

单原子激光操控研究进展*

詹明生[†]

(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)

2015—08—01 收到

[†] Email: mszhan@wipm.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20150805

Progress in laser manipulating single neutral atoms

ZHAN Ming-Sheng[†]

(State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan

Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

摘要 文章评述了激光操控单个中性原子研究方面的进展, 报道了作者及其合作者近年来在单原子激光囚禁与冷却、单原子量子比特的相干转移、单原子物质波干涉仪、两个异核原子的受控碰撞等方面所取得的最新研究结果, 最后对未来发展进行了展望。

关键词 单原子, 量子调控, 量子信息处理, 精密测量

Abstract In this paper the research progress in laser manipulation of single neutral atoms is reviewed. The latest results obtained in my group are reported on laser trapping and cooling of single atoms, coherent transfer of single atom qubits, single atom matter-wave interferometer, and controlled collision of two heteronuclear atoms. Perspective on future development of the field is presented.

Keywords single neutral atoms, quantum manipulation, quantum information processing, precision measurement

1 引言

激光操控原子源于对原子热运动控制的需求, 基于对原子与光相互作用的认识, 特别是激光对原子的各种作用力效应的研究。在最初实现原子的激光冷却与磁光阱(MOT)囚禁之后, 相继发展出蒸发冷却、协同冷却等冷却新机制, 远失谐光偶极阱(FORT)、光晶格等新囚禁方法, 及控制原子之间相互作用的Feshbach共振方法、量子态之间粒子数相干转移的受激Raman绝热通道(STIRAP)方法等。获得的冷原子的温度甚至达到了pK量级, 冷原子被用于量子简并气体特性、原子频标与精密测量、量子信息与量子模拟、量子光学、原子光学与原子干涉仪等多个研究领域(见图1)。

激光操控单原子, 是指利用激光对气相中单个中性原子的全操控, 包括确定性地捕获和长时间囚禁单个原子、原子外态(原子的平动态、偶极阱中原子的振动态)的冷却与控制、内态的相干制备、内外态之间的相干叠加与纠缠、不同光阱中的原子之间及同一个阱中的原子之间相互作用的控制等(见图2)。

在很多问题中, 往往需要操控多个单原子的阵列, 目前有两条路径制备受控的原子阵列, 如图3所示。一条路径是用聚焦远失谐偶极阱(光镊), 从下往上, 或曰从单体到少体; 另一条路径是用光晶格, 从上往下, 即从多体到少体、单体。偶极阱方法采用微型光学偶极阱从冷原子团中装载单个原子, 将不同的偶极阱排列起来组成偶极阱阵列, 对阵列的原子再冷却和相干制备, 形成受控单原子阵列; 而光晶格方法是将超冷原

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB922101)资助项目

子云中的原子装入驻波场形成的光晶格中，通过光协助碰撞使得每个格点中只含有单个原子，从而隔离出单原子和原子阵列。本文主要关注偶极阱方法，该方法利用远失谐的光偶极阱与磁光阱重合，在满足碰撞阻塞^[1]效应的条件下，偶极阱中仅有一个原子或者没有原子。如果光阱中同时存在两个或者更多个原子，在红失谐近共振光的照射下，一个原子被激发到激发态，从而引发原子间的非弹性碰撞，在辐射逃逸和精细结构变化碰撞两种机制作用下，原子获得足够的能量从微型光阱中逃逸，因此保证了在该阱中只能囚禁单个原子。

组成量子计算机或量子模拟机框架结构的基本单元包括可扩展的量子寄存器的初始化和读出，以及单个或多个量子比特的量子门操作。无论是光阱中的中性原子、离子阱中囚禁的离子、核磁共振中的核自旋、线性光学中的光子，还是量子点、微腔阵列、超导线路，由于不同量子体系的操控技术难度和发展应用前景不同，面临的挑战也不一样^[2]。

就阱中的原子和离子而言，对其内态的操控难度是一样的，但对外态的控制就有很大的差别。表1比较了这两种相对易于操控的量子体系的一些特点。离子易于囚禁，且由于离子阱的阱深大(MHz量级)，外态的冷却也相对容易，因此第一个量子逻辑门1995年就是在单个囚禁的离子中实现的^[3]；而中性原子光阱的阱深小(kHz量级)，外态仅在最近才被冷却到振动基态^[4]，还没有像离子那样通过内外态的耦合实现量子逻辑门或者量子纠缠。

适合作为量子信息处理或者量子模拟的量子体系的一个重要指标是其可扩展性。一般认为固态体系具有好的经典扩展性，而光子、离子和原子则具有好的量子可扩展性，将两者结合起来的杂化混合体系与技术(如原子芯片、离子芯片、光力学微腔阵列等)近年来也备受关注。就原子与离子而言，为了减小长程作用的影响，离子扩展方案中采用了分区结构，而原子阵列中不同

