

# 实现冷原子(冷分子)囚禁的可控制光学双阱的产生及其实验研究\*

沐仁旺<sup>1,2)</sup> 李雅丽<sup>1)</sup> 纪宪明<sup>1)</sup> 印建平<sup>2)†</sup>

<sup>1)</sup> 南通大学理学院, 南通 226007)

<sup>2)</sup> 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 4 月 14 日收到, 2006 年 8 月 22 日收到修改稿)

简单介绍了实现冷原子或冷分子囚禁的可控制光学双阱的实验方案, 报道了二元  $\pi$  相位板的制作方法及其产生可控制光学双阱的实验结果. 分析了光学双阱参数(如空间位置、双阱中心间距、相对光强分布等)与  $\pi$  相位板相位偏差的关系. 从理论和实验上研究了由于二元  $\pi$  相位板的刻蚀厚度误差引起的光学双阱光强变化及其双阱到单阱的演化规律, 得到了实验与理论基本一致的结果.

关键词: 二元相位板, 可控制光学双阱, 冷原子囚禁, 冷分子囚禁

PACC: 3280P, 3380P, 4250

## 1. 引言

最近, 为了实现双原子样品的磁光囚禁(MOT)并研究它们的冷碰撞性质与实现可控制双阱玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)等, 胡建军和印建平<sup>[1,2]</sup>提出了采用 U-Z 型和 U-U 型载流导线构成的可控制双磁光阱和双磁阱方案, 通过控制导线中电流的方向和大小, 即可实现双阱到单阱的连续演化. 2002 年, 文献<sup>[3]</sup>提出了一种基于 Ioffe-Pritchard 磁阱的时间轨道平均势(TOAP)双磁阱实现双阱 BEC 的方案. Walraven 小组<sup>[4]</sup>采用 TOAP 双磁阱方案实现了<sup>87</sup>Rb 原子的双阱 BEC, 获得了  $4 \times 10^4$  个凝聚原子, 并研究了双阱中 BEC 轴向质心的振荡效应. 近年来, 有关双样品的 MOT、冷原子碰撞、BEC 性质以及囚禁原子的物质波干涉与双原子团间的量子纠缠等研究, 已成为超冷原子物理、原子光学和量子光学领域中的热门研究课题<sup>[5-15]</sup>.

由于聚焦的红失谐高斯激光势阱, 便于冷原子或冷分子的装载、囚禁、操控及其光学势蒸发冷却等, 目前利用全光型光学双阱研究冷原子间的碰撞性质、双阱间的量子隧道效应和原子干涉<sup>[5,16]</sup>、冷分

子的囚禁与操控及其冷碰撞性质、分子 BEC 的实现<sup>[17-20]</sup>、光学晶格及其晶格中的 BEC<sup>[21-25]</sup>等, 已引起人们的广泛关注. 因此, 有关可控制光学双阱的理论与实验研究将有着十分重要的应用价值. 最近, 我们曾提出了一种可用于冷原子或冷分子囚禁的可控光学双阱或四阱方案<sup>[26-28]</sup>, 给出了一些有参考价值的理论计算结果, 并讨论了制备新颖光学晶格的可能性. 本文在上述理论方案的基础上, 介绍了制备二元  $\pi$  相位板的实验方法, 并就产生可控光学双阱的理论方案进行了实验验证. 同时, 由于在实际制作  $\pi$  相位板时存在着刻蚀深度误差, 导致二元  $\pi$  相位板产生相位误差. 为此, 我们从理论和实验上研究了相位误差对双光阱的产生及其演化的影响, 并将实验测量值与理论计算值进行了比较, 得到了实验与理论基本一致的结果, 从而为可控制光学双阱在冷原子或冷分子的光学囚禁与操控中的应用提供了理论和实验依据.

## 2. 可控制光学双阱的产生方案

最近, 我们提出了一些可控制光学偶极阱的方案<sup>[26-28]</sup>, 为全光型囚禁与操控冷原子或冷分子提供了理论基础. 图 1 是产生可控制光学双阱的实验方

\* 国家自然科学基金(批准号: 10174050, 10374029, 10434060, 10674047)和江苏省高等学校自然科学基金(批准号: D4KJB140109)资助的课题.

† E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

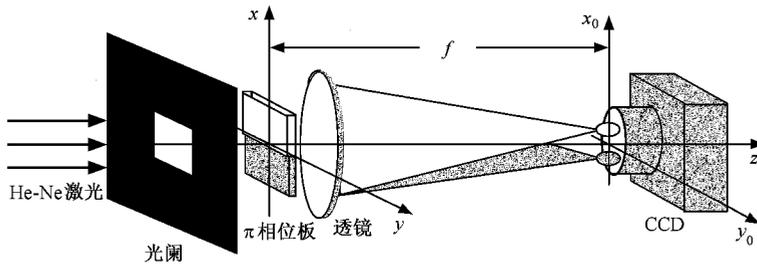


图 1 光学双阱实验方案

案,它由两个边长为  $2a$ 、相位差为  $\pi$  的正方形相位板(即二元  $\pi$  相位板)与一透镜组合而成.二元  $\pi$  相位板的透过率函数可表示为

$$g(x, y) = \text{rect}\left[\frac{x-a}{2a}, \frac{y}{2a}\right] - \text{rect}\left[\frac{x+a}{2a}, \frac{y}{2a}\right], \quad (1)$$

