

基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的 Dimple 光阱装载研究

王晓锋 李玉清 冯国胜 武寄洲 马杰 肖连团 贾锁堂

Investigation on loading of the Dimple optical trap based on a magnetically levitated large-volume crossed optical dipole trap

Wang Xiao-Feng Li Yu-Qing Feng Guo-Sheng Wu Ji-Zhou Ma Jie Xiao Lian-Tuan Jia Suo-Tang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 083701 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.083701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.083701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

可控双空心光束的理论方案及实验研究

Theoretical and experimental study of a controllable double-dark-hollow beam

物理学报.2015, 64(5): 053701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.053701>

利用蓝失谐激光诱导微型光学偶极阱中冷原子间的光助碰撞提高单原子制备概率

Improving the single atom probability by using the blue-detuned laser-assisted-collisions between the cold atoms trapped in the far-off-resonance trap

物理学报.2014, 63(2): 023701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.023701>

可操控二种冷原子或冷分子样品的光学双阱新方案及其实验研究

Theoretical and experimental study of a novel double-well optical dipole trap for two-species of cold atoms or molecules

物理学报.2013, 62(23): 233701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.233701>

一种实现冷原子束聚集的微磁透镜新方案

A new mini-magnetic lens proposal for covering the cold atoms

物理学报.2012, 61(22): 223701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.223701>

单原子在两个远红失谐光偶极阱中的转移

Transferring single-atoms between two red-detuned far-off-resonance optical dipole traps

物理学报.2012, 61(20): 203701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.203701>

基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的Dimple 光阱装载研究*

王晓锋 李玉清 冯国胜 武寄洲[†] 马杰 肖连团 贾锁堂

(山西大学, 极端光学协同创新中心, 激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

(2015年12月24日收到; 2016年1月25日收到修改稿)

三维拉曼边带冷却后的铯原子样品装载于一个磁悬浮的大体积交叉光学偶极阱中, 继续加载一个小体积的光学偶极阱后, 实现了Dimple光学偶极阱对铯原子的高效装载. 对不同磁场下磁悬浮大体积光阱的有效装载势能进行理论分析与实验测量, 得出最优化的梯度磁场和均匀偏置磁场, 获得了基于磁悬浮大体积光阱的Dimple光学偶极阱的装载势能曲线, 实现了Dimple光学偶极阱对经拉曼边带冷却后俘获在磁悬浮的大体积光阱中的铯原子样品的高效装载. 比较了Dimple光学偶极阱分别从拉曼边带冷却、大体积的交叉光阱和消除反俘获势后的磁悬浮大体积光阱装载的结果, 将俘获在磁悬浮大体积光阱中的铯原子样品装载到Dimple光学偶极阱, 铯原子样品的密度提高了约15倍.

关键词: 磁悬浮, 拉曼边带冷却, Dimple光学偶极阱

PACS: 37.10.De, 07.05.Dz, 67.85.-d

DOI: 10.7498/aps.65.083701

1 引言

自20世纪80年代激光被用于冷却与俘获中性原子以来, 超冷原子的研究取得了巨大的进展, 并已广泛应用于超冷碰撞^[1]、基本物理常数的测量^[2]、量子计算^[3]和量子模拟等^[4]研究领域. 光学偶极阱(optical dipole trap, ODT)的实现, 为超冷原子的俘获与储存提供了一种新的手段, 并得到广泛的应用^[5]. 不同形状俘获势阱的获得, 提供了多样的物理环境来研究其他物理系统中无法实现并观测的新奇物理现象^[6–12]. 相比磁阱, 光学偶极阱的优势在于可以俘获处于任何Zeeman能级的冷原子样品, 最重要的是可通过降低构成光阱激光的功率来实现对原子样品的直接蒸发冷却, 因此ODT被广泛用于全光学制备原子的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)^[13–17]. 当冷原子样品被装载到

光学偶极阱后, 磁场就可以作为一个自由度, 通过调谐Feshbach共振将超冷原子的散射长度从正无穷调节到负无穷^[18], 这样就可以利用超冷原子研究超冷碰撞、少体物理、无相互作用的凝聚、费米超流, 并产生超冷分子以及获得一些原子的BEC等^[19,20]. 特别是对于具有特殊碰撞特性的铯原子, 通常采用调节被装载到Dimple光学偶极阱中铯原子样品的散射长度来实现BEC, 其中Dimple光学偶极阱是由两束腰斑很小(约为30–45 μm)的偶极激光构成的小体积光阱^[21,22]. 近来, Dimple光学偶极阱作为一种非常有效的方法用来装载俘获在一个大体积的光学偶极阱中的超冷原子样品, 并可进一步提高超冷原子样品的密度, 进而可以通过直接蒸发冷却产生原子BEC, 因而可作为一个非常好的平台研究各种倍受关注的物理问题^[23–30].

通常情况下, 我们在不改变光学偶极阱势阱形

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921603)、教育部长江学者和创新团队发展计划(批准号: IRT13076)、国家自然科学基金重大研究计划(批准号: 91436108)、国家自然科学基金(批准号: 61378014, 61308023, 61378015, 11434007)、教育部新教师基金(批准号: 20131401120012)和山西省优秀青年学术带头人和山西省青年科技研究基金(批准号: 2013021005-1)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wujz@sxu.edu.cn

状态的前提下是不能提高光阱的阱深的. 然而在大体积的光学偶极阱基础上加载一个 Dimple 光学偶极阱, 可以在不改变大体积光学偶极阱势阱形状的同时实现其阱深的大幅度增加 [23,24,28,30]. 在实验中, 首先将预冷却的原子样品装载到一个由大腰斑偶极激光构成的大体积光学偶极阱中, 经有效的碰撞后原子样品被装载到小体积的 Dimple 光学偶极阱. 尽管腰斑很大的激光所构成的大体积光学偶极阱可以俘获数目很多的原子样品, 但大体积光学偶极阱导致势阱很浅, 这就要求制备的原子样品的温度远低于光学偶极阱的势阱深度 [5]. 目前, 压缩磁光阱、光学黏团、暗磁光阱和三维拉曼边带冷却已被广泛应用以获得几 μK 到几十 μK 的原子样品 [13–19,21,22,31,32]. 特别是三维拉曼边带冷却技术, 对于铯原子是一种非常有效的冷却技术 (达到约 1 μK) [31,32]. 同时, 三维拉曼边带冷却可以将铯原子样品制备在 $F = 3$, $m_F = 3$ 的能级上, 而处于该 Zeeman 能级的铯原子样品碰撞为非弹性的吸热碰撞, 在边带冷却获得的足够低的温度 (1 μK) 下, 可以有效地抑制铯原子样品的非弹性损耗 [22,31,32].

