

单原子在两个远红失谐光偶极阱中的转移*

王成¹⁾²⁾³⁾ 许鹏¹⁾²⁾ 何晓东¹⁾²⁾ 王谨¹⁾²⁾ 詹明生^{1)2)†}

1) (中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2) (中国科学院冷原子物理中心, 武汉 430071)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2012年3月9日收到; 2012年5月4日收到修改稿)

在光偶极阱中实现单个中性原子的囚禁及其操控在量子信息处理中具有重要的应用. 为此在使用强聚焦远红失谐激光形成的光偶极阱囚禁单个中性铷原子后, 通过一个空间可移动的光偶极阱从静止的光偶极阱上掠过, 实现了将静止的光偶极阱中的单原子以 94% 的概率转移到可移动的光偶极阱中, 并将该原子移动到焦平面上指定的位置. 该实验对于实现光偶极阱阵列中任意两个原子的纠缠以及光偶极阱中原子外在自由度的操控等研究有着潜在的应用.

关键词: 单原子, 光偶极阱, 空间转移

PACS: 37.10.Gh, 37.10.De, 37.10.Vz

1 引言

近年来, 在微观偶极阱中确定性的囚禁单个中性铷原子的实验取得的重要进展^[1,2] 推动了囚禁于光偶极阱中的单个中性原子在量子信息处理的实验中快速地发展. 如在囚禁于光偶极阱中的基态原子的物理平台上实现了受控的单光子源的制备^[3], 以及受控的单光子源与本身发射的单光子之间的纠缠^[4]; 中性原子的多量子位寄存器^[5]; 单原子在光晶格格点上的量子行走^[6] 等. 不仅如此, 人们还将囚禁于偶极阱中的单个中性原子激发到里德伯原子^[7], 以实现里德伯原子之间强的偶极-偶极相互作用, 接着在两个里德伯原子体系上观察到了“里德伯阻塞”现象^[8], 最近又利用该效应实现了双原子之间的受控非门的量子逻辑门^[9] 和高速的纠缠态制备^[10] 等. 更重要的是, 囚禁中性原子体系相比于众多实现量子信息处理的候选者如囚禁离子体系^[11]、线性光学体系^[12]、半导体量子点体系^[13,14]、超导约瑟夫森结体系^[15] 等具有其

独特的优势, 如中性原子与环境的耦合极小, 态的存储时间和相干时间可达到秒的量级以上^[16], 而且可以通过 Mott 绝缘态在光晶格中大批量地初始化^[17-19] 等. 由以上诸多的实验进展及囚禁于微观阱中的单原子具有的独特优势使得囚禁于微观阱中的单原子在量子信息处理中拥有广阔的应用前景, 使得对远红失谐光偶极阱中单原子的空间转移的实验研究在用囚禁单原子体系实现量子信息处理的实验中具有重要的作用.

在用单原子实现量子信息处理的理论和实验中, 要通过相互作用实现两原子的纠缠, 如原子碰撞导致的纠缠^[20] 或基于里德伯阻塞的两原子纠缠^[9], 要求原子间距小到原子能发生相互作用的区域, 而作为量子比特的原子一般都储存在一维或多维的偶极阱阵列中, 如光晶格^[21]、环形光偶极阱阵列^[22], 但怎样取出阵列中某个阱中的原子并移动到可与另一个原子发生相互作用的区域内, 目前并没有很好的方法. 两维光学传输带组成的原子筛选机 (atom sorting machine)^[23] 虽然能从一定程度上解决问题, 但原子移动的位置仅限于光学传

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB922101) 和国家自然科学基金 (批准号: 11104320, 11104321) 资助的课题.

† E-mail: mszhan@wipm.ac.cn

输带所在的空间两条线上,且实验装置很复杂,对激光频率及光强的控制要求高,而且要求两对激光在空间微米范围内高度重合,实验难度较大.此外 Beugnon 等^[24]演示的从一个光偶极阱到另一个光偶极阱中原子的转移则相对简单,且原子能随光偶极阱实现二维移动,但需要将指定的光偶极阱关闭才能实现完全转移.在偶极阱体系中,很难实现对阵列中某个势阱的关闭而不影响到阵列中其他势阱.