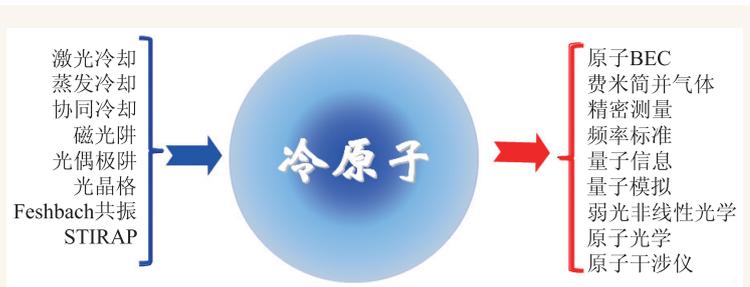


图1 冷原子的制备方法与应用领域

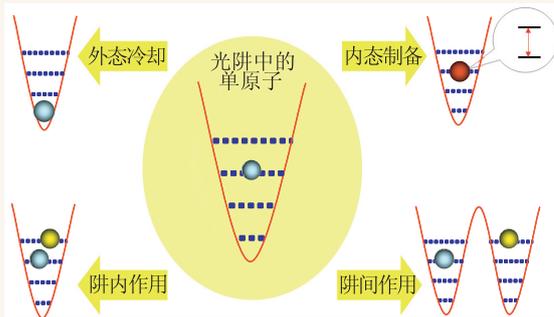


图2 激光操控单原子的几个方面

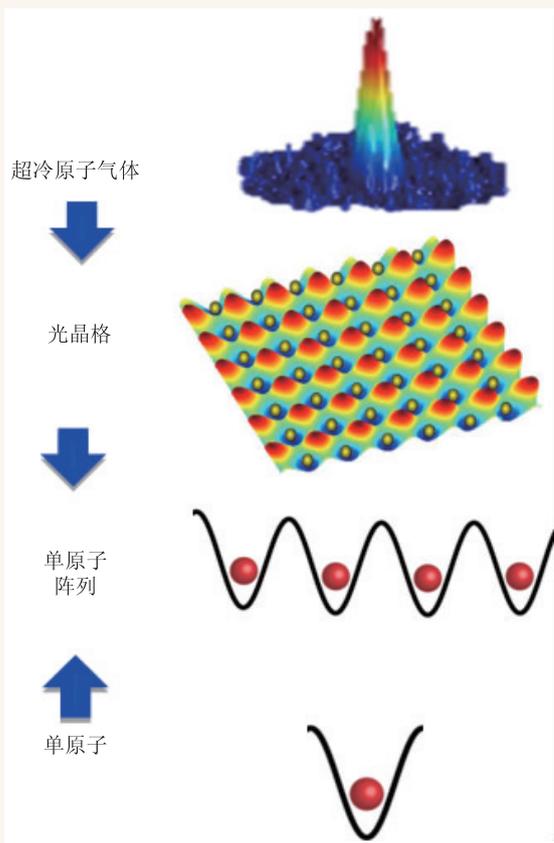


图3 实现受控单原子阵列的两条路径

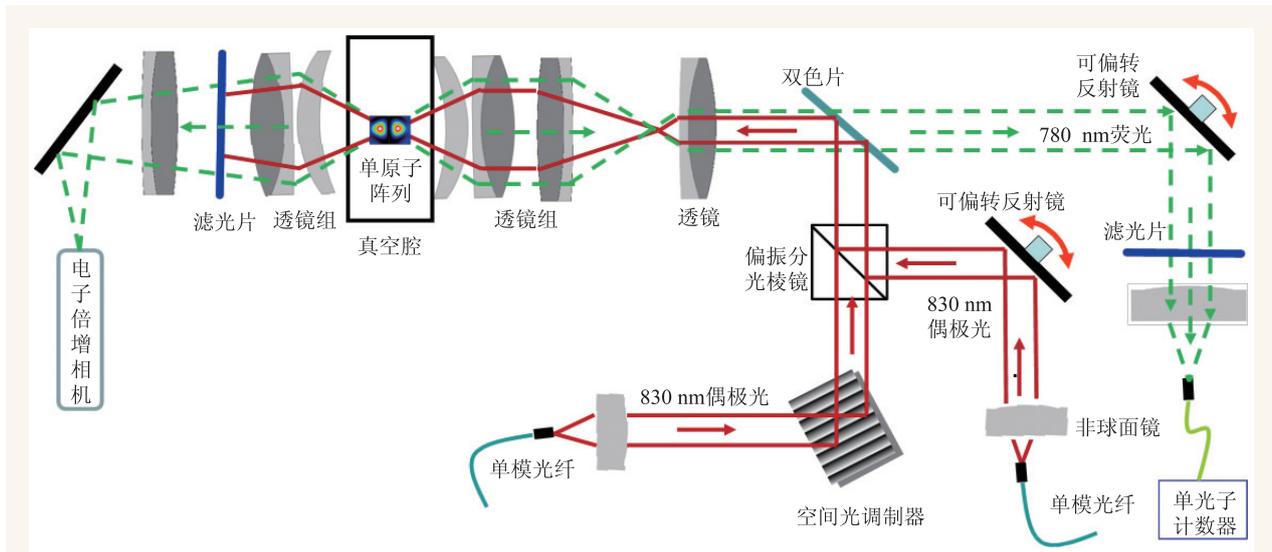


图4 单原子激光操控实验装置示意图

阱中基态原子的相互作用又太小，所以在基于离子和原子的可扩展量子计算架构中，量子比特在不同分区或不同光阱之间的相干转移操作及如何在转移过程中保持量子比特的保真度，是重要的前沿问题。

中性单原子的激光操控实验研究取得了快速的发展。法国 Grangier 小组用高度聚焦的光阱在磁光阱中成功俘获了单个原子^[5]，该技术成功拓展至两个光阱分别囚禁单个原子，并演示了两个原子独立辐射的两个单光子的量子干涉现象^[6]；德国 Weinfurter 小组利用光阱中囚禁的单原子实现了单原子—单光子纠缠态^[7]；新西兰 Andersen 小组采用蓝失谐激光诱导光助碰撞，在 2013 年将单原子装载效率提高到 91%^[8]。Grangier 小组利用 Rydberg 阻塞效应实现了两个中性原子的纠缠^[9]，美国 Saffman 小组则利用类似的方法实现了两个单原子的 C-NOT 门^[10, 11]。国内山西大学王军民小组在光阱中单原子寿命和高效装载方面取得了好

