

单原子冷却及光学操控的实验进展^{*}

王婧 何军 张天才 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 文章综述了基于原子冷却与俘获的单原子制备及其光学操控的基本实验原理及实验进展,并介绍了单原子制备及光学操控在量子寄存器、单光子源、原子-光子纠缠等方面的应用,简述了文章作者所在研究小组在单原子制备和光学操控方面的实验进展。

关键词 单原子,光学操控,原子冷却与俘获,磁光阱,光学偶极阱

Preparation and optical manipulation of single atoms based on atom cooling and trapping^{*}

WANG Jing HE Jun ZHANG Tian-Cai 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 basic principles and experimental progress in single atom preparation and optical manipulation based on atom cooling and trapping are summarized. The applications of single atoms in atomic quantum registers, single photon sources and atom-photon entanglement are briefly presented. The basic schemes and the status of our single atom experiments are also described.

Keywords single atoms, optical manipulation, atom cooling and trapping, magneto-optical trap, optical dipole trap

1 引言

迄今为止,人类对物质世界的观测和研究大都建立在系综平均的基础之上.早在量子力学建立初期,费曼就曾设想能够在单离子、单原子(分子)水平上观测和研究物质世界.对于离子而言,可借助于库仑相互作用来捕获和操控,因而发展得较早.离子阱技术的出现和发展使得人类可以俘获并操控单个离子,并在频率标准方面的应用作了深入的研究.对中性原子分子而言,直到上世纪80年代,随着扫描隧道显微镜、原子力显微镜、光镊等技术的出现和发展,才使得人类得以在单原子(分子)水平上尝试对

原子(分子)进行观测和操控.在固体界面上采用扫描隧道显微镜操控单原子,1993年,IBM公司的研究人员将48个铁原子排成一个环形量子围栏,并观测到了量子围栏内俘获的表面态电子所形成的驻波^[1].光场与原子相互作用是控制原子运动状态的有效途径,采用激光冷却和俘获中性原子技术^[2-4],

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60578018,10434080)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB921102)、教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-07-0524)、山西省自然科学基金(批准号:2007011003)、山西省回国留学人员科研经费资助项目

2007-07-28收到初稿,2007-10-16收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: wwjimm@sxu.edu.cn

目前已经可以在超高真空环境中将中性原子冷却到纳开尔文量级,甚至实现了玻色-爱因斯坦凝聚和费米量子简并,也可以借助于激光冷却与俘获技术来制备少数原子乃至单原子^[5-9].与采用扫描隧道显微镜、原子力显微镜等在固体表面操纵单原子的方法相比,采用原子的激光冷却与俘获技术制备单原子并对其进行光学操控,可使原子几乎完全孤立(没有固体表面对原子所形成的复杂势场),并使其热运动降到极低水平,可获得较长的相干控制时间,更有利于在单原子水平上开展研究工作.

基于原子冷却与俘获的单原子制备及其光学操控,正在使人类对物质的性质以及运动状态有着更深入、更彻底的了解,目前已成为量子光学和冷原子物理领域的一个交叉热点,也是对现有科学技术的一种挑战和超越.基于原子冷却与俘获,研究单个原子的有效制备及观测途径,研究对于单个原子的外部自由度及内部自由度的光学操控,在此基础上可研究与背景环境充分隔离的单原子这样的量子客体的辐射特性,研究单原子的量子态制备及控制,研究基于单原子操控的单光子辐射源,研究单原子在自由空间以及受限空间(小型乃至微型光学谐振腔)与光场的相互作用以及原子与光子的量子纠缠等,这些方面的研究,对于在单原子单光子水平上进行信息编码以及信息处理有着重要的意义和潜在的应用前景.

本文主要对基于原子冷却与俘获的单原子制备及其光学操控的基本实验原理及主要实验进展,以及单原子制备及光学操控在量子寄存器、单光子源、原子-光子纠缠等方面的应用进行综述,并简单介绍了我们研究小组在单原子制备和光学操控方面的实验研究进展情况.

2 磁光阱俘获少数原子乃至单原子

在传统磁光阱^[3,4]的基础上,通过进一步提高背景真空度,缩小冷却与俘获激光束直径,加大轴向磁场梯度等措施,使磁光阱对原子的俘获率显著降低,从而可以实现少数原子乃至单原子在磁光阱中的冷却与俘获.

1994年,美国加州理工学院 Kimble 小组在磁光阱系统中观测到了单个铯原子的冷却和俘获^[5].在通常的磁光阱中,当背景真空度在 6×10^{-9} Torr ($1 \text{ Torr} = 1.33 \times 10^2 \text{ Pa}$)量级时,在直径约为 $400 \mu\text{m}$ 的光束交汇区域内俘获到约 10^6 个铯原子.当光束

直径缩小到 2 mm 左右,同时将连接铯源和真空汽室之间的阀门关闭,以降低汽室中铯原子的背景真空度,最终观测到了磁光阱中单个原子发出的荧光信号(图1).在磁光阱中仅俘获少数原子乃至单个原子时,这些原子在近共振光的作用下,自发辐射出的荧光极其微弱.通常在去除背景光的影响之后,利用处于光子计数模式下的雪崩光电二极管(APD)对原子荧光进行探测,得到台阶状的荧光光子计数信号,即反映出阱中单原子的捕获或逃逸以及阱中冷原子的数目.