虽然通过三维拉曼边带冷却可以获得温度非常低的铯原子样品, 但是由于铯原子相比其他碱金属原子具有很大的质量, 因而其产生的重力势能与大体积的光学偶极阱所产生的势阱相当且方向相反, 所以很难形成一个有效的势阱来装载铯原子样品 [21,22,33,34]. 针对这一问题, 我们发现外部磁场可以有效地减小甚至消除铯原子重力对势阱造成的破坏. 因此, 在三维拉曼边带冷却的基础上, 通过在竖直方向上采用合适的梯度磁场和均匀偏置磁场形成磁悬浮光学偶极阱, 将已冷却的铯原子样品有效装载到大体积的光学偶极阱中. 那么, 继续加载 Dimple 光学偶极阱就能对俘获在磁悬浮大体积的光学偶极阱中的铯原子进行高效装载, 从而大幅提高 Dimple 光阱中超冷铯原子样品的密度 [21,22].

在本文中, 我们首先采用三维拉曼边带冷却技术将俘获于磁光阱中的铯原子样品进行冷却, 然后根据理论分析得出磁悬浮光学偶极阱的最佳梯度磁场和均匀偏置磁场, 并详细研究了不同磁悬浮磁场下原子样品的装载效果. 最后, 将铯原子样品装载到由两束小腰斑的偶极激光组成的一个小体积的 Dimple 光学偶极阱, 提高了原子样品的密度. 我们分别比较了 Dimple 光阱对三维拉曼边带冷却后铯原子的直接装载以及从俘获在大体积的光学偶

极阱和磁悬浮大体积光学偶极阱中铯原子样品的装载效果. 实验表明, Dimple 光阱可以在降低原子数损耗的同时, 将磁悬浮大体积交叉光学偶极阱中俘获的铯原子样品的密度提高约 15 倍.

2 理论分析

我们首先考虑铯原子重力影响下的大体积交叉光学偶极阱的势能曲线. 分析不同梯度磁场和均匀偏置磁场下大体积光学偶极阱的势能曲线, 获得完全消除竖直方向和水平方向上反俘获势时所需要的磁悬浮磁场. 同时计算由小体积光学偶极阱加载到磁悬浮大体积光学偶极阱所形成的 Dimple 光学偶极阱的势能曲线.

由单束高斯激光束产生的光学偶极俘获势与其偶极激光的强度成正比 [1,34], 可以表示为

$$U = -\frac{3Pc^2}{\omega_0^2 w^2(x)^2} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \times e^{-2r^2/w^2(x)}, \quad (1)$$

其中, P 是激光功率, c 是光速, Γ 是自然线宽, ω 是激光频率, ω_0 是铯原子 D 线的加权平均跃迁频率, x 为沿着激光传播方向的轴向坐标, r 为径向坐标, $w(x)$ 为 x 处偶极激光的腰斑, 且有

$$w(x) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{Z_R} \right)^2}, \quad (2)$$

w_0 为偶极激光的束腰, $Z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ 为瑞利范围. 我们定义构成大体积光学偶极阱的两束偶极激光的传播方向分别为 x 和 y 轴, 那么其产生的俘获势为

$$U_O(x, y, z) = -\frac{3c^2}{\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \times \left[\frac{P_1}{w^2(x)} e^{-2(y^2+z^2)/w^2(x)} + \frac{P_2}{w^2(y)} e^{-2(x^2+z^2)/w^2(y)} \right], \quad (3)$$

P_1 和 P_2 代表两束偶极激光的功率.

由于铯原子的质量很大, 其重力在竖直方向上产生的势能梯度为 157 $\mu\text{K}/\text{mm}$, 对应一个非常大的反俘获势 [21,22,33]. 因此, 我们需要用一个梯度磁场来产生可以补偿铯原子重力的磁力. 那么, 考虑竖直方向上的总势能:

$$U = U_O(0, 0, z) + mgz + \mu_B m_F g_F \frac{\partial B}{\partial z} z, \quad (4)$$

这里, g 是重力加速度, μ_B 是玻尔磁子, g_F 是朗德因子, $\partial B/\partial z$ 为竖直方向上的梯度磁场. 考虑到原子样品占据非常小的空间, 所以在研究竖直方向上磁悬浮光学偶极阱势能变化时仅考虑 z 轴上势阱的变化, 即 $U_O(0, 0, z)$.

如图 1 所示, 在磁场梯度比较小时, 对重力所引起的反俘获势的补偿作用很弱, 此时不能产生有效的光学偶极势阱. 随着磁场梯度的增大, 经磁力抵消后的反俘获势阱逐渐减小, 所形成的有效光学势阱逐渐增大. 当选取磁场梯度为 31.3 G/cm 时, 式子 $mg + \mu_B m_F g_F \partial B/\partial z = 0$ 成立, 此时重力所引起的反俘获势被完全消除, 获得的总势阱等于纯的大体积交叉光学偶极阱产生的势阱 [21,22,33]. 但继续增加磁场梯度, 反俘获势再一次出现, 并随着磁场梯度继续增大.

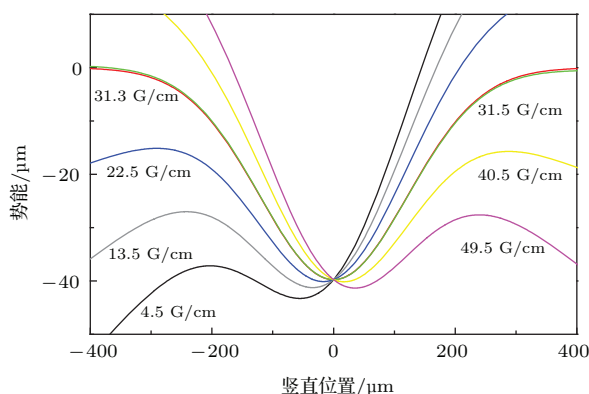


图 1 (网刊彩色) 竖直方向上磁悬浮大体积交叉光学偶极阱势能曲线随磁场梯度的变化

Fig. 1. (color online) Potential curve for magnetically levitated crossed optical trap with a large volume as a function of vertical magnetic field gradient.

