

以慢原子束方式进行原子转移的双磁光阱系统^{*}

周蜀渝 徐 震 周善钰 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800)

(2006 年 2 月 8 日收到 2006 年 2 月 22 日收到修改稿)

建立了一套用于玻色-爱因斯坦凝聚实验的铷原子双磁光阱装置. 从低速强源中获得慢原子束, 向超高真空磁光阱进行原子转移. 低速强源磁光阱与超高真空磁光阱之间可维持 3 个量级的压强差, 超高真空磁光阱的真空中度最高可达 1×10^{-9} Pa. 慢原子束的束流通量达 1×10^9 /s. 约 4×10^8 个 ^{87}Rb 原子被装载到超高真空磁光阱中. 还讨论了两种典型情况下磁光阱中装载的最大原子数.

关键词: 低速强源, 慢原子束, 超高真空磁光阱

PACC: 3280P, 4250V

1. 引 言

磁光阱(MOT)^[1,2]作为一种有效地获得冷原子的装置, 在非线性光谱、冷原子碰撞、量子频标、玻色-爱因斯坦凝聚以及简并费米气体等研究领域获得了广泛应用. 尤其是从背景热蒸汽中直接收集原子的吸收池型磁光阱^[2], 由于结构简单而且稳定性好, 已成为一种获取冷原子的标准装置. 但对于某些实验, 需要很高的真空中度($\sim 10^{-9}$ Pa)同时需要收集足够多的冷原子($\sim 10^8$), 这就构成了一对矛盾, 因为在单个这样的系统中收集大量的原子需要将压强维持在 $10^{-7} - 10^{-6}$ Pa 量级. 解决这一困难的办法是用塞曼冷却器直接向超高真空磁光阱(UV-MOT)进行装载^[3], 或是采用双磁光阱系统^[4], 在吸收池型磁光阱中收集足够多的原子后, 再将冷原子转移到超高真空磁光阱中.

双磁光阱系统的结构比较紧凑, 因而被世界上很多研究小组所采用. 如何将原子有效的从吸收池型磁光阱传输到超高真空磁光阱, 是这种系统必需解决的问题. 通常有自由下落、磁导引、光导引、移动黏胶等方法, 但这些方法首先要求在吸收池型磁光阱中经偏振梯度冷却将原子冷却到足够低的温度, 并且需要多次装载使超高真空磁光阱获得足够多的原子. 这就对整个系统的稳定性提出了较高的要求,

并增大了实验过程的复杂性. 从低速强源(LVIS)中输出慢原子束是 1996 年后发展起来的一项技术^[5,6]. 较之传统的塞曼冷却装置, 它具有结构简单, 原子束速度低且速度容易控制等优点. 我们实验室的双磁光阱系统采用这种方法完成原子的传输, 实验表明, 采用这种方法可以在超高真空磁光阱中装载 $\sim 10^8$ 量级的 ^{87}Rb 原子, 并且可以维持两个磁光阱之间约 3 个量级的压强差, 完全可以满足玻色-爱因斯坦凝聚实验的要求.

2. 实验装置

我们实验系统如图 1 所示. 上方是低速强源磁光阱装置, 它非常接近于标准的吸收池型磁光阱, 水平面上有两对相互垂直的圆偏振光, 垂直于地面的方向有一束光从上往下入射到阱里以后被一块背面镀有全反射膜的 $\lambda/4$ 片反射回来. 这块 $\lambda/4$ 片中心有一直径为 1.6 mm 的小孔, $\lambda/4$ 片距离磁场中心 5 cm, 平放在中心开有直径 3 mm 圆孔的不锈钢托具上. 由于这块 $\lambda/4$ 片中心有小孔, 所以这里没有反射光, 冷原子在辐射压力作用下沿“黑管”喷出小孔, 形成慢原子束, 如图 2. 慢原子束的参数(速度、束流强度等)与冷却光束的直径、光强、失谐、偏振状态以及再抽运光覆盖的范围等因素有关. 实验中上方磁光阱的冷却光的 $1/e$ 直径为 24 mm, 水平方向光功率

^{*} 国家自然科学基金(批准号 210334050)和国家重点基础研究发展计划项目(批准号 2001CB309307)资助的课题.

密度 4 mW/cm^2 , 垂直入射光束的光功率密度为 7 mW/cm^2 , 激光频率被锁定在 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2} \text{ F} = 2 \rightarrow 5P_{3/2} \text{ F} = 3$ 的红失谐处, 负失谐 $15\text{--}18 \text{ MHz}$. 为了准确调节原子团的位置, 上方装置有两对通反向电流的线圈, 由 4 路独立的恒流源供电. 这种设计不但可以保证原子团的中心正好被“黑管”穿过, 而且使水平方向的磁场梯度比竖直方向大, 对耦合出慢原子束有利. 实验中我们发现对射光束的平衡程度对于冷原子束的准直性影响很大. 还有一点需要注意, 就是再抽运光应从水平方向入射, 并且再抽运光照射的范围需要严格限制在所有冷却光都重叠的区域.

