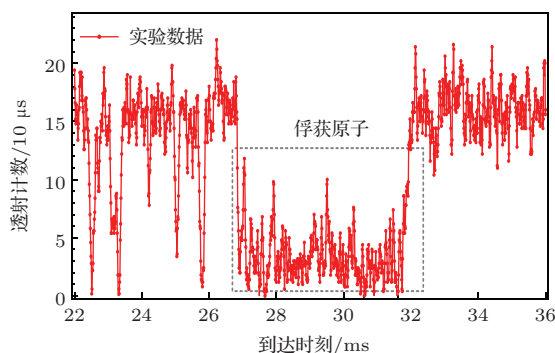


图7 腔内单原子的俘获

基于以上参数的模拟结果, 在实验中鉴于系统结构的局限性我们最终将磁光阱从腔正上方6 mm降低到了3 mm处. 同时在沿腔轴方向使用935 nm魔数波长的激光构建大约6 mK驻波远失谐的偶极阱, 实现了将单原子长时间俘获在腔内. 图7显示的是初步实验结果. 实验上探测到单个原子被俘获在腔内的寿命大大延长. 从图中可以看出, 原子

到达腔模时刻在 27 ms 之后被俘获在腔内的偶极阱内, 停留大约 5 ms 后逃离偶极阱; 这一结果比不采用腔内偶极阱的自由穿越时间 150 μ s 增加了大约 30 倍. 结合目前的模拟, 通过进一步优化实验参数, 有望获得更长的腔内单原子俘获时间.

4 结 论

本文用蒙特卡罗方法研究强耦合原子-腔系统中原子以自由下落的方式转移并与腔耦合的物理过程, 与实验获得的结果能较好地符合. 该方法有利于腔 QED 实验系统性能的优化以及新系统的设计. 基于模拟和实验得到的原子穿越腔的透射谱, 获得了原子到达腔模的时间分布、原子在腔内的驻留时间以及腔内探测到的原子数目随磁光阱相对于微腔位置的依赖等信息. 这些信息对于冷原子腔量子电动力学量子电动力学系统中若干参数的选择和优化设计具有重要的作用. 我们还构建了腔内大失谐光学偶极阱, 实现了腔内原子寿命的大幅延长. 确定性单个原子在腔内的俘获寿命达到 5 ms, 比自由穿越提高了约 30 倍. 通过利用蒙特卡罗方法对整个自由下落的原子转移过程的研究, 特别是与实验结果的对比与分析, 对于更好地控制原子与腔模的相互作用, 进一步结合腔内 FORT 阱提高单原子的俘获寿命提供了有力的工具.

参考文献

- [1] Mabuchi H, Turchette Q A, Chapman M S, Kimble H J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1393
- [2] Munstermann P, Fischer T, Pinkse P W H, Rempe G 1999 *Opt. Commun.* **159** 63

- [3] 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
- [4] Hood C J, Lynn T W, Doherty A C, Parkins A S, Kimble H J 2000 *Science* **287** 1447
- [5] Pinkse P W H, Fischer T, Munstermann P, Rempe G 2000 *Nature* **404** 365
- [6] Puppe T, Pinkse P, Fischer T, Pinkse P W H, Rempe G 2004 *Phys. Scr.* **T112** 7
- [7] 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
- [8] Du J J, Li W F, Wen R J, Li G, Zhang P F, Zhang T C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 173504
- [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 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 667
- [10] Ottl A, Ritter S, Kohl M, Esslinger T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 090404
- [11] K?hl M, ?ttl A, Ritter S, Donner T, Bourdel T, Esslinger T 2007 *Appl. Phys. B* **86** 391
- [12] Mücke M, Bochmann J, Hahn C, Neuzner A, N?lleke C, Reiserer A, Rempe G, Ritter S 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063805
- [13] Hijlkema M, Weber B, Specht H P, Webster S C, Kuhn A, Rempe G 2007 *Nat. Phys.* **3** 253
- [14] Specht H P, N?lleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, Ritter S, Rempe G 2011 *Nature* **473** 190
- [15] Ritter S, N?lleke C, Hahn C, Reiserer A, Neuzner A, Uphoff M, Mücke M, Figueroa E, Bochmann J, Rempe G 2012 *Nature* **484** 195
- [16] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [17] Sauer J A, Fortier K M, Chang M S, Hamley C D, Chapman M S 2004 *Phys. Rev. A* **69** 051804
- [18] 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
- [19] 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]

Single-atom transfer in a strongly coupled cavity quantum electrodynamics: experiment and Monte Carlo simulation*

Li Wen-Fang Du Jin-Jin Wen Rui-Juan Yang 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)

(Received 13 May 2014; revised manuscript received 15 August 2014)

Abstract

The process of single-atom transfer in strongly coupled cavity quantum electrodynamics (QED) with free falling atoms is investigated by experiment and Monte Carlo simulation. We conduct the simulation of the whole physical process and give the corresponding experimental results. In experiment, a high finesse optical cavity is used for real-time detection of the single-atom transits from which the interaction information between single atoms and cavity can be extracted, including the transmission spectra of the cavity strongly coupled to single atoms, the interaction duration of the single atoms in the mode, the probability distribution of atom arrival time and the atomic kinetic energy distribution when arriving at the mode. All these can be completely derived from the transmission spectra of the different initial status. An intracavity far-off resonance trap (FORT) has been established and the single-atom trapping time inside the cavity is about 5 ms which is about 30 times longer than that without FORT. This study gives the detailed analysis of the whole procedure of free-falling atom transfer in cavity QED system and is helpful for optimizing the experimental parameters and design.

Keywords: microcavity, Monte Carlo simulation, statistic distribution, atom trapping

PACS: 42.55.Sa, 07.05.Tp, 02.50.-r, 37.10.Gh

DOI: 10.7498/aps.63.244205

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

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