尽管在竖直方向上可以采用 31.3 G/cm 的磁场梯度补偿重力所引起的反俘获势, 但由于麦克斯韦方程组要求磁场的散度为零, 即 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, 竖直方向上引入的磁场梯度会在水平方向上产生一个磁场梯度, 即 $\partial B/\partial x = \partial B/\partial y = (2/3)mg/\mu_B$, 会对俘获在光阱中的原子产生一个由光阱中心向外的力, 进而在水平方向上形成反俘获势 [22,33]. 此时, 总的磁场为

$$B = \sqrt{B_{\text{bias}}^2 + B_r^2}, \quad (5)$$

其中, B_{bias} 为竖直方向的均匀偏置磁场, $B_r = (2/3)mgr/\mu_B$ 为竖直方向上引入的磁场梯度在水平方向上产生的磁场, 且 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. 那么, 在

水平方向上总的磁场能为

$$\begin{aligned} U_B &= -\frac{3}{4}\mu_B B \\ &= -\frac{3}{4}\mu_B \sqrt{B_{\text{bias}}^2 + \left(\frac{2mgr}{3\mu_B}\right)^2} \\ &= -\frac{3}{4}\mu_B B_{\text{bias}} - \frac{1}{6}\frac{m^2 g^2 r^2}{\mu_B B_{\text{bias}}}. \end{aligned} \quad (6)$$

(6) 式中第一项为一个与位置无关的常量, 但第二项作为空间坐标的函数对总势阱深度会产生非常大的影响. 因此, 我们可以通过增加均匀偏置磁场 B_{bias} 来减少甚至抵消水平方向的反俘获势. 同样考虑到原子占据的空间很小, 所以在研究磁悬浮光学偶极阱的势阱深度在水平方向上的变化时, 我们仅考虑 $z = 0$ 的水平面, 即有 $U_O(x, y, 0)$. 那么, 水平方向上总的磁悬浮光学偶极阱的势阱深度为

$$\begin{aligned} U_r &= U_O(x, y, 0) - \frac{1}{6}\frac{m^2 g^2 r^2}{\mu_B B_{\text{bias}}} \\ &= U_O(x, y, 0) - \frac{1}{6}\frac{m^2 g^2}{\mu_B B_{\text{bias}}}(x^2 + y^2). \end{aligned} \quad (7)$$

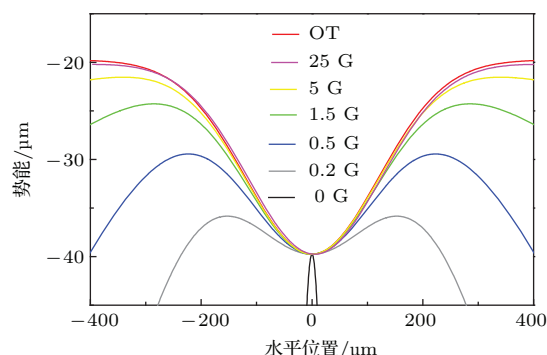


图 2 (网刊彩色) 水平方向上磁悬浮大体积交叉光学偶极阱势能曲线随竖直方向上均匀偏置磁场的变化, 其中 OT 代表只有光学偶极阱所产生的势能曲线

Fig. 2. (color online) Potential curve for the magnetically levitated crossed optical trap with a large volume along the horizontal direction as a function of the vertical bias field, and the OT represents the potential curve that induced by only the optical trap.

图 2 为在不同均匀偏置磁场 B_{bias} 下水平方向上磁悬浮光学偶极阱的势阱曲线. 当竖直方向上的均匀偏置磁场取值较小时, 竖直方向上的梯度磁场会在水平方向上产生很大的反俘获势, 所形成的总势阱远小于纯的光学偶极阱产生的势阱. 通过增加均匀偏置磁场可以减小水平方向上的反俘获势, 进而可以增大总的势阱. 当磁场达到约 25 G 后, 总的势阱已不再随磁场有显著的增加. 随着均匀偏置磁

场的继续增大, 反俘获势趋近于无穷小, 但不能减小到零, 且总的势阱与大体积交叉光学偶极势阱也越趋于重合.

为了进一步提高装载到磁悬浮大体积光学偶极阱中铯原子样品的密度, 需将大体积的磁悬浮光学偶极阱中的铯原子样品绝热装载到由两个夹角为 θ 的小腰斑的偶极激光构成的 Dimple 光学偶极阱内 [23,24,28,30]. 在实验上, Dimple 光阱的两束偶极激光在水平面上的对称轴与大体积磁悬浮光学偶极阱的两束偶极激光的对称轴重合, 且入射方向都在玻璃气室的同一侧. 那么, 在以磁悬浮大体积光阱的偶极激光束为 x, y 轴的坐标系中, Dimple 光学偶极阱可以表示为

$$U_D(x, y, z) = -\frac{3c^3}{\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \times \left[\frac{P_3}{w^2(z_3)} e^{-2(x_3^2 + y_3^2)/w^2(z_3)} + \frac{P_4}{w^2(z_4)} e^{-2(x_4^2 + y_4^2)/w^2(z_4)} \right], \quad (8)$$

其中,

$$\begin{aligned} x_3 &= z \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right) - x \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right), \\ y_3 &= z \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2}\right) + x \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2}\right), \\ x_4 &= z \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2}\right) - x \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2}\right), \\ y_4 &= z \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right) + x \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right), \\ z_3 &= z_4 = y, \end{aligned}$$

P_3 和 P_4 分别为 Dimple 光阱两束激光的功率. 图 3 分别给出了竖直方向 (a) 和水平方向 (b) 上 Dimple 光学偶极阱从磁悬浮光阱中装载铯原子样品所对应的势能曲线.