式中  $\text{rect}(x)$  是矩形函数<sup>[29]</sup>. 设平面波的波长为  $\lambda$ , 振幅为  $A$ , 透镜焦距为  $f$ , 则当一束沿  $z$  方向传播的平面光波通过光学系统时,根据菲涅耳衍射理论,在透镜焦平面  $x_0oy_0$  上的光扰动分布(略去不重要的常相位因子)为

$$U(x_0, y_0, f) = \frac{A}{\lambda f} \int_{-a}^a \int_{-a}^a g(x, y) \times \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda f}(xx_0 + yy_0)\right] dx dy, \quad (2)$$

相应的光强分布为

$$I_f = |U(x_0, y_0, f)|^2$$

$$I_f = \frac{4A^2 a^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^4(\pi ax_0/\lambda f) + \sin^2(\pi tx_0/\lambda f) \cos(2\pi ax_0/\lambda f)}{(\pi ax_0/\lambda f)^2} \frac{\sin^2(2\pi ay_0/\lambda f)}{(2\pi ay_0/\lambda f)^2}. \quad (5)$$

从(5)式可以推出,在透镜焦点处的光强

$$I_{f_0} = 4A^2 a^2 t^2 (\lambda f)^2.$$

随着移动距离  $t$  的增加,两光阱的光强逐渐减小,而两光阱中心(透镜焦点)处的光强不断增加,同时两光阱中心间的距离也逐渐减小.当移动距离  $t = a$  时,双光阱演变为单光阱,单光阱的最大光强大约是双光阱最大光强的两倍.

### 3. 实验方法及结果

由于实验室目前没有现存的波长为  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  的 YAG 激光器,因此,在实验中选用波长为  $\lambda =$

$$= \frac{16A^2 a^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^4(\pi ax_0/\lambda f)}{(\pi ax_0/\lambda f)^2} \frac{\sin^2(2\pi ay_0/\lambda f)}{(2\pi ay_0/\lambda f)^2}. \quad (3)$$

理论计算表明,在  $x_{0\text{max}} = \pm 0.371\lambda f/a$ ,  $y_0 = 0$  处存在着两个光强最大值,形成了一对光学偶极势阱,其最大光强为

$$I_{\text{max}} = 8.401 \frac{A^2 a^4}{(\lambda f)^2},$$

两光阱中心之间的距离为

$$\Delta x_{\text{max}} = 0.742\lambda f/a.$$

如果将二元  $\pi$  相位板沿  $x$  方向移动,即可实现光学双阱到单阱的连续变化.设  $\pi$  相位板沿  $x$  方向移动的距离为  $t$ ,则其透过率函数可改写为

$$g(x, y) = \text{rect}\left[\frac{x-(a+t)}{2a}, \frac{y}{2a}\right] - \text{rect}\left[\frac{x+(a-t)}{2a}, \frac{y}{2a}\right], \quad (4)$$

焦平面上相应的光强分布为

632.8 nm 的 He-Ne 激光作为入射光波.又由于光学双阱的所有参数(如光阱深度、光阱间距和光阱几何尺寸等)均与波长有关(见文献[27]中的理论公式),故采用 He-Ne 激光光源获得的实验结果仍有一定的参考价值.为了在实验中获得上述光学双阱,选用了折射率  $n = 1.46$  的石英片作为相位板的基片.  $\pi$  相位处的刻蚀深度理论值为  $d = \frac{\lambda}{2(n-1)} = 687.8 \text{ nm}$ . 在制作二元  $\pi$  相位板的实验中,采用了 JR-2B 型离子刻蚀机.实验所用条件如下:射频功率为 50 W,腐蚀气体为  $\text{SF}_6$ ,流量为  $50 \text{ cm}^3/\text{min}$ .通过控制刻蚀时间,选取了 5 片相位板,用 Dektek 3ST 型台

阶仪测得的实际深度分别为 453.0, 491.3, 608.1, 649.8 和 669.6 nm, 由此得到刻蚀深度的误差  $\Delta d$  分别为 -234.8, -196.5, -79.7, -38.0 和 -18.2 nm, 相应的相位误差  $\Delta\varphi$  分别为 -1.0724, -0.8977, -0.3643, -0.1736 和 -0.083 rad.

在如图 1 所示的光路中, 选取透光窗口为  $2a = 2$  mm 的正方形, 透镜焦距  $f = 500$  mm, 在透镜焦平面上利用 XC-ST50CE 型电荷耦合器件 (CCD) 相机观测双阱的光强分布, 所用 CCD 相机的像敏元 (像素) 大小 (空间分辨率) 为  $8.6 \mu\text{m} \times 8.3 \mu\text{m}$ . 为了使每个像敏元的曝光量远低于其饱和值, 在光路中附加了适当的衰减片. 为了获得较清晰的双光阱图像, 必须保证光路中各元件共轴, 同时要尽量减小透光窗口与二元相位板之间的距离. 实验所观测到的各相位

板所形成的双光阱图像及其二维光强分布分别如图 2 所示. 测量得到的每对光阱相对光强极大值、光阱中心位置及光阱中心位置间的距离等数据如表 1 所列. 在表 1 中, 相对光强极大值和相对光强差的数值为反映光强大小的灰度值, 光阱位置值为相对光强极大值所处的像素点的位置.

