

一种实现冷原子(或冷分子)囚禁的可控制 纵向光学双阱*

沐仁旺¹⁾²⁾ 纪宪明¹⁾ 印建平^{2)†}

1) 南通大学理学院, 南通 226007)

2) 华东师范大学物理系, 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)

(2006 年 1 月 17 日收到, 2006 年 4 月 25 日收到修改稿)

提出了一种新颖的实现冷原子(或冷分子)囚禁的可控制纵向光学双阱方案, 它由一个二元 π 相位板及一会聚透镜所组成, 其 π 相位板由两个面积相等的具有 0 和 π 相位的同心圆环组成. 当一平面光波通过此光学系统时将光轴上透镜焦点两侧形成一个光学双阱. 如果调节入射到二元 π 相位板上光束横截面的半径大小, 即可实现从光学双阱到单阱的连续演变, 或由单阱到双阱的连续变化. 介绍了本方案产生可控制光学双阱的基本原理, 给出了形成光学双阱的最佳几何参数, 研究了双阱、单阱及其演化过程的光阱参数、光强分布等与光学系统参数间的关系. 该方案不仅可用于双样品原子(分子)的光学囚禁及其全光型玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的实现, 而且可用于研究超冷原子(或分子)物质波的干涉, 或构成双层 2D 光阱阵列, 甚至用于制备新颖的双层 2D 光学晶格.

关键词: 二元 π 相位板, 可控制光学双阱, 双样品囚禁, 光学晶格

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1. 引言

自从 1986 年 Chu 等人利用一束红失谐聚焦高斯光束形成的光阱实现 Na 原子光学囚禁以后^[1], 光学囚禁冷原子或冷分子的理论 and 实验研究^[2-11]以及冷原子的重力光学囚禁、磁光囚禁等的研究^[12-18], 引起了人们的极大兴趣. 近年来, 人们的兴趣又转向了双原子(或分子)样品的囚禁及其应用研究, 如双样品的磁光囚禁, 双样品原子间的冷碰撞性质, 囚禁原子的物质波干涉, 双原子团间的量子纠缠以及双样品原子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的实现与双阱 BEC 性质等的研究^[19-29]. 显然, 这些研究需要用到一些操控方便的可控制双阱方案. 因此, 设计与研制一些可控制的双阱或多阱方案, 为双样品或多样品的原子分子光学研究提供一些新的实验手段, 是一项非常有价值的研究工作.

最近, Yin 等人在这方面开展了有益的尝试, 他们采用 U-Z 型和 U-U 型载流导线构成了几种可控制双磁阱或双磁光阱, 通过控制导线中的电流方向

和大小或附加的偏置磁场, 即可实现双阱到单阱的连续演化^[30-32]. 此外, 他们还提出了一种采用二元 π 相位板构成的光学双阱及其双阱阵列的新方案, 通过移动相位板, 也可实现由光学双阱到单阱的连续演化^[33]. 本文提出了一种新颖的可控制纵向光学双阱方案, 分析了形成光学双阱的基本原理以及演化过程, 研究了光学双阱的几何参数、光强分布等与光学系统参数间的关系, 并简单讨论了这一光学双阱在原子分子光学中的潜在应用.

2. 可控制纵向光学双阱的方案

我们提出的可控制纵向光学双阱方案如图 1 所示, 它由一个可控光阑、一个二元 π 相位板和一个会聚透镜所组成. 这里二元 π 相位板由中心区域被遮挡的两个面积相等的同心圆环组成, 两圆环的光学厚度之差为 $\lambda/2$ (λ 为入射光波长), 形成 0 和 π 位相. 可控光阑用以控制外环半径的大小. 当一束平面光波垂直照射在这样的光学系统上, 并只有任意一个环透光时, 在焦点上将形成单个光阱, 而当两个

* 国家自然科学基金(批准号: 10174050, 10374029 和 10434060), 江苏省教育厅普通高校自然科学基金(批准号: 04KJB140109)和上海市重点学科以及教育部 211 专项基金资助的课题.

† E-mail: (yin_jianping)jpying@phy.ecnu.edu.cn

圆环都透光时,则由于相消干涉,焦点上的光强为零,而沿光轴方向在透镜焦点两侧将形成两个光阱.如果调节可控光阑的半径大小,则可实现由光学双阱到单阱的演化,反之亦然.

上述光学双阱形成的基本原理可解释如下:在图1所示的装置中,二元相位板相当于一个位相型菲涅耳透镜,它具有虚、实两个焦点;当用一束平面

波照射时,通过菲涅耳透镜的衍射光波由两部分组成,一部分是顶点在虚焦点的发散光束,另一部分是顶点在实焦点的会聚光束;对于透镜来说,通过菲涅耳透镜的虚、实两个焦点相当于两个物点,根据成像规律,将在透镜焦点的两侧形成它们的像点,即光学双阱.此外,由于完全相消干涉,焦点上的光强为零.

