

用错位相位光栅产生的可调光学双阱^{*}

纪宪明^{1)†} 徐淑武¹⁾ 陆俊发^{2)‡} 徐冬梅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 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

3) 东华理工学院物理系, 抚州 344000)

(2008 年 6 月 9 日收到, 2008 年 8 月 13 日收到修改稿)

提出了用相位型错位光栅产生光学双阱的新方案. 用平面光波(或 TEM₀₀ 模式高斯光波)照射、正透镜聚焦, 在透镜焦平面上产生的适用于冷原子或冷分子囚禁的多对可调光学双阱. 计算和推导了双阱的光强分布、强度梯度以及光阱的几何参数与光学系统参数间的解析关系. 研究了双阱到单阱三种不同的演化过程. 同时还计算了光学双阱囚禁冷原子的光学偶极势和光子散射速率. 研究发现, 该方案不仅简单可行、操作方便, 而且在原子物理、原子光学、分子光学和量子光学领域中有广阔的应用前景.

关键词: 原子光学, 相位光栅, 光学双阱, 冷原子囚禁

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1. 引 言

近年来, 原子和分子冷却技术得到了快速的发展. 冷原子的温度已达到 nK 数量级, 相应的德布罗意波长与可见光波长相近, 形成了一个新兴的研究领域——原子光学. 对冷原子和冷分子的囚禁、导引、分束等操作和控制是这一领域的重要研究内容. 实践证明, 用光波场操作和控制冷原子有许多独特的优点. 人们已经提出了多种光阱、光波导、光波导分束器操作和控制冷原子的方案^[1-9].

另一方面, 有关双样品磁光囚禁、双样品冷原子的碰撞、双样品玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)性质以及双原子团间量子纠缠等研究已成为原子物理、原子光学、分子光学和量子光学领域中的前沿研究课题之一^[10-14]. 由于红失谐激光势阱在冷原子或冷分子的囚禁以及光学势蒸发冷却中便于装载和实验操作, 我们提出过用相位板产生可控制的光学双阱及双阱列阵的方案, 并进行了初步的实验研究^[6, 15]. 作为这一工作的继续和延伸, 本文提出一种用错位相位光栅产生可调光学双阱的新方案, 用一片相位光

栅和一个聚焦透镜可以同时产生四对光学双阱. 这一方案在原子光学实验中将具有更宽的应用范围.

2. 错位光栅产生可控制光学双阱方案

相位型错位光栅如图 1 所示. 从图 1(a)可以看出, 一维错位光栅由两个相同的相位光栅对接而成, 光栅的周期为 T , 每个周期分成相位值为 0 和 π 、宽度为 $T/2$ 的两条栅缝(称为 Ronchi 光栅), 两光栅沿 y 方向相互错开 $T/2$. 图 1(b)是二维错位光栅示意图. 图 2 是错位光栅产生可调光学双阱的光路图. 单色平面光波或 TEM₀₀ 模式高斯光束照射光栅, 用一正透镜聚焦光栅的衍射光, 光栅与透镜之间有边长为 a ($a = NT$) 的正方形光阑, 其中 N 是光阑内的光栅周期数, 且为偶数. 图 1 中的虚线框是光阑的边框, 用于限制透镜通光窗口的大小. 根据实验调节的需要, 光栅的总长度和宽度分别略大于 $2a$ 和 a . 光栅、光阑、透镜三者叠合在一起, 光阑与透镜两中心重合且相对固定, 光栅可相对于光阑移动. 对于一维光栅可在透镜焦平面上产生两对光学双阱, 二维光栅可产生四对光学双阱. 有多种不同的方法实现双

^{*} 国家自然科学基金重点项目(批准号:10434060)、国家自然科学基金(批准号:10374029, 10674047)、江苏省自然科学基金(批准号: BK2008183)、华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室开放基金、国家重点基础研究发展规划(批准号:2006CB921604)和上海科学技术委员会基础研究重点项目(批准号:07JC14017)资助的课题.

[†] E-mail: jixm@ntu.edu.cn

阱到单阱的连续变化.