的结果^[12]。在原子阵列研究方面，德国 Meschede 小组实现了 7 个原子在光镊中的可控排列^[13]；2013 年，Saffman 小组采用 Dammann 光栅制备了蓝失谐光学偶极阱阵列，在两维平面上囚禁 49 个单原子^[14]；2014 年，Grangier 小组采用空间光调制器制备出接近 100 个红失谐微型光学偶极阱阵列，并囚禁单原子，两个相邻原子间距约为 $3 \mu\text{m}$ ^[15]。

我们自 2009 年实现单个原子的激光囚禁以来，在单原子激光囚禁与冷却^[16-20]、单原子量子比特的相干转移^[21, 22]、单原子物质波干涉仪、两个异核原子的受控碰撞^[23]等研究方面取得了新结果，具体介绍如下。

2 单原子激光囚禁与冷却

利用 FORT 囚禁单个原子是基于原子在光阱中的碰撞阻塞效应，当偶极阱激光聚焦束腰半径小于 $4 \mu\text{m}$ 时，阱中只能囚禁一个原子或者没有原子。在进行 FORT 囚禁单原子之前，需要先实现 MOT，然后将冷原子往 FORT 装载。我们的实验装置布局如图 4 所示，其中所用的原子为 Rb 原子，单原子信号由单光子探测器或电子倍增 CCD 收集 Rb

表 1 囚禁单原子与单离子量子比特的比较

	单原子	单离子
阱类型	远失谐光偶极阱 (FORT)	离子阱 (Paul 阱)
量子寄存器	偶极阱阵列中的单原子	线型阱中的单离子
量子比特	内态、外态	
单比特操作	微波、双光子受激 Raman 跃迁	
多比特操作	Rydberg 阻塞、受控基态碰撞	共享量子振动模激发
可扩展架构	可动光晶格	分区阱

原子发射的位于 780 nm 的共振激发单光子荧光所探测, 红失谐偶极光为 830 nm 的半导体激光, 而蓝失谐的激光波长选为 772 nm。空间光调制器 (SLM) 将基模的高斯光束进行空间位相调制, 在计算机的控制下形成所需的远场光斑分布, 用作光阱阵列。

我们于 2009 年用远红失谐光阱成功捕获单个 Rb 原子, 单原子的激光诱导荧光(LIF)信号如图 5 所示。对单原子进行了 Hanbury Brown and Twiss (HBT) 效应实验, 结果呈现明显的单光子反聚束效应和单原子荧光 Rabi 振荡效应, 证实了光阱中仅囚禁了一个原子这一判断的正确性。测量了单原子在阱中的寿命, 在 MOT 存在时为 468 ms, 关闭 MOT 时为 11 s。

利用 SLM 产生 Laguerre—Gaussian(LG) 模, 并将正负 l 分量叠加, 得到了环形光阱阵列 (Ring Optical Lattice, ROL), 如图 6 所示。ROL 中的每个格点是光强极大值点, 对原子来说, 红失谐的激光光强极大值点就是偶极势的极小值点, 因而形成光阱, 每个这样的光阱中可装载单个原子。同时囚禁 2—6 个原子的荧光 CCD 成像如图 7 所示。这里的装载是随机的, 因而同时在 6 个阱中各装载到一个原子的概率很低, 需要等很长时间。因此确定性地、高效地装载多个光阱是未来应用所需发展的关键点之一。

我们实现了环形光阱和阱中原子的可控旋转。当旋转 ROL 而在空间固定点观测时, 发现原子的荧光信号出现空间周期变化, 表明原子在格点中跟随旋转^[16]。用光干涉方法产生快速旋转的 ROL, 实验直接观测到的旋转速率达到 2 kHz。在高至 20 kHz 旋转条件下测量了原子留存在阱中的概率与旋转速率的关系, 发现单原子旋转速率为 5 kHz 附近时发生非绝热转移。

我们利用 SLM 制备了多种变型的光阱, 研究了单个原子在不同构型光阱中的受控转移。包括单阱—双阱中的转移、双阱与环型阱之间的装载与转移, 月牙形光阱中囚禁两个原子并观察它们的运动轨迹等。其中利用单阱—双阱转移在阱中装载双原子的效率达到 90% 以上^[17]。

