

微型光学偶极阱中 单原子相干操控 Rabi 振荡的实现及其应用^{*}

成永杰 何 军 王军民[†]

(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)

摘 要 文章综述了 Rabi 振荡的基本原理以及微型光学偶极阱中单原子相干操控 Rabi 振荡的研究进展,同时介绍了其在单光子源、量子寄存器、量子计算等方面的应用,并简要介绍了作者所在小组在微型光学偶极阱中单原子操控方面的实验进展.

关键词 单原子,光学偶极阱,Rabi 振荡,相干操控,单光子源,量子比特,可扩展性

Experimental realization and applications of Rabi oscillation by coherent manipulation of a single atom in a microscopic optical dipole trap

CHENG Yong-Jie HE Jun WANG Jun-Min[†]

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

Abstract The principle and experimental realization of Rabi oscillation in a microscopic optical dipole trap are summarized. Potential applications in single photon sources, quantum registers and quantum computing are briefly presented. The basic schemes and status of our experiments are also described.

Keywords single atoms, optical dipole trap, Rabi oscillation, coherent manipulation, single-photon source, quantum bit(qubit), scalability

1 引言

量子理论自诞生以来,就深刻地影响和改变着人类社会,并推动了激光、半导体、核能等高科技的发展.20 世纪 80 年代,量子力学与信息科学交叉融合,产生了一门崭新的学科——量子信息科学,为信息科学的发展提供了新的原理和方法,开拓了量子力学应用的新天地.量子信息科学包括量子通信、量子计算等方面.基于量子力学的特性,如叠加性、纠缠性、非局域性和不可克隆性,量子信息科学显示了经典信息科学无法比拟的优势^[1].目前已经提出了多种可应用于量子信息处理的物理系统,包括离子

阱、核磁共振、单光子、超导约瑟夫森结以及单原子系统等^[2].其中被俘获在微型光学偶极阱(optical dipole trap, 简称为 ODT)中的单原子,因其可以利用成熟的激光冷却和操控技术^[3, 4]以及其潜在的可扩展性^[5-7],已经成为实现量子信息处理的物理系统之一.

量子信息科学以量子比特(qubit)作为信息单元,qubit 的物理载体是两态量子系统,如原子、光

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60978017;61078051)、国家自然科学基金创新群体项目(批准号:60821004)、教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-07-0524)资助项目

2011-04-13 收到

[†] 通讯联系人. Email: wjjmm@sxu.edu.cn

子、声子、电子、原子核等,进一步要处理量子信息就需要对 qubit 进行操控. 基于微型 ODT 中单原子冷却和俘获,利用单色激光场或单色微波场驱动二能级原子,或者采用受激拉曼绝热输运过程(STIRAP)^[8]可以实现单原子的可控 Rabi 振荡,为人们实现 qubit 的操作提供了物理途径. 在此基础上对两 qubit 受控非门(CNOT 门)的研究,则为实现任意的量子逻辑操作奠定了基础. 而量子逻辑操作是实现量子计算的核心问题. 目前已经提出一系列有关 CNOT 门的协议,包括基态碰撞^[9],光诱导短程偶极相互作用^[10],里德伯原子偶极-偶极长程相互作用^[11]. 其中基于被俘获在微型 ODT 中的偶极阻塞效应的 CNOT 门^[12],因可以实现兆赫兹的快速操控,受到了人们广泛的关注. 对于 qubit 的可扩展性问题,量子寄存器可以由一维 ODT 阵列^[13, 14]或者二维 ODT 阵列^[15, 33]构成,每个 ODT 中分别俘获单个原子,并且可以用磁场或者强聚焦的 Raman 光束实现寻址. 因此基于成熟的激光冷却和微型 ODT 俘获技术的单原子相干操控 Rabi 振荡的实现,不仅是量子光学和量子信息科学所关心的基本问题,而且也对实现单光子源、量子寄存器、量子计算等具有重要意义.

本文将主要对微型 ODT 中单原子相干操控 Rabi 振荡的基本原理及主要实验进展,以及其在单光子源、量子寄存器、量子计算等方面的应用进行综述,并简单介绍我们研究小组在微型 ODT 中单原子操控方面的实验进展.

2 Rabi 振荡的描述

Rabi 振荡是量子光学的一个重要现象,一般描述的是一个二能级量子系统与共振单色驱动场相互作用,导致原子布居数在两个能级之间周期变化的一种现象. 现在利用相干布居转移技术,Rabi 振荡的概念已经扩展到三能级,甚至多个能级. Rabi 振荡的概念最早是由 Rabi 于 1938 年提出^[16],但是因为实验技术的限制,无法在实验中观测到 Rabi 振荡. 直到 1987 年才首次在与腔强耦合的里德伯原子中实现^[17]. 随着 20 世纪 90 年代冷原子技术的发展,人们已经将原子的温度冷却到纳开量级,实现了玻色-爱因斯坦凝聚(BEC). 在冷原子中,原子能级之间的相干时间已经足够长,使人们可以有足够长的时间对原子的状态进行制备和操控,因此可以在冷原子中直接观测到 Rabi 振荡.

可以用半经典的 Rabi 模型^[18, 19]和全量子的 Jaynes-Cummings 模型^[20]解释 Rabi 振荡. 相干光场与原子的相互作用满足含时薛定谔方程:

$$i\hbar \frac{d}{dt}C(t) = H(t)C(t) \quad , \quad (1)$$

其中 $C(t)$ 为随时间变化的几率幅, $H(t)$ 为系统的哈密顿量.