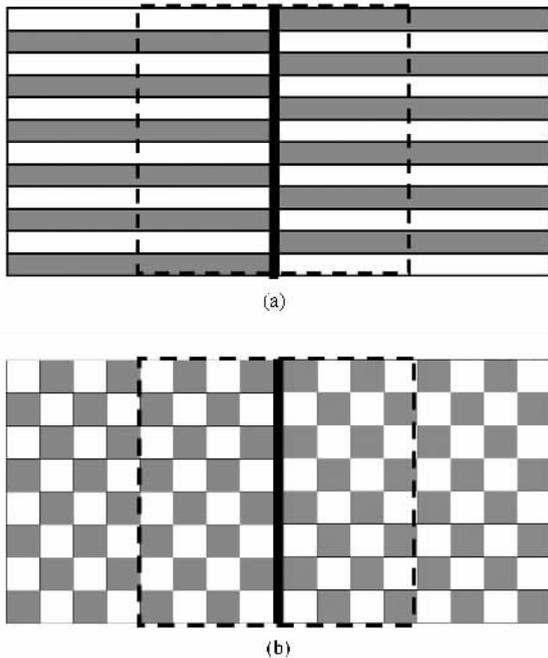


图 1 相位型错位光栅示意图 (a)一维错位光栅 (b)二维错位光栅

为方便起见,我们用一维光栅来说明错位光栅产生可调光学双阱的机制.设光栅位于 xoy 平面上 ($z=0$), x 轴沿光栅刻槽方向, z 轴(也是透镜的光轴)与光栅平面垂直,用单色平面光波(或 TEM_{00} 模式高斯光束)垂直照明单个相位光栅时,由于光栅中相位值为 0 和 π 的两部分面积相等,在焦平面上偶数级衍射主最大光强为零,只有奇数级衍射主最大,而在奇数级衍射主最大中高级次衍射光强远小于 ± 1 级衍射,次级衍射光强更小.因此,单个 Ronchi 型相位光栅衍射光强分布可以近似认为只有 ± 1 级衍射主最大,形成两个单光阱.两个相同的 Ronchi 相位光栅沿 y 方向错开半个周期时,相当于左右两光栅的整体相位差为 π ,透过光栅的两组光波振幅相等、相位相反,相互干涉,导致每个级衍射主最大一分为二,形成两对双光阱(如图 3(a)所示).对于二维光栅,每个光栅产生四个衍射主最大,两光栅沿 y 方向错开半个周期时,同样导致每个级衍射主最大一分为二,形成如图 3(b)所示的四对双光阱.通过移动光栅或者改变光栅的相位,把 y 轴两侧光栅演变为相同的光栅,则各对双阱都会演变成单阱,具体的演变过程可通过计算光强分布作详细的说明.

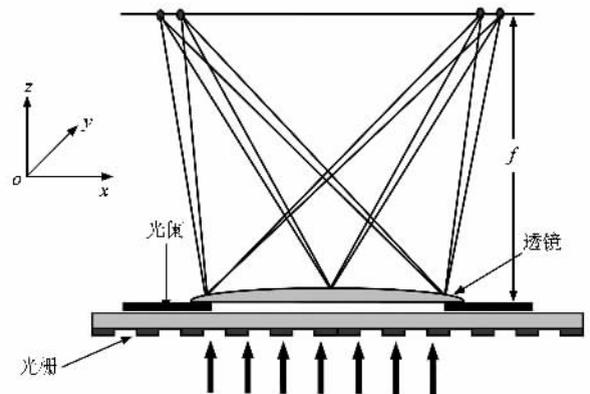


图 2 错位光栅产生可调光学双阱实验光路图

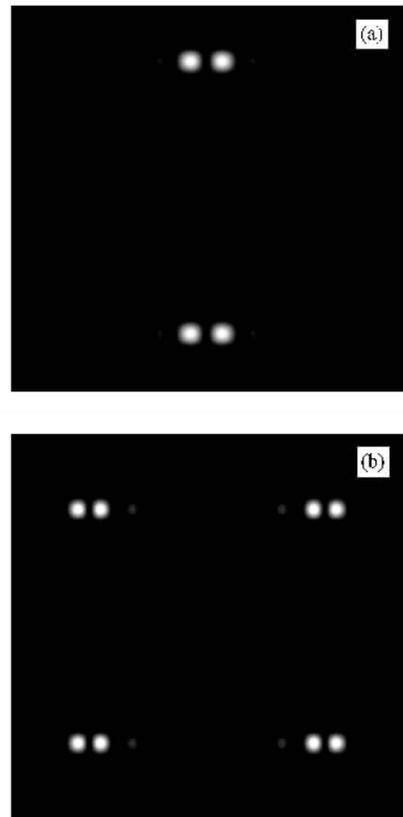


图 3 错位光栅产生的光学双阱 (a)一维光栅双阱 (b)二维光栅双阱

3. 光强分布的计算与分析

3.1. 光学双阱的光强分布

图 1(a)所示的相位光栅一个周期的透射率函数可表示为

$$g(y, n) = \text{rect}\left[\frac{y - (n - 1/4)T}{T/2}\right] - \text{rect}\left[\frac{y - (n - 3/4)T}{T/2}\right], \quad (1)$$

式中 $\text{rect}(\cdot)$ 是矩形函数^[16]. 图 1(b) 所示的二维光栅的透射率函数可表示为

$$G(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} g(y, n) \left[\sum_{m=-N/2}^{-1} g(x, m) - \sum_{m=0}^{N/2-1} g(x, m) \right].$$

为了计算方便, 我们假设用理想的平面光波垂直照明(图 2) 并设波长为 λ , 振幅为 A , 透镜焦距为 f . 根据菲涅耳衍射理论, 在距离透镜 z 处, 且垂直于光轴的任一平面 $x'o'y'$ 上的光扰动分布为(略去不重要的常相位因子)

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

相应的光强分布为

$$I(x', y', z) = |U(x', y', z)|^2.$$

当 $z = f$ 时, 透镜焦平面 $x_0o_0y_0$ 上的光强分布为

$$I_f(x_0, y_0) = \frac{4I_0 T^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^4 u}{u^2} \frac{\sin^4 v}{v^2} \frac{\sin^2(Nu)}{\sin^2(2u)} \times \frac{\sin^2(2Nv)}{\sin^2(2v)} \sin^2(Nu/2), \quad (3)$$

式中

$$\begin{aligned} I_0 &= A^2, \\ u &= \pi T x_0 / (2\lambda f), \\ v &= \pi T y_0 / (2\lambda f). \end{aligned}$$

