

文章编号: 0253-2239(2008)09-1816-08

一种新颖的实现冷原子囚禁的可控制光学六阱及其光学晶格

陆俊发^{1,2} 陆荷琴³ 周琦^{1,2} 印建平^{2*}

(¹ 东华理工大学物理系, 江西 抚州 344000; ² 华东师范大学物理系光谱学与波谱学国家重点实验室, 上海 200062)

³ 盐城师范学院物理系, 江苏 盐城 224002

摘要 提出了一种利用单束平面光波照明二元 π 相位板与透镜组合系统实现冷原子或冷分子囚禁的可控制光学六阱的方案, 计算与分析了该方案产生的光学势阱的光强分布和光学六阱的特征参数、强度梯度及其曲率, 讨论了从光学六阱到双阱或到单阱的演化过程, 研究表明通过改变二元 π 相位板上的相位分布, 即可实现光学六阱到双阱或到单阱的连续双向演化。

关键词 原子光学; 原子分子囚禁; 二元 π 相位板; 可控制光学六阱; 光学晶格

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20082809.1816

A Novel Controllable Six-Well Optical Trap for Cold Atoms or Molecules and Optical lattice

Lu Junfa^{1,2} Lu Heqin³ Zhou Qi^{1,2} Yin Jianping²

¹ Department of Physics, East China Institute of Technology, Fuzhou, Jiangxi 344000, China

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

³ Department of Physics, Yancheng Teacher's College, Yancheng, Jiansu 224002, China

Abstract We propose a novel scheme to form a controllable six-well optical trap for cold atoms or molecules by using an optical system of a binary π -phase plate and a lens illuminated by a plane light wave. We calculate the intensity distribution of the six-well optical trap and discuss the evolution process of the optical trap from six-well to double-well or a single-well. The result shows that this six-well trap can be continuously changed into a double-well or single-well one by changed the π -phase plate.

Key words atom optics; atom or molecule trap; binary π -phase plate; controllable six-well optical trap; optical lattice

1 引言

近年来由激光场构成囚禁冷原子或冷分子的微光阱阵列(即光学晶格)及其应用的研究已成为冷原子物理和原子光学领域中的热点之一^[1], 原子光学晶格为精确操控中性原子和研究一些基本物理问题提供了一种有效的方法。例如: 人们采用 YAG 或 CO₂ 激光形成的光学晶格用于研究无序原子的输运^[2]、全光学冷却与囚禁的原子或分子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)^[3,4]、玻色与费米子的混合^[5]、分数量

子霍尔效应^[6]、量子旋涡^[7]、偶极阱晶格中玻色子的量子态^[8]、冷原子的磁量子态的跃迁^[9]、超冷原子的动力学^[10]、费米混合物中超流态和绝缘态^[11]等问题, 并进行了光学晶格中单原子的囚禁、测量与操纵^[12,13]、量子计算与量子信息处理等^[14~17]等研究。由此可见, 探索新颖的可控光学晶格将为上述研究提供新的有用的工具。

近年来, 有关多样品原子或分子的冷碰撞性质、全光型量子简并气体以及多原子团间的量子纠缠与

收稿日期: 2008-01-02; 收到修改稿日期: 2008-03-24

基金项目: 国家自然科学基金(10174050, 10374029, 10674047), 国家自然科学基金重点项目(10434060), 国家科技部量子调控重大基础研究计划项目课题(2006CB921604)和上海市重点学科以及教育部 211 专项基金资助课题。

作者简介: 陆俊发(1955-), 男, 副教授, 主要从事信息光学、原子光学等方面的研究。E-mail: jflu@ecit.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

量子干涉、量子计算等研究、光学晶格中的绝热加热与冷却、圆环形光学晶格中的量子多粒子系统、双光阱横向力场分布测量等^[18~21]，已成为超冷原子分子物理、原子分子与量子光学领域中的热门研究课题。2005年，胡建军等^[21]讨论了表面双磁光阱及其应用，2007年，陈丽雅^[22]提出圆孔衍射形成偶极阱方案。2004年，纪宪明等^[23]提出了实现冷原子或冷分子囚禁的可控制光学双阱及其光学晶格以及表面空心微光阱阵列方案。最近沐仁旺等^[24]对此方案进行了实验研究，取得了与理论基本一致的结果。2006年，我们也曾提出过可控光学四阱及其光学晶格的新方案^[25]，最近，薛冬梅等提出了局域空心光束的新方案^[26]。本文提出了一种新颖的利用液晶空间光调制器实现的可控制光学六阱新方案，研究与分析了从六阱到双阱或单阱的双向连续演化方案和组成该六阱光学晶格的方案，并探讨了可控制光学六阱在原子分子物理、原子光学和量子光学等领域中的潜在应用。