由表 1 可知, 当刻蚀相位板的相位差不是理想的  $\pi$  相位时, 双光阱的光强分布发生了变化, 随着相位板的相位误差  $\Delta\varphi$  的增加, 左光阱的光强逐渐减小, 右光阱的光强逐渐增加; 右光阱光强极大值  $I_{R\text{max}}$  与左光阱光强极大值  $I_{L\text{max}}$  的差  $I_{R\text{max}} - I_{L\text{max}}$  也将随着相位误差  $\Delta\varphi$  的增加而增大. 同时, 随着相位误差  $\Delta\varphi$  的增加, 两光阱间的距离稍有改变, 但变化不明显.

表 1 光学双阱参数的实验测量结果

	$\Delta\varphi = -1.0724$		$\Delta\varphi = -0.8977$		$\Delta\varphi = -0.3643$		$\Delta\varphi = -0.1736$		$\Delta\varphi = -0.083$	
	左光阱	右光阱	左光阱	右光阱	左光阱	右光阱	左光阱	右光阱	左光阱	右光阱
相对光强极大值	94	253	110	250	163	218	171	208	188	203
相对光强差	159		140		55		37		15	
光阱位置	54	81	59	86	48	75	45	73	58	86
光阱间距/ $\mu\text{m}$	$27 \times 8.6 = 232.2$		$27 \times 8.6 = 232.2$		$27 \times 8.6 = 232.2$		$28 \times 8.6 = 240.8$		$28 \times 8.6 = 240.8$	

如果沿  $x$  方向移动相位板, 则双光阱将逐步演变为单光阱. 在实验中, 另选用了刻蚀深度为 704.5 nm 的相位板, 相应的相位误差  $\Delta\varphi = 0.0763$ . 当沿着  $x$  方向移动相位板距离分别为 0.30, 0.55, 0.70 和 1.00 mm 时, 获得了相应的双光阱演变为单光阱的系列图像及其二维光强分布, 结果如图 3 所示. 由图 3 可以看出, 从双阱演变为单阱的过程非常清晰. 如果再在  $x$  方向沿相反方向移动相位板, 则可以观察到由单阱演变为双阱的逆过程. 这些实验结果表明, 所提出的可控制光学双阱方案<sup>[26]</sup>是切实可行的.

#### 4. 理论分析及讨论

在实验中发现, 引起光学双阱强度分布发生变化的主要原因是相位板的刻蚀深度误差. 为此, 我们将从理论上就二元  $\pi$  相位板的刻蚀深度误差对光学

双阱参数的影响进行分析, 并与实验结果进行比较. 在文献 [26] 中曾分析过高斯光束与平面光波在形成光学双阱时光强分布的差异, 当束腰半径  $w_0$  较小时, 高斯光束光阱与平面光波光阱的光强分布差别较大, 而当  $w_0 \geq \sqrt{2}a$  时, TEM<sub>00</sub> 模高斯光束与平面光波照明时产生光阱的光强分布很相近, 且  $w_0$  越大, 两者差别就越小. 由于光学实验系统满足条件  $w_0 \geq \sqrt{2}a$ , 故在以下的理论研究中, 采用平面光波来进行分析.

在实验中, 由于刻蚀深度误差的存在, 实际制作相位板的相位差不会是精确的  $\pi$ . 设相位误差为  $\Delta\varphi$ , 则相位板的透射率函数可由 (1) 式改写为

$$g(x, y) = \text{rect}\left[\frac{x-a}{2a}, \frac{y}{2a}\right] - \exp[i\Delta\varphi] \text{rect}\left[\frac{x+a}{2a}, \frac{y}{2a}\right], \quad (6)$$

相应的焦平面上光强分布可由 (3) 式改写为

$$I_f = |U(x_0, y_0, f)|^2 = \frac{16A^2 a^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^2(\pi a x_0 / \lambda f) \sin^2(\pi a x_0 / \lambda f - \Delta\varphi/2)}{(\pi a x_0 / \lambda f)^2} \frac{\sin^2(2\pi a y_0 / \lambda f)}{(2\pi a y_0 / \lambda f)^2}. \quad (7)$$