对二能级系统,哈密顿量为

$$H(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega(t) \\ \Omega(t) & 2\Delta(t) \end{pmatrix} \quad , \quad (2)$$

其中 $\Omega(t) = -2\pi \cdot d_{12} \cdot E(t)/h$ (d_{12} 为相应的跃迁偶极矩, $E(t)$ 为激光场的电场幅度, h 为普朗克常量) 为 Rabi 频率, $\Delta(t)$ 为光场与二能级系统跃迁频率的失谐量. 当相干光场与二能级系统共振,且原子初始处于初态时,原子被制备到末态的概率为 $P_{\text{ex}}(t) = \{\sin[A(t)]/2\}^2$, 其中 $A(t) = \int_{-\infty}^t \Omega(t') dt'$.

对三能级系统,哈密顿量为

$$H(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p(t) & 0 \\ \Omega_p(t) & 2\Delta(t) & \Omega_s(t) \\ 0 & \Omega_s(t) & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad (3)$$

其中 $\Omega_p(t) = -2\pi \cdot d_{12} \cdot E(t)/h$, $\Omega_s(t) = -2\pi \cdot d_{32} \cdot E(t)/h$ 分别为两束光的 Rabi 频率. 在两束相干光的作用下,原子将被制备到一个初态和末态的相干叠加态 $\phi_0(t) = \cos[v(t)]\psi_1 - \sin[v(t)]\psi_3$, 其中 $v(t) = \arctan[\Omega_p(t)/\Omega_s(t)]$. 从上面可以看出,原子处于末态的概率是一个周期振荡函数.

3 微型光学偶极阱中单原子相干操控 Rabi 振荡的实验进展

3.1 采用共振激光驱动二能级系统实现微型光学偶极阱中单原子基态和激发态间的可控 Rabi 振荡

2005 年,法国 Grangier 小组利用共振脉冲光演示了单个⁸⁷Rb 原子基态和激发态之间的 Rabi 振荡,并将其成功应用于触发式单光子源的实现^[21]. 他们首先用一束远失谐的、波长为 810nm 的激光通过透镜组强聚焦形成微型 ODT,并利用碰撞阻挡效应在 ODT 中实现了对单个⁸⁷Rb 原子的俘获. 将 ODT 中经初态制备后的单个⁸⁷Rb 原子看作是由基态 $|g\rangle = 5s_{1/2} |F=2, M_F=+2\rangle$ 和激发态 $|e\rangle = 5p_{3/2} |F'=3, M_F=+3\rangle$ 构成的二能级系统,系统的态函数为 $|\Psi(t)\rangle = c_1 |g\rangle \exp(-i\omega_1 t) + c_2 |e\rangle \exp(-$

$i\omega_2 t$). 实验中首先将原子的初态制备到 $|g\rangle$ 态, 然后利用重复频率为 5MHz、脉宽为 4ns 的共振于 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁线(见图 1 (a))的脉冲, 激发 ODT 中的单个 ^{87}Rb 原子, 使原子的布居数产生振荡. 通过改变脉冲光的光强, 在实验上测量了基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 之间的 Rabi 振荡(见图 1 (b)).

利用基态和激发态之间的可控 Rabi 振荡, 可以用于单光子源的实现. 单光子源, 特别是触发式单光子源, 不仅是量子保密通信^[22]和线性量子计算^[23]的核心量子资源, 而且对制备光子—原子纠缠^[24]进而实现量子中继器、量子信息的传输与存储间的量子接口具有重要意义. 在 Grangier 小组的触发式单光子源实验中^[21], 当 $\Omega \cdot t = \pi$ 时, 脉冲光称为 π 脉冲, 此时处于基态的原子将完全被制备到激发态, 然后原子将自发辐射出不可区分的单光子, 最终实现可控的触发式单光子源. 实验中对 π 脉冲有以下要求, 首先脉冲的宽度要短于 ^{87}Rb 原子 $5p_{3/2} |F'=3, M_F=+3\rangle$ 态的自发辐射寿命, 以避免在一个脉冲周期内原子被多次激发; 此外 π 脉冲的宽度要足够长, 以使其傅里叶谱宽小于 $5p_{3/2} |F'=3\rangle \rightarrow 5p_{3/2} |F'=2\rangle$ 的能级间隔(267MHz), 否则原子将会被激发至 $5p_{3/2} |F'=2\rangle$ 能级, 使辐射出的单光子频率不同, 不再是不可区分的. 实验中采用 Hanbury Brown-Twiss (HBT) 光场强度关联方案, 测量了单光子源的强度关联, 结果显示出了近乎完美的光子反聚束效应(见图 1 (c)). 当然目前也有许多种固态系统的单光子源^[25]已经被演示, 如有机薄膜中的单分子、金刚石中的色心、量子点等, 但是因为发射体本身和所处的环境的不均匀性, 使得产生出的单光子是可区分的. 另一类产生单光子源的方法是将原子或者离子耦合到高精细度的微型光学腔中, 通过腔量子电动力学 (cavity QED) 产生单光子^[26].

3.2 采用 Λ 型系统受激拉曼绝热输运实现微型光学偶极阱中单原子量子比特的可控 Rabi 振荡

要实现量子信息处理, 首要的前提是实现单 qubit 的操控, STIRAP 技术为实现 qubit 的操控提供了一种理想的方案. 2006 年, 美国 Saffman 小组采用单个 ^{87}Rb 原子基态超精细能级中的长寿命钟态 $|0\rangle = 5s_{1/2} |F=1, M_F=0\rangle \rightarrow |1\rangle = 5s_{1/2} |F=2, M_F=0\rangle$ 作为 qubit, 通过双光子 STIRAP 技术, 实现了 qubit 可控 Rabi 振荡^[27], 退相干时间达到了 $870\mu\text{s}$. 并利用声光调制器的一级衍射光输出方位角随射频驱动信号的频率而变化这一特性, 实现了对