为解决该问题,我们在用强聚焦远红失谐激光形成的光偶极阱囚禁单个中性铷原子的基础上,通过另一个空间可移动的光偶极阱(M阱)直接从静止的光偶极阱(S阱)上掠过,从实验上演示了若M阱势深足够,S阱中的原子将会以约94%的概率被转移到M阱中,同时M阱中的原子还可被移动到焦平面上指定的位置.该实验为实现光偶极阱阵列中原子从其中一个阱转移到另一个阱提供了可行的方案,对于实现光偶极阱阵列中任意两原子的纠缠以及光偶极阱中原子外在自由度的操控等研究有着潜在的应用.

2 实验原理

远失谐激光场作用于中性原子会对原子诱导出偶极矩从而形成正比于光强大小的光偶极势.光偶极势为保守势,原子因此会被囚禁在势的最低点上.采用经典振荡子模型推导,当偶极光的频率 ω_0

相对于原子共振频率 ω_a 的失谐量 $\Delta = \omega_0 - \omega_a$ 满足 $|\Delta| \ll \omega_a$ 时,在旋波近似下,可以得到简化的偶极势和散射率的一般表达式^[25]:

$$U_{\text{dip}}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_a^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) I(r), \quad (1)$$

$$\Gamma_{\text{SC}} = \frac{3\pi c^2}{2\pi\hbar\omega_a^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(r), \quad (2)$$

其中 c 为光速, Γ 为共振时的衰减率, $I(r) = (2P/\pi\omega_0^2) \exp(-2r^2/\omega_0^2)$ 为偶极光在束腰处的光强分布, P 为激光功率, r 为径向坐标.对比(1)式和(2)式,可知势阱深度正比于光强且反比于失谐量,而散射率反比于失谐量的平方,因此实验采用远失谐激光以避免散射对势阱中原子状态的影响.同时对于聚焦的红失谐激光, Δ 为负时,焦点处光强最强,因此势能最低,原子囚禁于焦点附近.