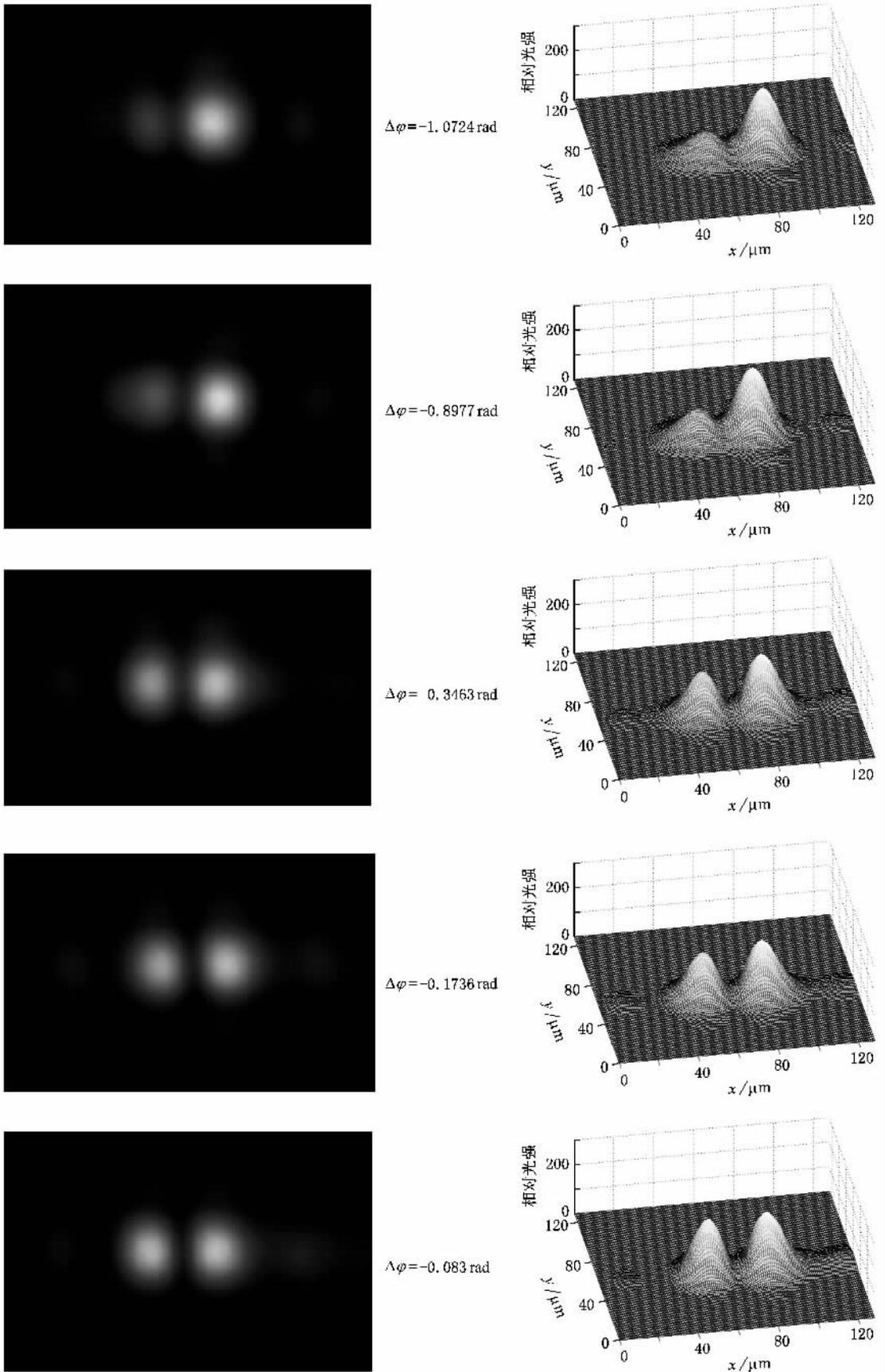


图2 实验得到双峰光强分布与相位误差  $\Delta\varphi$  的关系

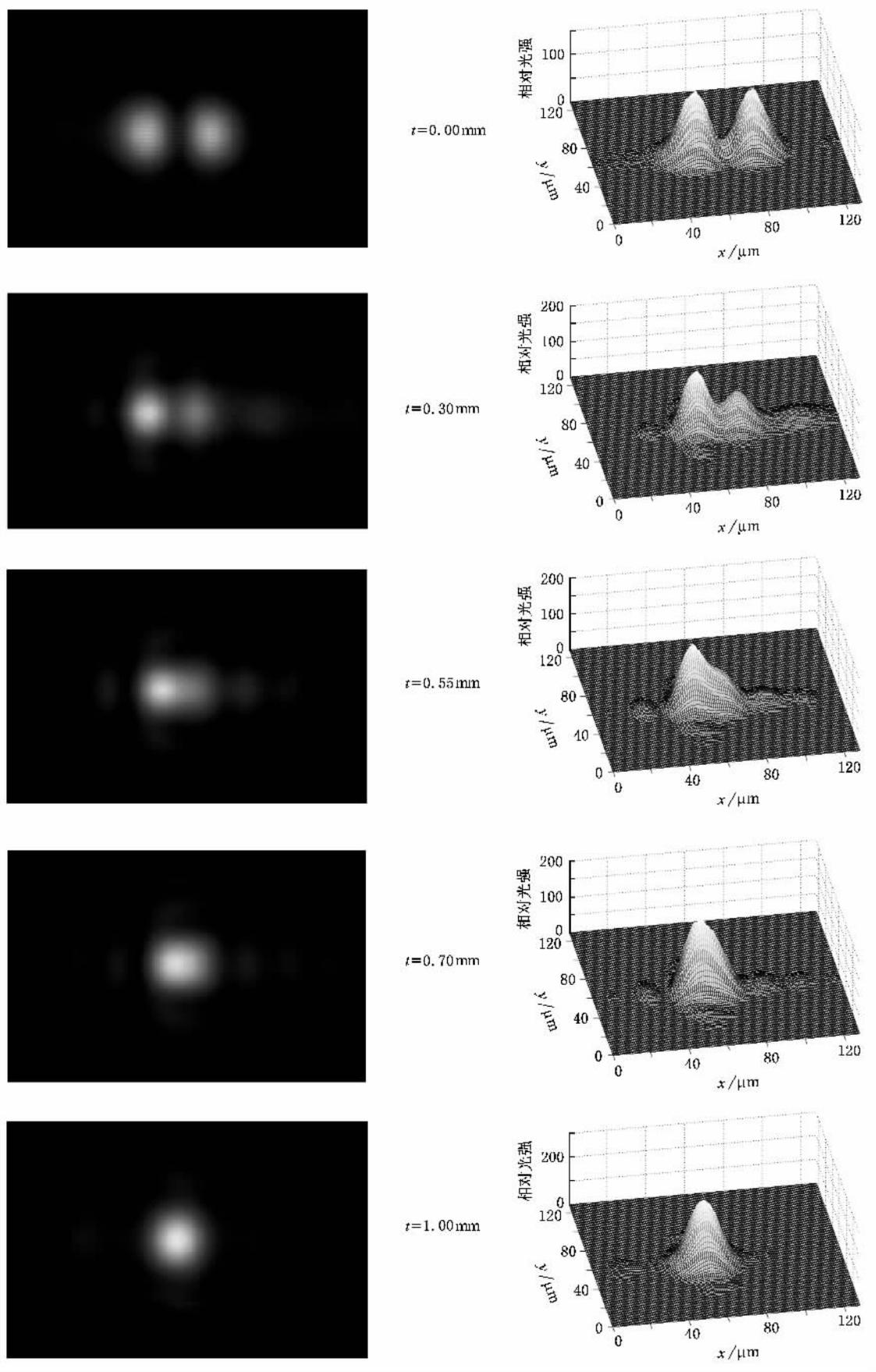


图3 双光阱演变为单光阱的实验结果

由(7)式可以看出,由于相位板刻蚀误差产生的相位误差  $\Delta\varphi$  的存在,光学双阱的光强分布将受到影响.图4所示为  $a = 1 \text{ mm}$ ,  $f = 500 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\varphi$  分别为  $0, -0.3, -0.6, -0.9$  时的光强分布曲线.从图4可以看出,两光阱的光强分布发生了变化,左光阱的光强逐渐减小,右光阱的光强逐渐增大.

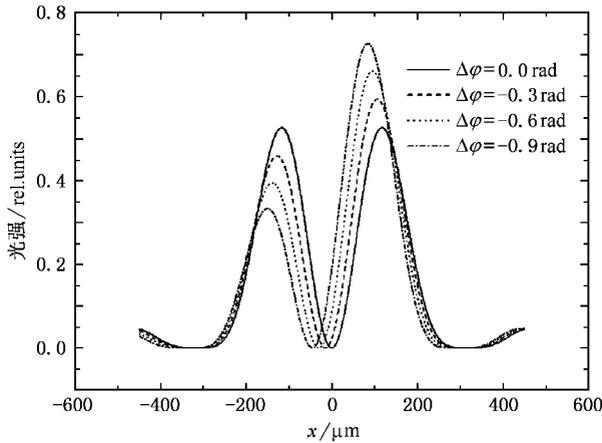


图4 当  $a = 1 \text{ mm}$ ,  $f = 500 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$  时,光学双阱光强与  $\Delta\varphi$  的关系

理论计算得到了两光阱的光强极大值之差  $I_{R\text{max}} - I_{L\text{max}}$  随相位误差  $\Delta\varphi$  的变化关系,并将理论计算值与实验测量值进行了比较(图5).