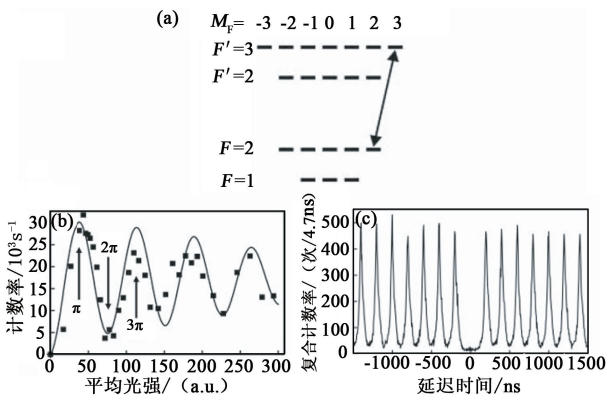


图 1 利用共振激光实现 ^{87}Rb 原子基态和激发态之间的可控 Rabi 振荡, 并用于实现触发式单光子源^[21] (a) 涉及到的 ^{87}Rb 原子能级示意图; (b) 微型 ODT 中单原子辐射光子数随脉冲光平均功率的变化, 可以从图中观察到明显的 Rabi 振荡; (c) 单光子源 HBT 实验, 在零延迟时, 对应的复合计数率为零, 表明单原子辐射的光子具有反聚束效应

qubit 的寻址. 实验中他们首先在常规磁光阱 (MOT) 中俘获一团 ^{87}Rb 冷原子. 利用方解石晶体的双折射效应将 1010nm 的俘获光在空间分为两束, 并用透镜组将其聚焦到衍射极限, 从而形成两个微型 ODT, 通过改变 MOT 的参数可以在两个 ODT 中分别装载 1—10 个原子. 通过直接对主激光器电流进行 3.4GHz 的射频调制, 使其产生频率间隔为 6.8GHz 的两个边带. 再用精细度为 50 的光学腔将主峰滤掉, 实现了 STIRAP 所需两束光的制备, 其在相位上是锁定的. 这两束偏振相同的光的单光子失谐 (即每束光与 $5p_{3/2}$ 的失谐) 为 $\Delta = -2\pi \times 41\text{GHz}$, 但双光子共振于 ^{87}Rb 原子基态的两个超精细能级, 两束光各自的 Rabi 频率为 $\Omega_1(t) = -2\pi \cdot d_{12} \cdot E_1(t)/h$, $\Omega_2(t) = -2\pi \cdot d_{23} \cdot E_2(t)/h$ (见图 2 (a)). 在两束光的作用下, 原子被制备到 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的一个相干叠加态: $\phi_0(t) = \cos[v(t)]|0\rangle - \sin[v(t)]|1\rangle$, 其中 $v(t) = \arctan[\Omega_1(t)/\Omega_2(t)]$ 是一个随时间改变的函数. 因此在脉冲光强度确定的情况下, 可以通过调节两束光的脉宽, 最终实现 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态之间的可控 Rabi 振荡, 即实现了对单个 qubit 的可控 Rabi 振荡, 实验中的等效 Rabi 频率为 $\Omega_R = (\Omega_1 \Omega_2)/2\Delta = 2\pi \times 1.36\text{MHz}$ (见图 2 (b)). 利用声光调制器的衍射效应实现了对两个 qubit 的快速寻址, 并且对其中一个 ODT 中的单原子操控基本上不影响另一个 ODT 中的原子, 即两个 ODT 中的 qubit 彼此之间没有串扰 (见图 2 (c)). 这里顺便提及另一种 qubit 寻址的方式: 文献[13]中采用一维驻波光学偶极阱

俘获单原子链,利用线性梯度磁场导致原子基态超精细态中的 Zeeman 能级的频移与位置间的关联,通过调整单色微波场的频率实现了多个原子 qubit 的寻址.

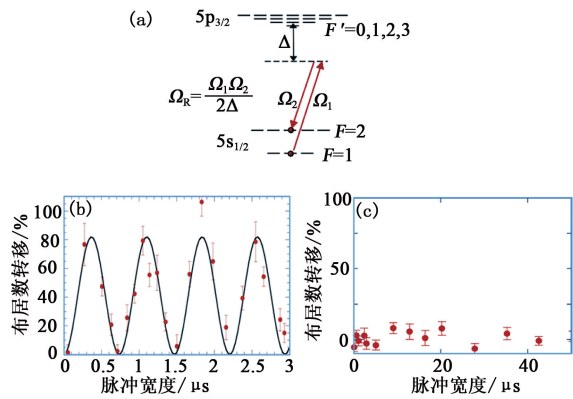


图2 利用受激拉曼绝热输运方案在 Λ 型系统中实现 ^{87}Rb 单原子量子比特的可控 Rabi 振荡^[27] (a) 涉及到的 ^{87}Rb 原子能级示意图,两束 STIRAP 光的频率差严格等于 ^{87}Rb 原子基态超精细态的频率差,与 $5p_{3/2}$ 失谐 $\Delta = -2\pi \times 41\text{GHz}$; (b) 微型 ODT 中单原子态布居数随双光子脉冲宽度的变化,可以看到明显的 Rabi 振荡; (c) 对一个微型 ODT 中的单原子进行操控基本上不影响相距 $8\text{ }\mu\text{m}$ 的相邻 ODT 中的单原子态,在实验上实现了对两个 ODT 中单原子 qubit 的寻址

2007 年,法国 Grangier 小组采用类似于美国 Saffman 小组的思路,也实现了对单原子 qubit 的初始化及快速操控^[28],退相干时间为 $370\mu\text{s}$. 实验中首先利用一束远失谐的波长为 810nm 激光通过透镜组强聚焦形成微型 ODT. 利用碰撞阻挡效应,在 ODT 中实现了单个 ^{87}Rb 原子的制备. 同样通过直接对主激光器电流进行 3.4GHz 的射频调制,将一台被动激光器注入锁定在主激光器的下边带上,其主峰通过马赫—曾德尔(Mach-Zender)干涉仪滤去,将主激光器的上边带注入锁定另一个被动激光器,实现 Raman 跃迁两束光的制备. 与美国 Saffman 小组不同的是,其中一束光为连续光,并在实验中同时用作 ODT 的俘获光,而另一束则为脉冲光. 在实验中,单光子失谐(即每束光与 $5p_{1/2}$ 态的失谐)为 $\Delta = -15\text{nm}$,但双光子失谐为零(见图 3(a)). 最后同样利用双光子 STIRAP 演示了对单原子 qubit 的可控 Rabi 振荡, Rabi 频率为 $\Omega = 2\pi \times 6.7\text{MHz}$,成功地实现了对单原子 qubit 的初始化、读取和快速操控(见图 3 (b),(c)).