这样一来, 原子一旦离开再抽运光照射的区域就立即被光抽运到黑态上, 不再受辐射压力, 即使运动到对射光不重叠的区域也不会被推向一边, 这就保证了原子束的准直性. 此外, 从上向下入射的那束光的偏振特性对冷原子束的速度、束流强度、以及下方 MOT 重新俘获的效率等影响很大, 在实验中我们通过调节该光束入射前通过的 $\lambda/4$ 片的光轴来实现优化. 上方系统的真空由一台 40 L/s 的离子泵维持, Rb 原子源由原子炉中的天然 Rb 提供, 用激光冷却的是 ^{87}Rb 原子. 通过调节原子炉的炉温可以调节上方系统的蒸汽压, 一般在 $10^{-7}\text{--}10^{-6} \text{ Pa}$ 之间.

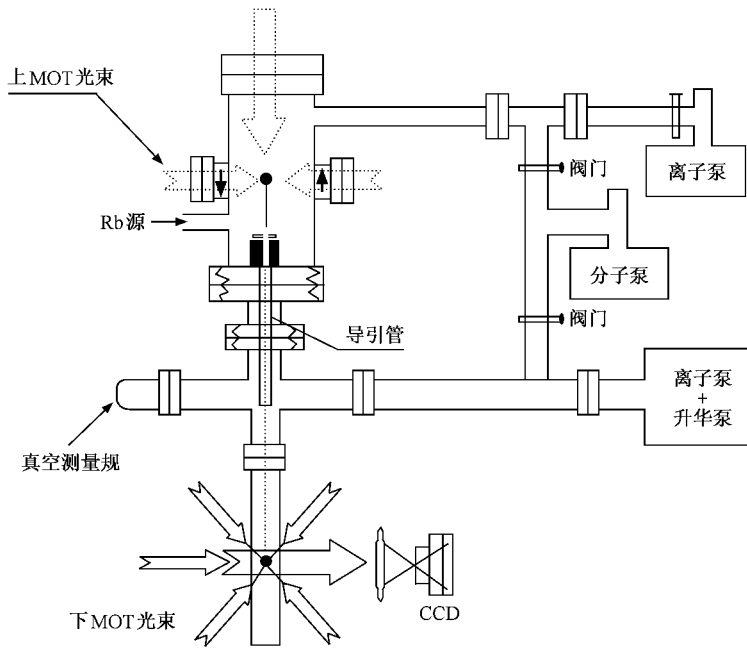


图 1 双磁光阱系统示意图

下方系统主要部分为一玻璃吸收池, 由 150 L/s 离子泵与钛升华泵构成的复合泵可使玻璃吸收池的压强维持在 10^{-9} Pa 量级. 在玻璃吸收池周围有构成 QUIC 阱的磁场线圈, 其中一对线圈提供磁光阱所需的四极磁场. 此外还有三对线圈用来抵消地磁场、真空泵的磁场以及上方线圈在此处造成的磁场. 6 束圆偏振光两两相向, 分别从水平、斜上、斜下方向入射, 为标准的磁光阱构形. 冷却光束的 $1/e$ 直径为 14 mm , 光功率密度约 2 mW/cm^2 , 做磁光囚禁实验时, 四极磁场梯度为 $1.1 \times 10^{-3} \text{ T/cm}$.

两磁光阱中心相距 50 cm , 上下真空系统由一条长 37 mm , 直径 3 mm 的管道相连. 这使得慢原子束可以通过, 又保证了上下系统约 3 个量级的压差.

3. 实验数据与分析

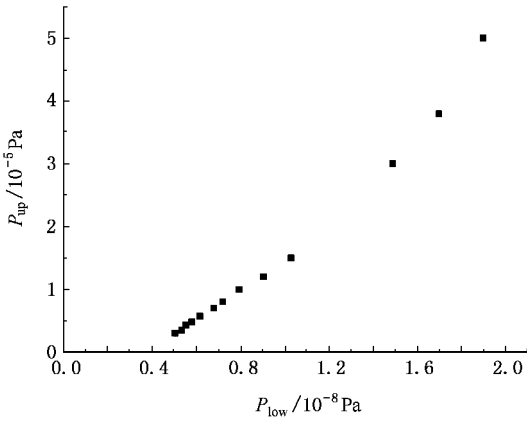
我们实测了系统的真空度. 首先测量上下系统的压差. 测量的方法是上下系统的真空计均处于工作状态, 然后使上方系统的测量规管短时间去气, 此时上下系统的真空度会变差约 1 个数量级. 停止去气后, 系统的真空会逐渐变好, 记录下此过程中同一时刻上下系统的真空度. 图 3 是测得的结果, 可见下方系统的真空比上方系统好 3 个量级.