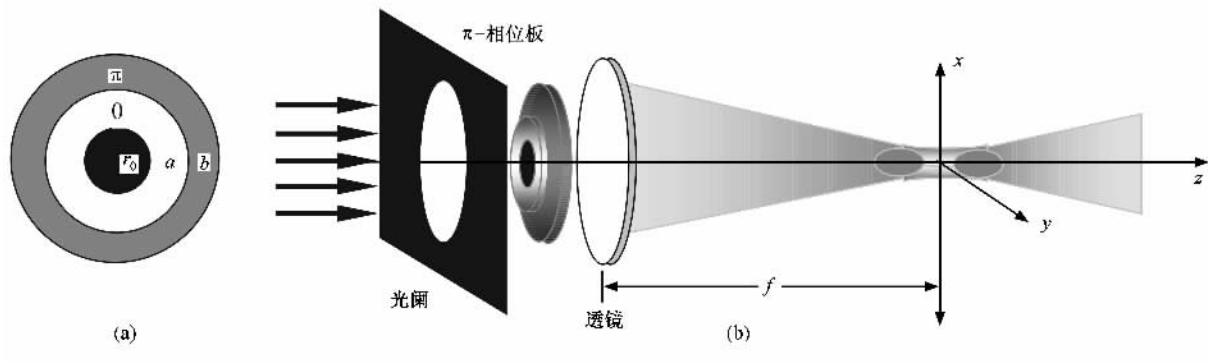


图1 可控制纵向光学双阱的产生方案 (a)二元 π 相位板 (b)原理性实验装置

如果用光阑来控制 π 相位板的外环半径大小,使其逐渐缩小时,则由于两个相位相反的圆环通光面积不相等,由于部分相消干涉效应,在透镜焦点上光强不为0,而且两同心圆环的面积差越大,焦点上的光强也越大,特别地,当外环完全不透光时,相当于一个圆环衍射,在焦点上仅形成一个光阱.这就是我们实现光学双阱到单阱演化的物理思想.

3. 光学双阱的强度分布

3.1. 采用圆盘 π 相位板的情形

在图1所示的实验方案中,如果二元 π 相位板为一圆盘 π 相位板,即中心区域是相位为0的圆,外边是相位为 π 的圆环,且内圆和外圆环的面积相等;若中心圆的半径为 t ,圆环的外半径则为 $\sqrt{2}t$;设用波长为 λ 和振幅为 A 的理想平面波垂直照射这一圆盘 π 相位板,并用焦距为 f 的透镜聚焦,则可在焦点附近产生一局域空心光束^[34,35].根据菲涅耳衍射理论,在距离透镜 z 处,且垂直于光轴的任一平面上的光扰动分布为(略去常相位因子)

$$U(r, z) = \frac{A}{2\lambda} \int_0^{2\pi} \left[\int_0^t - \int_t^{\sqrt{2}t} \right] \exp\left[i\left(-\frac{kr\rho\cos\theta}{z} + \frac{k\rho^2}{2z} - \frac{k\rho^2}{2f}\right)\right] \rho d\rho d\theta, \quad (1)$$

相应的光强分布为 $I(r, z) = |U(r, z)|^2$.

当取 $t = 5\text{mm}$, $f = 200\text{mm}$, $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 及 $I_0 = 5.0 \times 10^4 \text{W/m}^2$ (激光功率为 $P = 12\text{W}$)时,在焦点附近的包含光轴的纵向截面上二维光强分布及相应的光强等值线如图2所示.从图2可以看出,在焦点附近形成了局域空心光束,它由二个位于透镜焦点前后的轴向光阱和一个位于焦平面上的圆环光阱(一级衍射环)组成,但空心光阱四周的光强不相等,光轴向光阱的最大光强为 $I_{z\text{max}} = 1.46 \times 10^{10} \text{W/m}^2$,而透镜焦平面上圆环光阱的最大光强为 $I_{f\text{max}} = 0.30 \times 10^{10} \text{W/m}^2$,且有 $I_{z\text{max}}/I_{f\text{max}} \approx 5$,这表明光轴上两个光阱集中了大部分入射光束的能量.如果用一束红失谐光波照明时,这两个轴向光阱也可用于囚禁冷原子或冷分子,但这两个光阱将与焦平面上的圆环光阱(一级衍射环)相连在一起,不能形成两个独立的轴向光阱.因此,为了充分利用这两个轴向光阱来囚禁冷原子或冷分子,就必须尽量减小透镜焦平面上一级衍射环(圆环光阱)及二个轴向光阱周围的次级衍射光强,从而有效消除轴向光阱与周围衍射光的连接,使其成为二个独立的轴向光阱.