2 可控制的光学六阱新方案

可控制的光学六阱方案由图 1 所示。由六个边

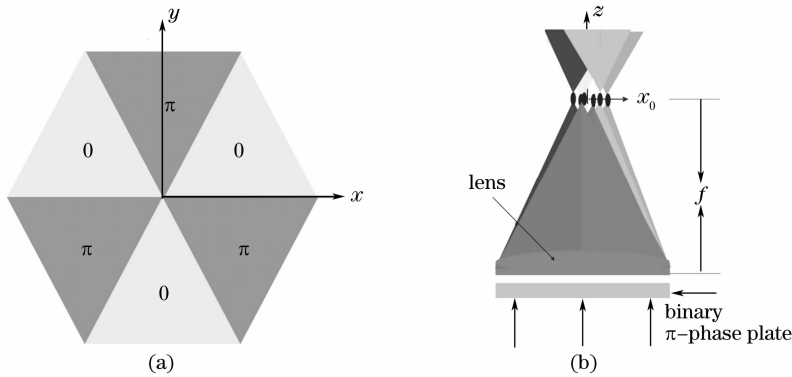


图 1 可控制光学六阱方案。(a)二元 π 相位板，(b)原理性实验方案

Fig. 1 Schematic diagram of a controllable six-well optical trap. (a) A binary π -phase plate, (b) side view of the experimental scheme

上述二元 π 相位板可以用二元光学的方法制作，但用此方法制作的相位板上相位分布无法实现变化，虽然可以产生光学六阱及其光学六阱晶格，但无法使光学六阱实现到双阱或单阱的演化。因此，特别选用液晶来实现二元 π 相位板^[27,28]，可以非常方便地实现液晶相位板上相位分布的变化，进而实现光学六阱到双阱或单阱的演化，且液晶空间光调制器上相位分布的实现，只要用电压控制就可以实现，对电压的控制也比较容易实现，因此使用液晶是比较合理的方案。

当用波长为 λ 的平面单色光波照明透镜通光窗

长为 a 的等边三角形组成的正六边形二元 π 相位板和一边长为 a 的正六边形透镜组成，相位板中心与边长为 a 的正六边形透镜光心的位置重合。图 1 (a)中边长为 a 的正六边形透明介质平板，由边长为 a 的六个等边三角形构成，六个三角形中的任意两个相邻三角形光学厚度相差为 $\lambda/2$ ($z=0$)，相应的相位差为 π ， z 轴沿透镜光轴方向，与相位板平面垂直。一束沿 z 方向传播的平面光波通过相位板被分为相位相反(相位差为 π)的六个部分，且六个部分面积相等，相位板中心与边长为 a 的正六边形透镜光心的位置重合。由于完全相消干涉效应，通过相位板和透镜的光波在 xoz 和相对于 xoz 平面 $\pm 60^\circ$ 的平面上任意点叠加的光强均为零，但由于部分相消或相长干涉效应，在其它平面上的光强大小将随空间位置而变化。因此，加入二元 π 相位板后，在透镜焦平面附近将形成六个光学势阱，称之为光学六阱。当入射光波为红失谐时，上述光学六阱可用于冷原子或冷分子的激光囚禁。

口内的相位板时，通过相位板的光波将产生 π 相位差，因此这样的相位板称为二元 π 相位板。理论计算与分析表明，在二元 π 相位板与透镜组合后，当用平面单色光波或横向电磁波(TEM_{00})模式激光高斯光束照明时，将在透镜焦平面上产生光学偶极六阱。当二元 π 相位板沿 y 轴的二个三角形面积逐渐变小(透镜不动)，通过正六边形上半边的光波的相位全部变为 0 ，通过下半边相位板面积的光波相位全部变为 π 时，可实现六阱到双阱的演化，而当二元 π 相位板上的相位为 0 与相位为 π 部分的相对面积发生变化(透镜不动)，如相位为 0 的面积同比增大，相位

为 π 的面积同比减小,就可实现六阱到单阱的变化。显然,本文提出的光学六阱方案在元器件制作、光路调节以及对冷原子或冷分子的激光囚禁与操控上极为简便灵活。

当将图 1 中的相位板进一步分为十二等分,如

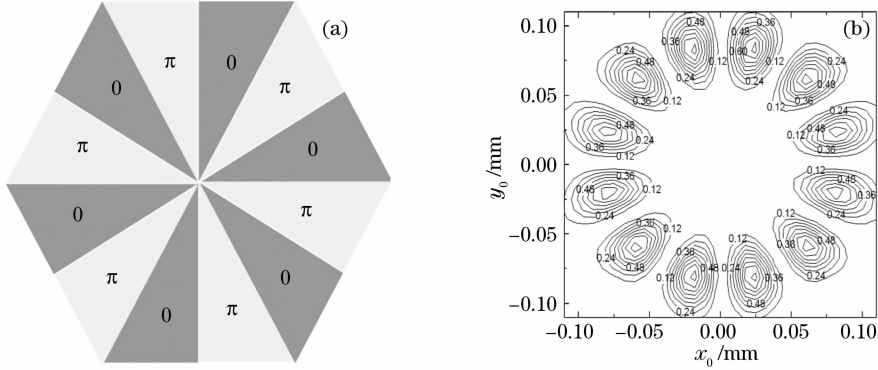


图 2 光学十二阱方案。(a)二元相位板,(b)在透镜焦平面处产生的光学十二阱的二维光强等值线图
Fig. 2 Schematic diagram of a twelve-well optical trap. (a) A binary π -phase plate, (b) intensity contours of the twelve-well optical trap on the focal plane of lens

3 理论计算与分析

3.1 光学六阱的参数计算

在图 1 中,相位板上 0 与 π 相位的突变线位于 x 轴和相对于 xoz 平面上 x 轴 $\pm 60^\circ$ 的线上,透镜中心位于突变线的中点上,则相位板的透过率函数为

$$g(x, y) = \begin{cases} +1, & 0\text{-phase} \\ -1, & \pi\text{-phase} \end{cases} \quad (1)$$