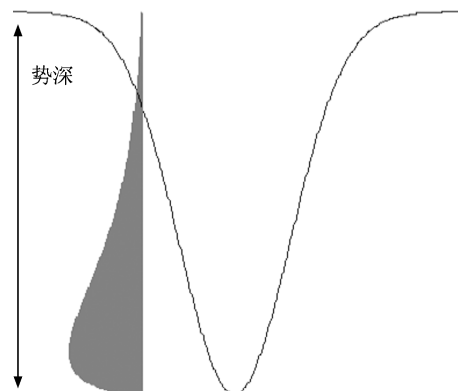


图1 温度为70 μK的原子在势深为0.7 mK的偶极阱中位置的分布示意图

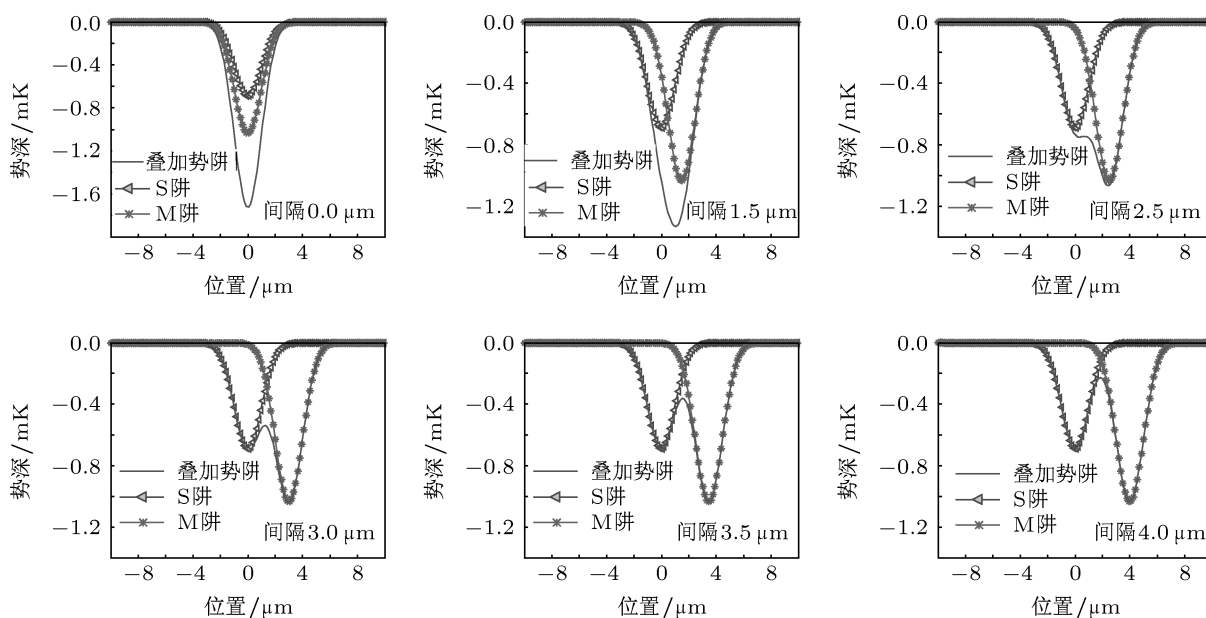


图2 两阱从完全重合到分开过程中叠加势阱势深的变化.两阱势深均为高斯线形(束腰均为2.0 μm),其中形成S阱的偶极光功率为6.9 mW,形成M阱的偶极光功率设为S阱的1.5倍

在采用远红失谐激光作为偶极光,并聚焦到焦点的束腰半径小于 $4\ \mu\text{m}$ 后形成的光偶极阱中,由于碰撞阻塞 (collisional blockade) 的作用^[26],两个及多个原子在共振光的作用下不能稳定的共存,因此可用该偶极阱实现单个原子的囚禁. 偶极阱中囚禁的单原子来源于磁光阱 (MOT), 因此其温度取决于磁光阱中原子的温度分布, 该分布为玻尔兹曼分布. 由此可以根据单原子温度的分布给出原子在偶极阱中位置的分布, 如图 1 所示. 可以看到在垂直于光轴的径向, 单原子大都分布在势阱的底部. 此时若用另一个光偶极阱 (M 阱) 从该阱上掠过, 则原子的位置分布会取决于叠加势阱深度的变化. 若两阱势深相同, 则分开时原子在两阱中的概率相等; 但当 M 阱的势深较大时, 从图 2 中可以看到, 当两阱分开距离较小时, 叠加势阱的极小值偏向于势深大的 M 阱, 从而使能量低的原子被吸引到 M 阱中; 若 M 阱势深越大, 则叠加势阱越深, 在两阱分开时能量低于叠加势深的单原子事件就越多, 从而原子被转移到 M 阱中的概率也随之变大. 这使得我们可以用一个较深的 M 阱从一个较浅的偶极阱 (S 阱) 中将囚禁于 S 阱中的原子转移走, 同时不需要将 S 阱关闭.

3 实验方案及实验操作

基于以上的理论定性分析, 首先需在 S 阱中实现单原子的囚禁. 如图 3 所示, S 阱采用一束 $830\ \text{nm}$ 远红失谐激光从单模保偏光纤中出射, 经过非球面镜准直后, 由一对胶合透镜扩束, 最后用大数值

孔径的透镜强聚到真空腔内, 焦点处束腰半径约为 $2.0\ \mu\text{m}$ ^[27]. 将焦点与 MOT 中心调节重合后, 通过调节 MOT 的参数即可调节原子装载到偶极阱中的速率, 从而在碰撞阻塞效应的作用下实现光偶极阱中单原子的囚禁. 在单原子囚禁到偶极阱中后, 其荧光被大数值孔径的透镜收集, 沿原路返回, 通过双色片与 $830\ \text{nm}$ 光分开, 最后耦合到单模保偏光纤中, 并输入到单光子计数器 (SPCM-AQRH-15-FC), 由单光子计数器将光子转化为 TTL 脉冲, 然后采用 LabVIEW 程序记录一定时间间隔 (如 $20\ \text{ms}$ 或 $40\ \text{ms}$) 内的 TTL 脉冲数目, 形成随时间变化的偶极阱中荧光计数数据. 实验中, 根据囚禁原子的偶极阱势深达到 10 倍左右的原子温度时便可实现有效囚禁的实验经验, 同时考虑到 $830\ \text{nm}$ 偶极光功率有限的问题, 在 MOT 中原子温度约为 $80\ \mu\text{K}$ 时^[27], 我们选取形成 S 阱的偶极光功率为 $6.90\ \text{mW}$ 来实现单原子囚禁, 根据 (1) 式, 其对应的势阱深度约为 $0.7\ \text{mK}$.