图5表明,随着相位误差  $\Delta\varphi$  的增大,两光阱的光强极大值之差  $I_{R\text{max}} - I_{L\text{max}}$  将线性地增大,两者之间关系由下式给出:

$$I_{R\text{max}} - I_{L\text{max}} = A + B\Delta\varphi, \quad (8)$$

式中  $A = 0.00731$  和  $B = -94073$  为拟合参数.从图5可以看出,实验测量值与理论计算值基本一致.随

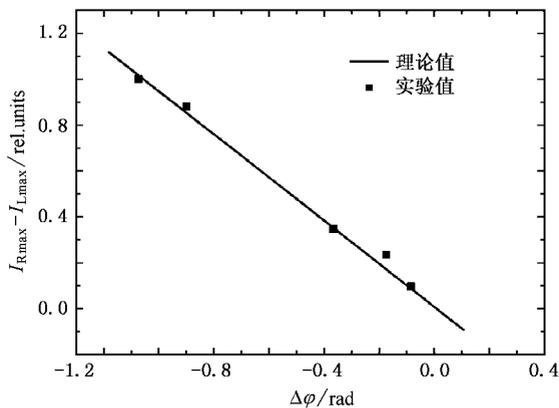


图5 双阱光强极大值之差的实验值、理论值与  $\Delta\varphi$  的关系

随着相位误差  $\Delta\varphi$  的增加,两光阱中心的位置向左边发生偏移,而两光阱中心间的距离也发生了变化,中心间距  $\Delta x$  随  $\Delta\varphi$  的变化关系如图6所示.由图6可以看出,随着  $\Delta\varphi$  的增加,两光阱之间的间距  $\Delta x$  逐渐减小,但变化很小.此外,随着  $\Delta\varphi$  的增加,干涉相消点的位置也由原点向左边发生偏移.由图4还可以看出,两光阱中心的间距  $\Delta x$  随相位误差  $\Delta\varphi$  的增大而减小的同时,干涉相消点的位置向左边偏移,且右光阱的宽度增大,左光阱的宽度减小,这与图7的实验结果相一致.