根据(3)式可以推出, 在 $x_0 = \pm \lambda f / T$, $y_0 = \pm \lambda f / T$ 处存在四对双光阱. 由于光栅衍射的光强受到矩孔衍射因子的调制, 每对光阱中两个单光阱的光强不同, 在两个错位光栅相接处加一宽度为 $T(2N)$ 的不透光间隙, 可以使两个单光阱的光强基本相等. 从图 1(a)(b) 可见, 两光栅之间有一不透光的黑色狭缝, 因而光栅的透射率函数可改写为

$$G'(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} g(y, n) \left[\sum_{m=-N/2}^{-1} g\left(x - \frac{T}{4N}, m\right) - \sum_{m=0}^{N/2-1} g\left(x + \frac{T}{4N}, m\right) \right]. \quad (4)$$

相应地(3)式的光强分布变为

$$I_f(x_0, y_0) = \frac{4I_0 T^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^4 u}{u^2} \frac{\sin^4 v}{v^2} \frac{\sin^2(Nu)}{\sin^2(2u)} \times \frac{\sin^2(2Nv)}{\sin^2(2v)} \sin^2[(N + 1/N)u]. \quad (5)$$

通过数值计算, 我们得到每个光阱的最大光强为

$$I_{\max} = 0.354 \left(\frac{\beta N T}{\lambda} \right)^2 I_0, \quad (6)$$

式中 β 为透镜的相对孔径, $\beta = NT/(2f)$. 双光阱两侧有多个次极大, 其光强远小于主最大光强, 可忽略不计. 我们还得到一些表征光阱几何参数与 λ 和 β 之间的解析关系. 两光阱中心之间的距离为

$$\Delta x_{\max} = 0.381 \lambda / \beta; \quad (7)$$

而每个单光阱在 x_0, y_0 和 z 方向上光强为最大值之 $1/e^2$ 的两点间距离分别为

$$\begin{aligned} \Delta x_{1/e^2} &= 0.631 \lambda / \beta, \\ \Delta y_{1/e^2} &= 0.700 \lambda / \beta, \\ \Delta z_{1/e^2} &= 2.135 \lambda / \beta^2; \end{aligned} \quad (8)$$

把光阱近似看作为一个椭球, 其体积为

$$\Delta V_{1/e^2} = 0.157 \pi \lambda^3 / \beta^4. \quad (9)$$

由此可见, 光阱的体积与透镜系统的相对孔径 β 的 4 次方成反比, 通过改变透镜系统的相对孔径 β 可有效地改变囚禁原子或分子样品的体积, 从而改变冷原子或冷分子的囚禁数目.

另一方面, 在 x_0, y_0 方向上光强的最大梯度分别为

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial I}{\partial x_0} \right|_{\max} &= 4.28 \frac{\beta}{\lambda} I_{\max} \\ \left| \frac{\partial I}{\partial y_0} \right|_{\max} &= 3.43 \frac{\beta}{\lambda} I_{\max} \\ \left| \frac{\partial I}{\partial y_0} \right|_{\max} &= 1.56 \frac{\beta^2}{\lambda} I_{\max}. \end{aligned} \quad (10)$$

由(6)–(10)式可知, 光学系统参数 T, f, N, λ 和 I_0 选取不同的值, 就能得到不同的光阱, 可在较大范围内满足实验需要. 我们取 $T = 1.25 \text{ mm}$, $N = 16$, $f = 20 \text{ cm}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 和 $I_0 = 10^4 \text{ W/m}^2$ (相对孔径 $\beta = 0.05$, 光栅的面积为 4 cm^2 , 照射在光栅上的光功率为 4 W) 进行计算, 得到透镜焦平面 ($x_0o_0y_0$ 平面) 上的光强分布. 图 4(a) 和 (b) 是其中一对光阱的光强等值线和二维光强分布. 四对光阱中每个光阱的最大光强 $I_{\max} = 3.12 \text{ GW/m}^2$, 双阱的其他几何参数和最大光强梯度的计算结果列在表 1 中.

