

QUIC 阱中紧束缚状态下⁸⁷Rb 原子气体的 玻色-爱因斯坦凝聚体相变的直接观测*

徐 震 周蜀渝 屈求智 刘 华 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 3 月 17 日收到,2006 年 4 月 27 日收到修改稿)

在 QUIC 阱中经蒸发冷却获得了 2×10^5 个 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态的⁸⁷Rb 原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚. 验证了紧束缚状态下原子云的轴向尺寸的变化作为 BEC 相变的判据, 观察了从热原子气体到玻色-爱因斯坦凝聚的相变过程, 测量了自由膨胀过程中 BEC 的纵横比变化, 并和理论预言进行了对比.

关键词: 玻色-爱因斯坦凝聚, 激光冷却与囚禁

PACC: 0530J, 3280P, 4250V

1. 引 言

从 1995 年美国科学家获得了碱金属原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein condensate, BEC)^[1-3]以来, 各种玻色凝聚体的研究迅速开展起来. 到目前为止, 所有碱金属元素(包括 Rb, Na, Li, H, K, Cs)的玻色子原子气体的 BEC 都已经在实验上先后获得^[1-6], 亚稳态的 He 和一些碱土金属(如 Yb, Cr)气体也获得了 BEC^[7-9]. 由于 BEC 拥有独特的物质波特性和波函数表述, 在非线性物理、原子光学、量子信息和精密测量等研究领域都是很好的研究对象. 本文报道了铷 87 原子气体玻色-爱因斯坦凝聚体的获得与特性测量结果. 我们在 QUIC 磁阱中直接观察了紧束缚状态下⁸⁷Rb 原子气体的 BEC 相变过程, 并研究了紧束缚状态下 BEC 相变的判据.

2. BEC 实验装置

我们的实验采用铷原子双磁光阱结构的差分真空系统^[10], 第一个磁光阱可连续收集并以慢原子束形式传输原子至第二个磁光阱中, 第二个磁光阱收集约 4×10^8 个铷 87 原子, 经过压缩磁光阱、偏振梯度冷却、光抽运过程和 QUIC 磁阱转移, 约 7×10^7 个处于 $5^2S_{1/2} |F=2, m_F=2\rangle$ 态的铷 87 原子被囚禁于

QUIC 阱^[11]中, 温度约为 $300 \mu\text{K}$, 当通过电流为 25 A 时, QUIC 阱两个方向的势阱频率分别为 $2\pi \times 215 \text{ Hz}$ 和 $2\pi \times 21 \text{ Hz}$, 磁场最低点的磁感应强度 B_0 为 $2.25 \times 10^{-4} \text{ T}$. 在磁阱中用射频蒸发冷却原子, 以对数形式用 28 s 从 25 MHz 扫频到 1.5 MHz, 得到了 2×10^5 个原子的凝聚体. 采用吸收成像法探测原子云的光学厚度, 从径向用一束直径为 3 mm 的激光照射原子, 光脉冲由声光调制器(AOM)控制, 脉宽约 $50 \mu\text{s}$, 通过一套消相差透镜成像在分辨率为 $24 \mu\text{m}$ 的 CCD 上. 探测光由 New Focus 的 Vortex6000 激光器提供, 频率锁定在⁸⁷Rb 原子 D2 线 $5^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F=3$ 的跃迁谱线上. 在这个系统上, 我们分别探测了势阱中紧束缚状态下的凝聚体, 和自由飞行过程中的凝聚体.

3. 实验结果

在 QUIC 阱中, 蒸发冷却以损失原子数为代价降低原子云的温度. 要使蒸发冷却能持续进行, 必须使弹性碰撞速率在蒸发过程中保持或不断增加, 使弹性碰撞速率与非弹性碰撞速率之比始终大于临界值^[12]. 因此有效的蒸发冷却要求在蒸发过程中能够保持(甚至增加)两体弹性碰撞率 $\gamma_{el} = n \sigma_{el} v$. 在简谐势阱中, 原子云的平均动能等于其势能, 因此原子平均密度和原子平均速率与总的原子数 N 和

* 国家自然科学基金(批准号: 10334050)和国家重点基础研究发展计划项目(批准号: 2001CB309307)资助的课题.