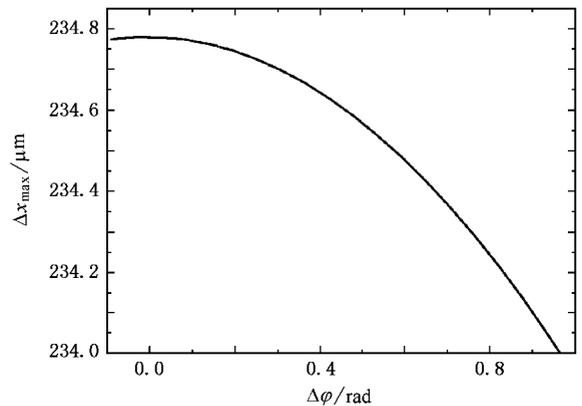


图6 当  $a = 1 \text{ mm}$ ,  $f = 500 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$  时,双阱中心间距  $\Delta x$  与  $\Delta\varphi$  的关系

理论计算表明,当  $\Delta\varphi$  为正值时,双光阱的光强变化将是左光阱的光强逐渐增大,右光阱的光强逐渐减小,中心位置及干涉相消点的位置将向右边发生偏移.根据上述理论,我们计算了相位板的光强分布,并对实验值进行了曲线拟合,结果如图7所示.由图7可以看出,实验测量值与理论计算值基本符合.

如果将二元相位板沿  $x$  方向移动,并设移动距离为  $t$ ,则透过率函数可由(4)式改写为

$$g(x, y) = \text{rect}\left[\frac{x - (a + t)}{2a}, \frac{y}{2a}\right] - \exp[i\Delta\varphi] \text{rect}\left[\frac{x + (a - t)}{2a}, \frac{y}{2a}\right], \quad (9)$$

焦平面上的光强分布可由(5)式改写为

$$I_f = \frac{4A^2 a^4}{(\lambda f)^2} \times [\sin^2(\pi a x_0 / \lambda f) \sin^2(\pi a x_0 / \lambda f - \Delta\varphi / 2) + \sin^2(\pi t x_0 / \lambda f) \cos(2\pi a x_0 / \lambda f) \sin^2(\pi a x_0 / \lambda f)^2 \times \sin^2(2\pi a y_0 / \lambda f) \sin^2(2\pi a y_0 / \lambda f)^2]. \quad (10)$$

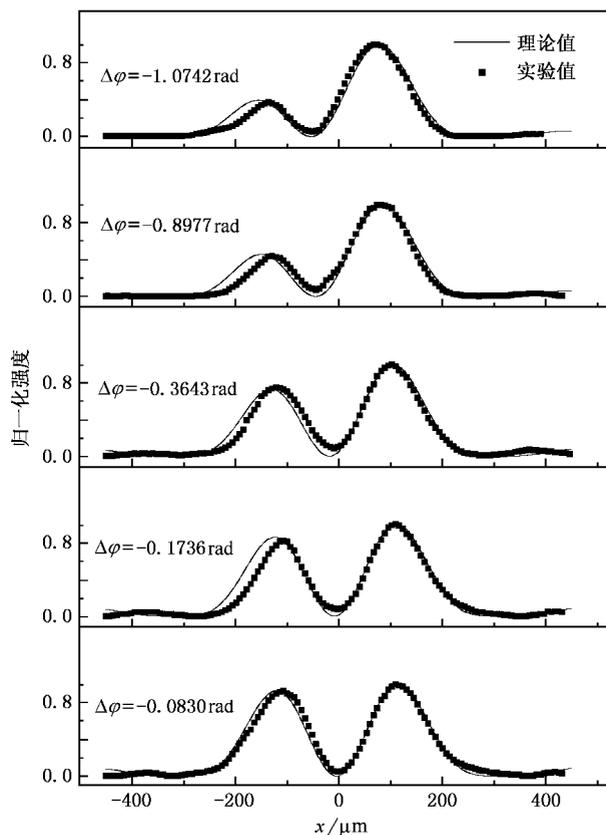


图 7 双阱光强分布的实验数据和理论拟合结果

从(10)式可以推得,在透镜焦点处的光强为

$$I_{f0} = 4A^2 a^4 [\sin^2(-\Delta\varphi/2) + (t/a)^2] (\lambda f)^2$$

由此可见,焦点处的光强与相位误差  $\Delta\varphi$  以及相位板移动距离  $t$  有关,只要  $\Delta\varphi$  不等于零,焦点处的光强就不为零,即由于  $\Delta\varphi$  的存在,干涉相消点的位置就不在焦点处,而将发生偏移。