为了计算方便,假设用理想平面光波垂直照射相位板,照明光波的波长为 λ ,振幅为 A ,透镜焦距为 f ,根据菲涅耳衍射理论,在距透镜 z 处,且垂直于光轴的任一平面 $x'o'y'$ 上的光扰动分布为

$$U(x', y', z) = \frac{A}{\lambda z} \iint g(x, y) \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[(x^2 + y^2) \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx dy, \quad (2)$$

相应的光强分布为 $I(x', y', z) = |U(x', y', z)|^2$ 。根据(2)式的计算,当 $z = f$ 时,透镜焦平面 $(x_0 o_0 y_0)$ 上的光强分布的二维等值线图和二维光强分布图分别如图 3(a) 和图 3(b) 所示。可见当 $a = 5 \text{ mm}$, $f = 250 \text{ mm}$,

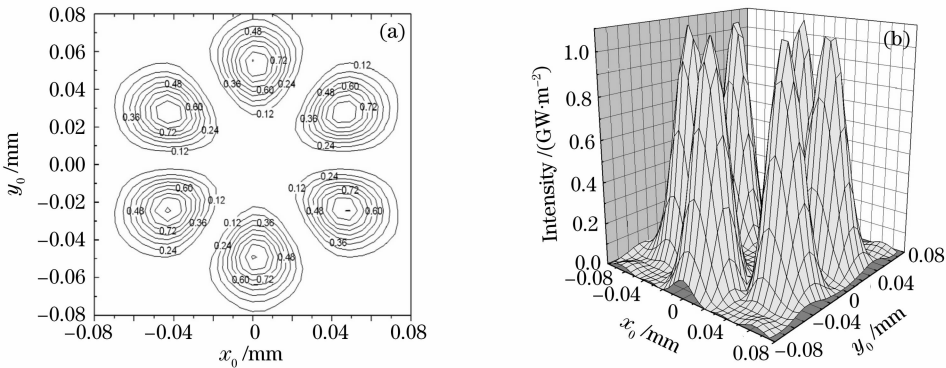


图 3 当 $a = 5 \text{ mm}$, $f = 250 \text{ mm}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 透镜焦平面 $(x_0 o_0 y_0)$ 上的光学六阱的二维光强等值线图(a)和二维光强分布图(b)

Fig. 3 Intensity distributions of the six-well optical trap on the focal plane $(x_0 o_0 y_0)$ for $a = 5 \text{ mm}$, $f = 250 \text{ mm}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, and $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W/m}^2$. Two-dimensional intensity contours (a), and intensity distributions (b)

$\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 在透镜的焦平面上存在着六个光强极大值, 也即存在着六个光学偶极势阱, 其最大光强为 1.1138 GW/m^2 。计算结果表明第二极大的最大光强将小于第一极大光强的 $1/7$, 约与 $1/e^2$ 相当, 因此第二级及以上极大可以忽略不计。光学六阱的相关参数如光强分布半宽度及 $1/e^2$ 宽度、光阱体积、强度梯度及其曲率等见表 1。

表 1 光学六阱的几何参数、最大光强梯度和曲率等参数的计算结果

Table 1 Calculation results on geometric parameters and optical intensity gradients and their curvatures of each well in a six-well optical trap

$\Delta x_{1/2}/\text{mm}$	0.026272
$\Delta y_{1/2}/\text{mm}$	0.030527
$\Delta z_{1/2}/\text{mm}$	7.259
$\Delta x_{1/e^2}/\text{mm}$	0.041251
$\Delta y_{1/e^2}/\text{mm}$	0.050861
$\Delta z_{1/e^2}/\text{mm}$	11.74
$\Delta V_{1/2}/\text{mm}^3$	0.00305
$\Delta V_{1/e^2}/\text{mm}^3$	0.01289
$ \partial I/\partial x_0 _{\text{max}}/(\text{W/m}^3)$	6.410×10^{13}
$ \partial I/\partial y_0 _{\text{max}}/(\text{W/m}^3)$	5.427×10^{13}
$ \partial I/\partial z _{\text{max}}/(\text{W/m}^3)$	2.33×10^{11}
$ \partial^2 I/\partial x^2 _{\text{max}}/(\text{W/m}^4)$	8.282×10^{18}
$ \partial^2 I/\partial y^2 _{\text{max}}/(\text{W/m}^4)$	6.447×10^{18}
$ \partial^2 I/\partial z^2 _{\text{max}}/(\text{W/m}^4)$	8.041×10^{14}

由表 1 可见, 光阱的体积 $\Delta V_{1/e^2} = 0.01289 \text{ mm}^3$, 相应的最大光强梯度及其曲率分别达到 $6.410 \times 10^{13} \text{ W/m}^3$ 和 $8.282 \times 10^{18} \text{ W/m}^4$ 左右。当粒子密度 $n = 10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^3$ 时, 光阱中囚禁的粒子数 $N \approx 1.3 \times 10^8 \sim 1.3 \times 10^9$ 。显然, 这样的光阱可用于原子或分子 BEC 的光学囚禁, 也可用于全光型原子或分子 BEC 的实现。