在 S 阱囚禁单原子之后, 增加另一束 $830\ \text{nm}$ 偶极光来形成 M 阱, 如图 3 中所示, 但在其光路中增加一个带压电陶瓷 (PZT, PI S315.10) 控制的可偏转反射镜, 通过控制 PZT 的输入电压控制反射镜的偏转角度进而控制 M 阱在焦平面上处于不同的位置. 由于该 PZT 具备倾斜、俯仰和 Z 平动调节能力, 通过调节控制倾斜和俯仰的输入电压即可实现将 M 阱移动到焦平面上的指定位置. 然后用偏振分束棱镜将偏振方向互相垂直的两束偶极光合束, 并且通过调节准直非球面透镜与光纤的距离使得这两束 $830\ \text{nm}$ 偶极光达到很好的共焦重合. 并在

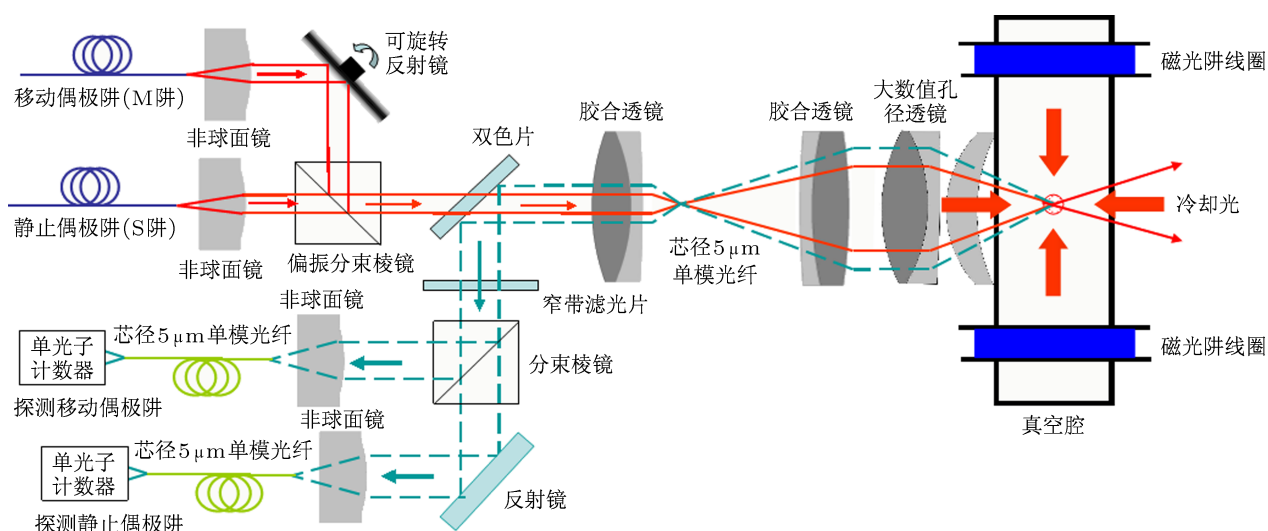


图 3 实验装置示意图

荧光收集光路上,使用分束棱镜将收集的荧光分为两路,分别对准 M 阱和 S 阱的位置,从而监测两阱中荧光计数的变化.