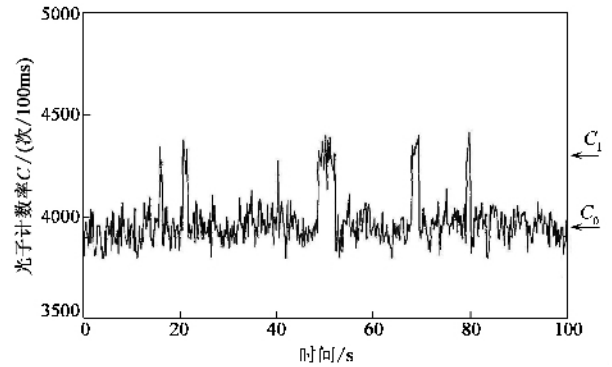


图1 在背景铯原子密度很低的情况下,磁光阱中原子的荧光计数率随时间的变化^[5](台阶状的信号表示单个铯原子到达和离开磁光阱的情形; C_1 箭头所指的荧光计数水平表示磁光阱中捕获单个原子的情形; C_0 箭头所指的荧光计数水平是背景光子计数,表示磁光阱中没有原子的情形)

降低磁光阱对原子的俘获率,是在磁光阱中获得少数原子的必要条件之一.磁光阱中的平均原子数 $\bar{N} = R\tau_s$, R 为原子俘获率, τ_s 为俘获在阱中的冷原子与背景气体中的原子相互碰撞导致其逃离磁光阱前的平均时间.这就需要在真空汽室内保持较高的真空度,充分减少原子在系统中的密度.另一方面,通过提高磁光阱系统中磁场轴向梯度,可以显著降低原子俘获率^[6],同时使原子有更强的域定性.1996年,德国汉诺威大学 Ertmer 小组^[7]和德国玻恩大学 Meschede 小组^[8]分别采用较强的磁场梯度在磁光阱中俘获到了少数乃至单个原子.图2中的峰分别代表阱中相应0—4个原子荧光计数率产生的事件数目.图中峰的展宽主要是由于探测到荧光的散粒噪声起伏所引起的.1997年,加州理工学院 Libbrecht 小组对于大磁场梯度磁光阱中单原子的稳定性作了研究^[9].除了利用 APD 对光子计数率进行测量外,还可以在像增强 CCD 的辅助下,直接对阱中的单原子成像,根据光强的分布和大小来判断阱中原子的数目和原子运动的范围^[10].

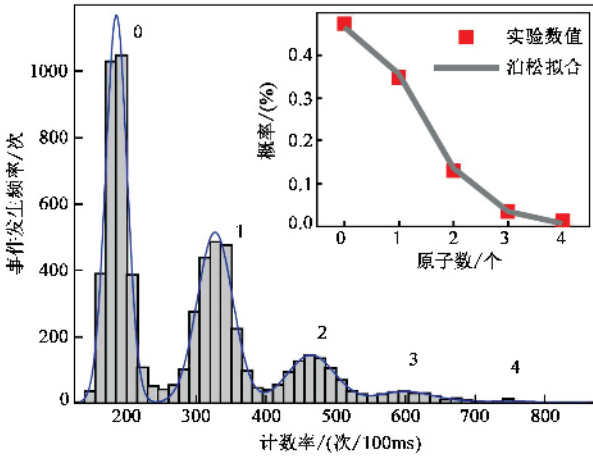


图2 不同计数率下的原子荧光计数的事件数目统计^[7]. 内嵌小图显示的是对应于磁光阱中获得确定数目原子的概率

在磁光阱中俘获到少数原子乃至单原子后,实验中希望精准地知道阱中原子的数目. 而由于磁光阱本身的工作原理,原子装载和损耗的过程都有很大的随机性,在延长磁光阱寿命的同时也就抑制了磁光阱对原子的俘获率. 在这种情况下,需要等待相当长的时间才会得到一次俘获单原子事件. 近几年来,实验中已经可以通过反馈控制技术使磁光阱中俘获确定数目的中性原子,有效地降低了单原子事件的随机性. 2003年,美国国家标准局利用反馈环路控制激光束对铬原子的蒸发过程,实现了磁光阱中接近确定性单原子的俘获^[11]. 首先利用磁光阱俘获铬原子,运用高效率的荧光探测手段来确定阱中原子的数目. 当观测到阱中单原子存在时,迅速关断原子装载;反之如果观测到阱中多于一个原子数的情况时,则重新装载磁光阱. 这一反馈机制大大抑制了磁光阱中原子数的随机起伏,使单原子在阱中的概率可以达到98.7%(见图3). 除了对原子装载过程的反馈控制之外,2006年,韩国首尔大学通过对磁光阱四极磁场梯度的实时反馈控制,也实现了在磁光阱中俘获确定数目的原子^[12]. 他们采用这种对磁场梯度的反馈,可以对磁光阱中5个以下数目的原子进行精确控制,并且测量到10s内单原子在阱中的占有概率高达99%. 这种反馈控制的技术为在磁光阱中获得确定性单原子奠定了基础.