为简便起见, 在以上的讨论中采用了平面光波进行了计算, 但实际应用中采用的激光束为高斯光波照明透镜系统。当使用 TEM_{00} 模高斯光波照明系统, 则理论计算表明^[22], 当束腰半径 ω_0 较小时, 高斯光阱与平面波光阱的差异较大, 而当 $\omega_0 \geq \sqrt{2}a$, 且平面光波 I_0 与高斯光波 I_G 满足近似关系 $\bar{I}_G/I_0 = 1 + 1.054 \exp(-1.625a/\omega_0)$ 时, TEM_{00} 模高斯光波与平面光波照明产生的光阱最大光强相同, 光强分布很相近, 而且 ω_0 越大, 两者的差别越小。因此, 只要满足上述条件, 即可用高斯光波取代平面光波。

3.2 光学六阱的演化过程

3.2.1 光学六阱到双阱的演化

若使图 1 中相对于 x 轴为 $\pi/3$ 的相位板的分界

线沿逆时针方向转动, 而相对于 x 轴为 $-\pi/3$ 的相位板的分界线沿顺时针方向转动, 则沿 y 轴的二元 π 相位板二个三角形面积逐渐同比例变小(透镜不动)时, 上半边二个相位为 0 的部分面积增加, 则光波通过正六边形上半边的相位为 π 部分的面积也将逐渐同比例变小, 直至通过正六边形上半边的光波的相位全部变为 0, 而同时通过下半边相位板中相位为 0 的部分的面积也逐渐变小, 直至通过相位板下半边面积的光波相位全部变为 π , 在此相位板相位分布的变化过程中, 光学六阱逐渐演化为光学双阱。图 4(a)和图 4(d)分别是相对于 xoz 平面上 x 轴 $+\pi/3$ 的线转动角度增加到 $3\pi/8$ 和相对于 xoz 平面上 x 轴 $-\pi/3$ 的线转动角度增加到 $-3\pi/8$ 时的二维光强等值线分布和二维光强分布; 图 4(b)和图 4(e)分别是相对于 xoz 平面上 x 轴 $+\pi/3$ 的线转动角度增加到 $3\pi/7$ 和相对于 xoz 平面上 x 轴 $-\pi/3$ 的线转动角度增加到 $-3\pi/7$ 时的二维光强等值线分布和二维光强分布; 图 4(c)和图 4(f)分别是相对于 xoz 平面上 x 轴 $+\pi/3$ 的线转动角度增加到 $\pi/2$ 和相对于 xoz 平面上 x 轴 $-\pi/3$ 的线转动角度增加到 $-\pi/2$ 时的二维光强等值线分布和二维光强分布。这种演化是可逆的, 当相位板上的相位与上述情况反向变化时, 双阱恢复为六阱。

3.2.2 光学六阱到单阱的演化

若图 1 中沿逆时针方向 $\pi/3, \pi, 5\pi/3$ 的三条从相位板中心发出的相位为 0 与相位为 π 的分界线沿逆时方向转动扩大相位为 0 的部分面积时(透镜不动), 通过二元 π 相位板后相位为 0 的部分面积增加, 相位为 π 部分的面积将逐渐同比例变小, 直至通过正六边形的光波的相位全部变为 0, 在此相位板相位分布的变化过程中, 光学六阱逐渐演化为光学单阱。图 5(a)和图 5(d)分别是沿逆时针方向 $\pi/3, \pi, 5\pi/3$ 的三条相位为 0 与相位为 π 的分界线沿逆时方向转动 $\pi/9$ 时的二维光强等值线分布和二维光强分布; 图 5(b)和图 5(e)分别是沿逆时针方向 $\pi/3, \pi, 5\pi/3$ 的三条相位为 0 与相位为 π 的分界线沿逆时方向转动 $\pi/6$ 的二维光强等值线分布和二维光强分布; (c)和(f)分别是沿逆时针方向 $\pi/3, \pi, 5\pi/3$ 的三条相位为 0 与相位为 π 的分界线沿逆时方向转动 $\pi/3$ 时的二维光强等值线分布和二维光强分布。这种演化也是可逆的, 当相位板上的相位与上述情况反向变化时, 单阱恢复为六阱。