由于光偶极阱俘获单原子为随机过程,且需要对 M 阱的位置进行动态控制,因此在实验中需要通过时序对各路激光及 PZT 进行控制,控制过程如图 4 所示. 初始时 M 阱关闭,且不与 S 阱重合,然后打开 MOT 向 S 阱中装载单原子,当探测到 S 阱中荧光计数超过单原子判定阈值时,可以确定 S 阱中囚禁了一个原子,此时关闭 MOT,然后打开 M 阱,并在 80 ms 内将施加在控制 PZT 俯仰调节上的输入电压由 0 V 线性地增至 9 V,其中 M 阱在 PZT 输入电压为 5 V 左右时与 S 阱重合,接着保持 PZT 输入电压为 9 V 并维持 80 ms 不变,在这 80 ms 内打开 MOT 的冷却光和回泵光以收集两阱中的荧光信号,由于我们只关心单原子是否成功转移,因此只取 80 ms 中前 40 ms 的两阱中荧光信号来判断阱中是否存在单原子,但为方便实验观测及做图,记录了转移过程后 280 ms 内 S 阱和 M 阱中荧光计数的

变化. 在时序最后,将 PZT 输入电压复位,并等待下一次原子的囚禁. 在整个时序过程中荧光计数的间隔选为 40 ms,区别于单原子囚禁时 20 ms 的计数间隔,是出于该时序过程中有较多的判断后再执行的任务带来的 0.5 ms 左右执行时间上的延迟,提高计数间隔时间可以有效地减少延迟带来荧光计数的误差,而时序中各部分执行时间选为 40 ms 的整数倍是为方便程序的编写和执行.

由于囚禁的是单个原子,为得到原子在 S 阱和 M 阱中转移的效率,需要对某个光强下的 S 阱和 M 阱重复多次上述时序,并记录下 S 阱和 M 阱中原子存在的次数,从而换算成转移效率. 在兼顾实验时间和测量精度的基础上,选择了重复 100 次测量. 然后保持 S 阱光强为 6.90 mW 不变,将形成 M 阱的偶极光光功率从现有实验条件下最高的 16.24 mW 逐渐减低到 4.24 mW,从而得到原子的转移效率随 M 阱光功率降低即势深降低而变化的实验数据.

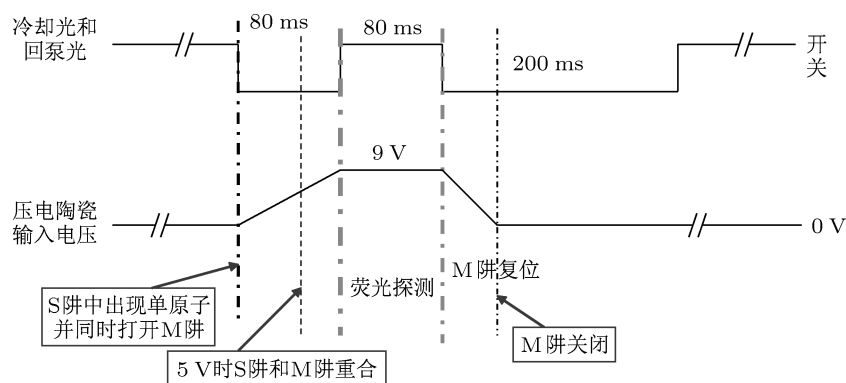


图 4 实验中的时序控制方案示意图

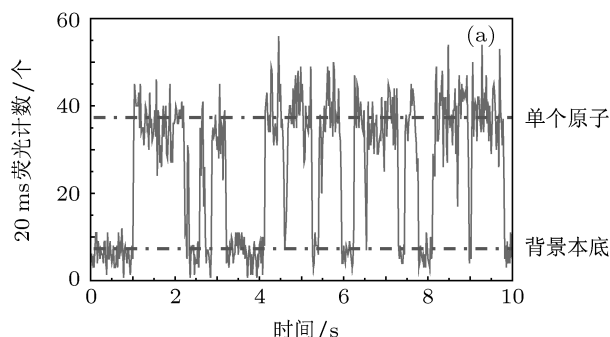
4 实验结果及分析

通过上述的实验操作,在实验中测得的 S 阱中单原子荧光台阶信号如图 5(a) 所示,从图中可以分辨出背景本底和阱中囚禁单原子时荧光计数的两个台阶. 将这段时间的荧光计数绘制为统计直方图,如图 5(b) 所示. 从中可以明确地分辨出代表背景本底和阱中有单原子的荧光计数的两个泊松分布峰,采用泊松分布拟合后,可以得到两峰峰值分别为每 20 ms 6 个和 37 个,并可以看出两峰的分界点位于每 20 ms 17 个记为 (17 个/20 ms) 处,但