当  $\Delta\varphi$  一定时,透镜焦点处的光强将随着相位板的移动距离  $t$  的增加而增大,左右光阱光强极大值有所减小,而两光阱的光强极大值之差  $I_{Lmax} - I_{Rmax}$  将随之增大。理论计算得到了左右光阱的光强极大值之差  $I_{Lmax} - I_{Rmax}$  随移动距离  $t$  的变化关系,并与实验测量值进行了比较(图8)。由图8不难看出,实验测量值与理论计算值基本相符。此外,随着移动距离  $t$  的增加,双光阱中心间的距离逐渐减小。为此,从理论与实验上研究了双光阱间距  $\Delta x_{max}$  与相位板移动距离  $t$  的关系,结果示于图9。由图9可以发现,实验测量值与理论计算值也是基本一致的,且当移动距离  $t = 0.70$  mm 时,两光阱已基本合并为一个光阱,而当移动距离  $t = a$  时,双光阱演变成单光阱,单光阱的最大光强(阱深)大约是双光阱最大光

强(阱深)的两倍。

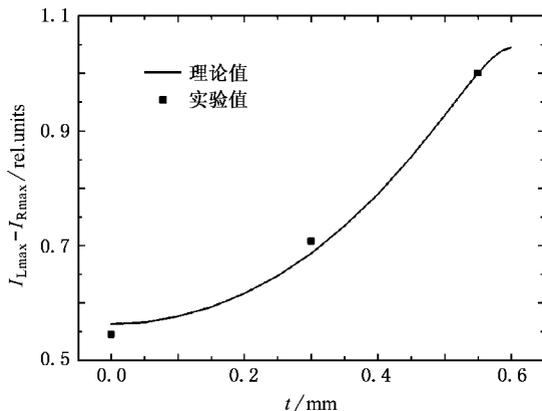


图 8 双阱光强极大值之差的实验值、理论值与移动距离  $t$  的关系

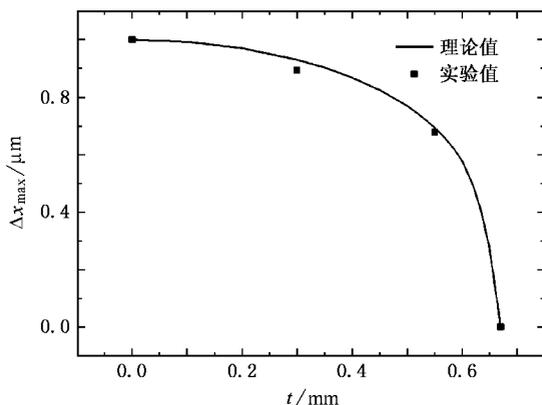


图 9 双光阱间距的实验值、理论值与移动距离  $t$  的关系

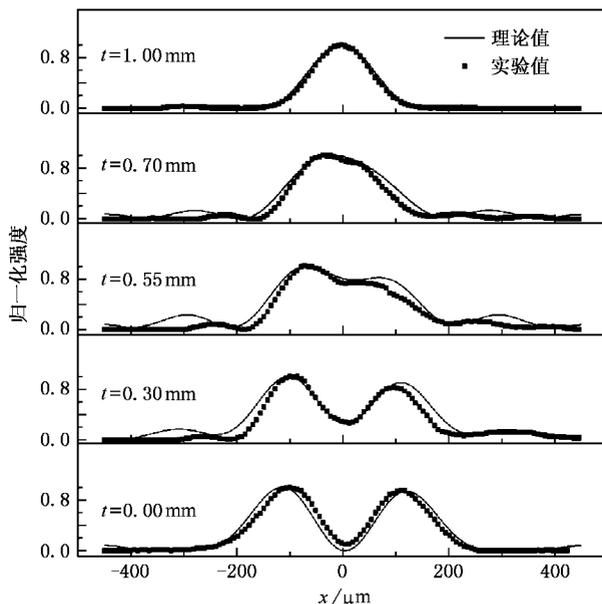


图 10 演变双阱过程中光强分布实验数据的理论拟合结果

根据(10)式,计算了相位板在移动距离分别为 0.30  $\mu$ .55 和 0.70 mm 时的光强分布,并与实验测量值进行了曲线拟合,结果如图 10 所示.从图 10 可以看出,实验值与理论值也基本相符.

## 5. 结 论

以上简单介绍了产生可控制光学双阱的实验方案,报道了二元  $\pi$  相位板的制备方法及其实验结果,实验研究了相位板刻蚀深度误差对光学双阱参数的影响,并做了相应的理论分析,得到了理论与实验基本一致的结果.

1)随着相位板的相位误差  $\Delta\varphi$  的增加,一侧光阱的光强逐渐减小,另一侧光阱的光强逐渐增加,且两光阱光强极大值之差  $|I_{Rmax} - I_{Lmax}|$  将随着相位误

差  $\Delta\varphi$  线性地增加.

2)随着相位误差  $\Delta\varphi$  的增加,两光阱之间的距离  $\Delta x$  稍有减小,但变化不大,甚至可以忽略不计.

3)由于相位误差  $\Delta\varphi$  的存在,干涉相消点的位置将不在焦点处,而将发生偏移.