此外, 若将二元相位板绕 z 轴转动, 则可实现光学六阱中冷原子相对空间位置随相位板的旋转操纵与控制。

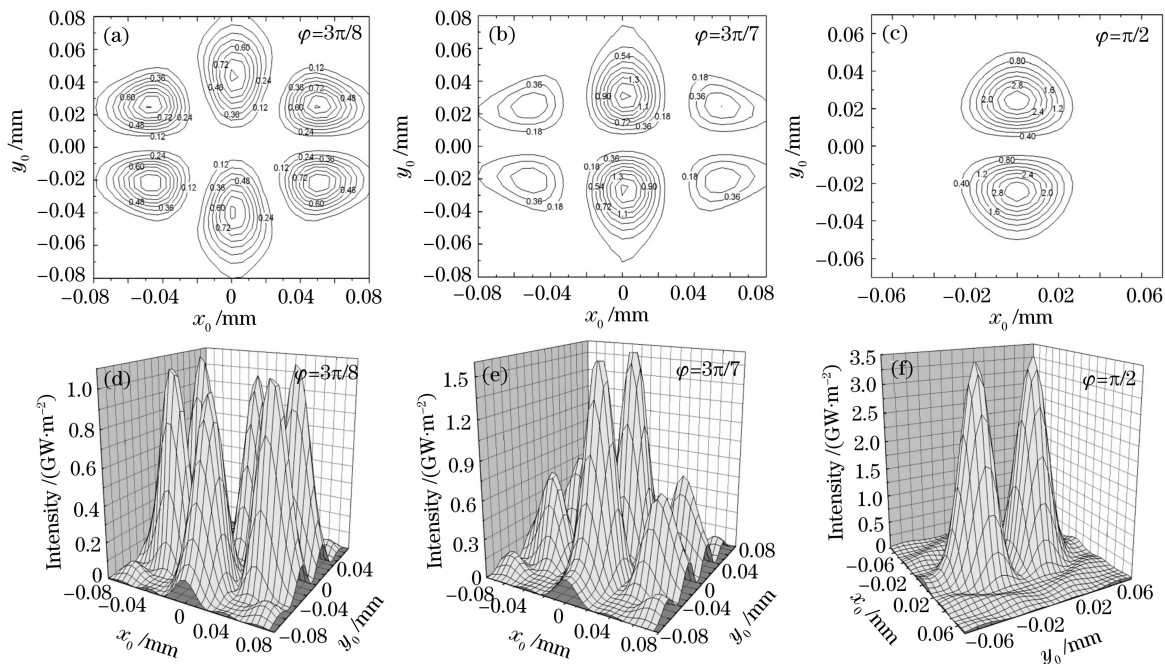


图 4 当图 1(a)相位板上相对于 x 轴 $\pm\varphi$ 的二条相位分布分界线从 $\varphi=\pi/3$ 增加到 $\varphi=\pi/2$ 过程中,六阱到双阱的演化过程中二维光强等值线和二维光强分布

Fig. 4 The two-dimensional intensity contours and the 2D intensity distribution in the process of evolution from six-well optical trap to double-well one by the two boundaries of phase distribution at the distance of $\pm\varphi$ relative to x -axis from $\varphi=\pi/3$ to $\varphi=\pi/2$ as shown in Fig. 1(a)

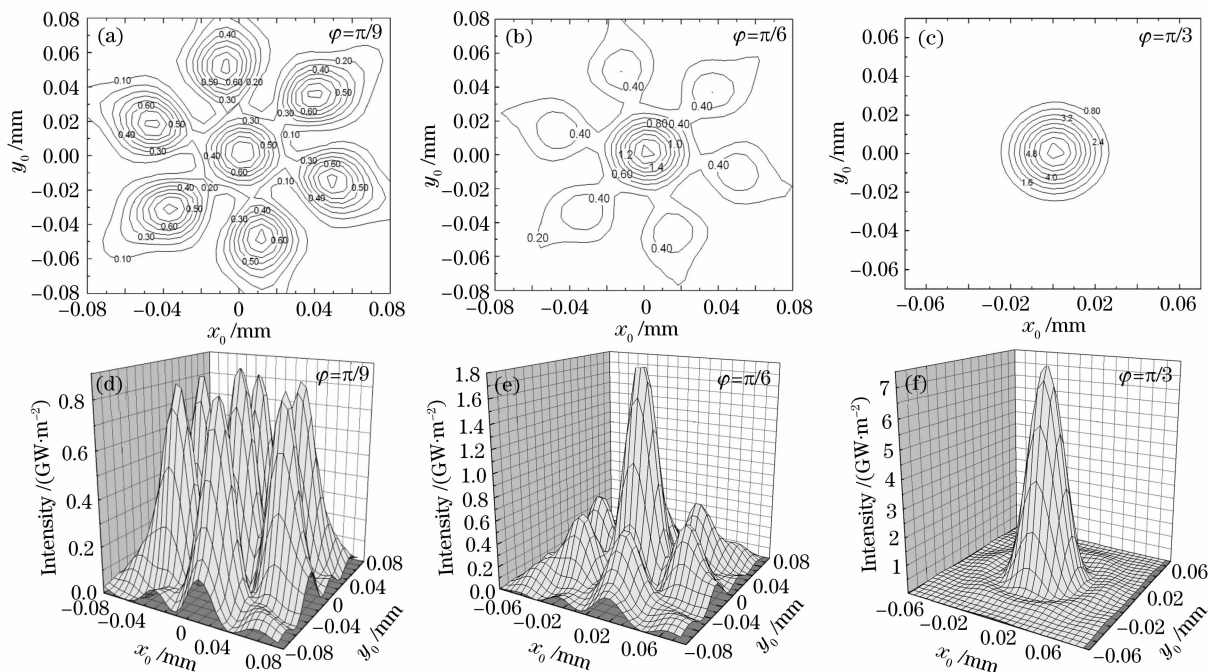


图 5 当图 1(a)相位板上沿逆时针方向 $\pi/3, \pi, 5\pi/3$ 的三条相位为 0 与相位为 π 的分界线沿逆时针方向转动 φ , 扩大相位为 0 部分面积时(透镜不动),光学六阱演化为光学单阱的过程中的二维光强等值线分布和二维光强分布

Fig. 5 The two-dimensional intensity contours and the 2D intensity distribution in the process of evolution from six-well optical trap to single-well one by the three boundaries of phase distribution at the distance of $\pi/3, \pi$ and $5\pi/3$ relative to x -axis running φ counter-clockwise as shown in Fig. 1(a)

4 可控制的光学六阱阵列

4.1 可演化光学六阱阵列方案

如图 1 中的二维 π 相位板作为一个周期, 沿着 x, y 方向延伸, 将形成一个特殊的如图 6(a) 所示的二维 π 相位光栅, 当一波长为 λ 的平面波通过此二元 π 相位光栅和图 6(b) 所示的二维六边形微透镜阵列构成的光学系统时, 将在透镜阵列的焦平面附近形成一个二维的光学六阱阵列。