考虑到荧光计数在 17—20 的区间中有多个事件,同时对于峰值为 37 的泊松分布来说 20 以下的事件仅占 0.17%,因此为减少荧光计数中的毛刺对实验的影响,选取荧光计数 20 个/20 ms 为单原子的判断阈值,即当荧光计数大于 20 个/20 ms 时,可以确认 S 阱中囚禁了单原子;反之,若计数小于或等于 20 个/20 ms,则认为 S 阱中没有原子.

在 S 阱成功囚禁单原子并设定单原子的判断阈值后,执行图 4 中的时序来获得单原子在两阱间的转移效率. 此时由于荧光计数的时间间隔变为 40 ms,判定阈值提高为 40 个. 图 6 是在 S 阱光

强为 6.90 mW 而 M 阱光强为 7.24 mW 时, 截取实验中 35 次转移事件后两阱中荧光计数的变化. 从图 6 可以看到, S 阱中荧光计数降低的同时伴随着 M 阱中荧光计数的升高, 而且两阱的荧光计数同时降低的事件数则很少, 意味着原子确实从 S 阱中



转移到了 M 阱, 同时在转移过程中原子的损失率很小. 该实验条件下, 原子还在 S 阱中的概率为 $(61 \pm 9.5) \%$, 在 M 阱中的概率为 $(33 \pm 5.0) \%$, 转移过程中原子的损失率控制在 $(6 \pm 6.0) \%$, 结果中误差的获取为计算三次测量结果的标准方差.

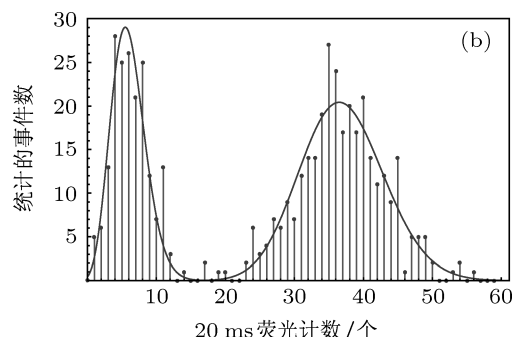


图 5 (a) S 阱中单原子的荧光台阶信号; (b) 单原子荧光信号的统计直方图

由此得到偶极阱某一势深条件下的单原子转移效率, 然后将形成 M 阱的偶极光功率从 16.24 mW 逐渐减低到 4.24 mW, 同时保持形成 S 阱的偶极光功率为 6.90 mW 不变, 从而得到了原子转移效率在不同的形成 M 阱的偶极光功率下的变化, 如图 7 所示. 从图 7 可以看到, 随着 M 阱光强的增加即相应势深的增加, M 阱从 S 阱中掠走原子的概率随之升高并达到饱和, 符合我们之前的定性分析. 且当 M 阱光功率达到 16.24 mW, 即相应的势深达到 S 阱势深 2.35 倍时, 原子转移效率可以达到 $(94 \pm 1.7) \%$, 而此时原子仍在 S 阱中的概率为 $(2.3 \pm 0.6) \%$, 原子损失率为 $(3.7 \pm 1.5) \%$. 同时实验结果的曲线显示 50% 的转移效率并没有发生在形成 M 阱和 S 阱的光功率相等的时候, 而是在形成 M 阱的光功率约为 7.8 mW 时, 这是因为在聚焦过程中 M 阱的束腰半径稍大于 S 阱束腰的 $2.0 \mu\text{m}$, 造成 M 阱需要更大的光功率才能使之与 S 阱势深相等.