4)当  $\Delta\varphi$  一定时,透镜焦点处的光强将随着相位板移动距离  $t$  的增加而增大,同时两光阱中心间的距离也逐渐减小.

5)当相位板移动距离  $t = a$  时,双光阱演变成单光阱,单光阱的最大光强(阱深)大约是双光阱最大光强(阱深)的两倍.

本实验的研究为可控制光学双阱方案在原子光学与分子光学中的实际应用提供了可靠的理论与实验依据.

- [ 1 ] Hu J J , Yin J P 2002 *J. Opt. Soc. Am.* B **19** 2844
- [ 2 ] Hu J J , Yin J P 2005 *J. Opt. Soc. Am.* B **22** 937
- [ 3 ] Thomas N R , Wilson A C , Foot C J 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063406
- [ 4 ] Tiecke T G , Kemmann M , Buggle C *et al* 2003 *J. Opt. B : Quant. Semiclass. Opt.* **5** S119
- [ 5 ] Marcassa L G , Telles G D , Muniz S R *et al* 2000 *Phys. Rev. A* **63** 13413
- [ 6 ] Modugno M , Dalfovo F , Fort C *et al* 2000 *Phys. Rev. A* **62** 63607
- [ 7 ] Öhberg P , Santos L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2918
- [ 8 ] Delannoy G , Murdoch S G , Boyer V 2001 *Phys. Rev. A* **63** 51602
- [ 9 ] Wang H J , Yi X X , Ba X W 2000 *Phys. Rev. A* **62** 23601
- [ 10 ] Pitaevskii L , Stringari S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 180402
- [ 11 ] Olsen M K , Hope J J 2001 *Phys. Rev. A* **64** 13601
- [ 12 ] Yan S B , Liu T , Geng T *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 1669
- [ 13 ] Zeng K , Fang M F 2005 *Chin. Phys.* **14** 2009
- [ 14 ] Song J , Cao Z L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 696 ( in Chinese ) [ 宋军、曹卓良 2005 物理学报 **54** 696 ]
- [ 15 ] Huang C J , He H Y , Zhou M *et al* 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1764 ( in Chinese ) [ 黄春佳、贺慧勇、周明等 2006 物理学报 **55** 1764 ]
- [ 16 ] Amdt M , Ben Dahan M , Guéry-Odelin D *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 625
- [ 17 ] Jochim S , Bartenstein M , Altmeyer A *et al* 2003 *Science* **302** 2101
- [ 18 ] Greiner M , Regal C A , Jin D S 2003 *Nature* **426** 537
- [ 19 ] Takekoshi T , Patterson B M , Knize R J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5105
- [ 20 ] Zwierlein M W , Stan C A , Schunck C H *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 250401
- [ 21 ] Anderson B P , Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
- [ 22 ] Modugno G , Ferran G , Roati G *et al* 2001 *Science* **294** 1320
- [ 23 ] Hänsel W , Hommelhoff P , Hänsch W H *et al* 2001 *Nature* **413** 498
- [ 24 ] Dävis K B , Mewes M O , Andrews M R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [ 25 ] Zhou L , Yi X X 2005 *Chin. Phys.* **14** 1168
- [ 26 ] 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 ]
- [ 27 ] Ji X M , Yin J P 2005 *J. Opt. Soc. Am.* B **22** 1737
- [ 28 ] Lu J F , Ji X M , Yin J P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1740 ( in Chinese ) [ 陆俊发、纪宪明、印建平 2006 物理学报 **55** 1740 ]
- [ 29 ] Gaskill J D 1978 *Linear Systems , Fourier Transforms , and Optics* ( New York : Wiley ) p112

# Generation of controllable double-well optical trap for cold atoms ( molecules ) and its experimental studies \*

Mu Ren-Wang<sup>1,2)</sup> Li Ya-Li<sup>1)</sup> Ji Xian-Ming<sup>1)</sup> Yin Jian-Ping<sup>2)†</sup>

<sup>1</sup> *College of Science , Nantong University , Nantong 226007 ,China )*

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

( Received 14 April 2006 ,revised manuscript received 22 August 2006 )

## Abstract

In this paper , an experimental scheme of a controllable double-well optical trap for cold atoms ( molecules ) is briefly introduced , and the fabrication method of a binary  $\pi$ -phase plate and the experimental results to generate a controllable double-well optical trap are reported. In the experiment , we investigated the dependence of the double-well parameters ( such as the spatial position of optical double-well , the spacing between the centers of two wells and the relative intensity distributions and so on ) on the phase errors of the  $\pi$ -phase plate , and the change of double-well intensities resulting from errors in the engraving depth of the binary  $\pi$ -phase plate as well as the evolution of the optical trap from two wells to single one are studied both theoretically and experimentally. Experimental results consistent with theoretical prediction are obtained.

**Keywords** : binary phase plate , controllable optical double-trap , cold atom trapping , cold molecule trapping

**PACC** : 3280P , 3380P , 4250

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10174050 , 10374029 , 10434060 , 10674047 ) and the Natural Science Foundation of Institution of Higher Education of Jiangsu Province , China ( Grant No. 04KJB140109 ).

† E-mail : jpyin@phy.ecnu.edu.cn