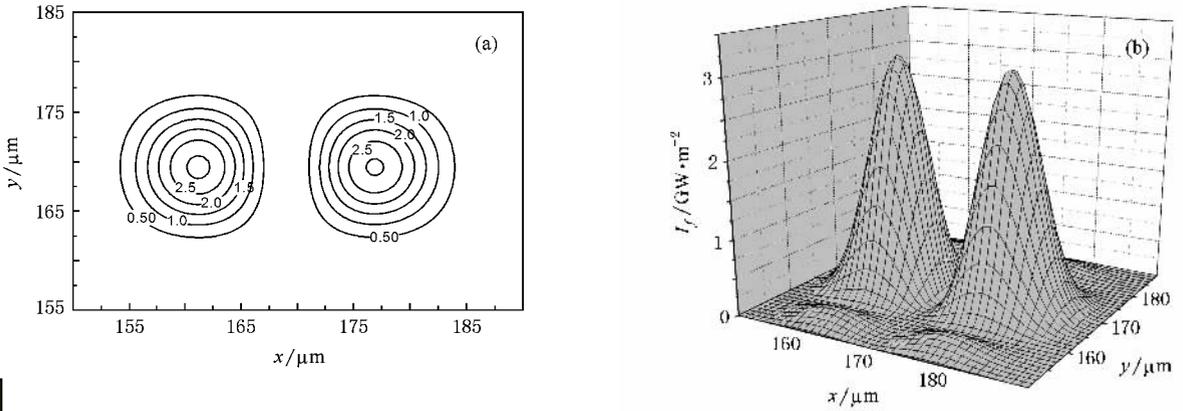


图 4 双光栅的光强分布 (a)光强等值线,光强单位为 GW/m^2 (b)二维光强分布

表 1 高斯光波与平面光波产生光学双阱的计算结果

照明光波	$\Delta x_{1/e^2}/\mu\text{m}$	$\Delta y_{1/e^2}/\mu\text{m}$	$\Delta z_{1/e^2}/\mu\text{m}$	$\Delta V_{1/e^2}/10^{-8}\text{cm}^3$	$\left \frac{\partial I}{\partial x_0}\right _{\text{max}}/10^4\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	$\left \frac{\partial I}{\partial y_0}\right _{\text{max}}/10^4\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	$\left \frac{\partial I}{\partial z_0}\right _{\text{max}}/10^{12}\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$
平面波 ($I_0 = 10^4\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)	13.38	14.84	905	9.39	6.30	5.05	11.50
TEM_{00} ($w_0 = 0.55NT, P = 5.75\text{W}$)	15.50	17.19	1207	16.80	5.44	4.36	8.51
TEM_{00} ($w_0 = 0.75NT, P = 6.85\text{W}$)	14.23	15.78	1021	12.00	5.93	4.75	10.20

我们知道,理想的平面光波并不存在, TEM_{00} 模式的高斯光束是实验室较常见的光源,高斯光束经过适当的扩束后照明光栅可以产生与平面波相似的双光阱.数值计算表明:对于一定功率的高斯光束,当束腰半径 w_0 扩为光栅宽度 0.55 倍时,产生的双光阱光强最大,光阱的横向宽度略大于平面光波产生的光阱,束腰半径大于光栅宽度 0.75 倍时,光阱几何形状与平面波产生的光阱基本相同.表 1 中列出了用三种不同光波照明同一光学系统(激光输出功率 P 不同,光阱的最大光强相同)时的双光阱有关参数值,图 5 是相应的一维光强分布.

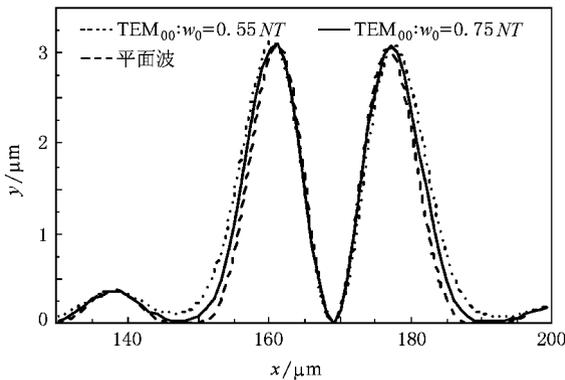


图 5 高斯光波和平面光波双阱的光强分布比较

3.2. 双阱到单阱的演变

如上所述,错位光栅能够产生双阱的根本原

因在于透镜通光窗口内 y 轴两侧光栅的相位相反.如果把 y 轴两侧光栅演变为相同的光栅,双阱则会演变成单阱,有三种演变方法.

3.2.1. 沿 x 方向平移光栅

透镜和光阑不动,沿 x 正方向平移光栅,在透镜通光窗口内左光栅面积增大,右光栅面积减小,两光栅的总面积不变.设光栅移动距离为 t ,当移动距离达到 $t = NT/2$ 时,窗口内变为一个光栅,四对双光阱均变为单光阱.为了方便计算,以下取 $t = kT, 0 \leq k \leq N/2$,则光栅的透射率函数改写为

$$G_t(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} g(y, n) \left[\sum_{m=-N/2}^{k-1} g\left(x - \frac{T}{4N}, m\right) - \sum_{m=k}^{N/2-1} g\left(x + \frac{T}{4N}, m\right) \right]. \quad (11)$$

把(2)式中的 $\alpha(x, y)$ 替换为 $G_t(x, y)$,透镜焦平面上的光强分布变为

$$I_r(x_0, y_0) = \frac{I_0 T^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^4 u}{u^2} \frac{\sin^4 v}{v^2} \frac{\sin^2(2Nv)}{\sin^2(2v)} \frac{1}{\sin^2(2u)} \times [\sin^2(N+m)u + \sin^2(N-m)u - 2\sin(N+m)u \sin(N-m)u \times \cos(N+1/N)u]. \quad (12)$$

在产生如图 4 光强分布的光学系统中,沿 x 正方向移动光栅时,透镜焦平面上光强的变化如图 6 所示.图 6(a)(c)(e)(g)分别是 $t = 2T, 4T, 6T, 8T$ 时的光强等值线,图 6(b)(d)(f)(h)是相应的二维光强分布.由图 6 可以看出:在光栅移动过程