3.2. 采用圆环 π 相位板的情形

在研究中我们发现,若把圆盘 π 相位板的中心遮挡起来,外边为两个面积相等相位相反的透光圆环,当保持两透光圆环的面积不变(与圆盘相位板通

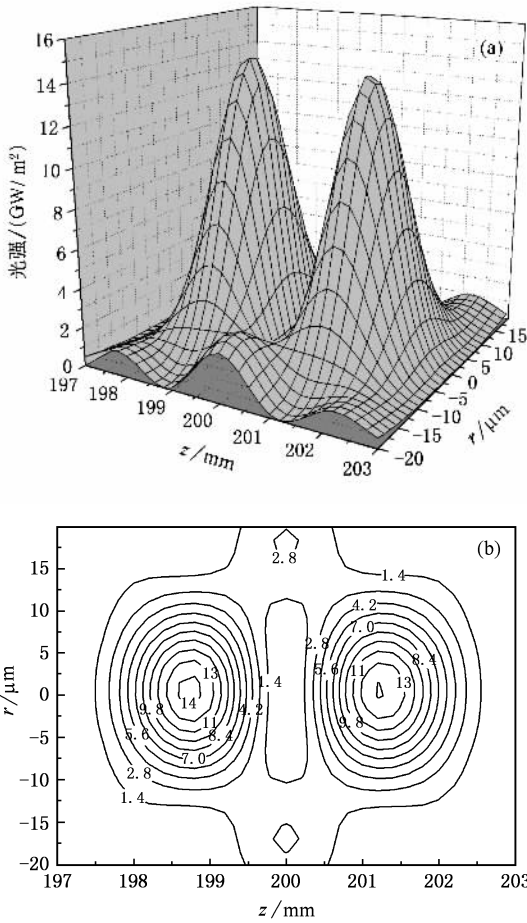


图2 由圆盘 π 相位板产生的轴向光学双阱的 (a) 二维光强分布及其 (b) 光强等值线分布

光面积相同)并增加中心遮挡部分的面积时,光轴上两个光阱的最大光强保持不变,而透镜焦平面上的二级衍射光强减小,但高级次衍射光强有所增大.设中心遮挡圆的半径为 $r_0 = \beta t$ (β 为比例系数),则在焦平面上,各级衍射光强最大值随中心遮挡圆半径 r_0 的变化关系如图3中虚线所示.然而,在设计中我们还发现,在追求焦平面上的各次级衍射光强最小的同时,在垂直于光轴的二个轴向光阱平面上的次级衍射光强却在增大,且随着中心遮挡面积的增大,二个轴向光阱的最大光强不变,光阱的径向宽度减小,轴外次级衍射光强逐渐增大,次级衍射最大光强随中心遮挡圆半径 r_0 的变化关系如图3中实线所示.综合考虑上述两个因素,并为了确保焦平面上一级衍射最大光强与轴向光阱最大光强之比小于 $1/10$,我们提出了改进型圆环 π 相位板方案,如图1(a)所示,即选择中心遮挡圆半径为 $r_0 = 0.9t$ 时的环形 π 相位板.

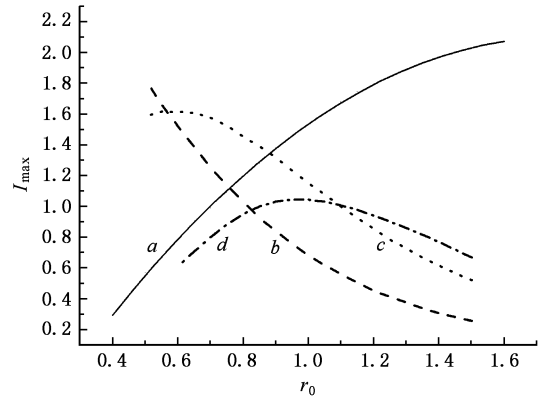


图3 次级衍射光强最大值随遮挡面积半径的变化关系(其中 a 为光阱平面上次级衍射最大光强随遮挡面积半径的变化曲线, b, c 和 d 为透镜焦平面上二、三级衍射最大光强随遮挡面积半径的变化曲线)

根据以上的讨论,改进型圆环 π 相位板中心遮挡圆半径为 $r_0 = 0.9t$,则第二环的半径为 $a = \sqrt{1.81}t$,第三环的半径为 $b = \sqrt{2.81}t$.假设入射光波是波长为 λ 和振幅为 A 的理想平面波,透镜焦距为 f ,则根据菲涅耳衍射理论,在距离透镜 z 处,且垂直于光轴的任一平面上的光扰动分布为(略去常相位因子)

$$U(r, z) = \frac{A}{z\lambda} \int_0^{2\pi} \left[\int_{0.9t}^{\sqrt{1.81}t} - \int_{\sqrt{1.81}t}^{\sqrt{2.81}t} \right] \times \exp \left[i \left(-\frac{kr\rho\cos\theta}{z} + \frac{k\rho^2}{2z} - \frac{k\rho^2}{2f} \right) \right] \times \rho d\rho d\theta, \quad (2)$$

相应的光强分布为 $I(r, z) = |U(r, z)|^2$.