此外, 用 SLM 制备了一种瓶状光阱, 在蓝失

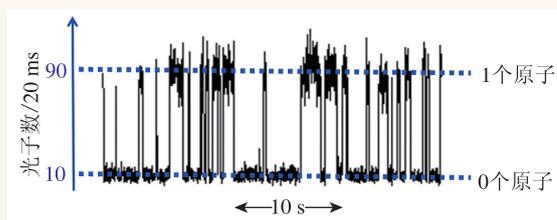


图5 光学偶极阱中囚禁的单个 Rb 原子的 LIF 信号

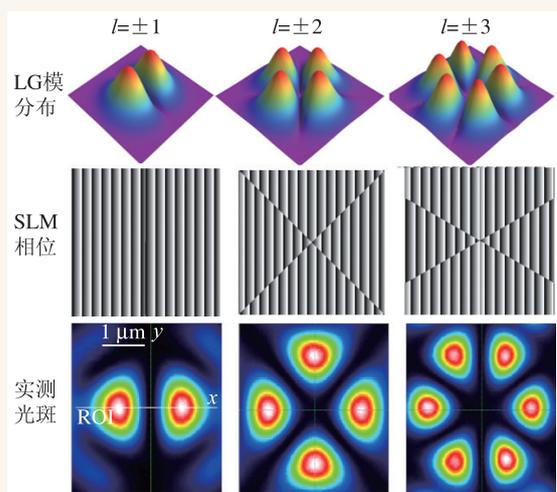


图6 LG 模不同 l 分量叠加产生的环形光晶格图像

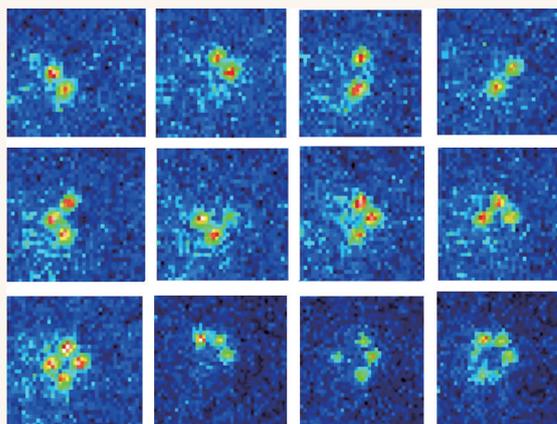


图7 在 4 格点和 6 格点环形光晶格中分别囚禁 2—6 个原子的 CCD 荧光成像截图

谐瓶状光阱中成功囚禁单个原子, 原子在阱中的寿命达到 3.6 s^[18]。还提出并实现了一种用红失谐高斯模与蓝失谐 LG 模复合而成的紧约束的双色远失谐光阱(BFORT)^[19], 将单独红失谐阱 50 kHz 的径向频率提高到 150 kHz, 对应的 Lamb—Dicke 参数从 $\eta=0.28$ 减小至 $\eta=0.16$ ^[20], 并将其中的单原子冷却到 700 nK。

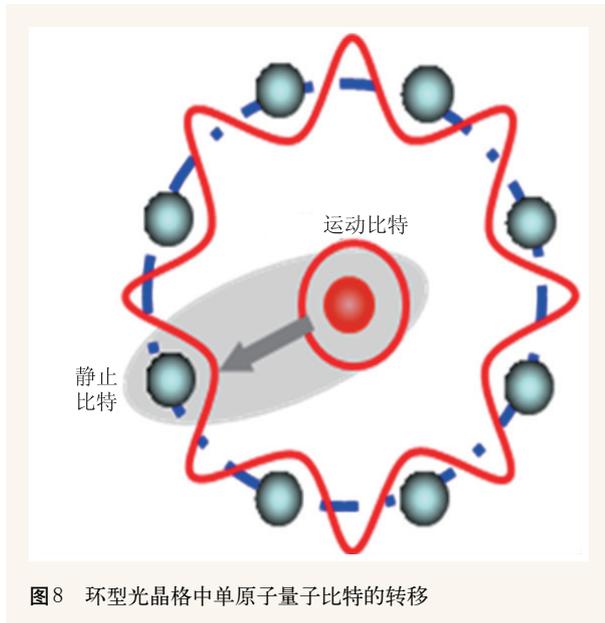


图8 环型光晶格中单原子量子比特的转移

这些单原子囚禁与冷却的工作为后续内态制备、量子比特操控、两原子的受控相互作用等研究提供了前提和平台。

3 阱间单原子量子比特的相干转移

在中性原子量子信息处理和量子模拟时, 存储在光晶格中的单原子阵列作为可扩展的量子寄存器, 量子比特间的运算可以借助 Rydberg 阻塞或基态冷碰撞来执行。为了执行特定量子比特之间的操作, 需要将其转移进入相互作用范围。以往有几种单原子量子比特转移方案, 包括自旋依赖的单原子转移^[24]、一维驻波场形成的“光学传输带”^[25]、两个独立光阱中单原子的交换传递^[26]。但是, 在这些转移方案中, 原本囚禁单原子的偶极阱自身会发生改变, 例如需要改变原有

阱的位置或降低阱的势深, 而在通常情况下, 光晶格由沿着不同方向传播的驻波场叠加而成, 或者由一束激光经过光学元件衍射后得到, 难以独立改变其中一个阱的状态却不影响其他位置的阱和其中囚禁的原子。因此, 在可扩展的量子寄存器中, 需要寻找一种更合适的架构, 使得能在实现原子转移和特定逻辑运算时, 不影响整个寄存器其他原子的状态。

我们设想了一种环型光晶格的方案, 如图8所示。拟在环型中心先制备一个可动的比特, 需要与环型寄存器之间的某一个原子(静止比特)相互作用时, 将运动比特转移到这个静止比特所在的光阱内, 实现两量子比特之间的逻辑门运算。这个过程中需要解决的一个核心问题是, 如何实现无损转移? 即转移过程中原子不丢失且保持其量子态的相干性。