原子云的温度 T 的关系为 $n \propto N/T^{3/2}$, $v \propto T^{1/2}$, 由此可以得到 $\gamma_{el} \propto N/T$. 从势阱释放出来一段时间 t 的未凝聚的原子云峰值光学厚度为

$$D_{pk} = \sigma_{probe} \frac{m}{2\pi k_B t} \frac{N}{T}. \quad (1)$$

这里 m 为单个原子质量, k_B 为玻尔兹曼常数, σ_{probe} 为探测光的散射截面. 通过对比可以看出对于同样的自由飞行时间 t , 原子云的峰值光学厚度正比于弹性碰撞率, 因此可通过观察从势阱释放出来的原子云的峰值光学厚度是否能保持 (甚至增大) 可以判断蒸发冷却是否有效. 如图 1 所示, 在蒸发冷却过程中, 峰值光学厚度不断提高, 因而获得了有效的蒸发冷却.

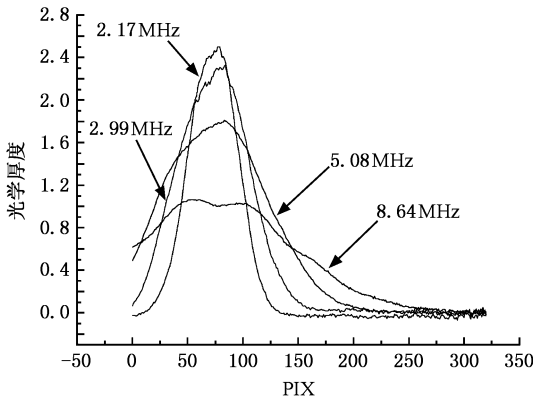
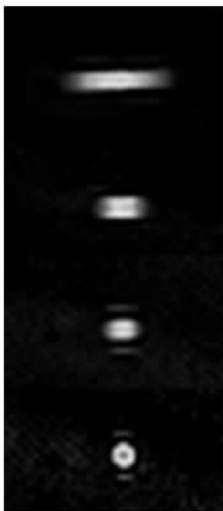
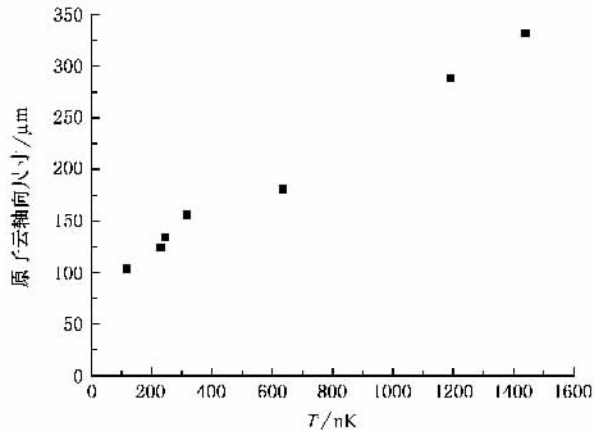


图 1 蒸发冷却有效性的判断 (在扫频截止频率降低过程中, 飞行 6ms 时测量的峰值光学厚度不断提高, 证明是有效的蒸发冷却)



(a)



(b)

图 2 蒸发冷却过程中磁阱中紧束缚状态下的原子云的有效轴向尺寸和温度的关系 (a) 原子云的温度从上而下依次为 $1.44 \mu\text{K}$, 320 nK , 230 nK 和 120 nK (原子云的温度通过同样条件下的飞行时间法测量得到) (b) 紧束缚状态下的原子云轴向尺寸和温度的关系 (轴向尺寸通过高斯拟和得到)

蒸发冷却过程中, 磁阱中的原子云温度快速降低, 表现为原子云的尺寸迅速减小. 当温度达到 BEC 的相变温度时, 如图 2 所示可以看到轴向长度突然缩短, 这和我们 2002 年看到的现象相同, 我们曾用它作为 BEC 相变的判据^[13]. 在雪茄形的简谐势阱中, 相变前后原子云的有效轴向尺寸与原子云温度的关系是不同的: 在高温近似 ($k_B T \gg \hbar\omega$) 下, 原子云温度低于 T_c 时, 轴向长度基本正比于 T^2 ; 高于 T_c 时, 轴向长度基本正比于 $T^{1/2}$ ^[14]. 我们测量了在相同的磁阱中原子云的有效轴向尺寸, 并通过飞行时间法测量了相应的原子云温度, 得到的曲线和理论描述基本符合. 由此证明了这个现象可以作为紧束缚状态下 BEC 产生的判据.