通过数值计算,我们发现在距离焦点为 $z_{\max} = \pm 0.74\lambda f^2/t^2$, $r = 0$ 处存在着两个光强极大值,即形成了一对轴向光学偶极势阱,其最大光强为

$$I_{\max} = 20.923 \frac{I_0 t^4}{(\lambda f)^2}, \quad (3)$$

式中 $I_0 = A^2$,透镜焦平面上的二级衍射光强和两个轴向光阱平面上的次级衍射极大光强均小于轴向光阱最大光强的 $1/10$.通过计算,我们还得到了几个表征光阱几何参数与 λ, t, f 之间的解析关系.

例如,两个轴向光阱中心之间的距离为

$$\Delta z_{\max} = 1.48\lambda \left(\frac{f}{t} \right)^2. \quad (4)$$

在半径 r 和光轴 z 方向上,光强为最大值的 $1/e^2$ 的两点间距离(即光阱的径向和轴向尺寸)分别为

$$\Delta r_{1/e^2} = 0.419\lambda \left(\frac{f}{t} \right), \quad (5)$$

$$\Delta z_{1/e^2} = 1.249\lambda \left(\frac{f}{t} \right)^2. \quad (6)$$

如果将轴向光阱的囚禁体积近似看作一个椭圆,则光强大于最大光强的 $1/e^2$ 的光阱囚禁体积为

$$\Delta V_{1/e^2} = 0.115\lambda \left(\frac{\lambda}{t} \right)^3 \left(\frac{f}{t} \right). \quad (7)$$

而在 r 和 z 方向上,二个轴向光阱的最大光强梯度分别为

$$\left| \frac{\partial I}{\partial r} \right|_{\max} = 119.26 I_0 \left(\frac{t}{\lambda f} \right)^3 t^2, \quad (8)$$

$$\left| \frac{\partial I}{\partial z} \right|_{\max} = 44.92 I_0 \left(\frac{t}{\lambda f} \right)^3 t^3 / f. \quad (9)$$

由上述关系可以看出,只要适当选取光学系统参数 λ , t , f 及 I_0 , 即可得到所需要的轴向光学双阱. 当 $t = 5\text{mm}$, $f = 200\text{mm}$, $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 和 $I_0 = 5.0 \times 10^4 \text{W/m}^2$ 时, 轴向光学双阱的二维光强分布及其相应的光强等值线如图 4 所示. 其中最大光强为 $I_{\max} = 1.46 \times 10^{10} \text{W/m}^2$, 两光阱中心间距为 $\Delta z_{\max} = 2.508\text{mm}$, 而光阱的径向和轴向尺寸分别为 $\Delta r_{1/e^2} = 0.018\text{mm}$, $\Delta z_{1/e^2} = 2.112\text{mm}$, 相应的光阱囚禁体积为 $3.50 \times 10^{-4} \text{mm}^3$, 在 r 和 z 方向上光阱的最大光强梯度分别为 $1.96 \times 10^{15} \text{W/m}^3$ 和 $1.84 \times 10^{13} \text{W/m}^3$. 比较图 2 与图 4 可以看出, 采用改进后的圆环 π 相位板可以获得较为理想的轴向光学双阱, 用于冷原子或冷分子的光学囚禁.

4. 光学双阱到单阱的演化

若利用可变光阑控制二元 π 相位板的外环半径大小, 并当光阑孔径逐渐变小时, 可实现从光学双阱到单阱的连续演变. 同样取 $t = 5\text{mm}$, $f = 200\text{mm}$, $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 和 $I_0 = 5.0 \times 10^4 \text{W/m}^2$, 且当外环半径为 8.00mm , 7.40mm 和 6.73mm 时, 轴向光学双阱演化的二维光强分布如图 5(a)(c) 和 (e) 所示, 相应的光强等值线分布如图 5(b)(d) 和 (f) 所示. 图 5 表明, 当外环半径逐渐减小时, 透镜焦点处的光强逐渐增大, 每个光阱的光强变小, 并由光学双阱逐渐合并为单光阱. 反之, 当光阑半径由第二环半径开始逐渐增大时, 单个光阱将分裂为双光阱. 设外环半径的减小量为 Δr , 两光阱最大值之间的距离为 Δz_{\max} , 则当 Δr 逐渐增大时, Δz_{\max} 随 Δr 的变化关系如图 6 所示. 从图 6 可以看出, 随着 Δr 的增加, 光阱间距 Δz_{\max} 将经历由一个缓慢增大到快速减小的演化过程.