我们选择基态超精细结构能级作为单原子量子比特 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态, 利用双光子受激 Raman 跃迁实现任意量子态的制备和操控。测量了单原子内态量子比特的相干性, 典型实验条件下不均匀退相干时间为 1.4 ± 0.1 ms, 均匀退相干时间为 103 ± 8 ms。为了抑制均匀退相干过程, 可以采用从核磁共振中发展起来的多脉冲时序动力学退耦方法。近年来, 多脉冲退耦技术在各种量子体系中得到应用, 如半导体量子点、固态超导体、金刚石色心、光子偏振态、原子和离子系综、单离子等。我们首次将 Carr—Purcell—Meiboom—Gill(CPMG)脉冲序列方法用于单原子体系, 结果表明 CPMG 脉冲对抑制退相干是一个很好的选择^[21]。利用该方法有效地抑制了外界环境中的高频噪声, 在 π 脉冲数目为 $n = 6$ 时, 均匀退相干时间显著延长到 304 ± 17 ms。为了进一步延长相干时间, 需要进一步消除或者抑制退相干因素。通过对影响单原

表2 单原子相干时间评估

	退相干机制	参数	估算结果		本小组实验结果
			单项	合并	
囚禁寿命 τ	背景气体碰撞	$\gamma_e = 0.02 \text{ s}^{-1}$	51 s	8.6 s	11.4 s
	偶极阱光子散射	$\gamma_{sc} = 28 \text{ s}^{-1}$	48 s		
	噪声加热	$\gamma_{noi} = 0.23 \text{ s}^{-1}$	14 s		
自旋弛豫时间 T_1	Raman 散射	$\gamma_{\text{Raman}} = 0.92 \text{ s}^{-1}$	1100 ms		830 ms
不均匀退相干时间 T_2^*	原子能量分布	$T_s = 30 \text{ } \mu\text{K}$	1.5 ms		1.4 ms
均匀退相干时间 T_2	光强涨落	$\sigma_{\text{min}} = 0.002$	200 ms	99 ms	103 ms
	加热效应	$\langle \epsilon \rangle / k_B = 16 \text{ } \mu\text{K s}^{-1}$	350 ms		
	磁场涨落	$\sigma_B = 0.001$	436 ms		

子内态相干性的各项机制的评估，确认在我们的单原子体系中，原子在阱中的囚禁寿命受限于背景原子碰撞、偶极阱光子散射、激光噪声引起的加热，而自旋弛豫过程由偶极阱激光作用下自发 Raman 散射引起，不均匀退相干过程则来源于原子具有一定的能量分布，均匀退相干时间源于偶极阱光强涨落、加热效应、量子化轴磁场涨落等，典型实验条件下各因素的贡献见表 2。

为了研究转移过程，我们采用一个辅助的可移动的偶极阱从光晶格中掠过，当运动阱的势深 U_1 大于晶格中静止阱的势深 U_0 时，在两阱逐步分开过程中，单原子会跟随运动阱，最终转移到目标位置。实验发现，当 $U_1/U_0 > 1.2$ 时，原本在静止阱的原子被转移到运动阱的概率为 $95\% \pm 5\%$ ^[22]。

我们采用量子态层析技术，重构转移过程中的密度矩阵，进而提取出单原子量子比特保真度，结果表明本征态的保真度在转移后为 $F = 0.94$ ，基本不受转移过程的影响；但相干叠加态的保真度即使不转移也受环境影响较大，在制备后静待 20 ms 时测量， $F = 0.74$ ；同时，转移过程所花费时间也对保真度有影响，在 2—7 ms 之内时间越长（转移得越慢）保真度越高，7 ms 转移时间之后 $F = 0.66$ 。通过测量与分析发现，偶极阱光强涨落、量子化轴磁场涨落、两束偶极阱激光的指向涨落都会引起内态退相干，而激光指向涨落则是转移过程中保真度减小的主要机制。此外，转移操作会引起额外的加热效应，转移时间延长、转移过程足够缓慢、接近绝热转移时，加热效应就小。

单原子转移是中性原子量子信息处理架构的重要环节，目前仍然存在着很多挑战，包括提高转移效率、增加转移过程中量子比特保真度、实现快速转移等。与此相比较的是，单离子在存储区和相互作用区之间的转移也是离子阱架构的关键环节，离子比特在转移过程中的相干性保持的

表 3 单原子与单离子量子比特转移的比较

	单原子	单离子
转移区域	光阱之间	存储区与作用区之间
转移方案	可动偶极阱	时变电场
已达到的转移效率	~ 0.95	~ 1
加热效应消除	绝热转移	绝热转移/协同冷却/电场噪声
影响保真度主要因素	激光指向涨落	磁场涨落
转移时间的控制	优化非绝热转移	优化非绝热转移

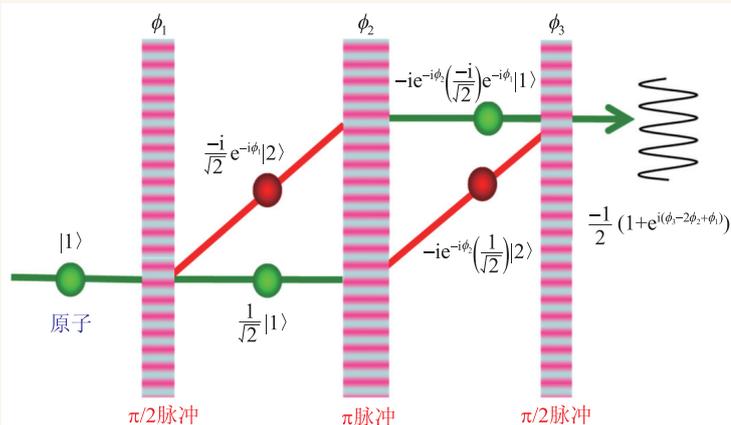


图 9 Mach—Zehnder 型原子干涉仪示意图

问题已经研究了近十几年的时间。原子与离子转移研究的比较见表 3。

4 单原子物质波干涉仪

对于冷原子气体，所有表征速度分布的量都与温度的平方根成正比。随着原子团温度的降低，其速度分布变窄，整体运动速度也变低，其展现的物质波波长也变长，因而其波动性更易于观察。对于一团温度为 $T = 1 \mu\text{K}$ 的 ^{87}Rb 原子，其德布罗意波的波长为 $\lambda_{\text{dB}} = 0.33 \mu\text{m}$ ，而当温度降为 $T = 10 \text{nK}$ 时，则 $\lambda_{\text{dB}} = 3.3 \mu\text{m}$ 。