3 利用远失谐偶极力阱俘获并操控单原子

磁光阱系统在冷却和俘获原子的过程中,总是

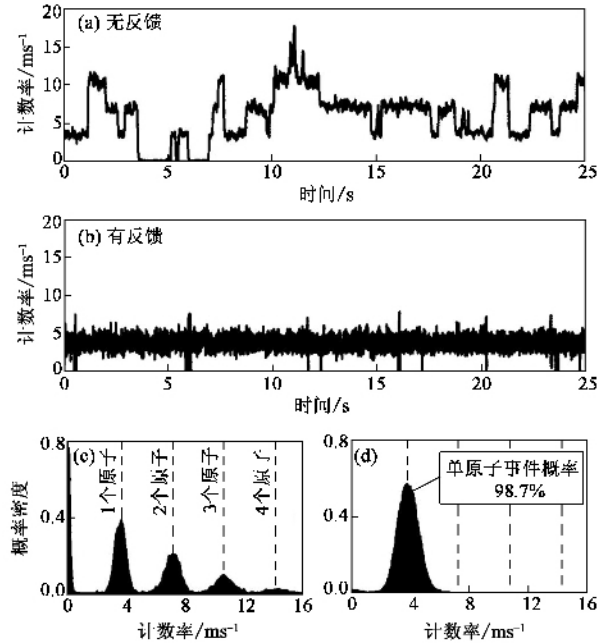


图3 文献[11]中铬原子磁光阱中的荧光信号 (a)关断反馈时荧光计数率随时间的变化 (b)打开反馈时荧光计数率随时间的变化 (c)(d)分别是对应于(a)(b)情形下不同计数率(对应于原子数)的概率密度

伴随着原子的吸收和自发辐射,因而是一个耗散系统,它使得俘获在其中原子的内部自由度混合在一起,无法对其进行分析和控制. 而基于光场对原子的偶极作用的梯度力,可形成原子的光学偶极阱. 光学偶极阱的概念早在1968年即被前苏联的Letokhov提出^[13],直到1985年才首次在实验中被朱棣文(Steven Chu)等人在激光冷却的钠原子中实现^[14]. 中性原子在非均匀光场所受到的偶极力正比于光场强度的梯度^[15]:

$$F_{\text{dip}}(r) = -\nabla U_{\text{dip}}(r) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \nabla I(r).$$

从上式可以看出,光强的空间变化率越大,偶极力越强. 通常情况下,光学偶极阱对原子提供的回复力要比磁光阱的情形大,且处于基态的任意自旋态的原子只要温度足够低都可被俘获在光学偶极阱内. 然而在通常的光学偶极阱中,由于形成偶极阱的激光场与原子的失谐量不够大,因而对原子仍有较强的激发,光子散射率仍较高,会很快地破坏原子的相干性. 1993年,Miller等人研究了⁸⁵Rb原子在远离原子跃迁线的激光形成的偶极力阱中的特性^[16]. 远失谐的偶极阱(far-off-resonant trap, 缩写为FORT)会大大降低原子对光子的散射率,接近于保守势阱,从而可以更好地研究俘获在阱中原子的量子特性.

3.1 运用一维光学晶格对单原子进行操控

2001年,德国波恩大学 Meschede 小组运用相对于铯原子远失谐的 1064nm Nd :YAG 线偏振激光强聚焦,并形成驻波构成一维光学晶格(驻波场偶极阱),将大磁场梯度磁光阱中冷却并俘获的单原子装载到光学晶格中^[17]. 实验中通过改变两光束之间的频率差,使一维光学晶格沿轴向以一定速度运动起来,实现了光学晶格中原子在亚微米精度上的输运,并且操控原子宏观移动距离达到了厘米量级^[17,18]. 2003年, Meschede 小组通过控制一维光学晶格来输运单原子,即所谓原子的“光学传送带”(optical conveyor belt),研究了俘获在晶格中铯原子的量子相干性,并且在较长的退相干时间内探测到了单原子的相干特性^[19]. 他们还采用俘获在一维光学晶格中的一系列单原子,成功地演示了量子寄存器(quantum register)^[20],选择铯原子两个基态超精细能级的一对特定 Zeeman 态作为寄存器的量子位,借助于线性梯度磁场的 Zeeman 效应使各量子位的 |0 态和 |1 态之间的跃迁频率与其位置关联起来,从而可通过频率可调谐的微波场对各量子位进行定位和选择性相干操控.

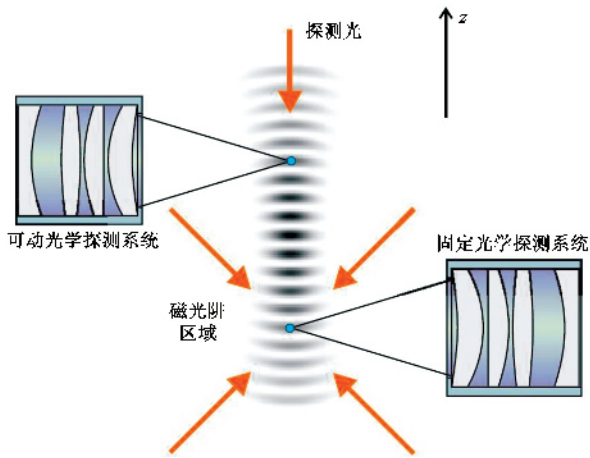


图4 原子的“光学传送带”：将磁光阱中的单原子载入一维光学晶格,使光学晶格沿轴向运动起来,实现原子的输运^[17]