图 3(a) 中蓝线和红线分别为 $\partial B/\partial z = 0$ G/cm 和 $\partial B/\partial z = 31.3$ G/cm 时竖直方向上的装载势能曲线, 图 3(b) 中绿线和红线分别为 $B = 0$ G 和 $B = 50$ G 时水平方向上的装载势能曲线. 根据理论分析, 我们在竖直方向上利用梯度磁场 $\partial B/\partial z = 31.3$ G/cm 和均匀偏置磁场 $B_{\text{bias}} = 50$ G 来获得一个基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的有效 Dimple 光阱以有效地装载铯原子样品. 需要注意的是, 这里我们选取偏置磁场为 50 G 而并非之前所述的 25 G, 主要是为了让装载到磁悬浮光学

偶极阱中的原子样品可以有很强的弹性碰撞, 使得在很短的时间内达到热平衡.

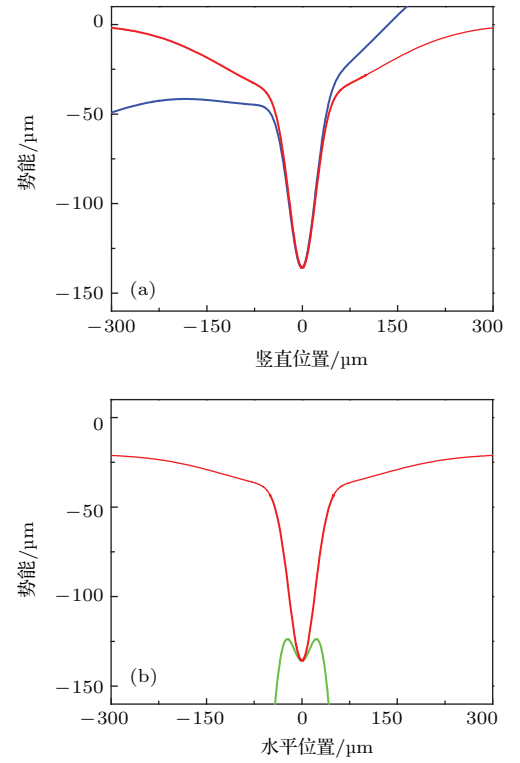


图 3 (网刊彩色) 基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的 Dimple 光阱装载势能曲线 (a) 蓝线和红线分别为 $\partial B/\partial z = 0$ G/cm 和 $\partial B/\partial z = 31.3$ G/cm 时竖直方向上的势能曲线; (b) 绿线和红线分别为 $B = 0$ G 和 $B = 50$ G 时水平方向上的势能曲线

Fig. 3. (color online) Potential curves for the Dimple optical trap based on the magnetically levitated crossed dipole trap with a large volume: (a) The blue and red curves are the potential curves on the vertical direction for $\partial B/\partial z = 0$ G/cm and $\partial B/\partial z = 31.3$ G/cm, respectively; (b) the green and red lines are the potential curves on the horizontal direction as $B = 0$ G and $B = 50$ G, respectively.

3 实验装置

我们采用如图 4 所示的实验装置. 图中略去了构成磁光阱的俘获激光、再抽运激光和三维拉曼边带冷却 [32] 所需要的光晶格激光、抽运激光以及拉曼磁场线圈, 详细的实验进程可参见文献 [32]. 利用标准的激光冷却技术 [35,36], 在一个真空度为 2.5×10^{-8} Pa 的玻璃气室中, 通过磁光阱 [37,38] 获得温度约 200 μK 的铯原子样品, 数目约 9×10^7 . 通过大幅增加梯度磁场, 减少再抽运激光功率, 增加俘获光频率失谐, 实现压缩磁光阱 (CMOT) 以提高铯原子样品的密度. 随后同时关闭梯度磁场和再抽

运激光, 继续增大俘获激光的频率失谐, 经光学黏团技术将铯原子的温度冷却至约 $60\ \mu\text{K}$.

利用三维拉曼边带冷却(持续时间 $10\ \text{ms}$)对铯原子样品做进一步的冷却, 确保铯原子样品有效地装载到大体积交叉的光学偶极阱中. 首先将经光学黏团冷却的铯原子样品装载到由4束近共振激光(失谐于 $6S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=4$ 跃迁, $-15.5\ \text{GHz}$)构成的光晶格中. 然后, 调节拉曼磁场使光晶格中原子的振动能级间隔和相邻的 Zeeman 子能级间隔相等, 这样相邻 Zeeman 能级与所对应的光晶格中振动量子数差值为1的不同振动能级简并. 最后, 在抽运激光的作用下, 所有的铯原子被制备到 $F=3, m_F=3$ 能级上(位于光晶格中的最低振动能级), 相应的温度被冷却到 $1.7\ \mu\text{K}$ [32].

大体积的交叉光学偶极阱由相互垂直的两束大功率线偏振(水平偏振)激光构成. IPG激光器的 $1070\ \text{nm}$ 输出光分别被两个频率偏移为 $\pm 110\ \text{MHz}$ 的声光调制器控制快速通断, 形成光阱的两束偶极激光 ($B_1, 7\ \text{W}$, 偏频 $-110\ \text{MHz}$; $B_2, 7.2\ \text{W}$, 偏频 $110\ \text{MHz}$). 偏频不同是为了避免两束偶极激光光束之间的干涉. 二者分别穿过聚焦透镜后会聚到真空玻璃气室的中心(腰斑分别为 230 和 $240\ \mu\text{m}$). 在竖直方向上采用一组反亥姆霍兹线圈产生梯度磁场来消除重力引起的反俘获势, 同时采用另一组亥姆霍兹线圈在竖直方向上产生一个均匀偏置磁场消除梯度磁场在水平方向上诱导产生的反俘获势. 这样, B_1 和 B_2 两束大腰斑的偶极光、两组磁场线圈就构成了磁悬浮的大体积交叉光学偶极阱 [34].