与光波一样，物质波的相位关系用相干性来表征，表现为物质波的干涉现象。从本质上讲，将光波中的光子替代为物质波中的原子，那么物质波在波的衍射^[27]和干涉方面的性质与光有很高的类比性。近年来，基于冷原子物质波干涉的精密测量的研究越来越受到重视，基于冷原子干涉仪的原子重力仪、重力梯度仪、原子陀螺仪等从原理实现走向实际应用，用于精密测量重力、重力梯度、转动等。并已发展为高精度的科学仪器，用以精密测量精细结构常数^[28]、万有引力常数^[29]等基本物理常数和高精度检验等效原理^[30]。

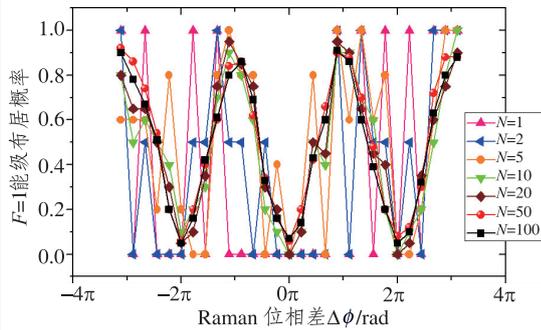


图10 单原子物质波干涉条纹的形成(符号代表实验数据点, 实线是数据点之间的连线)

目前已经用到的冷原子干涉仪都是在原子系综中实现的, 原子数目大, 干涉条纹的信噪比高, 可以得到高的测量精度。另一方面, 原子数密度的增加不可避免地增加了原子之间的相互作用, 特别是不可控的碰撞, 会影响被测物理量的准确度。与之可类比的是光晶格中性原子光钟与单离子光钟, 两种光钟各有所长, 精度都已达到 10^{-18} 量级。那么, 单原子是否可以像单离子那样用于精密测量? 这依赖于对单原子制备和对环境噪声抑制的能力。

第一步是要实现对单个原子干涉的操控能力。为此, 我们利用前述制备的单原子源开展了物质波干涉仪的研究。如图9所示的是一种Mach—Zehnder型原子干涉仪。其中Raman激光脉冲组成 $\pi/2$ - π - $\pi/2$ 脉冲序列, 依次相隔时间 T 作用于原子。初始处于基态的原子在 $\pi/2$ 脉冲作用下变为基态和激发态的等幅叠加态, 相向传播的Raman光与原子作用时, 在激发原子的同时向原子转移了两个光子的动量, 因此 $\pi/2$ 激光脉冲相当于原子物质波半透半反分束器; π 脉冲的作用是使原子内态交换, 同时伴随外态动量交换, 相当于物质波反射镜; 后一个 $\pi/2$ 脉冲作为原子合束器。最后探测原子处于不同内态的概率 P , 而 P 依赖于三个激光脉冲的初始位相 $\phi_i (i=1, 2, 3)$ 之差 $\Delta\phi \equiv \phi_3 - 2\phi_2 + \phi_1$, 同时任何可能导致干涉环路中位相差发生变化的量都可以在干涉条纹中表现出来。

实验结果如图10所示。图中横座标是改变Raman激光脉冲序列的相对位相差, 纵座标是测

量基态 $F=1$ 的粒子数布居概率 P 。实验时, 每次只用一个 ^{87}Rb 原子, 每个数据点重复 N 次测量。图中数据点分别为 $N=1, 2, 5, 10, 20, 50, 100$ 时的平均值。从中可明显看出, 随着 N 增加, 干涉条纹逐步建立, 换言之, 干涉条纹涨落按 $1/\sqrt{N}$ 逐渐减小。这个结果证明了单原子如同单光子一样, 是自己与自己干涉, 这个结果虽不意外, 但要想直接用单原子实验观察到, 只有在实现了对原子的精密操控之后才能做到, 是相当有趣的。

为了表征单原子干涉仪的特性, 我们设计实验测量了不同温度下单原子物质波波包的相干长度。将第二个 $\pi/2$ 脉冲作用时刻从 T 施加一个延迟 dt , 在 T 时刻经过不同路径传播的单原子物质波包是重合的, 而延迟一段时间 dt 后, 波包分开距离 $dx = v_r dt$, 其中 v_r 为Raman光双光子反冲速度。随着延迟时间增加, 波包分开的距离增大, 导致干涉条纹对比度降低。测量干涉条纹对比度随 dt 的变化, 可测出波包的相干长度 L_a , 我们发现 L_a 与单原子的温度有关。温度为 $1.1 \mu\text{K}$ 时, 波包相干长度为 34 nm 。

需要说明的是, 单原子的温度是一个统计的概念。单原子实验是指每次实验只用一个原子, 但实验结果往往需要多次重复测量, 然后统计平均。而多次测量所用的原子的初始动能不可能完全一样, 有一个分布, 对应一个温度。