实现了自由空间中对单原子在宏观尺度上的可控移动,可以有效地将这项技术与高精度微型光学腔结合起来,将确定数目的原子精确地传送到微型光学腔中^[21,22],以开展腔量子电动力学(腔 QED)实验研究^[23],可大大降低原子从磁光阱中通过自由下落进入光学微腔过程中单原子事件的随机性. 德国马普量子光学研究所 Rempe 小组采用原子的光学传送带,将单原子可重复地移入和移出光学腔腔模,还可以将位置可区分的两个原子传送到腔模当

中^[21]. 美国佐治亚理工学院 Chapman 小组在最近的实验中,也采用了一维光学晶格将首先被俘获在磁光阱中的单原子输运到微型光学腔中^[22],形成一维光学晶格的两束激光频率差在 50kHz 左右,使原子在一维光学晶格中沿着轴向移动的速度为 2.6cm/s,最终将频率差降到零时使原子停留在微腔中.

一维光学晶格其势阱的周期为半波长,对所俘获原子在轴向上的束缚非常紧. 如果通过拉曼边带冷却技术(Raman side-band cooling)对原子进一步冷却,在原子传送过程中不仅可以提高原子转移的可靠性,而且能够更精确地对原子进行定位.

3.2 利用微小尺度的远失谐偶极阱俘获并操控单原子

2000年,德国波恩大学 Meschede 小组利用远失谐光学偶极阱实现了对少数原子乃至单原子的俘获^[24]. 首先他们在磁光阱中利用较高的背景真空度(10^{-10} mbar)和大磁场梯度(375G/cm),将俘获的铯原子数目控制在 1 到 10 个之间,这一过程本质上是随机的. 将一束 2.5W 的线偏振 1064nm Nd :YAG 激光聚焦到约 $10\mu\text{m}$ 的腰斑直径,形成阱深约 16mK 的远失谐光学偶极阱,腰斑位置与磁光阱中心重合. 通过合适的时序控制,可以实现原子从磁光阱向偶极阱的转移,以及从偶极阱向磁光阱的转移. 通过分析阱中俘获的原子在磁光阱光场作用下的荧光,可以准确地知道转移前后阱中冷原子的数目. 实验中测得原子在偶极阱中的寿命为 51s,典型的光子散射率为 190 s^{-1} .

法国奥塞光学所 Grangier 小组则采用常规的磁光阱制备冷原子后,借助于微小尺度的远失谐光学偶极阱,实现了直接在冷原子云中对单原子的俘获^[25,26]. 2001年, Grangier 小组将一束远失谐于铷原子跃迁线的 810nm 激光束强聚焦进入由磁光阱预先俘获的冷原子云中,他们在真空腔体内部采用了一组相当复杂的透镜组(数值孔径 $N.A. = 0.7$)将高斯光束的腰斑半径聚焦到 $0.7\mu\text{m}$ 极小的腰斑使远失谐的偶极力将俘获的原子限制在非常小的体积之内^[26]. 用 APD 对偶极阱中的原子在磁光阱光场作用下的荧光进行探测,并用 CCD 对原子直接成像. 在这样的远失谐偶极阱中,从未观测到俘获原子数大于 1 的情况,这一特点反映了阱中原子数服从亚泊松统计($\Delta N^2 \approx 0.5N$),即 $p(N=0) \approx p(N=1) \approx 0.5$, $p(N \geq 2) = 0$. 实验中单个原子被俘获到偶极阱中,再次进入阱中的原子将导致两个原子一起损失,这就是在微小

尺度的远失谐偶极阱中存在的所谓‘碰撞阻挡’ (collision blockade) 效应^[26]. 这一效应与磁光阱的近共振光场导致的远失谐偶极阱中原子间的光助碰撞 (light-assistant collisions) 密切相关^[27]. 这种利用微小尺度远失谐光学偶极阱俘获单原子的方案使得制备单原子过程中的随机性大大降低.

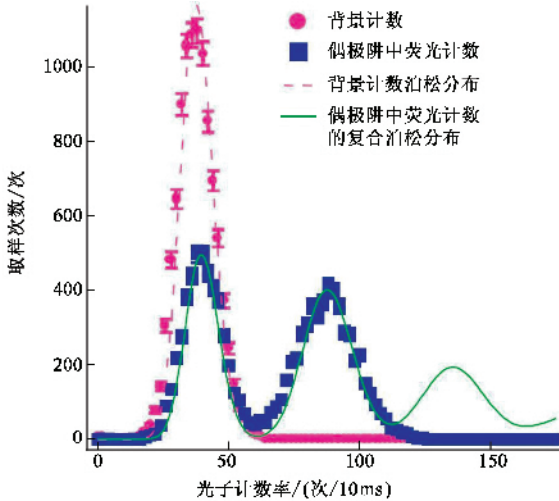


图5 文献[25]中原子在微小尺度远失谐偶极阱中的亚泊松装载时,不同计数率(对应于原子数)下事件数目统计.圆点表示背景计数,方块表示偶极阱的荧光计数,虚线表示对应于背景计数的泊松分布,实线表示对应于偶极阱中存在0,1,2个原子时相应的荧光信号的泊松分布.实验中从未观测到偶极阱中存在两个或两个以上的原子

在远失谐偶极阱中捕获到单原子后,经过适当的基态自旋态制备后,用合适的脉冲光可将原子激发到特定的上能态,然后原子通过自发辐射返回二能级系统的基态自旋态,可辐射出确定偏振态的不可区分的单光子,从而形成基于单原子操控的触发式单光子源.而单光子源是量子密码^[28]和线性量子计算^[29]的重要资源,在量子信息处理中具有非常重要的意义.顺便提一下,目前许多种固态系统的单光子源^[30]已经被演示,如有机薄膜中的单分子、金刚石中的色心、量子点等等,这些方法都可以高效率地产生单光子脉冲序列.然而在这些方法中,由于发射体的环境和发射体本身都会引入许多不同的因素,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,将中性原子或者离子强耦合到高精度微型光学腔的腔模中,通过腔QED的方法产生单光子,这方面的内容将在3.3节中介绍.