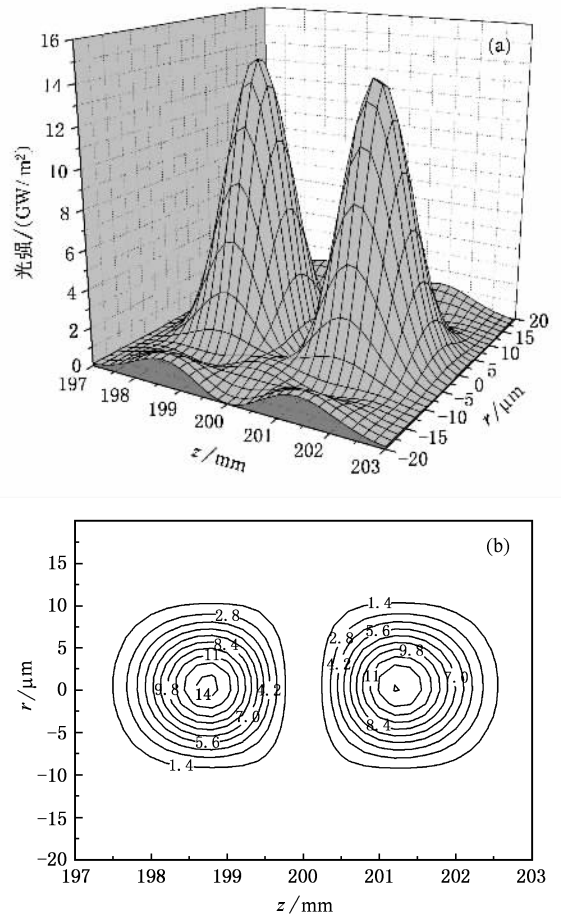


图 4 由改进型圆环 π 相位板产生的轴向光学双阱的 (a) 二维光强分布及其 (b) 光强等值线分布

当光学双阱合并为一个单阱时, 通过计算我们得到单阱的最大光强为 $I_{\text{smax}} = 0.69 \times 10^{10} \text{W/m}^2$, 相应的光阱径向与轴向尺寸分别为 $\Delta r_{1/e^2} = 0.021\text{mm}$ 和 $\Delta z_{1/e^2} = 4.748\text{mm}$, 单阱的囚禁体积为 $1.08 \times 10^{-3} \text{mm}^3$, 在 r 和 z 方向上单阱的最大光强梯度分别为 $7.85 \times 10^{14} \text{W/m}^3$ 和 $3.53 \times 10^{12} \text{W/m}^3$.

5. 分析与讨论

由于交流 Stark 效应, 在红失谐光场中二能级原子(或分子)将受到光场偶极力的吸引作用, 被吸引到光强最大的高斯光束中心. 当失谐量 $\delta = \omega_l - \omega_a \approx \omega_l$ 时, 相互作用偶极势 $U_D(\mathbf{r})$ 为吸引势, 其大小由下式给出^[3]:

$$U_D(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_s}{[1 - (\omega_l/\omega_a)^2]} |E_{rms}|^2, \quad (10)$$

式中 $|E_{rms}|^2 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \mathcal{I}(\mathbf{r})$, $\mathcal{I}(\mathbf{r})$ 为光场强度, α_s 是