确实已经有人开始尝试利用单原子干涉仪进行精密测量, 2012年美国圣地亚国家实验室Parazzoli等人用单原子物质波干涉仪测量了Cs原子的重力加速度, 相应的重力测量值为 $3.2 \times 10^{-27} \text{ N}^{[31]}$, 展现了单原子干涉仪测量微弱力的能力。

实际上, 即使一个原子的干涉仪也有3个可操控的独立的自由度, 即这个原子的内态(超精细结构能级)、动量态和路径(干涉仪的两臂), 分别可以用作量子比特, 取决于实验操控这些自由度的能力。如果有办法实现这些自由度之间的关联操控, 则有望实现单原子受控量子逻辑门(如C-NOT门)。未来可以通过操控多个原子实现关联原子的干涉与量子精密测量(量子度量学), 一些有意思的基本量子物理实验, 如量子随机游走、

波粒二象性等可以在这个实验平台体系中实现。

5 阱内两个原子的碰撞

原子之间的碰撞是原子气体中普遍存在的相互作用，无论是制备超冷量子气体的蒸发冷却过程、冷原子形成分子的超冷化学过程，还是基于碰撞的量子信息与量子模拟中量子态的相干制备和退相干过程，都离不开对原子之间的弹性、非弹性碰撞甚至是反应性碰撞的认识。然而，在通常的一个含有成千上万个原子的多组分冷原子团中，原子数目的不确定性和同组分原子之间的碰撞等因素使得碰撞截面的测量不准确。

就单原子操控而言，光阱之外的原子对被囚禁的原子量子比特的碰撞是无规的、有害的，是退相干的机制之一，高真空和快速关断MOT，可以将这项影响降低到次要地位(见表2)。而阱内原子之间的受控碰撞则是有用的，如果控制得当，则可用于相干制备量子纠缠和实现量子逻辑门。然而，实验实现起来并不容易。我们最近采用了反馈控制的方法，实现了光阱中两个异核原子的受控碰撞^[23]。

首先要将两个原子确定性地放到一个微米尺度的光阱中。如前所述，我们能将两个阱中的原子高效地转移到一个阱中^[17]。为了分别识别和操控两个原子，我们选取Rb的两种同位素，即一个铷-87(⁸⁷Rb)原子和一个异核的铷-85(⁸⁵Rb)原子，它们在光谱特征上易于区分。我们设计了一种反馈控制方法，其原理和流程如图11所示。

二是要分别操控两个原子各自的内态，如图12所示，通过Raman激光选择布居铷-85和铷-87电子基态不同的超精细结构 F 能级，以便实现特定 F 态的碰撞过程。图中的A, B, C碰撞过程将产生内能向平动能的转化，导致原子逃离光阱而损失掉。

两个处于特定 F 能级的原子在阱中一段时间之后，通过选择探测铷-87或者铷-85，观察两个原子是否还都在阱中，或者是其中之一在阱中。改变探测延时的时间，重复多次测量然后平均，可得出原子在阱中衰减的时间常数，进

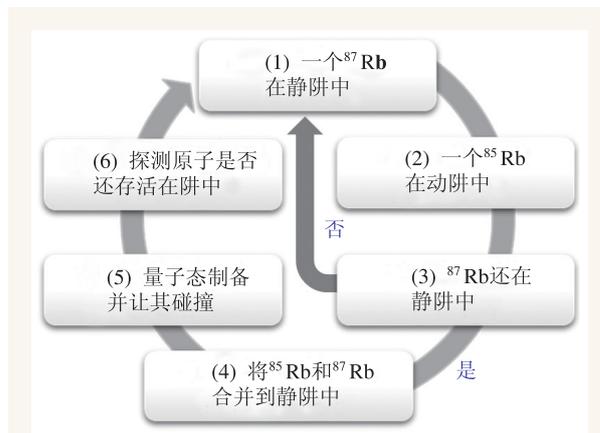


图11 两异核原子碰撞实验控制流程图

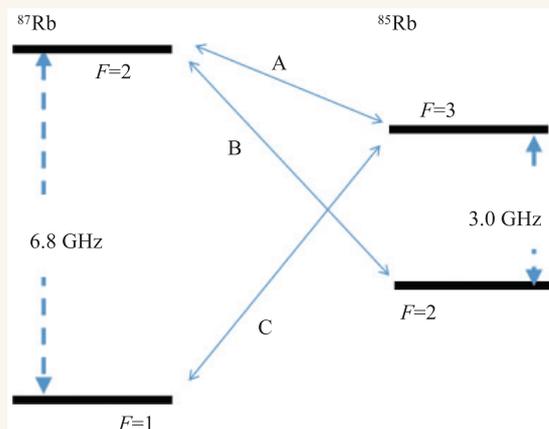


图12 ⁸⁵Rb和⁸⁷Rb电子基态超精细结构及其之间的非弹性碰撞过程

而可标定出原子的非弹性碰撞速率常数，结果如表4所列，该组实验中原子的温度分别为 $T_{87} = 35 \pm 3 \mu\text{K}$ 和 $T_{85} = 15 \pm 1 \mu\text{K}$ 。我们的合作者用有限温度耦合通道理论计算的结果与实验值相比，对于快过程A和B来说实验与理论是吻合的，对于慢过程C两者有所偏差。