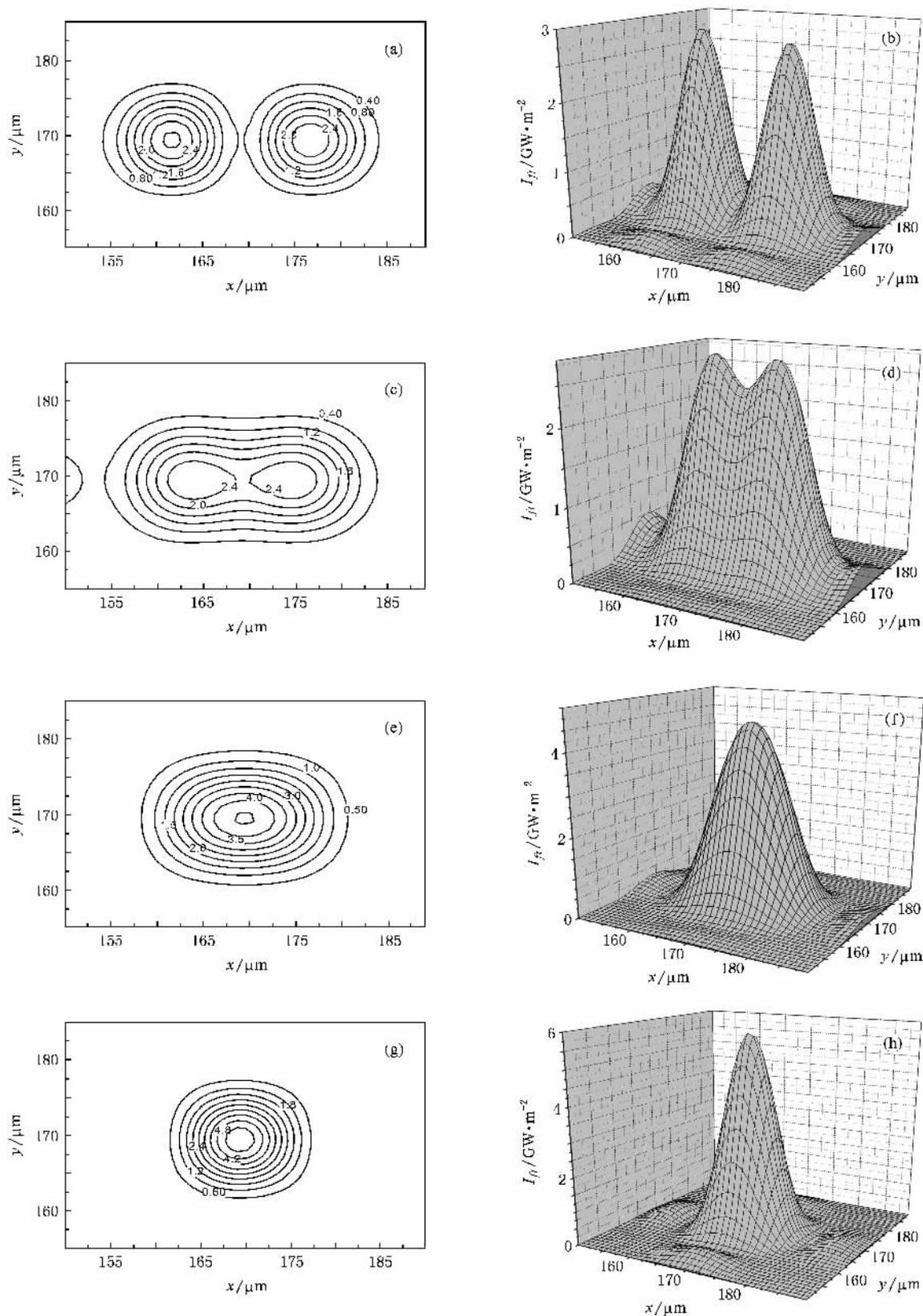


图6 沿 x 方向平移光栅, 双阱到单阱演变过程中的光强等值线(单位为 GW/m^2) 和二维光强分布 (a) $t=2T$ 的光强等值线, (b) $t=2T$ 的二维光强分布 (c) $t=4T$ 的光强等值线 (d) $t=4T$ 的二维光强分布 (e) $t=6T$ 的光强等值线 (f) $t=6T$ 的二维光强分布 (g) $t=8T$ 的光强等值线 (h) $t=8T$ 的二维光强分布

中,随着移动距离 t 的增加两光栅相互靠拢,两光栅连线中点的光强从零开始逐渐增大.当 t 增加到 $NT/2$ 时,双阱完全演变为单阱,最大光强变为双阱的两倍,其中心分别位于 $x_0 = \pm \lambda f/T, y_0 = \pm \lambda f/T$ 处.这一演变过程是可逆的,即当光栅的移动距离 t 从 $NT/2$ 减小到零时,单阱将演变为双阱.

3.2.2. 改变两光栅的错位量

两光栅沿 y 方向相对反向移动时,就改变了两光栅的错位距离.当相对移动距离达到 $T/2$ 时,两光栅变为相同的光栅,四对双光栅也变为四个单光栅.