Qubit 作为量子信息科学的基本结构单元是量子信息科学的核心资源. 对单 qubit 的初始化和快速操控,以及实现对多个 qubit 的寻址将为量子信息科学的发展和量子计算的实现奠定基础.

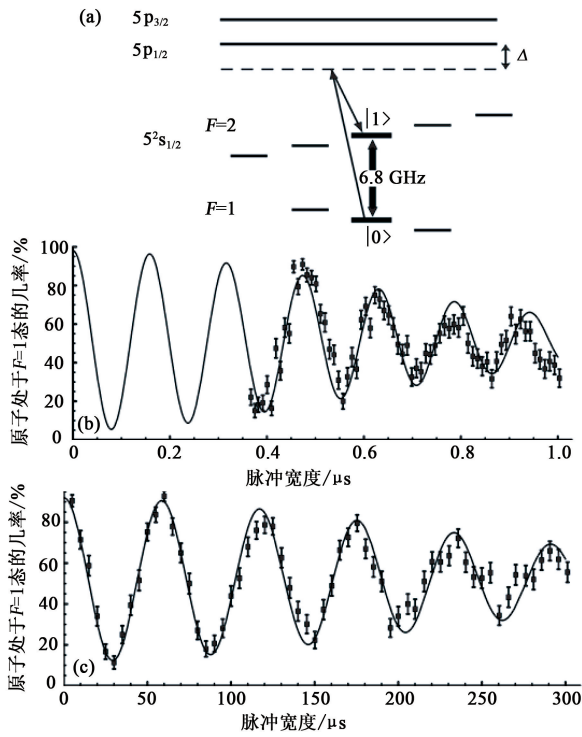


图3 利用受激拉曼绝热输运方案在 Λ 型系统中实现 ^{87}Rb 单原子量子比特的初始化及快速操控^[28] (a) 涉及到的 ^{87}Rb 原子能级示意图,两束 STIRAP 光的频率差严格等于 ^{87}Rb 原子基态超精细态的频率差,与 $5p_{1/2}$ 负失谐 15nm ; (b) 在弱光下得到 Rabi 振荡, Rabi 频率为 $\Omega = 2\pi \times 18\text{kHz}$; (c) 在强光下得到快速的 Rabi 振荡, Rabi 频率为 $\Omega = 2\pi \times 6.7\text{MHz}$. 因为声光调制器有响应时间,所以前 400ns 的 Rabi 振荡在实验上无法获得

3.3 采用级联双光子驱动阶梯型系统实现微型光学偶极阱中的单原子基态与里德伯态间的可控 Rabi 振荡

在实现了单原子 qubit 的快速操控后,对两比特的 CNOT 门的研究就显得尤为重要. 因为对两比特的 CNOT 门的研究将为实现任意的量子逻辑操作提供技术支持,而量子逻辑操作是实现量子计算的核心问题. 但在过去的几十年中,中性原子作为实现量子逻辑门的一条路线,因为不像离子那样具有强的库仑作用,因此难以实现两个中性原子 qubit 之间的耦合. 直到近些年发展的里德伯原子的偶极—偶极长程相互作用,为实现两个中性原子 qubit 的耦合以及实现 CNOT 门提供了载体^[12],使基于中性原子的两比特 CNOT 门成为研究的热点之一.

首先要将原子从基态制备到里德伯态,然后再实现基态和里德伯态之间的可控 Rabi 振荡. 2008 年,美国 Saffman 小组采用级联双光子驱动阶梯型系统实现了 ^{87}Rb 原子的基态与里德伯态间的可控

Rabi 振荡^[29]. 实验中采用与文献[27]中提到的相同的实验装置,在 1010nm ODT 中俘获 1—10 个⁸⁷Rb 原子. 再将 780nm 和 960nm 的两束光锁定在一个精细度为 120000、线宽为 4kHz 的、放置在恒温真空室中的腔的不同纵模上,然后将 960nm 光放大并倍频产生出 480nm 蓝光,实现了 780nm 和 480nm 级联双光子激发光的制备,其中 780nm 与能级 5p_{3/2} 的失谐 $\Delta = -2\pi \times 3.4\text{GHz}$,但 780nm 和 480nm 双光子共振于基态与里德伯态之间. 将这两束光聚焦到 10 μm ,并在空间上与 ODT 重叠,利用双光子跃迁将原子激发至里德伯态. 同样可以通过调节两束光的重叠时间来最终实现基态和里德伯态之间的可控 Rabi 振荡,实验中的等效 Rabi 频率为 $\Omega = (\Omega_1 \cdot \Omega_2) / 2\Delta = 2\pi \times 0.5\text{MHz}$.