由于光阱中始终只有一个铷-87原子和一个铷-85原子，且没有共振光的干扰，任何碰撞相互作用都发生在这两个异核原子之间，从而能精确而纯净地提取异核冷原子在不同超精细能级下

表4 ⁸⁵Rb和⁸⁷Rb之间的非弹性碰撞速率常数 α

碰撞过程	衰减时间 τ/ms	实验值 $\alpha/(\text{cm}^3 \text{s}^{-1})$	计算值 $\alpha/(\text{cm}^3 \text{s}^{-1})$
A	74 ± 12	$(5.9 \pm 1.1) \times 10^{-11}$	5.6×10^{-11}
B	70 ± 8	$(6.3 \pm 0.9) \times 10^{-11}$	6.8×10^{-11}
C	1800 ± 250	$(2.4 \pm 0.4) \times 10^{-12}$	3.2×10^{-12}

的碰撞速率常数。表4也是关于铷-85和铷-87原子基态非弹性碰撞速率目前最为精确的数据。

这个实验有两个特点：一是粒子数目确定($N=2$)；二是异核原子干净可控，不存在原子云系综中同核原子之间碰撞过程并存的问题。这个“超级纯净”的碰撞反应平台可应用于单原子与单分子的碰撞，也可用于研究异核原子的相干碰撞，为粒子数目确定的化学反应的研究以及基于原子的量子信息处理和量子模拟研究提供了理想的实验平台。

6 结语与展望

激光操控的单原子与单原子阵列虽然还没有如同离子阱那样发展成熟，但在解决了自身特有的外态控制困难之后定会借鉴离子阱内态操控的

经验而快速发展，将为量子信息处理与量子模拟提供独特的物理平台。单原子与原子芯片技术结合将会使原子这个单纯而且理想的量子体系良好的量子扩展性与芯片的经典扩展性结合起来，可能形成一种有前景的量子计算机芯片级处理器。光阱中的原子体系是对如Hubbard模型等进行量子模拟的理想体系，相互作用可控的单原子阵列不仅对多比特量子计算重要，也是量子模拟研究十分期待的。单体、两体再到三体(少体)物理，单原子动力学，量子体系的经典对应，人工光合作用优化^[32]，表面Casimir—Polder力的精密测量、量子关联测量等，都可成为单原子用武之地。

致谢 感谢王谨、许鹏、何晓东、刘敏等同事参与此项工作，对尉石、杨佳恒、曾勇、王坤鹏等研究生们的贡献表示感谢。

参考文献

- [1] Schlosser N, Reymond G, Grangier P. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 023005
- [2] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F. *Rev. Mod. Phys.*, 2014, 86: 153
- [3] Monroe C, Meekhof D M, King B E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75: 4714
- [4] Thompson J D, Tiecke T G, Zibrov A S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 133001
- [5] Schlosser N, Reymond G, Protsenko I *et al.* *Nature*, 2001, 411: 1024
- [6] Beugnon J, Jones M P A, Dingjian J *et al.* *Nature*, 2006, 440: 779
- [7] Volz J, Weber M, Schlenk D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96: 030404
- [8] Grunzweig T, Hilliard A, McGovern M *et al.* *Nat. Phys.*, 2010, 6: 951
- [9] Wilk T, Gaëtan A, Evellin C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 104: 010502
- [10] Isenhower L, Urban E, Zhang X L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 104: 010503
- [11] Saffman M, Walker T G, Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, 2010, 82: 2313
- [12] 王杰英, 刘贝, 刁文婷 等. *物理学报*, 2014, 63: 053202
- [13] Miroshnychenko Y, Alt W, Dotsenko I *et al.* *Nature*, 2006, 442: 151
- [14] Piotrowicz M J, Lichtman M, Maller K *et al.* *Phys. Rev. A*, 2013, 88: 013402
- [15] Nogrette F, Labuhn H, Ravets S *et al.* *Phys. Rev. X*, 2014, 4: 021034
- [16] He X D, Xu P, Wang J *et al.* *Opt. Exp.*, 2009, 17: 21014
- [17] He X D, Xu P, Wang J *et al.* *Opt. Exp.*, 2010, 18: 13586
- [18] Xu P, He X D, Wang J *et al.* *Opt. Lett.*, 2010, 35: 2164
- [19] He X D, Yu S, Xu P *et al.* *Opt. Exp.*, 2012, 20: 3711
- [20] Yu S, He X D, Xu P *et al.* *Chin. Sci. Bulletin*, 2012, 57: 1931
- [21] Yu S, Xu P, He X D *et al.* *Opt. Exp.*, 2013, 21: 32130
- [22] Yu S, Xu P, Liu M *et al.* *Phys. Rev. A*, 2014, 90: 062335
- [23] Xu P, Yang J H, Liu M *et al.* *Nat. Commun.*, 2015, 6: 7803
- [24] Genske M, Alt W, Steffen A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 190601
- [25] Kühr S, Alt W, Schrader D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91: 213002
- [26] Beugnon J, Tuchendler C, Marion H *et al.* *Nat. Phys.*, 2007, 3: 696
- [27] Li K, Deng L, Hagley E W *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 250401
- [28] Bouchendir R, Clade P, Guellati-Khelifa S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 080801
- [29] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoti L *et al.* *Nature*, 2014, 510: 518
- [30] Zhou L, Long S T, Tang B *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115: 013004
- [31] Parazzoli L P, Hankin A M, Biedermann G W. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109: 230401
- [32] Yang S, Xu D Z, Song Z *et al.* *J. Chem. Phys.*, 2010, 132: 234501