设光栅沿 y 方向移动的距离为 $s = jT$ ($0 \leq j \leq 1$), 则光栅的透射率函数可改写为

$$G_s(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \left[g\left(y - \frac{jT}{4} - n\right) \sum_{m=-N/2}^{-1} g\left(x - \frac{T}{4N} m\right) - g\left(y + \frac{jT}{4} - n\right) \sum_{m=0}^{N/2-1} g\left(x + \frac{T}{4N} m\right) \right] \quad (13)$$

相应地,透镜焦平面上的光强分布变为

$$I_{fs}(x_0, y_0) = \frac{4I_0 T^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^4 u}{u^2} \frac{\sin^4 v}{v^2} \frac{\sin^2(Nu)}{\sin^2(2u)} \frac{\sin^2(2Nv)}{\sin^2(2v)} \times \sin^2[(N + 1/N)u + jv]. \quad (14)$$

图 7(a)(c)(e) 分别是 $s = T/8, T/4, 3T/8$ 时的

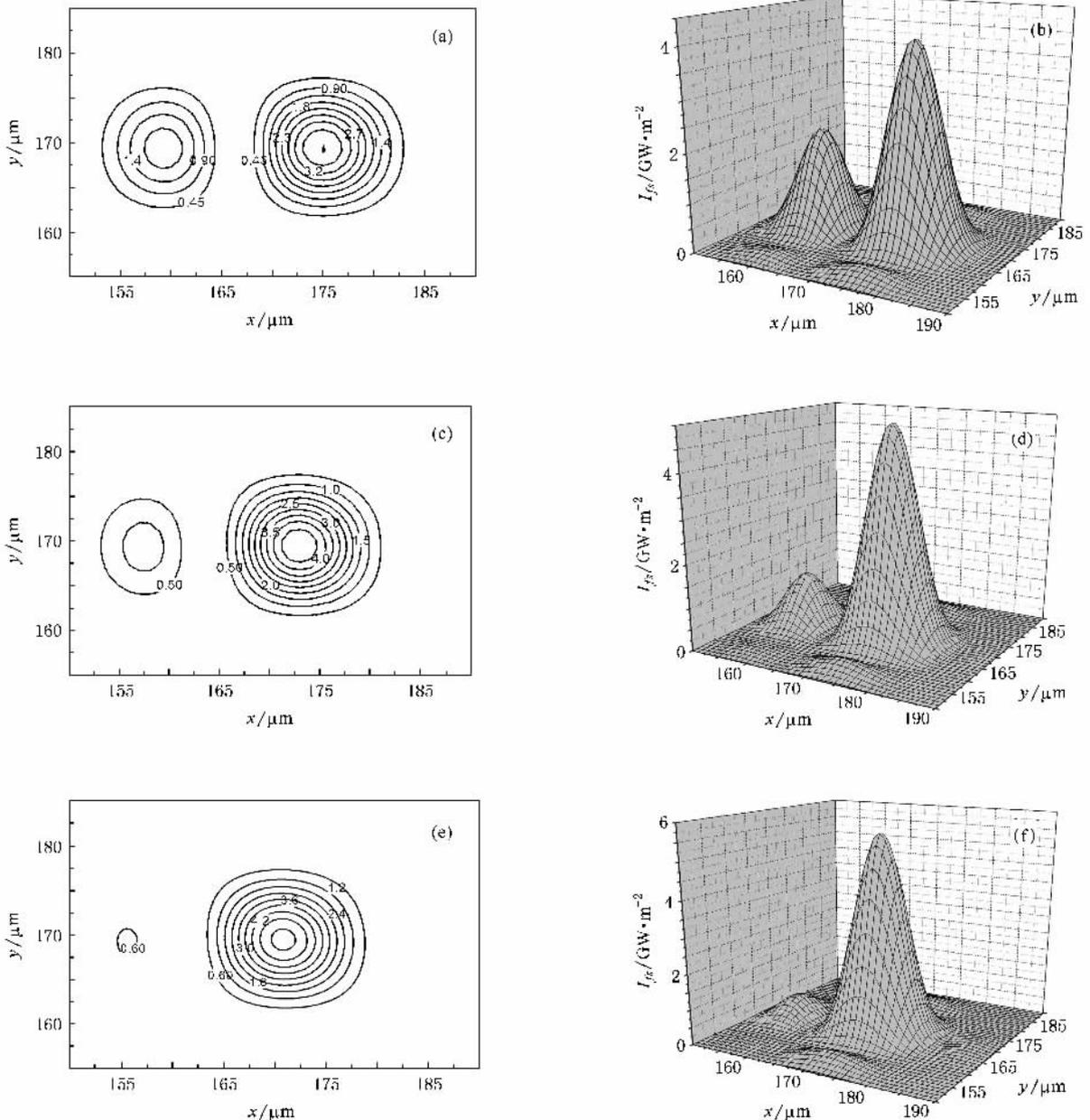


图 7 改变两光栅的错位量,双阱到单阱演变过程中的光强等值线(单位为 GW/m^2)和二维光强分布 (a) $s = T/8$ 的光强等值线 (b) $s = T/8$ 的二维光强分布 (c) $s = T/4$ 的光强等值线 (d) $s = T/4$ 的二维光强分布 (e) $s = 3T/8$ 的光强等值线 (f) $s = 3T/8$ 的二维光强分布

光强等值线图 7(b)(d)(f)是对应的二维光强分布.在移动过程中,每对光阱中其中一个光阱的光强变小,中心位置不变,另一个光阱的光强变大,中心位置向 $x_0 = \lambda f/T$ 或 $x_0 = -\lambda f/T$ 处移动.当 $s = T/2$ 时,双阱完全变为单阱,光强分布与图 6(g)(h)相同.