势阱中的 BEC 满足 Thomas-Fermi 近似, 当原子数为 2×10^5 时, 原子云的轴向尺寸为 $70 \mu\text{m}$, 径向尺寸为 $7 \mu\text{m}$. 径向尺寸已经远小于成像系统的分辨率 $21 \mu\text{m}$, 因此无法用成像系统分辨其真实大小. 我们用飞行时间法来观察 BEC 以及冷原子在弹性碰撞条件下自由膨胀的原子云, 用这个方法可以得到原子云的动量空间的分布情况, 据此来推算超冷原子的温度. 在蒸发过程中, 我们观察到了原子云从热原子的高斯分布向凝聚体的 Thomas-Fermi 分布的演化, 如图 3 所示. 在临界温度以下出现了热原子和凝聚体共存的双分布情形, 这是公认 BEC 产生的重要判据之一.

实验中我们需要知道的一个重要参数是成像系统的放大倍数, 它对原子云尺度的大小测量非常重

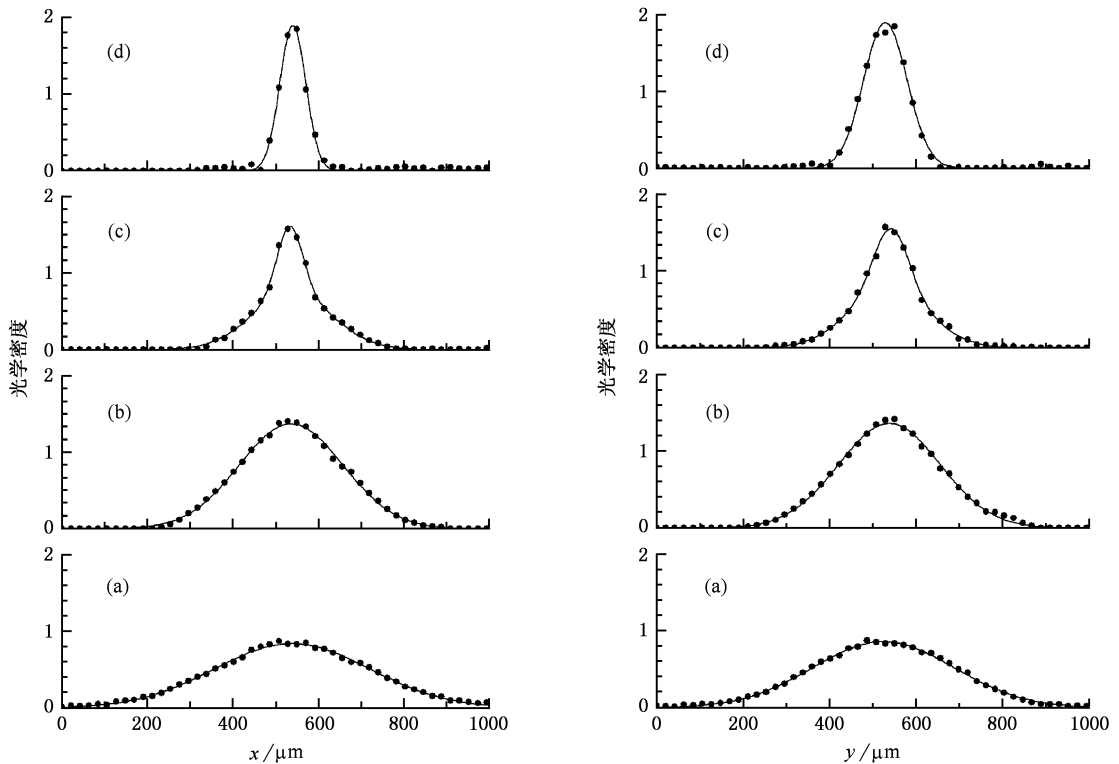


图3 蒸发冷却的过程中原子云自由膨胀 18 ms 时两个截面的柱密度分布图:从(a)至(d)依次为射频扫描截止频率为 1.517 MHz, 1.505 MHz, 1.500 MHz 和 1.495 MHz 的原子云。(a)和(b)为热原子云,采用高斯型拟合;(c)为凝聚体和热原子的混合,采用双分布拟合;(d)为纯粹的凝聚体,采用(4)式作拟合

要.我们采用如下方法获得系统的放大倍数^[15]:在磁场放开以后在不同的飞行时间时刻拍照,此时原子云的运动仅受重力加速度 g 的影响.通过测定不同飞行时刻的原子云的中心位置,可以拟合得到成像在 CCD 上的原子云的加速度 a ,那么成像系统的放大倍数就是 $X = a/g$.上海地区的重力加速度为 9.795 m/s^2 ,CCD 每个像素尺寸为 $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$,如图 4 所示,测量飞行过程中的原子运动,可以确定成

像系统的放大倍数为 1.134 ± 0.016 ,这和成像系统设计以及相应位置的物像关系相符合.