Grangier小组在微小尺度的远失谐偶极阱俘获单原子^[25]的基础上,2005年利用重复率为5MHz、脉宽为4ns的激光 π 脉冲序列,激发偶极阱中初始

时被制备到 $5S_{1/2} | F_g = 2, m_F = +2$ 自旋态的单个 ^{87}Rb 原子,演示了触发式单光子源^[31].实验中采用标准的HBT方案测量了单光子脉冲的强度关联,显示出近乎完美的光子反聚束效应(见图6).2006年,该小组利用在自由空间形成的两个相邻的偶极阱俘获两个单原子,通过激发原子产生不可区分的单光子,观测到了双光子量子干涉效应^[32].

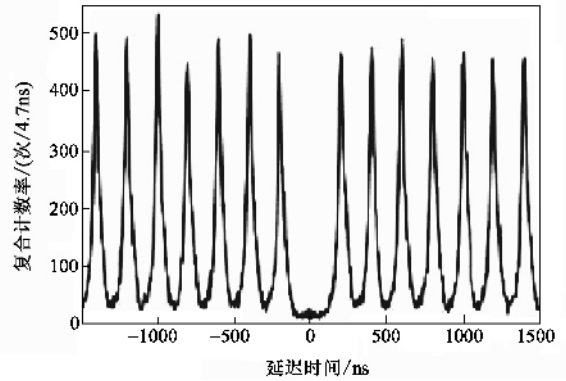


图6 单光子源在不同延迟时间下HBT实验的强度关联^[31].零延迟对应的复合计数率为零,说明系统辐射的是单光子.其余峰值间的时间间隔对应于激发脉冲周期200ns(重复频率为5MHz)

德国慕尼黑大学Weinfurter小组^[33]在单原子制备和操控实验中采用类似于法国Grangier小组^[25,26]的思路,首先利用常规磁光阱制备冷原子,在原子从磁光阱向远失谐偶极阱装载的过程中,利用强聚焦远失谐偶极阱(856nm激光束腰斑半径 $3.5\mu\text{m}$)使原子在偶极阱中产生“碰撞阻挡效应”^[26],从而俘获单个 ^{87}Rb 原子.在此基础上,他们在实验中演示了原子和光子之间的纠缠^[34],并对原子在自发辐射过程中产生的光子偏振态和原子自旋态之间的纠缠借助于受激拉曼绝热跃迁过程(stimulated Raman adiabatic passage, STRAP)进行了分析.这种量子纠缠的实验演示,表明可以将传递信息的飞行量子比特(光子)的量子态与存储信息的量子比特(原子)的量子态纠缠起来,对实现量子网络具有重要意义.实验的前提是,首先需要制备单个 ^{87}Rb 原子以及建立高效率的探测系统.在 ^{87}Rb 中的 $5P_{3/2}$ 超精细能级 $F'=0$ 的原子,可以通过自发辐射 σ^+, π, σ^- 偏振的光子,分别跃迁回基态 $5P_{1/2}$ 的超精细能级 $F=1$ 的三个自旋态 $m_F = -1, 0, 1$.沿着量子化轴的方向收集光子, π 偏振的光子被抑制,最终在原子基态的两个自旋态 $m_F = -1, 1$ 和自发辐射出的光子偏振态 σ^+, σ^- 之间产生最大纠缠态^[34]:

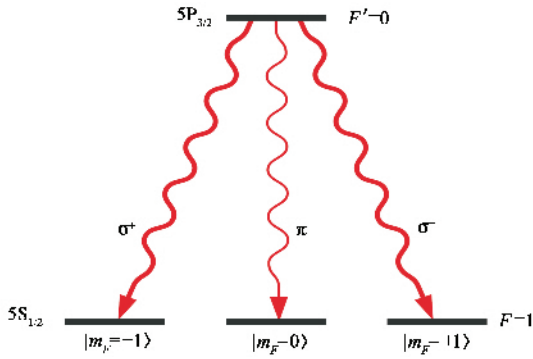


图7 文献 [34] 中与单原子 - 单光子纠缠态产生相关的⁸⁷Rb 原子能级

$$|\psi^+\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} (|F = 1, m_F = -1\rangle |\sigma^+\rangle + |F = 1, m_F = +1\rangle |\sigma^-\rangle)$$

最近 Weinfurter 小组利用原子 - 光子纠缠在实验中演示了远程量子存储器^[35]. 对本地制备的光子量子比特应用量子离物传态(quantum teleportation)协议, 实现了远距离单个⁸⁷Rb 原子自旋态的制备, 实验中证实了远程制备单原子量子态的可行性, 而不需要直接与信息载体(光子)以及量子存储器(原子)相互作用. 通过使用量子离物传态协议, 将一个光子的量子态转移到原子上, 平均保真度高达 82% , 再加上原子的基态有较长的相干时间, 这样的系统可以应用于量子中继器(quantum repeater).