3.2.3. 改变两光栅的相位差

利用液晶光电调制技术可以制作相位光栅^[17],光栅各单元的相位由加在液晶上的电压来控制,调节电压的大小可以改变光栅各单元的相位.在图 1(a)(b)所示的错位光栅上,通过改变控制电压使左边($x < 0$)光栅每个单元的相位减小 $\Delta\varphi$,右边($x > 0$)光栅每个单元的相位增大 $\Delta\varphi$,当 $\Delta\varphi = \pi/2$ 时,两光栅就变成无错位的光栅.设 $\Delta\varphi = p\pi$,则光栅的透射率函数可改写为

$$G_p(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} g(y, n) \times \left[\exp(-ip\pi) \sum_{m=-N/2}^{-1} g\left(x - \frac{T}{4N}, m\right) - \exp(ip\pi) \sum_{m=0}^{N/2-1} g\left(x + \frac{T}{4N}, m\right) \right]. \quad (15)$$

相应地,透镜焦平面上的光强分布变为

$$I_p(x_0, y_0) = \frac{4I_0 T^4}{(\lambda f)^8} \frac{\sin^4 u}{u^2} \frac{\sin^4 v}{v^2} \frac{\sin^2(Nu)}{\sin^2(2u)} \times \frac{\sin^2(2Nv)}{\sin^2(2v)} \sin^2[(N + 1/N)u + p\pi]. \quad (16)$$

比较(14)(16)两式可以看出,改变两光栅的相位差和改变错位量两种演变方法,光强的变化规律相同.

4. 可控制光学双阱的潜在应用

4.1. 冷原子样品的光学囚禁

由于交流 Stark 效应,当一个二能级原子在非均匀光场中运动时将受到偶极力的作用,当光场为红失谐(激光频率 ω_l 小于原子共振频率 ω_a)时,光场与原子相互作用的偶极势 $U_D(\mathbf{r})$ 为吸引势.依照文献[6]的计算方法,对于图 3 所示的光学双阱($I_{\max} = 3.12 \times 10^9 \text{ W/m}^2$),囚禁⁸⁵Rb 原子的偶极势 $U_{D\max} = -0.43 \text{ mK}$,自发辐射速率为 1.62 s^{-1} .根据 $\mathbf{F} = -\nabla U_D(\mathbf{r})$ 可以计算原子与光场间的偶极力, \mathbf{F} 在 x , y 和 z 方向上的三个分力 $F_{x\max}$, $F_{y\max}$ 和 $F_{z\max}$ 分

别是⁸⁵Rb 原子重量的 941, 755 和 17.2 倍.因此,这种光阱对冷原子有较高的偶极势和较大的偶极作用力以及较低的自发辐射速率,完全可以用来收集并囚禁来自光学粘胶或磁光阱中的冷原子,并且可同时囚禁多种冷原子或冷分子.

4.2. 冷原子样品冷碰撞性质的实验研究

由上述分析可以发现:沿 x 方向移动光栅,在双阱到单阱的演变过程中两光阱的相对光强保持对称,改变两光栅的错位量或相位差时,两光阱的相对光强发生不对称变化.共同的特点是光阱的光强都从 I_{\max} 变为 $2I_{\max}$,同时光阱的总体积减小一半.因此,利用这种可调双阱可以同时把冷原子样品分为四组装载在双阱中,从不同角度研究冷原子样品间的冷碰撞性质.(1)光学双阱的光强相同,光阱中装入相同温度不同量子态的同种冷原子,沿 x 方向移动光栅,研究同一种原子冷碰撞的性质.(2)通过改变两光栅的错位量或相位差,使光阱有不同的光强,装入不同温度的冷原子,再沿 x 方向移动光栅,研究不同温度的冷原子碰撞.(3)研究不同种类冷原子碰撞,由于不同原子相对同一激光频率的失谐量 δ 不同,光强相同时光学势不同,可以先使两光阱有不同的光强、相同的囚禁势,再使双阱变为单阱,研究不同种类原子间的冷碰撞.(4)研究原子囚禁体积减小时发生的绝热压缩现象.

4.3. 光学晶格和 BEC 的实验研究

以图 1(b)所示的光栅作为一个单元制成光栅阵列,与对应的微透镜阵列组合可产生二维的微光阱(单阱或双阱)阵列,产生的光阱数是透镜数的 4 倍,同时还可实现双阱与单阱阵列的任意调控.这种微光阱阵列可用于制备新颖的光学晶格^[18],也可用于研究光学晶格中的 BEC^[19],或研究双样品 BEC 性质等.另外,由(9)式可知,增大透镜的相对孔径,减小照明光的波长,单个光阱的囚禁体积可小到只囚禁一个或若干个原子的量级,可实现单原子的光学囚禁与操控.这种光阱在量子信息处理领域中将会有许多重要的应用.

4.4. 冷分子囚禁、操控与分子冷碰撞研究

有关冷分子或超冷分子囚禁与操控的研究是目前正在发展的前沿热门课题之一,最近国际上已有多个小组采用聚焦的 YAG 激光阱实现了⁶Li₂ 和⁴⁰K₂

的全光型囚禁和分子 BEC^[20-22]. 我们提出的可调光学双阱同样可用于冷分子或超冷分子的光学囚禁与操控, 也可用于研究冷分子间的碰撞性质, 甚至可用于分子 BEC 和分子纠缠态等实验与研究.