在此基础上,2009 年 Saffman 小组在实验上演示了相距 10 μm 的 2 个⁸⁷Rb 原子因偶极—偶极长程相互作用产生的 Blockade 效应^[30],为实现 CNOT 门提供了一种途径. 首先在两个微型 ODT 中分别俘获单个⁸⁷Rb 原子,其中一个作为控制原子,另一个作为目标原子. 采用与文献[29]相同的 480nm 和 780nm 双色双光子激发(见图 4(a)),可以分别实现控制原子和目标原子在基态和里德伯态之间的 Rabi 振荡. 对目标原子施加一个 2 π 脉冲,将会使其经历激发和退激发过程,并会导致目标原子态产生 π 相位的偏差,即 $|1\rangle_t \rightarrow -|1\rangle_t$. 如果控制原子在 2 π 脉冲之前被制备到里德伯态,在 $|r\rangle_c \leftrightarrow |r\rangle_t$ 偶极—偶极长程相互作用下,将导致目标原子的里德伯态能级发生频移,使目标原子因失谐而使激发受到抑制(见图 4(b)). 所以目标原子的激发及其相位的变化均取决于控制原子的状态. 这样便在两个原子之间实现了 CNOT 门(见图 4(c)). 最近, Saffman 小组利用里德伯 Blockade 效应在实验中演示了两比特 CNOT 门操作^[12].

2009 年,法国 Grangier 小组借助里德伯原子之间偶极—偶极长程相互作用引起的偶极 Blockade 效应,利用双色双光子过程实现了单个⁸⁷Rb 原子基态与里德伯态之间的 Rabi 振荡^[31],Rabi 频率为 $\Omega = 2\pi \times 6.4\text{MHz}$,并利用偶极 Blockade 效应实现了两个单原子之间的纠缠. 实验中将远失谐的 810nm 激光通过透镜组强聚焦形成微型 ODT. 然后将两个原子分别装载在两个彼此独立的 ODT 中,调整原子间距分别为 18 μm 和 3.6 μm . 然后利用光抽运将原子制备到基态 5s_{1/2} $|F=2, M_F=+2\rangle$,再利用 795nm 和 474nm 双色双光子跃迁对这两个原子同

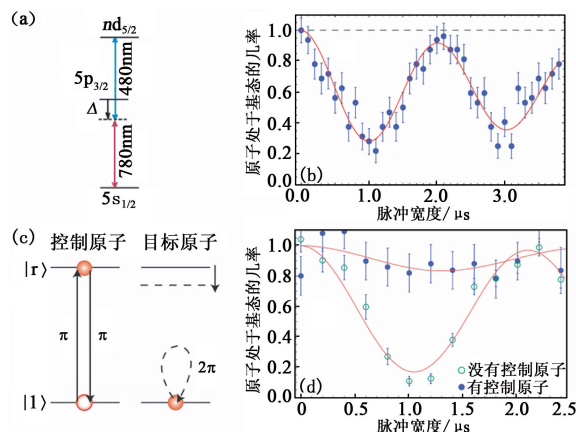


图 4 在阶梯型系统中,采用双光子激发实现单原子的基态与里德伯态间的可控 Rabi 振荡,并观察到了两个原子之间的里德伯 Blockade 效应^[29,30] (a)涉及到的⁸⁷Rb 原子能级示意图(n 表示原子的主量子数),原子通过双光子跃迁过程从基态被激发到里德伯态,其中 780nm 与 5p_{3/2} 失谐 $\Delta = -2\pi \times 3.4\text{GHz}$ ^[29]; (b) 实验中得到的基态与里德伯态之间的 Rabi 振荡; (c) 偶极 Blockade 效应产生的可控相位操控结合量子比特 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的 $\pi/2$ 旋转,可以实现两原子之间的 CNOT 门^[30]; (d) 当没有控制原子时,目标原子在双色双光子脉冲光作用下可以实现基态和里德伯态之间的 Rabi 振荡(空心点). 当有控制原子时,因为里德伯原子之间偶极—偶极长程相互作用引起的 Blockade 效应,目标原子在双色双光子脉冲光作用下不能实现基态和里德伯态之间的 Rabi 振荡(实心点)

时进行激发,其中 795nm 的光相对于 5p_{1/2} $|F'=2, M_F=+2\rangle$ 正失谐 $\Delta = 2\pi \times 400\text{MHz}$,但 795nm 和 474nm 双光子共振于基态与里德伯态之间(见图 5(a)). 结果表明,当原子距离较远时(18 μm),两个原子可以同时被激发到里德伯态,说明原子间的偶极—偶极长程相互作用很小,不足以产生偶极 Blockade 效应(见图 5(b));而当原子相距较近的时候(3.6 μm),两个原子同时被激发到里德伯态的几率几乎为 0,说明在里德伯原子间偶极—偶极长程相互作用的影响下,其中一个原子的激发受到了很大的抑制(见图 5(c)). 此时两个原子中的一个被激发至里德伯态 $|r\rangle$,另一个保持在基态 $|g\rangle$,这两个原子组成的系统 $|g, r\rangle$ 与 $|r, g\rangle$ 则构成了一个纠缠态 $|\Psi_+\rangle = (1 + \sqrt{2})(e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_a} |r, g\rangle + e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_b} |g, r\rangle)$.

基于基态和里德伯态之间的可控 Rabi 振荡和里德伯 Blockade 效应的量子逻辑门以及量子纠缠的实现,不仅在量子信息科学的发展过程中具有极其重要的意义,而且为实现量子计算开辟了新途径.