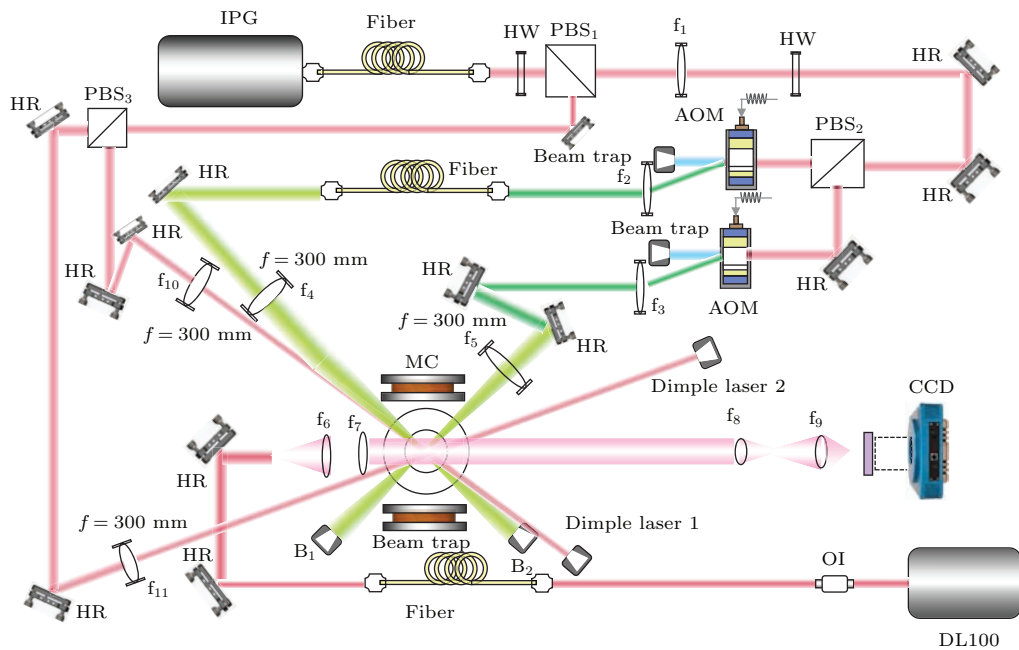


图4 (网刊彩色) 实验装置 IPG, 大功率光纤激光器; HW, 二分之一波片; PBS, 偏振分束棱镜; HR, 宽带高反射镜; AOM, 声光调制器; f, 透镜; Fiber, 单模光纤; MC, 磁场线圈; CCD, 电荷耦合器件(红外监视器)

Fig. 4. (color online) Experiment setup. IPG, High power fiber laser; HW, half wave plate; PBS, polarization beam splitter; AOM, acousto-optical modulator; f, Lens; Fiber, optical fiber; MC, Magnetic field coil; CCD, charge-coupled device (infrared monitor).

边带冷却过程中光学晶格激光束绝热的关闭, 同时打开磁悬浮的大体积交叉光学偶极阱, 从而使冷却的铯原子样品有效地装载到大体积交叉的光阱中. 此后, 我们将俘获在磁悬浮的大体积交叉光学偶极阱中的铯原子样品装载到Dimple光学偶极阱中以提高铯原子样品的原子数密度. Dimple光学偶极阱由两束功率分别为 510 和 $530\ \text{mW}$ 的 $1070\ \text{nm}$ 线偏振激光(偏振方向均为竖直方向)构

成. 频率偏移分别为 -90 和 $90\ \text{MHz}$ 的两个声光调制器分别控制两束Dimple光学偶极阱激光束. 这里使用 $90\ \text{MHz}$ 的频率偏移和竖直方向线偏振以尽可能地避免与大体积交叉光阱偶极激光束的干涉. 通过两个短焦距透镜将构成Dimple光阱的两束偶极激光聚焦到高真空的玻璃气室中心, 其腰斑分别为 40 和 $43\ \mu\text{m}$. 将铯原子样品装载磁悬浮大体积光学偶极阱中, 经 $10\ \text{ms}$ 后我们开启Dimple光学偶

极阱, 这样大体积交叉光学偶极阱中的铯原子样品经有效碰撞后被装载到小体积的 Dimple 光学偶极阱中.

4 实验结果与分析

为了在 Dimple 光学偶极阱中获得原子数密度相对较高的铯原子样品, 必须将经三维拉曼边带冷却的铯原子样品利用磁悬浮技术尽可能多地装载到大体积交叉的光学偶极阱中. 通过放置于水平方向和竖直方向上的两个 CCD 对原子进行吸收成像, 同时监测大体积交叉光学偶极阱的位置, 据此优化光阱的装载. 铯原子样品装载到光阱后, 在 50 G 的磁场下经 100 ms 的热平衡, 关闭所有磁场和偶极激光束, 这样原子被释放并自由飞行 3 ms, 通过标准的吸收成像技术对其进行测量. 通过成像监测, 可以将两束偶极阱激光调节至由 3D 光晶格释放的原子云中心.

将竖直方向上的均匀偏置磁场设置为 $B_{\text{bias}} = 50$ G, 改变由反亥姆霍兹线圈产生的磁场梯度, 我们来研究磁场梯度对装载到磁悬浮大体积交叉光学偶极阱中的铯原子数的影响. 在磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的装载过程中, 先将磁场梯度 $\partial B/\partial z$ 在 1.5 ms 之内斜扫达到 45 G/cm, 接着在 2 ms 内

降低至最后需要的值. 考虑到加载磁场梯度需要一定的时间, 且在这段时间内, 梯度磁场所产生的磁力小于铯原子的重力, 这样铯原子所受合力向下, 产生一个向下的速度. 因此, 我们利用磁场梯度的过悬浮来消除铯原子由于重力导致的向下的速度. 如图 5 所示, 随着磁场梯度的增加, 装载到大体积交叉的光学偶极阱中的原子数目逐渐增加. 由于装载到光阱中铯原子数正比于光学偶极阱的阱深^[34], 磁悬浮光学偶极阱装载率也随磁场梯度增加. 当磁场梯度接近理论临界值 31.3 G/cm 时, 铯原子的重力对势阱造成的影响几乎被梯度磁场完全消除, 装载到大体积光学偶极阱中的铯原子数达到约 2×10^6 . 当磁场梯度超过 31.3 G/cm 后, 俘获在光阱中的铯原子随着磁场梯度的进一步增加而减少. 这主要是因为, 当磁场梯度超过 31.3 G/cm 时, 俘获势阱再一次被破坏, 反俘获势随着磁场梯度进一步增加, 致使形成的总势阱减小.