当二维 π 相位光栅和二维微透镜组成的光学系

统由平面波照明时, 当 $a = 100 \mu\text{m}$, $f = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $I_0 = 3.849 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, $P_{\text{mn}} = 100 \text{ mW}$ 时, 在微透镜阵列的焦平面附近获得二维的光学六阱阵列, 如图 6(c) 所示。图 6(a) 显示了二维的特殊相位光栅, 图 6(b) 则显示了二维六边形透镜阵列的示意。另外, 如果 π 相位光栅如 3.1 或 3.2 中那样发生相位分布变化时, 二维的可演化光学六阱阵列将演化为光学双阱阵列或单阱阵列。

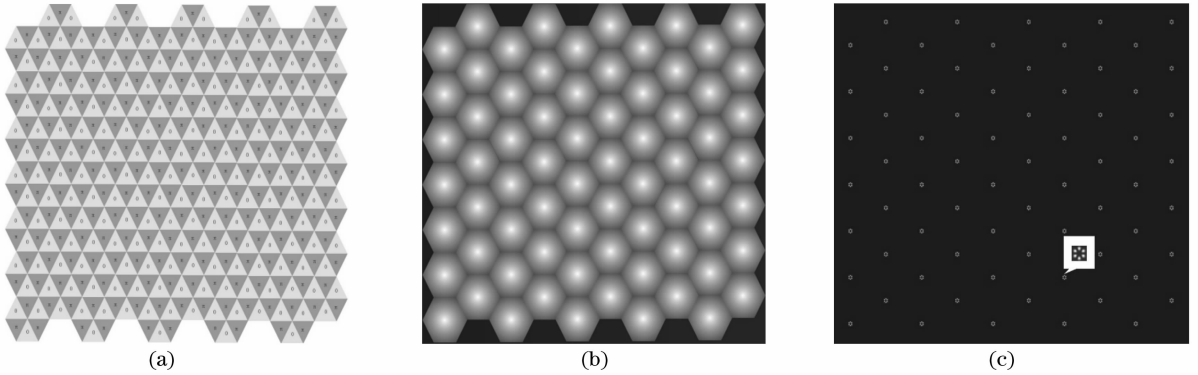


图 6 可演化 2D 光学六阱晶格方案图。(a) 2D 光学六阱晶格的相位光栅阵列, (b) 2D 透镜阵列, 周期为 5×7 , (c) 当单束光垂直照明时, 在透镜的焦平面处形成的 2D 光学六阱的强度分布

Fig. 6 Schematic diagram of a 2D array of controllable six-well optical traps. (a) 2D six-well π -phase grating arrays, (b) 2D lens array, the cycles are 5×7 , (c) intensity distribution of the 2D array of six-wells optical traps on the focal plane of the lens array when using single beam optical to illuminate

4.2 光学六阱阵列的强度分布

当 $a^2 \gg f\lambda$ 时, 在透镜的焦点附近, 每个透镜的衍射光强分布互相独立, 从不同的透镜出射的衍射光波的干涉效应可以忽略。此时, 当用平面波照明二维 π 相位光栅和二维六边形微透镜阵列组成的光学系统时, 每一个透镜的出射光强分布是相同的, 因此, 仅需要讨论单个透镜的光强分布, 晶格中每个透镜形成的光学六阱的光强分布仅是单个光学六阱光强分布沿 y 方向 $\sqrt{3}na/2$ 和沿 x 方向 $2ma$ (当 n 为偶数) 或 $(2m+3/2)a$ (当 n 为奇数) 的一个平移; 因此, 每个光阱的几何参数和光学参数及光强最大梯度及其曲率分布规律与上述光学六阱分布规律相同, 当每个透镜的 $P = 100 \text{ mW}$, $a = 100 \mu\text{m}$, $f = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 时, 每个光阱的最大光强是 $I_{\text{max}} = 1.35024 \text{ GW/m}^2$ 。当二元 π 相位光栅中各正六边形中相位分布如 3.1 或 3.2 中那样发生变化时, 二维的可演化光学六阱阵列将演化为光学双阱阵列或单阱阵列。

从表 2 可见, 当 $a = 100 \mu\text{m}$, $f = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $P_{\text{m,n}} = 100 \text{ mW}$ 时, 光学六阱的二维阵列的

每个光阱的几何尺寸在 $3 \sim 116 \mu\text{m}$ 的尺寸范围内, 是典型的 BEC 原子云的尺寸, 而且最大光强梯度及其曲率大于 $7.78 \times 10^{14} \text{ W/m}^3$ 和 $7.82 \times 10^{20} \text{ W/m}^4$, 很

表 2 光学六阱晶格中光阱的几何参数、最大光强梯度和曲率等参数的计算结果

Table 2 Calculation results on geometric parameters, optical intensity gradients, and their curvatures of each well in a six-well of optical lattice