3.4 扩展为多量子比特的可控 Rabi 振荡及多量子比特的寻址

在前面的实验中,已经分别实现了对单 qubit

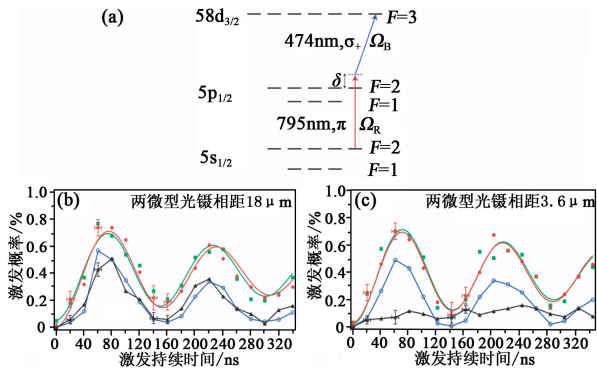


图5 单独被俘获在光学偶极阱中的相距 $3.6\mu\text{m}$ 的 2 个 ^{87}Rb 原子之间的里德伯 Blockade 效应^[31] (a) 涉及到的 ^{87}Rb 原子能级示意图,原子通过双光子跃迁过程从基态被激发到里德伯态(其中 δ 表示 795nm 与 $5p_{1/2}$ 正失谐 $\Delta=2\pi\times 400\text{MHz}$, Ω_R 与 Ω_B 分别表示 795nm 光和 474nm 光的拉比频率, σ_+ 表示 474nm 光为右旋圆偏振光);(b) 原子相距为 $18\mu\text{m}$, 单独激发两个原子时的拉比频率为 6.5MHz 与 6.4MHz (分别用方块和实心圆表示), 两个原子被光同时激发的概率(三角形), 大约为单独激发一个原子概率的乘积(空心圆), 说明此时原子间相互作用很小;(c) 原子相距为 $3.6\mu\text{m}$ 时, 实验结果与图(b)唯一不同的是两个原子同时被激发的概率为零(三角形), 表现出偶极 Blockade 效应

操控和两 qubit 的 CNOT 门,但是这些只是演示性的实验,要真正实现量子计算,就需要对多个 qubit 的逻辑操作和寻址,即需要解决可扩展性的问题,在这方面国际上已有若干研究组尝试了不同的方案.

2005 年,德国 Bonn 大学 Schrader 等人在驻波 ODT 中实现了一维空间的 5 个 qubit 的量子寄存器^[13],实验中利用单色微波场对原子的相干操控,实现了对 5 个 qubit 的可控 Rabi 振荡,并利用线性梯度磁场导致原子基态超精细态中的 Zeeman 能级的频移与位置间发生关联,再通过调整单色微波场的频率,实现了多个原子 qubit 的寻址(见图 6(a)). 2006 年,美国 Saffman 小组通过声光调制器的衍射效应来改变 Raman 光的方向,实现了对空间相距 $8\mu\text{m}$ 的两个微型 ODT 中单原子 qubit 的可控 Rabi 振荡和寻址^[27]. 2010 年, Kim 和 Saffman 等人采用衍射光学元件构建了空间相距微米量级的 5 个一维线形微型 ODT,并在这 5 个 ODT 中同时实现了对单个原子的俘获,并采用微机电系统(MEMS)实现了对 5 个单原子 qubit 的寻址,任何 2 个 qubit 之间几乎没有相互干扰(见图 6(b))^[14].

另外,2007 年德国 Darmstadt 理工大学演示了二维微型 ODT 阵列的多原子 qubit 的 Rabi 振荡^[15]. 利用间隔 $125\mu\text{m}$ 、焦距为 $625\mu\text{m}$ 的 50×50 的微透镜阵列的衍射效应,实现了二维微型 ODT 阵列. 每个 ODT 从 MOT 中俘获多个原子,然后利

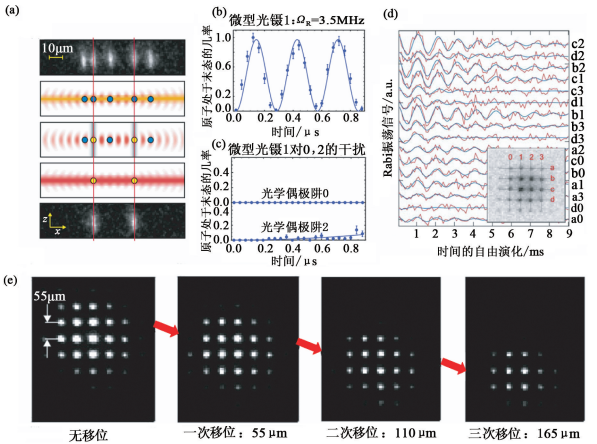


图6 扩展为多量子比特的可控 Rabi 振荡及寻址 (a) 在驻波 ODT 中实现了一维空间的 5 个 qubit 的量子寄存器^[13]; (b) 对微型 ODT1 中单原子进行操控,实现了对 qubit 的操控, Rabi 频率为 $\Omega_R=2\pi\times 3.5\text{MHz}$ ^[14]; (c) 对 ODT1 中单原子 qubit 的操控基本不影响相邻 ODT 中的单原子 qubit,对其他 ODT 中单原子 qubit 操控也有相同的结果; (d) 对 16 个微型 ODT 中多原子 qubit 同时实现了可控 Rabi 振荡^[15]; (e) 文献[32]中演示的移位寄存器

用双光子 STIRAP 同时实现二维 ODT 阵列中原子 qubit 的可控 Rabi 振荡(见图 6(c)). 最近该研究组利用微米尺度的二维透镜阵列对远失谐激光聚焦形成的二维 ODT 阵列,演示了一种新型俘获冷原子二维阵列的移位寄存器^[32](见图 6(d)),并且在转移、重新装载以及整个移位寄存循环中,原子退相干基本上可以忽略. 通过将简单一维结构升级到二维,不仅允许量子态沿着复杂的可重构的一维路径存储和运输,甚至在二维结构中也可以实现量子态的存储和运输. 在此基础上,结合同步发展的可以精确寻址的单原子测量和量子态操控,可以实现量子信息处理、量子仿真、多组分纠缠等.