我们还测量了慢原子束的束流强度, 超高真空磁光阱的装载以及关断慢原子束后超高真空磁光阱中原子数的衰减过程.

磁光阱中的原子数目由装载和损耗两方面所决



图2 从低速强源磁光阱中输出的慢原子束

图3 上下真空系统的压强(P_{up} 为低速强源磁光阱系统的压强, P_{low} 为超高真空磁光阱系统的压强)定^[7]

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta \frac{N^2}{V}, \quad (1)$$

式中右边第1项是装载速率,右边第2项是碰撞损耗,例如背景热原子与磁光阱中冷原子碰撞造成的损耗,右边第3项则是阱中冷原子两体碰撞所造成的损耗,这项在被囚禁原子团密度较高时会造成明显的效果.事实上,在第一篇报道磁光阱的文献中就已经指出了在原子团密度较高时存在着快速的非指数形式的损耗机理.当 N 趋于0时, $dN/dt = R$,所以俘获率等于装载曲线的初始斜率.

从低速强源磁光阱中喷射出的慢原子束的束流通量为^[8,11]

$$\Phi = R / (1 + \Gamma_c / \Gamma_t), \quad (2)$$

其中 $\Gamma_c = 1/\tau$ 为碰撞率, Γ_t 为磁光阱中的原子转移到慢原子束中的转移速率($1/\Gamma_t$ 约几十ms).在本实验条件下 $\tau \sim 1\text{s}$,远大于 $1/\Gamma_t$,因此 $\Phi \approx R$.

通过测量装载曲线的初始斜率,我们得到上方磁光阱的俘获率亦即慢原子束的束流通量为 $0.7 - 1 \times 10^9/\text{s}$,测量时原子云不穿过‘黑管’区域.通过对冷原子束成像测量其荧光强度并估算速度,获得的束流通量与通过测量装载曲线的初始斜率获得的值很接近.

我们记录了超高真空磁光阱中冷原子的装载过程,如图4.原子数是通过光电管探测收集的荧光获得.原子数最多可达 4×10^8 ,装载约30s以后接近饱和.通过测量装载曲线的初始斜率,我们获得超高真空磁光阱的装载率为 $6 - 7 \times 10^7/\text{s}$,转移效率约为6%—10%.转移效率比较低的原因,主要是因为上下磁光阱的冷却光频率完全相同,而上方磁光阱的光束直径比下方磁光阱的光束直径要大一些.这使慢原子束中原子的最可几速率稍大于下方磁光阱的最大俘获速度,从而下方磁光阱只能俘获住慢原子束中速度较小的那部分原子.此外,原子束的发散以及束流中心对下方磁光阱中心的偏离,也会影响再俘获的效率.

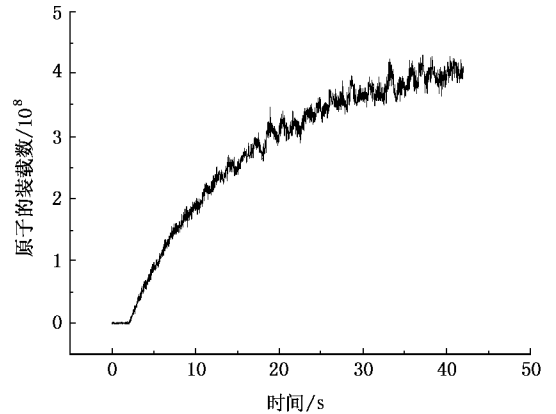


图4 超高真空磁光阱原子的装载过程

稳态时磁光阱中的原子数满足^[7,11]

$$R - \frac{N}{\tau} - \beta \frac{N^2}{V} = 0, \quad (3)$$

解得

$$N = \left(\frac{1}{\tau} - \sqrt{\frac{1}{\tau^2} + \frac{4\beta R}{V}} \right) / \left(-\frac{2\beta}{V} \right). \quad (4)$$

考虑以下两种情况:

1) 当 $1/\tau^2 \gg 4\beta R/V$ 时, $N \approx R\tau$. 即当背景气压

较高原子云密度较小时,热原子与冷原子碰撞造成的损耗远大于冷原子之间两体碰撞的损耗.

2)当 $1/\tau^2 \ll 4\beta R/V$ 时, $N \approx (VR/\beta)^{1/2}$. 这种情况对应超高真空磁光阱中有大量原子装载的情形.