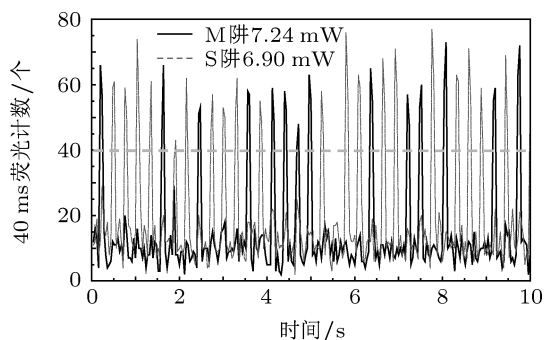


图 6 单原子在两阱间转移的荧光信号

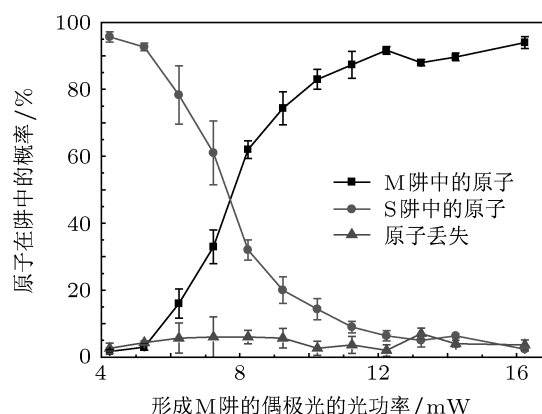


图 7 原子在偶极阱中的概率及转移过程中原子的丢失率随形成 M 阱的偶极光功率的变化

在整个实验过程中, M 阱在 80 ms 内被 PZT 控制移动了约 $16 \mu\text{m}$, 平均移动速度为 0.2 mm/s , M 阱势深越深, 转移效率越高, 但对 M 阱光强要求越高. 从图 7 中可以发现, 当形成 M 阱的光功率约为 S 阱的 1.65 倍时, 其转移效率的上升已接近平缓, 因此对于不同的实验要求, 可以综合考虑效率和光强的因素以选取最适合的值. 而且在定性分析中, 可以看到原子的温度对于转移效率和损失率也有较大的影响, 若采用偏振梯度冷却的方法对偶极阱中原子进行进一步冷却则会在相同的势深条件下提高转移效率并降低原子损失率. 此外, 基于控制 M 阱移动的 PZT 具备俯仰和倾斜的调节能力, 可以事先标定光偶极阱阵列, 如环形光晶格中各格点对应的俯仰和倾斜的电压值, 从而通过输入不同电压值来实现 M 阱在不同格点间的移动, 进而实现单原子

在不同格点中的转移. 下一步实验将侧重实现这一设想并研究在转移过程中原子相干性保持的问题.

5 结论

综上所述, 我们使用强聚焦远红失谐激光形成的光偶极阱实现了单个铷原子的囚禁, 并定性地分析了两阱从完全重合到分开过程中原子在两阱间转移的效率随叠加势阱势深的变化, 开展了光偶极阱中单原子转移的实验研究, 实现了将静止光偶极阱中囚禁的单原子以约 94% 的概率转移到可移动

光偶极阱中, 并可移动光偶极阱中的该原子移动到焦平面上指定的位置. 在未来的实验中, 这种原子转移的方法可以有效地实现原子在环形光偶极阱阵列中各个阱中的转移, 而且对于二维光晶格中单原子, 也可通过采用数值孔径更大、聚焦更小的偶极阱^[28]实现原子在不同格点间的转移. 该方法将为实现光偶极阱阵列中任意两原子的纠缠以及光偶极阱中原子外在自由度的操控等研究打下坚实的基础, 为用中性原子实现量子计算机提供有效帮助.