目前,对量子计算的研究还处于起步阶段,还面临着许多困难和挑战. 受外部环境的影响,退相干问题十分严重,计算的可靠性急剧下降;目前只能做到二十几个量子位,尚需探索更易于扩展的物理系统;目前量子态制备和操控的实验方法仍然很复杂;目前的算法是 Shor 算法和 Grover 算法,但还有待于发展更多的有效的量子算法来解决更多的问题. 面对挑战,各国科学家都投入了巨大的热情,我们有理由相信人类迈入量子计算时代不仅仅是一个梦想.

3.5 我们的基本方案及实验进展

我们实验小组目前正在开展基于中性原子激光冷却与俘获^[34-36]的单原子制备及其光学操控的实

验工作. 在实验中采用大磁场梯度 MOT 实现了单原子的制备^[33,37], 并利用高效率的荧光收集和探测系统对 MOT 中单原子信号进行探测. 采用强聚焦的 1064nm 高斯激光束构建了阱深约 1.5mK、腰斑约为 2.3 μ m 的微型 ODT, 并实现了单原子由 MOT 到微型 ODT 的高效装载^[37]. 为了延长单原子在 ODT 中的俘获时间, 对 ODT 中的单原子实施了有效的激光冷却, 在约 2×10^{-11} Torr 的真空度下, 使单原子的俘获寿命达到了 130s^[38]. 目前正在进行基于双光子 STIRAP 方案实现单原子 qubit 的可控 Rabi 振荡, 以及基于单原子操控的触发式单光子源等研究.

实验的基本装置及结果如图 7 所示: 真空气室由尺寸为 30mm $\times$ 30mm $\times$ 120mm 的表面镀有 852nm 减反射膜的玻璃气室组成, 利用机械泵、分子泵、离子泵及钛升泵将其抽真空至 1×10^{-11} Torr, 并由离子泵长期维持在 2×10^{-11} Torr. MOT 的大磁场梯度由一对安装在玻璃气室外的水冷反向亥姆霍兹线圈提供, 20A 的直流电流可产生约 350Gauss/cm 的轴向磁场梯度. MOT 的冷却光和反抽运光由两个自制的光栅反馈式半导体激光器构成. 通过偏振光谱方法将冷却光锁定在铯原子 $6s_{1/2} |F=4\rangle \rightarrow 6p_{3/2} |F'=5\rangle$ 超精细跃迁线上, 再利用 AOM 将冷却光负失谐 10MHz. 反抽运光则利用饱和吸收光谱方法锁定在 $6s_{1/2} |F=3\rangle \rightarrow 6p_{3/2} |F'=4\rangle$ 跃迁线上. MOT 的其中两对冷却光和反抽运光在水平面内以 60° 夹角注入真空气室, 另一对沿着 MOT 磁场的轴向注入, 最终在 MOT 中实现对单个铯原子的冷却与俘获. 单原子荧光由数值孔径为 0.29 的透镜组收集, 并使用工作在光子计数模式下的单光子探测器 (APD) 进行探测. 在典型的实验参数下, MOT 中单个铯原子的典型荧光计数为 700Counts/50ms^[37,38]. 实验中还利用自制的半导体激光抽运的 Nd:YVO₄ 单频连续 1064nm 激光器强聚焦, 形成腰斑半径为 2.3 μ m、在功率为 46.6mW 时阱深约为 1.5mK 的 ODT. 此时对应的 ODT 的轴向振荡频率为 $\omega_a = 2\pi \times 4.3$ kHz, 径向振荡频率为 $\omega_r = 2\pi \times 41.4$ kHz^[37,38]. 在 MOT 中实现单个铯原子的制备后, 通过合理调节单原子 MOT 与微型 ODT 的重叠时间, 实现了单个铯原子从 MOT 到微型 ODT 的高效装载, 进一步经过 10ms 偏振梯度冷却后, 单个铯原子在 ODT 中的俘获寿命可达约 130s^[37,38].

在此基础上利用超精细态光抽运过程可以将

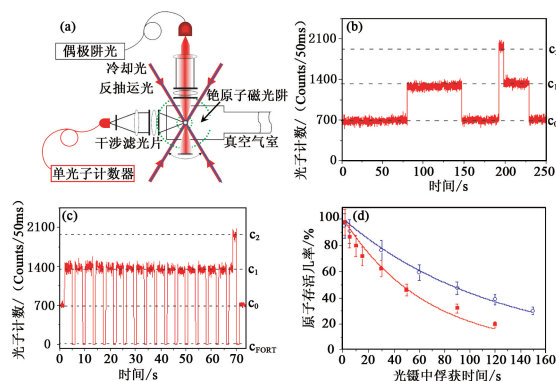


图 7 实验装置示意图和典型结果 (a) 单原子制备和光学操控的基本实验装置示意图; (b) MOT 中单原子激光诱导荧光光子计数信号; (c) 在磁光阱和微型 ODT 之间转移单原子时的激光诱导荧光光子计数信号; (d) 单原子存活几率与在 ODT 中俘获时间的关系, 实心方块为没有进行偏振梯度冷却时的结果, 空心圆圈为进行 10ms 偏振梯度冷却后的结果, 单原子在 ODT 中的俘获寿命可达约 130s

ODT 中的单原子制备到 $6s_{1/2} |F=4\rangle$ 态, 实验中可以通过先关掉冷却光, 后关掉反抽运光来实现. 并拟通过沿磁场方向加一束共振于 $6s_{1/2} |F=4\rangle \rightarrow 6p_{3/2} |F'=5\rangle$ 的右旋圆偏振光, 利用 Zeeman 态光抽运方法将原子制备到 $6s_{1/2} |F=4, M_F=+4\rangle$ 态, 实现初态的制备. 目前正着手制备用于实现触发式单光子源的 π 脉冲激光系统, 进行基于单原子操控的触发式单光子源及其相关应用等方面的研究.