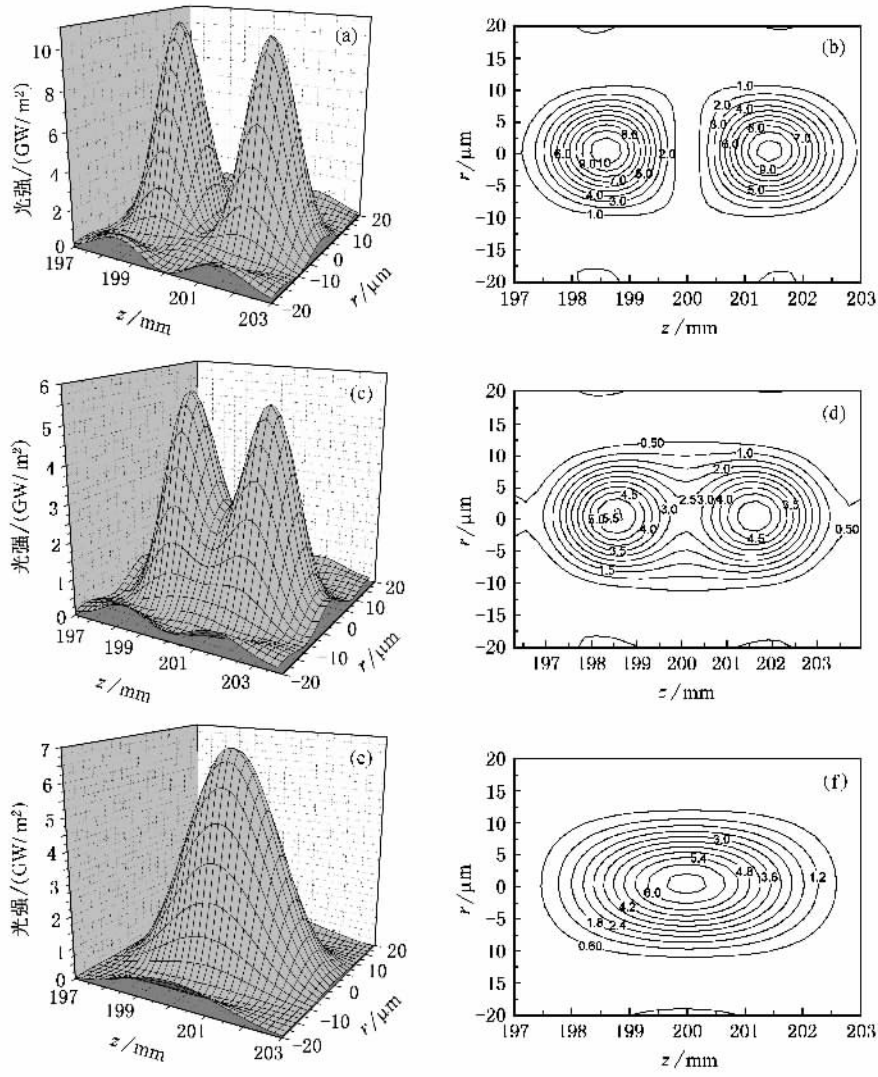


图5 光学双阱到单阱的演化过程 (a)(c)和(e)分别是外环半径为8.00mm,7.40mm和6.73mm时的二维光强分布 (b)(d)和(f)分别是相应的光强等值线分布

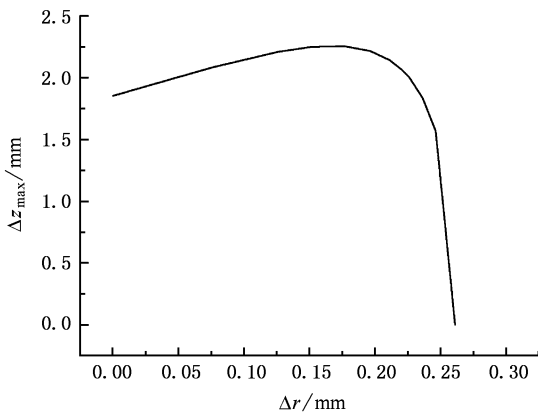


图6 光学双阱间距 Δz_{\max} 与外环半径减小量 Δr 的关系

基态原子的标量极化率. 对于⁸⁵Rb的D₂线, $\alpha_s = 5.3 \times 10^{-39} \text{ m}^2/\text{J}$, $\omega_a = 2\pi \times 3.85 \times 10^{14} \text{ Hz}$, 于是由(10)式计算得到本方案中光学双阱和单阱最大的光学偶极势分别为4.68mK和2.21mK, 这远高于磁光阱中冷⁸⁵Rb的温度($\sim 120\mu\text{K}$).

另一方面, 当冷原子在红失谐光场中运动时, 还将发生光子自发散射(包括瑞利(Rayleigh)散射和拉曼(Raman)散射), 其自发散射速率为

$$S_{\text{sp}} = S_{\text{Rayleigh}} + S_{\text{Raman}}, \quad (11)$$

式中 S_{Rayleigh} 和 S_{Raman} 分别为 Rayleigh 和 Raman 散射速率, 分别由下式估算:

$$S_{\text{Rayleigh}} = \frac{8\pi r_0^2 K(\mathbf{r}) \omega_l^3}{3\hbar \omega_a^4}, \quad (12)$$

$$S_{\text{Raman}} = \frac{8}{9} \left(\frac{\Delta_{\text{fs}} \omega_l}{\omega_a^2} \right)^2 \cdot S_{\text{Rayleigh}}, \quad (13)$$

式中 r_0 是经典电子半径 ($= 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$), Δ_{fs} 为精细结构分裂. 对于 ^{85}Rb 的 D_2 线, $\Delta_{\text{fs}} = 2\pi \times 7.1 \times 10^{12} \text{ Hz}$, 光学双阱和单阱的 Rayleigh 散射速率分别为 1.52s^{-1} 和 0.72s^{-1} , Raman 散射速率分别为 $2.49 \times 10^{-4}\text{s}^{-1}$ 和 $1.18 \times 10^{-4}\text{s}^{-1}$.

如果用波长 $\lambda = 1.08\mu\text{m}$, $I_0 = 1.25 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ (功率为 $P = 300\text{ W}$) 的激光^[36]照明, 计算得双光阱的最大光强为 $I_{\text{max}} = 3.52 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$, 单光阱的最大光强为 $I_{\text{max}} = 1.66 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$, 囚禁 NH_3 的光学势分别为 1.13mK 和 0.53mK , 这远高于 Stark 减速后的冷 ND_3 分子的平动温度 ($\sim 250\mu\text{K}$)^[37]. 显然, 我们提出的可控制纵向双阱方案, 不仅有较高的光学偶极势, 而且自发散射速率也较低, 完全可以用来收集并囚禁来自磁光阱的冷原子或来自 Stark 减速的冷分子, 以实现双原子(分子)样品的光学囚禁.