3.3 利用高精度度微型光学腔操控单原子

另一种对单原子操控的手段是借助于高精度度的微型光学腔, 即通过腔 QED 方案操控原子, 主要研究受限在微型光学腔中的光场和原子之间的相互作用^[23]. 建立模体积非常小、损耗极低的光学腔以增强单光子的电场, 提高原子与光场作用的拉比频率, 使之大于原子的自发辐射率以及光场在腔内的衰减率, 即所谓的强耦合作用^[23]. 在高精度微型光学腔中, 由于原子和光场的强耦合, 使得原子的吸收与自发辐射完全不同于自由空间的情况. 通过微腔可以改变或控制原子的自发辐射, 使其得到抑制或增强.

1991 年, 美国加州理工学院的 Kimble 小组利用一个精细度为 8×10^4 的微型光学腔, 将通过态制备后的铯原子束沿垂直于腔轴的方向穿过微腔, 使原子随机地与腔模耦合, 研究了腔内原子自发辐射光子的双稳态及光子的统计特性^[36]. 1992 年, 观察到了原子在光学微腔中的模式分裂^[37]. 1995 年, 利用

高精度度光学腔中的铯原子和腔场之间的强耦合演示了量子位相门^[38]. 这些腔 QED 的工作都是基于原子束的, 原子完全随机地进入微型光学腔, 快速穿过腔模, 与腔场的相互作用时间很短(微秒量级). 1999 年, Kimble 小组借助于原子冷却与俘获的手段在光学微腔中俘获到了单个铯原子^[39], 使原子在腔模内停留的时间加长. 实验中采用了双磁光阱系统, 首先在气室磁光阱中冷却并俘获 10^8 个铯原子, 并采用偏振梯度冷却的方法将原子冷却到 $3 \mu\text{K}$ 左右. 接着以 10% 的转移效率将冷原子输运到在超高真空背景中工作的下级磁光阱, 进一步被冷却到 $2 \mu\text{K}$, 然后释放原子, 使之自由下落进入微腔, 最终采用腔增强的一维光学晶格将原子俘获在微腔中. 2000 年, 德国马普量子光学研究所 Rempe 小组在高精度度光学腔中实现了对单原子的俘获^[40]. 采用常规磁光阱制备的冷原子, 借助于原子喷泉, 使原子上抛, 进入上方的高精度度光学腔. 利用原子通过微腔时探测到的荧光强度变化来判断腔内原子数目, 并通过反馈控制腔内大失谐偶极阱的深度, 从而达到了俘获单原子的目的. 在上述光学腔内操控单原子的实验中, 在腔内获得单原子的过程依然带有随机性. 结合原子的光学传送带技术, Rempe^[21] 小组和 Chapman 小组^[22] 将预先制备的单原子精确地输送到微型光学腔的腔模内, 使原子可控地移进和移出腔模, 这一点已在 3.1 节中作了介绍. 这里补充一点, 对于离子的情形, 以德国马普量子光学研究所 Walther 小组为代表, 通过离子阱技术, 将单离子长时间置于高精度度微型光学腔模内^[41], 实现了单离子与腔模的强耦合.

基于腔 QED 方案, 对俘获在微型光学腔中的原子用激光脉冲序列进行激发, 可以产生单光子. 这样的单光子源线宽较窄, 发射出的单光子有确定空间模式(微型光学腔的腔模). Walther 小组采用 $^{40}\text{Ca}^+$ 离子^[41], Rempe 小组采用⁸⁷Rb 原子^[42], Kimble 小组采用¹³³Cs 铯原子^[43], 在高精度度微型光学腔内俘获单原子(离子), 通过单原子(离子)与腔场的强耦合, 演示了单光子源, 为量子通信、量子网络等提供了一种近乎理想的单光子源.

此外, 单原子的激光输出也是强耦合腔 QED 的又一应用. 传统的激光器包括大量原子和光子的相互作用, 与之完全不同的是 2003 年, Kimble 小组在实验中通过强耦合腔 QED 演示了单原子激光器^[44]. 通过测量腔内光子数与抽运强度的关系, 证明单原子的激光输出不存在阈值. 他们还测量了输

出光场的二阶相干度,说明单原子的激光输出是非经典光场,其光子数起伏远低于散粒噪声极限(shot-noise limit)。

随着腔 QED 的迅速发展,腔 QED 显现出在量子信息领域独有的优点。例如,可以在高精度光学腔内借助于原子与腔内光子的相互作用,通过交换光子,使存在于微腔内的多个原子之间纠缠起来,从而实现较为复杂的量子网络。而这些实验技术的关键是,需要具备在一个已建立的微型光学腔提供的强耦合环境中对单原子长时间俘获的能力和在腔中精确定位单原子的能力。

4 我们的基本方案及实验进展

我们实验小组目前正开展在自由空间内基于原子冷却与俘获的单原子制备及其光学操控方面的实验工作。基本方案是:在超高真空气室中,采用大磁场梯度的特殊参数磁光阱冷却并俘获原子,利用高效率的荧光收集和探测系统观测磁光阱中少数原子乃至单原子的荧光信号。然后将俘获的少数原子转移到远失谐一维光学晶格中,进行原子光子纠缠制备和触发式单光子源的研究。