此外在实验中还实现了相干操控基态单原子的激光系统的研制. 通过直接对被动激光器进行 9.2GHz 的电流调制, 将主激光器注入被动激光器的正一级调制边带, 实现了可以驱动受激发 Raman 绝热输运过程的激光系统. 此方案对比电子学相位锁定的方法, 不需要复杂的电子学系统; 对比直接利用声光调制器或电光调制器的方法, 此方法的输出功率较大, 不需要再利用光放大器. 在此基础上将进行基于双光子受激 Raman 绝热输运方案实现单原子 qubit 的可控 Rabi 振荡等实验工作.

在可扩展性方面, 我们拟采用铯原子 935nm 的魔数波长激光实现一维驻波 ODT, 或利用液晶空间调制器或二维微透镜阵列构建二维的 ODT 阵列, 进行基于偶极阻塞效应的两比特量子逻辑门以及多比特的可控 Rabi 振荡方面的实验工作.

4 结束语

本文介绍了 Rabi 振荡的基本原理以及微型 ODT 中单原子相干操控 Rabi 振荡的实验进展, 同

时介绍了在触发式单光子源、量子寄存器、量子计算等方面的应用. 单原子作为存储量子比特的理想载体,实现对单原子的制备和长时间控制,并进一步实现单原子量子比特的相干操控和检测,对量子信息科学的发展具有重要意义. 但是对单原子制备效率、单原子退相干、单原子量子态相干操控、单光子源效率问题等,还有许多工作要做. 最后,可以毫不夸张地说,对单原子可控 Rabi 振荡的研究,必将给量子信息科学带来深刻的变革,从而提高人类认识世界和改造世界的能力.

参考文献

[1] Bennett C H , DiVincenzo D P. Nature,2000,404:247
[2] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R *et al.* Nature,2010,464:45
[3] Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1986,57:314
[4] Miller J D, Cline R A, Heinzen D J. Phys. Rev. A,1993,47: R4567
[5] Dumke R, Volk M, Muther T *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002, 89:097903
[6] Peil S, Porto J V, Tolra B L *et al.* Phys. Rev. A, 2003, 67: 051603
[7] Mandel O, Greiner M, Widera A *et al.* Nature,2003,425:937
[8] Bergmann K, Theuer H, Shore B W. Rev. Mod. Phys. , 1998, 70:1003
[9] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000, 85: 2208
[10] Protsenko I E, Reymond G, Schlosser N *et al.* Phys. Rev. A, 2002,65:052301
[11] Ryabtsev I I, Tretyakov D B, Beterov I I. J. Phys. B,2003,36: 297
[12] Isenhower L, Urban E, Zhang X L *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2010,104:010503
[13] Schrader D, Dotsenko I, Khudaverdyan M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004,93:150501
[14] Knoernschild C, Zhang X L, Isenhower L *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2010,97:134101

[15] Lengwenus A, Kruse J, Volk M *et al.* Appl. Phys. B, 2007, 86:377
[16] Rabi I I, Zacharias J R, Millman S *et al.* Phys. Rev. ,1938,53: 318
[17] Rempe G, Walther H. Phys. Rev. Lett. ,1987,58:353
[18] Rabi I I. Phys. Rev. ,1926. 49:324
[19] Rabi I I. Phys. Rev. ,1937,51:652
[20] Jaynes E T, Cummings F W. Proc. IEEE,1963,51:89
[21] Darquie B, Jones M P A, Dingjan J *et al.* Science,2005,309: 454
[22] Gisin N, Ribordy G, Tittel W *et al.* Rev. Mod. Phys. , 2002, 74:145
[23] Knill E, Laflamme R, Milburn G J. Nature,2001,409:46
[24] Volz J, Weber M, Schlenk D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006,96: 030404
[25] Grangier P, Sanders B, Vukovic J. New J. Phys. ,2004,6:8
[26] McKeever J, Boca A, Boozer A D *et al.* Science, 2004, 303: 1992
[27] Yavuz D D, Kulatunga P B, Urban E *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006,96:063001
[28] Jones M P A, Beugnon J, Gaetan A *et al.* Phys. Rev. A,2007, 75:040301
[29] Johnson T A, Urban E, Henage T *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2008,100:113003
[30] Urban E, Johnson T A, Henage T *et al.* Nature Phys. ,2009, 5:110
[31] Gaetan A, Miroshnychenko Y, Wilk T *et al.* Nature Phys. , 2009,5:115
[32] Lengwenus A, Kruse J, Schlosser M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2010,105:170502
[33] He J *et al.* J. Phys. D: Appl. Phys. ,2011,44:135102
[34] 王军民等. 光学学报,1998,18:1770 [Wang J M *et al.* Acta Optica Sinica,1998,18:1770(in Chinese)]
[35] Yan S B *et al.* Chinese Phys. ,2004,13:1669
[36] Liu T *et al.* Science in China (Series G),2006,49:273
[37] He J *et al.* Front. Phys. ,2011,6:262
[38] He J *et al.* Physica Scripta,2011,84:025302
[39] 王婧等. 物理,2008,37:103 [Wang J *et al.* Physics(Wuli), 2008,37:103(in Chinese)]



• 封面故事 •

绽放的奥秘

植物的花头开始时一般是闭合的结构. 随着生长过程的继续,其上应力分布变得严重地不均匀,并在其后的形貌演化过程(包括开裂和种子的散播)中,起着关键的作用. 图中所示为利用 Ag 和 SiO₂ 此一无机材料体系获得的花头—花茎结构. Ag 和 SiO₂ 在高温下的有限互溶度以及 SiO₂ 在 1100℃附近的粘滞性、表面张力等物理因素恰好促成了类似结构的生成. 我们的系列研究工作表明,无机材料体系或许能为揭示生物过程中的物理(力学)机制提供一个有趣的研究样本.

(中国科学院物理研究所 鲁年鹏、曹则贤,浙江理工大学 李超荣 供稿)