在这样的光学双阱中, 当粒子密度为 $n = 10^{13} - 10^{14} / \text{cm}^3$ (通常实现全光型 BEC 的密度范围) 时, 每个光阱可囚禁的粒子数为 $N = 3.5 \times 10^6 - 3.5 \times 10^7$, 而单光阱中可囚禁的粒子数为 $N = 10^7 - 10^8$. 这表明利用我们提出的光学双阱方案和光学势蒸发冷却技术即可实现全光型的双阱或双样品原子(或分子) BEC. 此外, 当利用我们的光学双阱装载同种或不同种冷原子(或冷分子)时, 并用可变光阑控制二元 π 相位板外环的半径, 以实现光学双阱到单阱, 或从单光阱到双光阱的连续演化, 从而用于双样品冷碰撞性质、冷原子(或冷分子)的量子隧道效应以及原子(或分子)物质波干涉等的实验研究; 同样, 本文提出的可控制光学双阱也可用于双样品 BEC 的稳定性、集体激发和非线性响应、相互作用的动力学、暗

孤子和双分量 BEC 中的相对位相等的研究^[38-43].

另一方面, 由于我们提出的光学双阱是分布在光轴方向的, 故若将二元 π 相位板推广至 2D 列阵, 并与 2D 微透镜列阵分别集成在透明基片的正反面, 同时将光阑也推广至 2D 列阵, 当一束平面光波垂直照射到这样的光学系统上时, 将会形成一个双层的 2D 光阱阵列, 用于制备双层的 2D 新颖光学晶格. 这为利用光学晶格来研究超冷原子的布洛赫振荡、量子隧穿、晶格原子的自旋和磁学性质等, 甚至制备新颖光子晶体或研究原子物质波的动力学衍射等提供了一个新的实验平台.

6. 结 论

本文提出了一种新颖的实现冷原子(或冷分子)囚禁的可控制纵向光学双阱方案, 介绍了光学双阱产生及其演化的基本原理, 研究了双阱的几何参数与光学系统参数的关系, 通过选择光学系统的参数 λ , t , f 及 I_0 , 即可得到合乎需要的光学双阱. 研究表明, 本方案所产生的光学双阱和单阱, 具有较高的偶极势和较低的光子散射速率, 非常适宜于冷原子或冷分子的光学囚禁, 并可用于构成双层光阱阵列及其新颖的双层光学晶格, 因而在原子光学与分子光学等领域中有着广阔的应用前景.

最后, 需要说明的是: 虽然在本方案的讨论中, 为了提高光能的利用率和计算方便起见, 入射光束没有选择高斯光束, 而是采用了平面光波, 但在实验中, 可用平顶高斯光束^[44, 45]来替代平面光波. 当然, 如果采用合适的空心平顶高斯光束, 则可望获得更高的光能利用率.

[1] Chu S, Bjirholm J E, Ashkin A *et al* 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 314
 [2] Miller J D, Chine R A, Heinzen D J *et al* 1993 *Phys. Rev. A* **47** R4567
 [3] Takekoshi T, Yeh J R, Knize R J *et al* 1995 *Opt. Commun.* **114** 421
 [4] Adams C S, Lee H J, Davidson N *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3577
 [5] Kuga T Y, Torii N, Shiokawa T *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4713

[6] Granade S R, Gehm M E, O'Hara K M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 120405
 [7] Loftus T, Regal C A, Ticknor C *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173201
 [8] Barrett M D, Sauer J A, Chapman M S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 10404
 [9] Weber T, Herbig J, Mark M *et al* 2003 *Science* **299** 232
 [10] Jochim S, Bartenstein M, Altmeyer A *et al* 2003 *Science* **302** 2101
 [11] Greiner M, Regal C A, Jin D S 2003 *Nature* **426** 537
 [12] Soding J R, Grimm, Yu. B. Ovchinnikov 1995 *Opt. Commun.* **119** 652