为研究竖直方向上均匀偏置磁场对磁悬浮大体积交叉光学偶极阱装载的影响, 我们将竖直方向上的磁场梯度设置为 31.3 G/cm, 此时竖直方向上重力对总势阱的影响可以忽略不计, 只考虑由磁场梯度引起的水平方向上的反俘获势. 图 6 展示了不同均匀偏置磁场下装载到磁悬浮光阱中铯原子样品的吸收成像结果. 通过磁悬浮光学偶极阱在水平

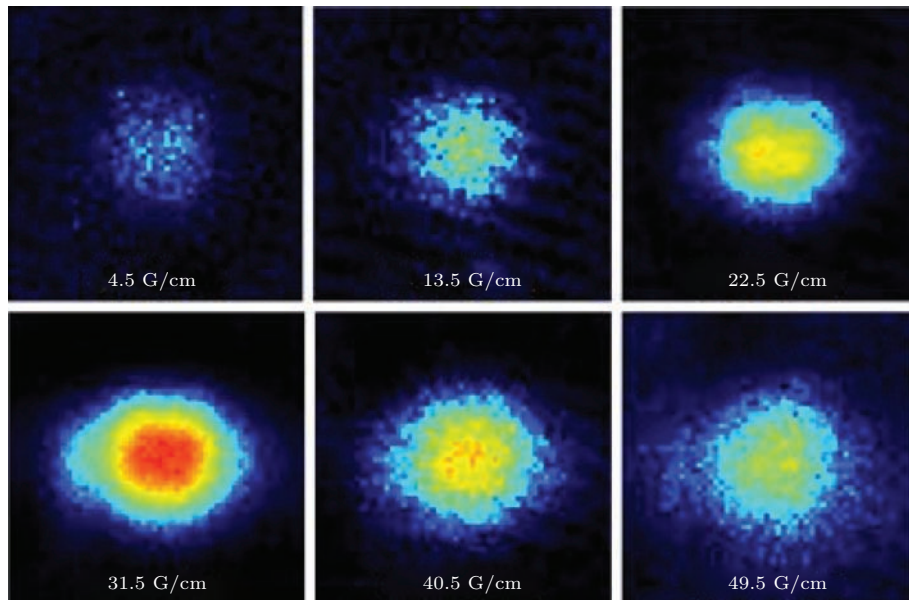


图5 (网刊彩色) 不同磁场梯度下, 磁悬浮大体积交叉光学偶极阱装载经三维拉曼边带冷却的铯原子样品后吸收成像探测获得的结果

Fig. 5. (color online) The absorption images of Cs atoms loaded from 3D Raman sideband cooling to the large volume magnetically levitated crossed optical dipole trap at different magnetic gradients along the vertical direction.

方向上的势能表达式(7), 即磁场梯度在水平方向上产生的反俘获势与竖直方向上的均匀偏置磁场成反比, 可以理解光阱的装载随均匀偏置磁场的演化: 磁悬浮光学偶极阱所产生的势能随均匀偏置磁场的增大而快速增加, 俘获在磁悬浮光阱中的铯原子样品数也随着均匀偏置磁场快速增加. 当均匀偏置磁场达到一定值后, 继续增加均匀偏置磁场对有

效磁悬浮光学势阱的影响变得很小, 相应地俘获在磁悬浮光阱中的铯原子样品数也不再增加. 相反地, 继续增加均匀偏置磁场导致了光阱中的铯原子数逐渐下降. 这主要是因为, 处于 $F = 3, m_F = 3$ 态上铯原子的散射长度随均匀偏置磁场增加, 引发铯原子发生剧烈的碰撞, 从而引起较大的原子数损耗^[22].

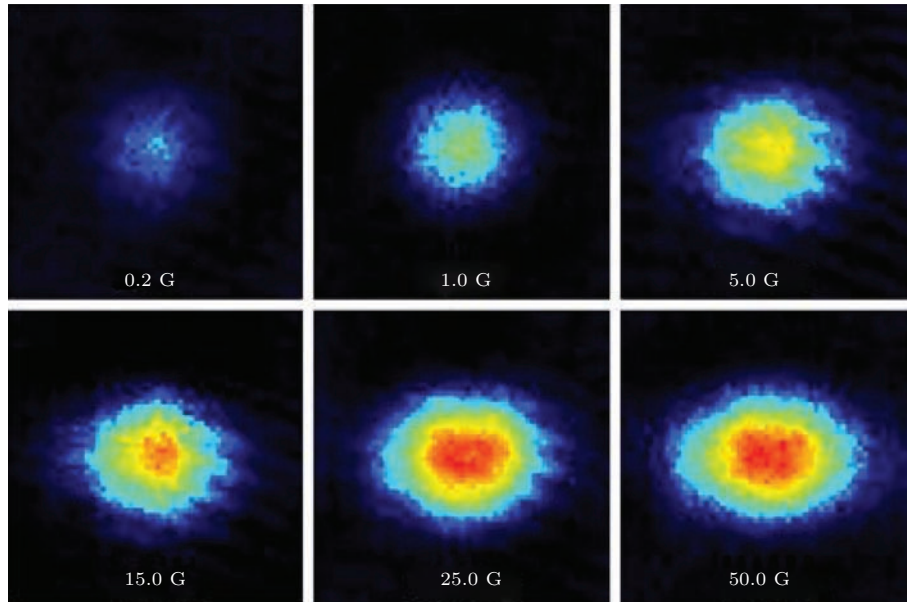


图6 (网刊彩色) 不同均匀偏置磁场下, 磁悬浮大体积交叉光学偶极阱装载经三维拉曼边带冷却的铯原子样品后用吸收成像探测获得的结果

Fig. 6. (color online) The absorption images of Cs atoms loaded from 3D Raman sideband cooling to the large volume magnetically levitated crossed optical dipole trap at different homogeneous bias magnetic fields along the vertical direction.

我们在竖直方向上选取均匀偏置磁场 $B_{\text{bias}} = 50 \text{ G}$ 与磁场梯度 $\partial B/\partial z = 31.3 \text{ G/cm}$ 将经过三维拉曼边带冷却的超冷铯原子样品装载到磁悬浮光学偶极阱中. 经 500 ms 的热平衡后通过吸收成像测量得铯原子数为 3.35×10^5 , 相应的原子数密度为 $2.89 \times 10^{10}/\text{cm}^3$. 为了进一步提高光阱中铯原子样品的密度, 我们用由两束小腰斑偶极激光构成的 Dimple 光学偶极阱加载于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的中心, 使超冷铯原子样品在均匀偏置磁场的作用下经有效弹性碰撞后绝热地装载到小体积的 Dimple 光学偶极阱, 从而有效地提高了原子数的密度.