- [1] Schlosser N, Reymond G, Protsenko I, Grangier P 2001 *Nature* **411** 1024
- [2] Xu P, He X D, Wang J, Zhan M S 2010 *Opt. Lett.* **35** 2164
- [3] Darquie B, Jones M P A, Dingjan J, Beugnon J, Bergamini S, Sortais Y, Messin G, Browaeys A, Grangier P 2005 *Science* **309** 454
- [4] Volz J, Weber M, Schlenk D, Rosenfeld W, Vrana J, Saucke K, Kurtsiefer C, Weinfurter H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 030404
- [5] Schrader D, Dotsenko I, Khudaverdyan M, Miroshnychenko Y, Rauschenbeutel A, Meschede D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 150501
- [6] Karski M, Förster L, Choi J M, Steffen A, Alt W, Meschede D, Widera A 2009 *Science* **325** 174
- [7] Johnson T A, Urban E, Henage T, Isenhowe L, Yavuz D D, Walker T G, Saffman M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 113003
- [8] Urban E, Johnson T A, Henage T, Isenhowe L, Yavuz D D, Walker T G, Saffman M 2009 *Nat. Phys.* **5** 110
- [9] Isenhowe L, Urban E, Zhang X L, Gill A T, Henage T, Johnson T A, Walker T G, Saffman M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010503
- [10] Wilk T, Gaëtan A, Evellin C, Wolters J, Miroshnychenko Y, Grangier P, Browaeys A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010502
- [11] Blatt R, Wineland D 2008 *Nature* **453** 1008
- [12] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, Dowling J P, Milburn G J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 135
- [13] Li X Q, Wu Y W, Steel D, Gammon D, Stievater T H, Katzer D S, Park D, Piermarocchi C, Sham L J 2003 *Science* **301** 809
- [14] Petta J R, Johnson A C, Taylor J M, Laird E A, Yacoby A, Lukin M D, Marcus C M, Hanson M P, Gossard A C 2005 *Science* **309** 2180
- [15] Zhou Z W, Tu T, Gong M, Li C F, Hu Y, Yang Y, Guo G C 2009 *Prog. Phys.* **29** 127 (in Chinese) [周正威, 涂涛, 龚明, 李传锋, 胡勇, 杨勇, 郭光灿 2009 物理学进展 **29** 127]
- [16] Frese D, Uberholz B, Kuhr S, Alt W, Schrader D, Gomer V, Meschede D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3777
- [17] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [18] Stöferle T, Moritz H, Schori C, Köhl M, Esslinger T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 130403
- [19] Spielman I B, Phillips W D, Porto J V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 080404
- [20] Mandel O, Greiner M, Widera A, Rom T, Hänsch T W, Bloch I 2003 *Nature* **425** 937
- [21] Kuhr S, Alt W, Schrader D, Müller M, Gomer V, Meschede D 2001 *Science* **293** 278
- [22] He X D, Xu P, Wang J, Zhan M S 2009 *Opt. Express* **17** 21007
- [23] Miroshnychenko Y, Alt W, Dotsenko I, Förster L, Khudaverdyan M, Meschede D, Reick S, Rauschenbeutel A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 243003
- [24] Beugnon J, Tuchendler C, Marion H, Gaëtan A, Miroshnychenko Y, Sortais Y R P, Lance A M, Jones M P A, Messin G, Browaeys A, Grangier P 2007 *Nat. Phys.* **3** 696
- [25] 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]
- [26] Schlosser N, Reymond G, Grangier P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 023005
- [27] He X D, Yu S, Xu P, Wang J, Zhan M S 2012 *Opt. Express* **20** 3711
- [28] Weitenberg C, Endres M, Sherson J F, Cheneau M, Schauß P, Fukuhara T, Bloch I, Kuhr S 2011 *Nature* **471** 319

Transferring single-atoms between two red-detuned far-off-resonance optical dipole traps*

Wang Cheng¹⁾²⁾³⁾ Xu Peng¹⁾²⁾ He Xiao-Dong¹⁾²⁾
Wang Jin¹⁾²⁾ Zhan Ming-Sheng¹⁾²⁾†

1) (*State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

2) (*Center for Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 9 March 2012; revised manuscript received 4 May 2012)

Abstract

The preparation and manipulation of single neutral atoms in optical dipole traps have important applications in quantum simulation and information. For this purpose, a single neutral atom, trapped in a static optical dipole trap which is formed by a strongly focused red-detuned far-off-resonance laser, can be transferred to a movable optical dipole trap when the movable trap crosses the static trap and the transfer efficiency can reach about 94%, meanwhile this transferred atom could be located at given position in the focal plane. This experimental result has potential applications in realizing entanglement of two individual neutral atoms in an optical dipole trap array.

Keywords: a single atom, optical dipole trap, space transfer

PACS: 37.10.Gh, 37.10.De, 37.10.Vz

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB922101) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11104320, 11104321).

† E-mail: mszhan@wipm.ac.cn