- [13] Ovchinnikov , Yu B , Manek I *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2225
- [14] Yin J , Zhu Y F , Wang Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **A57** 1957
- [15] Yin J , Zhu Y F 1998 *Opt. Commun.* **152** 421
- [16] Yin J , Gao W , Wang Y *et al* 2000 *Chin. Phys.* **9** 342
- [17] Yin J , Gao W , Wang Y *et al* 2001 *Phys. Lett. A* **288** 9
- [18] Raab E L , Prentiss M , Alex Cable *et al* 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631
- [19] Thomas N R , Wilson A C , Foot C J 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063406
- [20] Tiecke T G , Kemmann M , Buggle C *et al* 2003 *J. Opt. B : Quant. Semiclass. Opt.* **5** S119
- [21] Marcassa L G , Telles G D , Muniz S R *et al* 2000 *Phys. Rev. A* **63** 13413
- [22] Modugno M , Dalfovo F , Fort C *et al* 2000 *Phys. Rev. A* **62** 63607
- [23] Öhberg P , Santos L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2918
- [24] Delannoy G , Murdoch S G , Boyer V 2001 *Phys. Rev. A* **63** 51602
- [25] Yin J P , Gao W J , Liu N C , Wang Y Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 660 (in Chinese) [印建平、高伟建、刘南春、王义道 2001 物理学报 **50** 660]
- [26] Wang H J , Yi X X , Ba X W 2000 *Phys. Rev. A* **62** 23601
- [27] Pitaevskii L , Stringari S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 180402
- [28] Zhou M , Fang J Y , Huang C J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1916 (in Chinese) [周 明、方家元、黄春佳 2003 物理学报 **52** 1916]
- [29] Olsen M K , Hope J J 2001 *Phys. Rev. A* **64** 13601
- [30] Hu J , Yin J 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2844
- [31] Hu J , Yin J 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 937
- [32] Yun M , Yin J 2005 *Opt. Lett.* , **30** 696
- [33] Ji X M , Yin J P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4163 (in Chinese) [纪 宪明、印建平 2004 物理学报 **53** 4163]
- [34] Ozer R , Khaykovich L , Davidson N 1999 *Phys. Rev. A* **59** R1750
- [35] Yin J , Gao W , Wang H *et al* 2002 *Chin. Phys.* **11** 1157
- [36] Limpert L , Liem A , Zellmer H *et al* 2003 *Electronics Lett.* **39** 645
- [37] Hendrick L , Bethlem , Floris M H *et al* 2002 *Phys. Rev. A* **65** 053416
- [38] Burke J P , Bohn J L , Esry B D *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2097
- [39] Santos M S , Nussenzveig P , Antunes A *et al* 1999 *Phys. Rev. A* **60** 3892
- [40] Hall D S , Matthews M R , Enshet C E *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 251
- [41] Song J , Cao Z L 2002 *Acta Phys. Sin.* **54** 696 (in Chinese) [宋 军、曹卓良 2005 物理学报 **54** 696]
- [42] Williams J , Walser J , Cornell E A *et al* 1998 *Phys. Rev. A* **61** 033612
- [43] Luo Y H , Huang Z , Wang Y Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1706 (in Chinese) [罗有华、黄 整、王育竹 2002 物理学报 **51** 1706]
- [44] Pu J X 1998 *Acta. Photonica Sin.* **27** 234 (in Chinese) [蒲继雄 1998 光子学报 **27** 234]
- [45] Bounnis R , Ameer K , Ladjouze H 1997 *J. Mod. Opt.* **44** 1417

A controllable longitudinal double-well optical dipole trap for cold atoms (or cold molecules)^{*}

Mu Ren-Wang^{1,2)} Ji Xian-Ming¹⁾ Yin Jian-Ping^{2)†}

¹⁾ *Science College , Nantong University , Nantong 226007 , China)*

²⁾ *Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education , Department of Physics , East China Normal University , Shanghai 200062 , China)*

(Received 17 January 2006 ; revised manuscript received 25 April 2006)

Abstract

In this paper , we propose a novel scheme to produce a longitudinal controllable double-well optical dipole trap for cold atoms (or cold molecules) , which is composed of a binary π -phase plate and a lens. The π -phase plate consists of two homocentric rings with equal area and opposite phase (0 and π) , and its central region is opaque. When a plane light wave passes through the above optical system , a double-well optical trap will be formed at two sides of the focal point along the optical axis. The outer radius of the binary π -phase plate can be controlled by adjusting the radius of a diaphragm , so that a double-well optical trap will evolve and finally combined into a single-well , or vice versa. We briefly introduce the basic principle and derive several optimal parameters of the trap , and show the dependence of the optical parameters (including intensity distributions) on the geometrical parameters of the system. Our study shows that the proposed controllable optical trap can be used not only to trap cold atoms (or cold molecules) and realize all-optical , double-well or two species Bose-Einstein condensation (BEC) , but also to study the trapped-atom (-molecule) interference , or form a 2D array of double-layer optical traps for cold atoms (or molecules) , even to prepare a novel 2D optical lattice , and so on.

Keywords : binary π -phase plate , controllable double-well optical trap , two-sample trap , optical lattice

PACC : 3280P , 3380P , 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10174050 , 10374029 and 10434060) , the Natural Science Foundation of college of Jiangsu Province (Grant No. 04KJB140109) , and Shanghai Priority Academic Discipline and the 211 Foundation of the Educational Ministry of China.

[†] Corresponding author , E-mail : (Yin Jianping) jpyin@phy.ecnu.edu.cn