4. 理论根据及实验数据分析

对于玻色-爱因斯坦凝聚体,在理论上的描述^[16]可以作如下总结:在平均场近似下,凝聚体的单原子波函数用 Gross-Pitaevskii 方程描述为

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + g|\phi(\mathbf{r})|^2\right)\phi(\mathbf{r}) = \mu\phi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

其中 μ 是化学势, g 代表粒子间相互作用的耦合常数,与 s 波散射长度 a 有关, $g = 4\pi\hbar^2 a/m$, $U_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ 是囚禁势阱对原子气体的势能项.对 Ioffe-Pritchard 结构的静磁阱,势能随位置的变化是简谐形式的,但非各向同性, $U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = (1/2)\sum_i m\omega_i^2 r_i^2$,其中 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_\rho$ 和 $\omega_3 = \omega_z$ 分别为沿着径向和轴向的势阱频率.

在 Thomas-Fermi 近似下,方程(2)中的动能项可以忽略,得到凝聚体的密度分布为

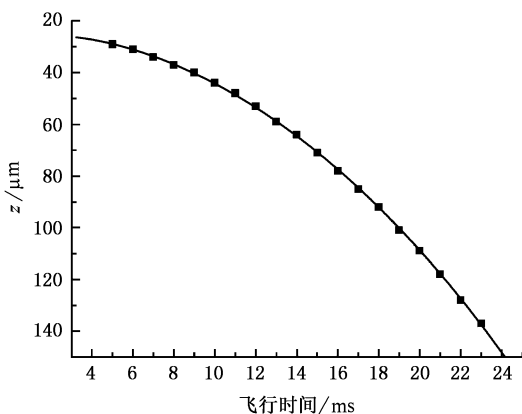


图4 飞行时间法测量原子云中心位置的改变

$$n(\mathbf{r}) = \phi^2(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{\mu - U_{\text{ext}}(\mathbf{r})}{g}, & \mu - U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) > 0, \\ 0, & \text{其他.} \end{cases} \quad (3)$$

当势阱在 $t = 0$ 时刻关断, 即 $t \geq 0$ 时刻, 外势 $U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = 0$. 但此时平均场能量还存在, 由此带来了原子系综的膨胀, 即凝聚体的平均场能量转化成为原子的动能. 结果雪茄形原子云的纵横比开始发生变化, 定义无量纲时间变量 $\tau = \omega_{\rho} t$ 和初始纵横比 $\gamma(0) = R_{\rho}(0)/R_z(0)$, 可以得到 t 时刻的纵横比 $\gamma(t)$ 为

$$\gamma(t) = \frac{R_{\rho}(t)}{R_z(t)} = \gamma(0) \frac{\sqrt{1 + \tau^2}}{1 + \gamma(0) [\tau \arctan \tau - \ln \sqrt{1 + \tau^2}]}. \quad (4)$$

实验中, 我们测量的是凝聚体的光学厚度, 对应的物理量为原子云在探测平面上密度的积分分布. BEC 在势阱内满足 Thomas-Fermi 近似, 因此在雪茄形势阱中的柱密度分布 $\tilde{n}(\rho, z) = \int n(\rho, z) d\rho$ 为

$$\tilde{n}(\rho, z) = \tilde{n}_c(0) \max\left(1 - \frac{\rho^2}{\rho_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2}, 0\right)^{3/2}, \quad (5)$$

这里 $\tilde{n}_c(0)$ 为峰值柱密度, ρ_0 和 z_0 分别为径向和轴向的原子云半径.

通过对不同飞行时间的凝聚体按照二次型分布进行测量拟合, 得到凝聚体径向和轴向的宽度, 将求出的纵横比与根据势阱频率求出的理论结果进行比较发现符合得较好, 见图 5. 局限于可以测量的飞行距离(对应于飞行时间)只能测量至飞行 24 ms, 对于无限长的飞行时间, 纵横比 $\gamma(\infty)$ 趋于 6.366. 自由飞行过程中的纵横比变化也是实验上获得玻色-爱

因斯坦凝聚的重要判据之一.