实验的基本装置如图 8 所示,玻璃气室(位于图 8 中上下的两个磁场线圈中间)通过法兰连接在无磁不锈钢腔体上,铯源通过阀门与腔体相连,腔体下方连接一台复合泵(离子泵+升华泵,位于光学平台下方,图中未显示)用于维持真空。在未释放出铯原子前,系统的背景真空度为 2×10^{-11} Torr,释放出适量铯原子后,系统的压力维持在 8×10^{-11} Torr— 1×10^{-10} Torr 左右。用于磁光阱的四极磁场线圈采用绝缘材料做骨架,用聚酯漆包铜线绕制而成,采用去离子水对线圈进行冷却。20A 的直流电流可产生约 350G/cm 的轴向磁场梯度,用于大磁场梯度的特殊参数磁光阱。在初始状态下,通常使其工作在 10G/cm。

磁光阱的激光系统由两个自制的光栅外部反馈式半导体激光器构成。通过偏振光谱方法结合声光调制器(AOM)将冷却光频率移频后锁定在铯原子 $F=4 \rightarrow F'=5$ 超精细跃迁线上。再利用 AOM 将冷却光负失谐 10—15MHz。反抽运光采用射频频率调制光谱方法将激光频率锁定在 $F=3 \rightarrow F'=3$ A 交叉线上,通过 AOM 频移至 $F=3 \rightarrow F'=4$ 跃迁线。目前在这一系统上已可稳定地运转常规的铯原子气室磁光阱^[4,45,46]。在上述典型工作参数下,我们可在超高

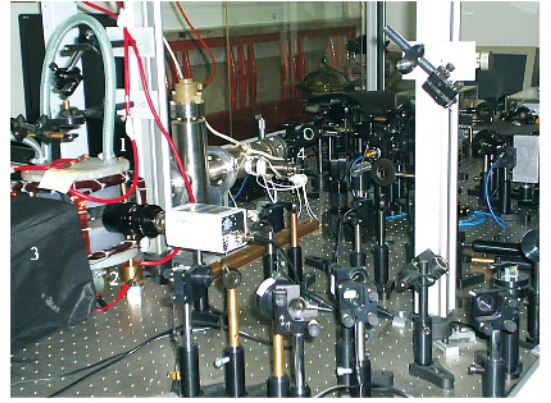


图 8 单原子制备和光学操控的基本实验装置(1和2是水冷的大梯度磁场线圈,3是荧光收集和探测系统,4是铯源)

真空的玻璃气室中冷却与俘获约 10^6 个铯原子,温度约在 $60\mu\text{K}$ 左右,并测得其装载过程的特征时间(可认为是冷原子在磁光阱中的寿命)约为 28.2s(见图 9),表明背景真空度很高(10^{-10} — 10^{-11} Torr)。目前正在进行大磁场梯度下特殊参数磁光阱的实验工作,以期制备少数原子乃至单原子。

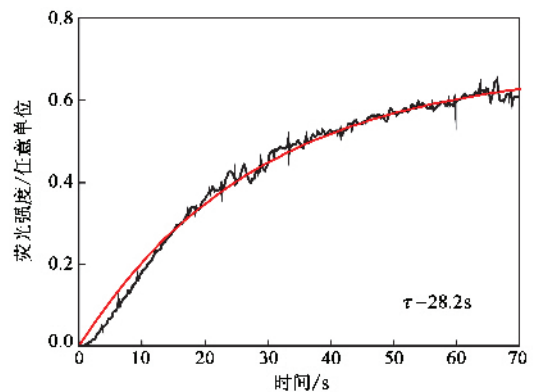


图 9 我们的常规铯原子磁光阱典型的装载曲线(阱中冷原子的典型寿命约 28s)

实验中已搭建并调试了高效率荧光收集和探测系统。由于单原子的荧光极其微弱,在实验中需要高效收集单原子的荧光,抑制背景光的影响,采用高灵敏度的 APD 进行探测。工作在盖革模式下的 APD 将探测到的光子转换成电脉冲,并通过多道脉冲计数器进行记录。通过计数率大小可反映出荧光的强度,由得到的台阶状信号可判断磁光阱中俘获的冷原子数目。

关于采用光学偶极阱对冷原子进行操控方面,实验中我们已做了一些前期工作。2005 年在国内率先实现了冷原子在远失谐光学偶极阱中的装载和相关测量^[47]。目前实验中我们已自制了半导体激光抽运的 Nd:YVO₄ 连续激光器,1064nm 单横模单纵模

输出功率可达到 7W,功率稳定性优于 1.5%,用于远失谐一维光学晶格的构建.拟通过工作在衍射极限的大数值孔径透镜组使 1064nm 激光束强聚焦,两束激光在单原子磁光阱处形成阱深约 1mK 左右的一维光学晶格势场,这样可以不仅在径向而且在轴向均可造成对原子的紧约束.我们拟将由大磁场梯度的特殊参数磁光阱制备的单原子装载到远失谐一维光学晶格中,进行原子光子纠缠制备和触发式单光子源及其相关应用方面的实验工作.在采用单光子探测器对单光子态、相干态等形式的光场进行测量及识别方面,我们也已做了理论和实验上的必要准备^[48-50].