$\Delta x_{1/2} / \mu\text{m}$	2.6256
$\Delta y_{1/2} / \mu\text{m}$	3.05267
$\Delta z_{1/2} / \mu\text{m}$	70.5
$\Delta x_{1/e^2} / \mu\text{m}$	4.1222
$\Delta y_{1/e^2} / \mu\text{m}$	5.0861
$\Delta z_{1/e^2} / \mu\text{m}$	116.8
$\Delta V_{1/2} / \mu\text{m}^3$	295.9
$\Delta V_{1/e^2} / \text{mm}^3$	1282.45
$ \partial I / \partial x_0 _{\text{max}} / (\text{W/m}^3)$	7.78×10^{14}
$ \partial I / \partial y_0 _{\text{max}} / (\text{W/m}^3)$	6.58×10^{14}
$ \partial I / \partial z _{\text{max}} / (\text{W/m}^3)$	3.2325×10^{13}
$ \partial^2 I / \partial x^2 _{\text{max}} / (\text{W/m}^4)$	7.82×10^{20}
$ \partial^2 I / \partial y^2 _{\text{max}} / (\text{W/m}^4)$	6.39×10^{20}
$ \partial^2 I / \partial z^2 _{\text{max}} / (\text{W/m}^4)$	1.01621×10^{19}

明显,这样的光学六阱阵列不仅可用于全光型原子或分子 BEC 光学六阱二维阵列,而且在量子计算和量子信息处理中也有许多重要应用。

5 可控制光学六阱的潜在应用

5.1 冷原子或冷分子样品的光学囚禁

当一个二能级原子在非均匀光场中运动时,由于交流 Stark 效应,将受到一个光场偶极力的作用。当失谐量 $\delta = \omega_1 - \omega_a$ (ω_1 为激光频率, ω_a 为原子共振频率)较大时,相互作用势 $U_D(\mathbf{r})$ 和自发辐射速率可由文献[23]中(17)式和(18)式算出。对于⁸⁵Rb 原子的 D_2 线和最大光强为 $I_{\max} = 1.1138 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ 的光学四阱,相应的偶极势为 $U_{D_{\max}} = 168.2 \mu\text{K}$,远高于光学粘胶中的冷⁸⁵Rb 原子温度(约 $10 \mu\text{K}$),且增大透镜的相对孔径还可进一步提高光阱的最大光强,从而获得更高的光学囚禁势,而囚禁原子的自发辐射速率为 0.44 s^{-1} 。由此可见,本文提出的光学六阱不仅具有较高的偶极势和较大的囚禁体积,而且自发辐射率也较低,完全可用于收集并囚禁来自光学粘胶的冷原子,实现多原子样品的光学囚禁。此外,根据交流 Stark 效应,该光学六阱同样可用于冷分子样品的光学囚禁。当入射光强减小时,则可通过蒸发冷却,实现多原子或分子样品的全光型的 BEC。

5.2 具有大晶格常数的新颖光学六阱晶格

从图可见,当冷原子或冷分子装进 YAG 或 CO₂ 激光囚禁的光学六阱阵列,形成了一个具有大晶格常数的新颖的类似于二维驻波光学晶格的光学六阱晶格,但它的晶格常数远大于光学驻波晶格常数,图 6(c)是单束光平面波垂直相位板照明的情况。然而,如果用不同方向的几个激光束斜入射照明由二维 π 相位光栅和二维微透镜阵列组成的光学系统,就能在透镜的焦平面处获得具有相同的六阱晶格形状和不同晶格常数的新颖的光学六阱晶格结构。这样的光学六阱及其一维或二维光学晶格可用于实现全光型原子或分子 BEC 及其一维或二维 BEC 阵列,也可以用于单原子的囚禁以及量子计算的实现。

5.3 多原子(或多分子)样品冷碰撞性质的研究

当相位板上相位分布发生变化时,本文的光学势阱将从光学囚禁势较低的六阱演化为光学势较高的双阱或单阱。因此,可以先将冷原子(或冷分子)样品分别装载到六光阱中,待装载完成后加上不同偏置磁场,将不同光阱中的样品制备在不同的磁量

子态;然后改变相位板上的相位分布,使六阱演化为双阱或单阱,此过程中将使六光阱中处于不同量子态的冷原子(或冷分子)合并装载至具有较高光学势的双阱或单阱中,即可研究处于不同量子态的同种原子(或分子)的冷碰撞性质,或用于研究囚禁体积减小时发生的绝热压缩(绝热加热)或囚禁体积增大时的绝热膨胀(绝热冷却)效应等。