5. 结 论

本文提出了用相位型错位光栅产生光学双阱的新方案. 用平面光波(或 TEM₀₀ 模式高斯光波)照射、正透镜聚焦, 在透镜焦平面上产生的适用于冷原子或冷分子囚禁的多对可调光学双阱. 计算和推导了双阱的光强分布、强度梯度以及光阱的几何参数与光学系统参数间的解析关系, 研究了双阱到单阱三

种不同的演化过程. 同时还计算了光学双阱囚禁冷原子的光学偶极势、偶极力和光子散射速率. 探讨了双光阱在原子物理、原子光学、分子光学和量子信息处理领域中的潜在应用. 研究表明, 适当选取照明光的波长、功率、透镜的相对孔径等实验参数, 可以获得各种具有不同几何参数且光强和光强梯度较大的光学双阱, 以满足原子光学、量子光学等不同研究的需要. 当采用超大红失谐的高功率激光照明时, 光阱在具有足够高囚禁势和囚禁力的同时, 冷原子在光阱中有很低的自发辐射速率, 这样的光阱对于冷原子或冷分子的光学囚禁与操控是非常适宜的. 此外, 我们提出的可调光学双阱在光学晶格的制备和量子信息处理等领域中也将会有着广阔的应用前景.

- [1] Miller J D , Cline R A , Heinzen D J 1993 *Phys. Rev. A* **47** R4567
- [2] Takekoshi T , Yeh J R , Knize R J 1995 *Opt. Commun.* **14** 421
- [3] Birkel G , Buchkremer F B J , Dumke R , Ertmer W 2001 *Opt. Commun.* **191** 67
- [4] Granade S R , Gehm M E , O'Hara K M , Thomas J E 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 120405
- [5] Ji X M , Xia Y , Yin J P 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1272
- [6] Ji X M , Yin J P 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1737
- [7] Ji X M , Yin J P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4659 (in Chinese) [纪宪明、印建平 2005 物理学报 **54** 4659]
- [8] Ji X M , Yin J P 2005 *Prog. Phys.* **25** 195 (in Chinese) [纪宪明、印建平 2005 物理学进展 **25** 195]
- [9] Ji X M , Lu J F , Mu R W , Yin J P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2061 (in Chinese) [纪宪明、陆俊发、沐仁旺、印建平 2007 物理学报 **56** 2061]
- [10] Modugno M , Dalfovo F , Fort C , Maddaloni P 2000 *Phys. Rev. A* **62** 063607
- [11] Marcassa L G , Telles G D , Muniz S R , Bagnato V S 2000 *Phys. Rev. A* **63** 013413
- [12] Öhberg P , Santos L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2918
- [13] Olsen M K , Hope J J 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013601
- [14] Pitaevskii L , Stringari S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 180402
- [15] Mu R W , Li Y L , Ji X M , Yin J P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6333 (in Chinese) [沐仁旺、李雅丽、纪宪明、印建平 2006 物理学报 **55** 6333]
- [16] Gaskill J D 1978 *Linear Systems , Fourier Transforms , and Optics* (New York : John Wiley & Sons , Inc.) p112
- [17] Wang L , Zhang C 2006 *Adv. Disp.* **61** 39 (in Chinese) [王 丽、张 成 2006 现代显示 **61** 39]
- [18] Anderson B P , Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
- [19] Modugno G , Ferrari G , Roati G , Brecha R J , Simoni A , Inguscio M 2001 *Science* **294** 1320
- [20] Jochim S , Bartenstein M , Altmeyer A , Hendl G , Riedl S , Chin C , Hecker Denschlag J , Grimm R 2003 *Science* **302** 2101
- [21] Greiner M , Regal C A , Jin D S 2003 *Nature* **426** 537
- [22] Zwierlein M W , Stan C A , Schunck C H , Raupach S M F , Gupta S , Hadzibabic Z , Ketterle W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 250401

Generation of an adjustable double-well optical trap by shift phase gratings^{*}

Ji Xian-Ming^{1,2,†} Xu Shu-Wu¹⁾ Lu Jun-Fa^{2,3)} Xu Dong-Mei¹⁾ Yin Jian-Ping²⁾

¹ *School of Science, Nantong University, Nantong 226007, China*

² *State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*

³ *Department of Physics, East China Institute of Technology, Fuzhou 344000, China*

(Received 9 June 2008 ; revised manuscript received 13 August 2008)

Abstract

A novel scheme was proposed to form the double-well optical trap by using shift phase gratings. A few pairs of adjustable double-well optical traps for trapping cold atoms or cold molecules were formed on the focal plane when the gratings were illuminated by plane light wave (or TEM₀₀ mode Gaussian light wave) and focused by positive lens. The intensity distribution was calculated, and then the intensity distribution gradients as well as the analytical relations between geometrical parameters of the traps and the parameters of the optical system were derived. At the same time, three different evolution processes from double-well to unit-well were investigated. Also, optical dipole potential and photon scattering rate of the trapped cold atoms were calculated. The results show that the scheme not only is simple and convenient to realize, but also has wide application prospect in many fields, such as atomic physics, atomic optics, molecular optics and quantum optics.

Keywords : atomic optics, phase grating, double-well optical trap, cold atoms trapping

PACC : 3280P, 3380P, 4250

^{*} Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10434060), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374029, 10674047), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK2008183), the Foundation from State Key Laboratory of Precision Spectroscopy of East China Normal University, China, the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2006CB921604) and the Key Program for Basic Research from the Science and Technology Committee of Shanghai, China (Grant No. 07JC14017).

[†] E-mail : jixm@ntu.edu.cn