5 结束语

本文介绍了基于原子冷却与俘获的单原子制备及其光学操控的基本实验原理及实验进展,以及单原子在单光子源、原子-光子纠缠等方面的应用.目前在单原子制备及光学操控领域,除了上述已介绍的,还有以下几个方面也受到极大的关注(1)提高对单原子观测和操控的分辨率和精确度(2)单原子的量子反馈控制(3)单原子与光子晶体微腔的耦合(4)单原子系统的退相干特性研究(5)单原子的非线性特性研究(6)原子 cluster 态(一种多原子纠缠态)制备等.总之,这一前沿领域的发展非常迅速,必将加深人类在单原子、单光子、单离子水平上对物质世界的认识,进而能够对其进行更有效的控制和利用.特别是由于单原子、单光子在量子信息处理中的重要性和核心地位,单原子制备和光学操控必将对量子信息的发展和应用产生深远的影响.

参 考 文 献

[1] Crommie M F *et al.* Science, 1993, 262, 218
 [2] Hansch T W, Schawlow A L. Opt. Commun., 1975, 20, 637
 [3] Raab E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2631
 [4] Monroe C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 1571
 [5] Hu Z, Kimble H J. Opt. Lett., 1994, 19, 1888
 [6] Haubrich D *et al.* Opt. Commun., 1993, 102, 225
 [7] Ruschewitz F *et al.* Europhys. Lett., 1996, 34, 651
 [8] Haubrich D *et al.* Europhys. Lett., 1996, 34, 663

[9] Willems P A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78, 1660
 [10] Miroshnychenko Y *et al.* Optics Express, 2003, 11, 3498
 [11] Hill S B, McClelland J J. Appl. Phys. Lett., 2003, 82, 3128
 [12] Yoon S *et al.* Appl. Phys. Lett., 2006, 88, 211104
 [13] Letokhov V S. JETP Lett., 1968, 7, 272
 [14] Chu S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 314
 [15] Grimm R *et al.* Adv. At. Mol. Opt. Phys., 2000, 42, 95
 [16] Miller J D *et al.* Phys. Rev. A, 1993, 47, 4567
 [17] Kuhr S *et al.* Science, 2001, 293, 278
 [18] Dotsenko I *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95, 033002
 [19] Kuhr S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 91, 213002
 [20] Schrader D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 93, 150501
 [21] Nubmann S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95, 173602
 [22] Fortier K M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 98, 233601
 [23] 张天才, 王军民, 彭堃堦. 物理, 2003, 32, 751 [Zhang T C, Wang J M, Peng K C, Wuli(Physics), 2003, 32, 751 (in Chinese)]
 [24] Frese D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 85, 3777
 [25] Schlosser N *et al.* Nature, 2001, 411, 1024
 [26] Schlosser N *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89, 023005
 [27] Kuppens S J M *et al.* Phys. Rev. A, 2000, 62, 013406
 [28] Gisin N *et al.* Rev. Mod. Phys., 2002, 74, 145
 [29] Knill E *et al.* Nature, 2001, 409, 46
 [30] Grangier P *et al.* New J. Phys., 2004, 6, 85
 [31] Darquie B *et al.* Science, 2005, 309, 454
 [32] Beugnon J *et al.* Nature, 2006, 440, 779
 [33] Weber M *et al.* Phys. Rev. A, 2006, 73, 043406
 [34] Volz J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96, 030404
 [35] Rosenfeld W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 98, 050504
 [36] Rempe G *et al.* Phys. Rev. Lett., 1991, 67, 1727
 [37] Thompson R J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 68, 1132
 [38] Turchette Q A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 75, 4710
 [39] Ye J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 83, 4987
 [40] Pinkse P W H *et al.* Nature, 2000, 404, 365
 [41] Keller M *et al.* Nature, 2004, 431, 1075
 [42] Kuhn A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89, 067901
 [43] McKeever J *et al.* Science, 2004, 303, 1992
 [44] McKeever J *et al.* Nature, 2003, 425, 268
 [45] 王军民等. 光学学报, 2003, 18, 1770 [Wang J M *et al.* Acta Optica Sinica, 2003, 18, 1770 (in Chinese)]
 [46] Yan S B, Liu T, Geng T *et al.* Chinese Physics, 2004, 13, 1669
 [47] Liu Tao, Geng Tao, Yan Shubin *et al.* Science in China G, 2006, 49, 273
 [48] 李园, 李刚, 张玉驰等. 物理学报, 2006, 55, 5779 [Li Y, Li G, Zhang Y C *et al.* Acta Physica Sinica, 2006, 55, 5779 (in Chinese)]
 [49] Li G, Zhang T C, Li Y *et al.* Phys. Rev. A, 2005, 71, 023807
 [50] Li Y, Li G, Zhang Y C *et al.* Phys. Rev. A, 2007, 76, 013829

· 读者与编者 ·

《物理》电子版过刊全文开放

应广大读者的需求,自 2008 年 1 月 1 日起《物理》杂志电子版过刊(创刊 1972 年—2007 年 6 月)将向读者全文免费开放,以方便广大读者查阅和下载,欢迎各位读者访问《物理》网站 www.wuli.ac.cn.