图7为不同情形下 Dimple 光学偶极阱的装载势能曲线, 以及装载到 Dimple 光学偶极阱中的铯

原子经 500 ms 热平衡后的吸收成像的实验结果. 图7(a)为将三维拉曼边带冷却后的铯原子样品直接装载到 Dimple 光学偶极阱中所获得的结果, 获得的原子数与原子数密度分别为 2.02×10^4 和 $1.82 \times 10^{11}/\text{cm}^3$. 图7(b)为在无任何外加磁场时, Dimple 光学偶极阱从俘获在大体积交叉光学偶极阱中铯原子样品的装载结果, 相应的原子数和原子数密度分别为 1.89×10^5 和 $5.24 \times 10^{11}/\text{cm}^3$. 图7(c)为基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的 Dimple 光阱的装载结果, 相应的原子数和原子数密度分别为 5.56×10^5 和 $5.3 \times 10^{11}/\text{cm}^3$. 可见, 相比于磁悬浮的大体积交叉光学偶极阱, 加载 Dimple 光学偶极阱后, 在不损失原子数的前提下, 俘获在阱中的铯原子样品密度提高了约 15 倍.

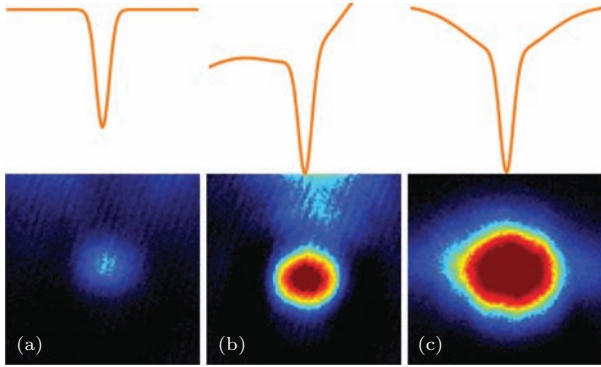


图7 (网刊彩色)(a) Dimple 光学偶极阱直接对拉曼边带冷却的铯原子样品装载的结果; (b) Dimple 光学偶极阱从大体积光阱装载的结果; (c) 基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的 Dimple 光阱装载. 上方的曲线为理论模拟的装载势能曲线, 下方为对应的吸收成像的实验测量结果

Fig. 7. (color online) (a) Direct loading of Cs atoms from Raman sideband cooling to Dimple trap; (b) loading of Cs atom sample from a large volume crossed optical trap to Dimple trap; (c) loading of Cs atom sample to the Dimple trap based on the magnetically levitated crossed dipole trap with a large volume. Curves on the upper panel are theoretical loading potential curves respectively, while the absorption images in the lower panel are corresponding experimental results.

5 结 论

首先采用三维拉曼边带冷却技术将铯原子制备到 $F = 3$, $m_F = 3$ 的 Zeeman 能级上, 并使原子样品的温度经压缩磁光阱和光学黏团后的 $60\ \mu\text{K}$ 降低到 $1.7\ \mu\text{K}$. 然后, 在竖直方向上采用梯度磁场和均匀的偏置磁场构成有效的磁悬浮大体积交叉的光学偶极阱, 对冷却后的铯原子样品进行有效装载. 我们理论分析了梯度磁场和均匀偏置磁场对大体积交叉的光学偶极阱装载的影响, 并进行实验测量, 结果与理论分析高度一致. 优化梯度磁场后, 在磁悬浮的光阱中获得了约 2×10^6 个铯原子. 最后, 将 Dimple 光阱加载到磁悬浮的大体积光阱上, 从而形成一个势阱非常深的光阱. 俘获在磁悬浮光阱中的铯原子经有效的弹性碰撞后被绝热地装载到小体积的 Dimple 光学偶极阱. 我们分别比较了将拉曼边带冷却后的超冷铯原子直接装载到 Dimple 光阱, 以及从大体积交叉光学偶极阱和磁悬浮的光阱中俘获铯原子样品的装载结果, 发现基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的 Dimple 光阱对铯原子样品的装载是最高效的. 在降低原子数损耗的前提下, 俘获在光阱中铯原子样品的原子数密度

实现了大幅度的提高 (约 15 倍).

参考文献

- [1] Zahzam N, Vogt T, Mudrich M, Comparat D, Pillet P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 023202
- [2] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapiuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2014 *Nature* **510** 518
- [3] Anderlini M, Lee P J, Brown B L, Sebby-Strabley J, Phillips W D, Porto J V 2007 *Nature* **448** 452
- [4] Simon J, Bakr W S, Ma R, Tai M E, Preiss P M, Greiner M 2011 *Nature* **472** 307
- [5] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B 2000 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 95
- [6] Saba M, Pasquini T A, Sanner C, Shin Y, Ketterle W, Pritchard D E 2005 *Science* **307** 1945
- [7] Gaëtan A, Miroshnychenko Y, Wilk T, Chotia A, Viteau M, Comparat D, Pillet P, Browaeys A, Grangier P 2009 *Nature Phys.* **5** 115
- [8] Urban E, Johnson T A, Henage T, Isenhower L, Yavuz D D, Walker T G, Saffman M 2009 *Nature Phys.* **5** 110
- [9] Sebby-Strabley J, Newell R T R, Day J O, Brekke E, Walker T G 2005 *Phys. Rev. A* **71** 021401
- [10] Goban A, Choi K S, Alton D J, Ding D, Lacroûte C, Pototschnig M, Thiele T, Stern N P, Kimble H J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 033603
- [11] Hackermüller L, Schneider U, Moreno-Cardoner M, Kitagawa T, Best T, Will S, Demler E, Altman E, Bloch I, Paredes B 2010 *Science* **327** 1621
- [12] Younge K C, Knuffman B, Anderson S E, Raithel G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 173001
- [13] Barrett M D, Sauer J A, Chapman M S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 010404
- [14] Truscott A G, Strecker K E, McAlexander W I, Partridge G B, Hulet R G 2001 *Science* **291** 2570
- [15] Schreck F, Khaykovich L, Corwin K L, Ferrari G, Bourdel T, Cubizolles J, Salomon C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 080403
- [16] Granade S R, Gehm M E, O'Hara K M, Thomas J E 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 120405
- [17] Marchant A L, Händel S, Hopkins S A, Wiles T P, Cornish S L 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053647
- [18] Stenger J, Inouye S, Stamper-Kurn D M, Miesner H J, Chikkatur A P, Ketterle M 1998 *Nature* **396** 345
- [19] Köhler T, Góral K, Julienne P S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1311
- [20] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [21] Weber T, Herbig J, Mark M, Nägerl H C, Grimm R 2003 *Science* **299** 232
- [22] Kraemer T, Herbig J, Mark M, Weber T, Chin C, Nägerl H C, Grimm R 2004 *Appl. Phys. B* **79** 1013
- [23] Pinkse P W H, Mosk A, Weidemüller M, Reynolds M W, Hijmans T W, Walraven J K M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 990
- [24] Stamper-Kurn D M, Miesner H J, Chikkatur A P, Inouye S, Stenger J, Ketterle W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2194