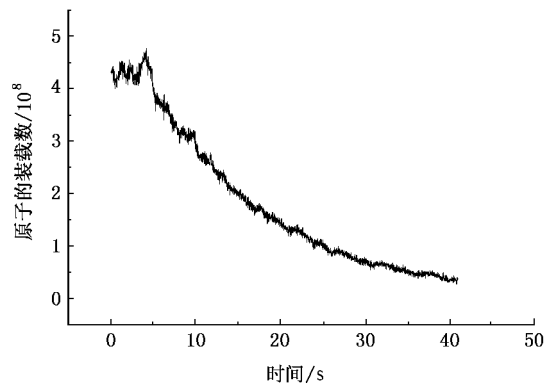


图 5 关断慢原子束后超高真空磁光阱中原子数的衰减

以我们的实验为例, $\tau \sim 100\text{s}$, $1/\tau^2 \sim 10^{-4}\text{s}^{-2}$, $R \sim 7 \times 10^7/\text{s}$, 从 CCD 监视器得到原子云尺度为 $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 2\text{mm}$, $\beta \sim 1 \times 10^{-11}\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ [9], $4\beta R/V \sim$

0.16s^{-2} . 可见满足 $1/\tau^2 \ll 4\beta R/V$ 的条件, 此时 $(VR/\beta)^{1/2} \approx 3.5 \times 10^8$, 与实验测得的稳态原子数很接近.

我们还用 $N \approx R\tau$ 进行了估算, 其中 τ 通过对下方磁光阱的装载曲线及关掉冷原子束后原子数的衰减曲线(图 5)进行指数拟合而得, $\tau \sim 15\text{s}$. 则 $R\tau \sim 1 \times 10^9$, 远大于实测值. 可见在超高真空磁光阱中, 冷原子间的两体碰撞是限制最大俘获原子数的主要因素.

4. 结 论

我们建立了一套以慢原子束形式进行原子转移的双磁光阱系统. 上下系统间可保持 3 个数量级的压强差, 下方超高真空磁光阱的真空度可达 $1 \times 10^{-9}\text{Pa}$. 慢原子束的束流强度达 $1 \times 10^9/\text{s}$, 下方超高真空磁光阱最多可装载 4×10^8 个原子. 我们在该实验装置上进行了一系列冷原子的实验, 并且获得了玻色-爱因斯坦凝聚体 [10].

感谢印建平教授为系统前期设计所做的工作.

[1] Raab E L, Prentiss M, Alex Cable, Chu S, Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631

[2] Monroe C, Swann W, Robinson H, Wieman C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571

[3] Davis K B, Mewes M, Joffe M A, Andrews M R, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 5202

[4] Esslinger T, Bloch I, Hänsch T W 1998 *Phys. Rev. A* **58** R2664

[5] Lu Z T, Corwin K L, Renn M J, Anderson M H, Cornell E A, Wieman C E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3331

[6] Park C Y, Jun M S, Cho D 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 994

[7] Steane A M, Chowdhury M, Foot C J 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 2142

[8] Cacciapuoti L, Castrillo A, de Angelis M, Tino G M 2001 *Eur. Phys. J. D* **15** 245

[9] Gensemer S D, Sanchez-Villicana V, Tan K Y N, Grove T T, Gould P L 1996 *Phys. Rev. A* **56** 4055

[10] Wang Y Z, Zhou S Y, Long Q, Zhou S Y, Fu H X 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 799

[11] Yan S B, Geng T, Zhang T C, Wang J M 2006 *Chin. Phys.* **15** 1746

A double magneto-optical trap system using a slow atomic beam for atom transfer^{*}

Zhou Shu-Yu Xu Zhen Zhou Shan-Yu Wang Yu-Zhu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 8 February 2006; revised manuscript received 22 February 2006)

Abstract

A rubidium double magneto-optical trap (MOT) system for Bose-Einstein condensation experiments has been set up. A slow atomic beam has been obtained with a low-velocity intense source (LVIS) and used to transfer atoms into an ultra-high-vacuum (UHV) MOT. By maintaining a pressure difference of 3 orders between LVIS-MOT and UHV-MOT, a lowest pressure of 1×10^{-9} Pa can be achieved in UHV-MOT. The flux of the slow atomic beam is 1×10^9 /s. About 4×10^{887} Rb atoms can be loaded into UHV-MOT. In this paper, maximum number of atoms captured in MOTs under two typical conditions have also been discussed.

Keywords: low-velocity intense source, slow atomic beam, ultra-high-vacuum magneto-optical trap

PACC: 3280P, 4250V

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10334050) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2001CB309307).