6 结 论

提出了一种采用平面光波(或 TEM₀₀ 模高斯光波)照明二元 π 相位板与透镜组合系统产生可控制的光学六阱新方案,计算并分析了该方案产生的光阱的特征参数及其强度梯度与曲率,探讨了光学六阱在原子物理、原子光学、分子光学和量子光学中的可能应用。研究表明,当 π 相位板上相位分布发生变化时,光学六阱将连续演化为双阱或单阱,反之亦然;此外,每个光阱的几何参数及其光强参数与透镜系统的相对孔径和照明波长有关,通过改变透镜系统的相对孔径或改变相位板上的相位分布,即可实现光阱中冷原子的激光操纵与控制。因此,本文的可控制光学六阱在多原子或多分子样品冷碰撞性质的研究、新颖光学晶格的制备、全光型原子或分子 BEC 及其 BEC 阵列的实现、多原子团间的量子纠缠和量子信息科学等领域中有着广阔的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Yun M, Yin J. P.. Lattice atom optics and its applications[J]. *Chin. J. Quantum Electronics*, 2006, **23**(1): 10~21
恽 旻,印建平. 晶格原子光学及其应用[J]. 量子电子学报, 2006, **23**(1): 10~21
- 2 V. Yu. Argonov, S. V. Prants. Theory of chaotic atomic transport in an optical lattice[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**(6): 063428-1~12
- 3 Blakie P B, Wen-xin Wang. Bose-Einstein condensation in an optical lattice[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(5): 053620-1~9
- 4 Jochim S, Bartenstein M, Altmeyer A *et al.*. Bose-Einstein condensation of molecules[J]. *Science*, 2003, **302**(5653): 2101~2103
- 5 K. Sengupta, N. Dupuis, P. Majumdar. Bose-Fermi mixtures in an optical lattice[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**(6): 063625-1~12
- 6 M. Hafezi, A. S. Sørensen, E. Demler *et al.*. Fractional quantum hall effect in optical lattices[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(2): 023613-1~16
- 7 P. Vignolo, R. Fazio, M. P. Tosi. Quantum vortices in optical lattices[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(2): 023616-1~4
- 8 I. Danshita, J. E. Williams, C. A. R. Sá de Melo *et al.*. Quantum phases of bosons in double-well optical lattices[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(4): 043606-1~7
- 9 Peng-Bin He, Qing Sun, Peng Li *et al.*. Magnetic quantum phase transition of cold atoms in an optical lattice[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(4): 043618-1~5
- 10 Michiel Snoek, Walter Hofstetter. Two-dimensional dynamics of

- ultracold atoms in optical lattices[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(5): 051603-1~4
- 11 M. Iskin, C. A. R. Sa' de Melo. Superfluid and insulating phases of fermion mixtures in optical lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(8): 080403-1~4
- 12 Zhang C, Rolston S L, Das Sarma S. Manipulation of single neutral atoms in optical lattices[J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(4): 042316-1~5
- 13 Micheli A, Daley A J, Jaksch *et al.*. Single atom transistor in a 1D optical lattice[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(14): 140408-1~4
- 14 Lee C H, Elena A, Ostrovskaya. Quantum computation with diatomic bits in optical lattices[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(6): 062321-1~5
- 15 Vollbrecht K G H, Cirac J I. Delocalized entanglement of atoms in optical lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(19): 190502-1~4
- 16 Fei Zhou, Gordon W. Semenoff. Quantum insulating states of $F=2$ cold atoms in optical lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(18): 180411-1~4
- 17 Yi S, Li T, Sun C P. Novel quantum phases of dipolar Bose gases in optical lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(26): 260405-1~4
- 18 Tin-Lun Ho, Qi Zhou. Intrinsic heating and cooling in adiabatic processes for Bosons in optical lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(12): 120404-1~4
- 19 Shin Y, Saba M, Pasquini T A *et al.*. Atom interferometry with Bose-Einstein condensates in a double-well potential[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(5): 050405-1~4
- 20 Luigi Amico, Andreas Osterloh, Francesco Cataliotti. Quantum many particle systems in ring-shaped optical lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(6): 063201-1~4
- 21 Wang Zhong, Li Yinmei, Lou Liren *et al.*. Measuring the lateral force distribution of the optical trap by using the double optical trap method[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(3): 195~198
王忠,李银妹,楼立人等. 双光阱法测量光阱横向力场分布[J]. *中国激光*, 2006, **33**(2): 195~198
- 22 Chen Liya, Yin Jianping. Optical dipole traps for cold molecules (or cold atoms) using a red-detuned small-hole diffracted light field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1852~1857
陈丽雅,印建平. 通过圆孔衍射实现冷分子(或冷原子)囚禁的光学偶极阱[J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1852~1857
- 23 Ji Xianmin, Yin Jianping. Controllable four-well optical trap for cold atoms or molecules[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(12): 4163~4172
纪宪明,印建平. 冷原子或冷分子的可控制光学双阱[J]. *物理学报*, 2004, **53**(12): 4163~4172
- 24 Mu Renwang, Li Yali, Ji Xianmin *et al.*. Generation of controllable double-well optical trap for cold atoms (molecules) and its experimental studies [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(12): 6333~6341
沐仁旺,李雅丽,纪宪明等. 实现冷原子(分子)的可控制光学双阱的产生及其实验研究[J]. *物理学报*, 2006, **55**(12): 6333~6341
- 25 Lu Junfa, Ji Xianmin, Yin Jianping. Two-dimensional novel optical lattices with multi-well traps for cold atoms or molecules [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(12): 683~686
- 26 Xue Dongmei, Liu Tingting, Guo Chengshan. Localized hollow beams generated through interference of double zero-order Bessel beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 771~775
薛冬梅,刘婷婷,国承山. 基于零级贝塞尔光束干涉产生的局域空心光束[J]. *光学学报*, 2007, **27**(5): 771~775
- 27 Liu Qing, Cai Lüzhong, Wang Yurong *et al.*. Phase-shifting interferometry with an amplitude-only liquid-crystal spatial light modulator as phase shifter[J]. *J. Shandong University*, 2005, **40**(4): 77~80
刘青,蔡履中,王玉荣等. 利用振幅型空间光调制器作相移器的相移干涉术[J]. *山东大学学报*, 2005, **40**(4): 77~80
- 28 Cheng Xin, Ren Xiuyun, Han Yujing *et al.*. Diffraction efficiency of a grating displayed on a liquid crystal display [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(4): 603~607
程欣,任秀云,韩玉晶等. 基于液晶空间光调制器的光栅衍射效率[J]. *光子学报*, 2006, **35**(4): 603~607