- [25] Donley E A, Claussen N R, Cornish S L, Roberts J L, Cornell E A, Wieman C E 2001 *Nature* **412** 295
- [26] Köhl M, Davis M J, Gardiner C W, Hänsch T W, Esslinger T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 080402
- [27] Erhard M, Schmaljohann H, Kronjäger J, Bongs K, Sengstock K 2004 *Phys. Rev. A* **70** 031602
- [28] Comparat D, Fioretti A, Stern G, Dimova E, Tolra B L, Pillet P 2006 *Phys. Rev. A* **73** 043410
- [29] Ritter S, Öttl A, Donner T, Bourdel T, Köhl M, Esslinger T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 090402
- [30] Jacob D, Mimoun E, Sarlo L D, Weitz M, Dalibard J, Gerbier F 2011 *New J. Phys.* **13** 065022
- [31] Treutlein P, Chung K Y, Chu S 2001 *Phys. Rev. A* **63** 051401
- [32] Li Y, Wu J, Feng G, Nute J, Piano S, Hackermüller L, Ma J, Xiao L, Jia S 2015 *Laser Phys. Lett.* **12** 055501
- [33] Hung C L, Zhang X B, Gemelke N, Chin C 2008 *Phys. Rev. A* **78** 011604
- [34] Li Y Q, Feng G S, Xu R D, Wang X F, Wu J Z, Chen G, Dai X C, Ma J, Xiao L T, Jia S T 2015 *Phys. Rev. A* **91** 053604
- [35] Zhang Y C, Wu J Z, Li Y Q, Ma J, Wang L R, Zhao Y T, Xiao L T, Jia S T 2011 *Chin. Phys. B* **20** 123701
- [36] Li Y Q, Ma J, Wu J Z, Zhang Y C, Zhao Y T, Wang L R, Xiao L T, Jia S T 2012 *Chin. Phys. B* **21** 043404
- [37] Wang Y H, Yang H J, Zhang T C, Wang J M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3403 (in Chinese) [王彦华, 杨海菁, 张天才, 王军民 2006 物理学报 **55** 3403]
- [38] Ma J, Wang X F, Xin T Y, Liu W L, Li Y Q, Wu J Z, Xiao L T, Jia S T 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 153303 (in Chinese) [马杰, 王晓峰, 辛统钰, 刘文良, 李玉清, 武寄洲, 肖连团, 贾锁堂 2015 物理学报 **64** 153303]

Investigation on loading of the Dimple optical trap based on a magnetically levitated large-volume crossed optical dipole trap*

Wang Xiao-Feng Li Yu-Qing Feng Guo-Sheng Wu Ji-Zhou[†] Ma Jie
Xiao Lian-Tuan Jia Suo-Tang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optic Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 24 December 2015; revised manuscript received 25 January 2016)

Abstract

Optical trapping techniques and the ability to tune the atomic interactions both have made the unprecedented progress in the quantum gas research field. The major advantage of the optical trap is that the atoms are likely to be trapped at various sub-levels of the electronic ground state and the interaction strength can be controlled by Feshbach resonance. Optical trapping methods in combination with magnetic tuning of the scattering properties directly lead to the experimental achievements of Bose-Einstein condensation (BEC) of Cesium, which at first failed by using magnetic trapping approaches due to the large inelastic collision rate. The rapid loss of cesium atoms due to the inelastic two-body collisions greatly suppresses the efficient evaporative cooling to obtain a condensate.

For optical production of cesium atomic BEC, it is necessary to prepare a large number of Cs atoms at specified state in an optical trap for condensation, especially for an efficient forced evaporation cooling. In this paper, we demonstrate

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921603), the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China (Grant No. IRT13076), the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91436108), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61378014, 61308023, 61378015, 11434007), the New Teacher Fund of the Ministry of Education of China (Grant No. 20131401120012), and the Natural Science Foundation for Young Scientists of Shanxi Province, China (Grant No. 2013021005-1).

[†] Corresponding author. E-mail: wujz@sxu.edu.cn

our research on enhancing the loading rate of the atoms by using a Dimple trap combined with a large-volume optical dipole trap (reservoir trap). In our work, the cold cesium atoms are prepared by a three-dimensional degenerated Raman sideband cooling, and then loaded into a large-volume crossed dipole trap by using the magnetic levitation technique. Effective load of the Dimple optical trap is realized by superposing the small-volume Dimple trap on the center of the large-volume optical trap. The theoretical analyses are performed for the magnetically levitated large-volume crossed dipole trap in variable magnetic field gradients and uniform bias fields. Optimal experimental values are acquired accordingly. The combined potential curve of the Dimple trap, which is superimposed on the magnetically levitated large-volume dipole trap, is also given. The loading of precooled atoms from Raman sideband cooling into the magnetically levitated large-volume optical trap is measured in variable magnetic field gradients and uniform bias fields. Different loading results of the Dimple trap are investigated, including direct loading after Raman sideband cooling, the large-volume optical trap and the magnetically levitated large-volume dipole trap without anti-trapping potential. Comparatively, the atomic number density is enhanced by a factor of ~ 15 by loading the atomic sample from the magnetically levitated large-volume dipole trap into the Dimple optical trap. The experimental results lay a sound basis for the further cooling and densifying the atomic cloud through the evaporating cooling stage. This method can be used to obtain more cold atoms or a large number of Bose-Einstein condensation atoms for atomic species with large atom mass.

Keywords: magnetic levitation, Raman sideband cooling, Dimple optical trap

PACS: 37.10.De, 07.05.Dz, 67.85.-d

DOI: [10.7498/aps.65.083701](https://doi.org/10.7498/aps.65.083701)