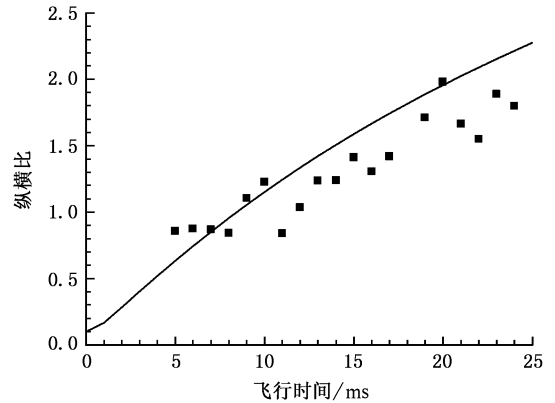


图 5 飞行过程中的纵横比的变化(实线为根据实验的势阱频率理论计算的结果, 实点为实验测量的凝聚体原子云的纵横比)

5. 结 论

我们在双磁光阱结构和 QUIC 型的 Ioffe 静磁阱系统上获得了 ^{87}Rb 原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚, 分别在紧束缚状态下和自由飞行状态下用吸收成像法进行了探测和分析. 测量了在紧束缚状态下原子云的轴向长度在 BEC 相变前后的变化规律, 证实了轴向长度的变化规律可以作为紧束缚状态下 BEC 相变的判据. 在自由飞行状态下用多个判据证实了玻色-爱因斯坦凝聚体相变.

在此感谢龙全、付海翔、何慧娟、赵隆兴、钱林兴在实验前期工作中的贡献, 感谢许达民和吴海滨为实验提供的技术支持. 还要感谢邓鲁、李师群、张卫平、韩殿君、陈徐宗和吕宝龙对工作的有益讨论和宝贵建议, 以及尤力对我们的 BEC 判据的理论支持.

[1] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R *et al* 1995 *Science* **269** 198
 [2] Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
 [3] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
 [4] Fried D G, Killian T C, Willmann L *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3811
 [5] Modugno G, Ferrari G, Roati G *et al* 2001 *Science* **294** 1320
 [6] Weber T, Herbig J, Mark M *et al* 2003 *Science* **299** 232

[7] Robert A, Sirjean O, Browaeys A *et al* 2001 *Science* **292** 461
 Santos F P D, Leonard J, Wang J M *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3459
 [8] Takasu Y, Maki K, Komori K *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 040404
 [9] Griesmaier A, Werner J, Hensler S *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 160401
 [10] Zhou S Y, Xu Z, Zhou S Y *et al* 2006 *Acta Phys. Sin.* to be submitted (in Chinese)[周蜀渝、徐震、周善钰等 2006 物理学报 待发表]

- [11] Esslinger T , Bloch I , Hansch T W 1998 *Phys. Rev. A* **58** R2664
- [12] Ketterle W , van Druten N J 1996 *Adv. At. Mol. Phys.* **37** 181
- [13] Wang Y Z , Zhou S Y , Long Q *et al* 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 799
- [14] Zhang W X , Xu Z , You L 2005 *Phys. Rev. A* **72** 053627
- [15] Lewandowski H J , Harber D M , Whitaker D L *et al* 2003 *J. Low Temp. Phys.* **132** 309
- [16] Castin Y , Dum R 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 5315

Direct observation of Bose-Einstein condensation transition in ⁸⁷Rb atomic gases in tightly confinement QUIC trap *

Xu Zhen Zhou Shu-Yu Qu Qiu-Zhi Liu Hua Zhou Shan-Yu Wang Yu-Zhu

(Key Laboratory for Quantum Optics , Shanghai Institution of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 ,China)

(Received 17 March 2006 ; revised manuscript received 27 April 2006)

Abstract

By evaporative cooling in QUIC trap , Bose-Einstein condensate (BEC) was achieved with 2×10^{587} Rb atoms in $|F = 2 , m_F = 2$ state . We have demonstrated the criterion of BEC transition by the variation of the axial size of the atoms in tight confinement , and observed phase transition from thermal atomic gases to Bose-Einstein condensate , and measured the shift of aspect ratio of BEC during free expansion , which compared with theoretical prediction .

Keywords : Bose-Einstein condensate , laser cooling and trapping

PACC : 0530J , 3280P , 4250V

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10334050) , and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2001CB309307) .