

用液晶空间光调制器产生光阱阵列*

顾宋博¹⁾ 徐淑武¹⁾²⁾ 陆俊发²⁾³⁾ 纪宪明^{1)†} 印建平²⁾

1) (南通大学电子信息学院理学院, 南通 226007)

2) (华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

3) (东华理工大学物理系, 抚州 344000)

(2011年11月7日收到; 2012年1月16日收到修改稿)

液晶空间光调制器能够方便地用于制作各种衍射型光学元件, 但液晶空间光调制器存在分辨率有限的缺点, 本文提出了用液晶空间光调制器制作相位型光栅, 产生一维和二维光阱阵列的新方案, 用迭代傅里叶级数算法优化设计光栅的相位分布, 在不改变空间光调制器硬件参数设置的情况下, 充分利用和发掘了空间光调制器的优点, 同时又能较好地回避其所存在的缺陷. 根据现有的空间光调制器的技术参数, 模拟仿真设计光栅, 计算光强分布, 结果表明: 用大失谐、小功率激光照明, 能够产生具有很高峰值光强和光强梯度的光阱阵列, 囚禁冷原子的光学偶极势达到 mK 量级, 对原子的作用力远大于原子的重力.

关键词: 原子光学, 光阱阵列, 空间光调制器

PACS: 37.10.Gh, 37.10.Jk, 42.79.Kr

1 引言

采用微光阱阵列囚禁中性冷原子 (或冷分子) 已经被应用到对冷原子及玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 体的受限与控制、偏振梯度冷却与囚禁的动力学、Raman 冷却和绝热冷却、量子传输和隧道效应等^[1-6]的研究中, 特别是在光学晶格、量子信息处理等研究中具有十分重要的意义^[7-14], 已成为冷原子物理和原子光学领域中的研究热点之一. 人们已经提出了多种产生光阱阵列的方案, 用激光驻波干涉产生光阱阵列是较早被提出的方案, 但驻波光阱阵列的光强梯度不大, 不能形成尖锐的峰值光强分布. 2002年, Dumke 等人提出采用微透镜阵列聚焦红失谐高斯光束实现表面微光阱阵列的方案, 并实现了对中性原子的微光阱阵列囚禁^[15], 我们在2006年也曾经提出了用 Dammann 光栅产生光阱阵列的方案^[16], 这些光阱阵列都能

够产生尖锐的峰值光强分布, 有很高的光强梯度和光偶极势, 但微透镜阵列和 Dammann 光栅的制作工艺要求都比较高. 近年来, 人们提出了多种用液晶空间光调制器 (LC-SLM) 制作衍射光学元件 (DOEs) 和计算机全息图 (CGH) 产生光阱阵列的方案^[17-23]. LC-SLM 最显著的优点是能够很方便地调节相位, 根据液晶的电光特性, 用计算机程序控制加在每个像素上电压信号, 可以很方便地得到 CGH 或 DOEs. 同时, 液晶也还存在一定的局限性, 这主要是液晶像素的大小有限, 相位按照灰度等级变化, 同时还有边缘效应, 限制了 LC-SLM 的分辨率和相位调制能力. 因此, LC-SLM 比较适宜制作相位分布简单、分辨率要求不高的 DOEs. Dammann 光栅在一个周期内分为多个刻槽, 相位只取两值, 刻槽宽度的大小相差很大, 有时经过很小的宽度, 相位从 0 跳跃到 π (或从 π 跳跃到 0). 如分束数为 11 的 Dammann 光栅, 取周期为 1 mm 时, 最小的槽宽只有 7.5 μm , 小于一个像素的尺

* 国家自然科学基金重点基金 (批准号: 11034002), 科技部量子调控重大研究计划项目 (批准号: 2011CB921602), 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和江苏省自然科学基金 (批准号: BK2008183) 资助的课题.

† E-mail: jixm@ntu.edu.cn

寸(目前较先进的 LC-SLM 的像素大小为 $8\ \mu\text{m}$, 窗口面积大约 $20\ \text{mm} \times 20\ \text{mm}$), 即使把周期扩大到 $5\ \text{mm}$ (在 $20\ \text{mm} \times 20\ \text{mm}$ 的面积上分为 4 个周期), 最小的槽宽也不足 5 个像素, 液晶的边缘效应会对光栅的相位分布带来严重的影响. 如用 LC-SLM 制作相位型菲涅耳衍射微透镜阵列, 透镜的半径至少也要 $100\ \mu\text{m}$, 用于产生光栅阵列时, 光栅间的距离则大于 $200\ \mu\text{m}$. 否则, 边缘效应也会对相位分布带来严重的影响. 像素的大小有限和边缘效应是 LC-SLM 难以克服的缺陷, 我们在不改变 LC-SLM 硬件参数设置情况下, 提出了一种新的光栅设计方法, 用 LC-SLM 制作产生光栅阵列的新型光栅. 这种方法既能充分利用和发掘 LC-SLM 的长处, 同时又能较好地回避其所存在的缺陷. 本文第二部分将介绍新光栅的设计方法; 第三部分, 根据现有 LC-SLM 的有关参数设计两种光栅, 模拟计算光栅产生光栅阵列的光强分布; 第四部分, 简单讨论光栅阵列的潜在应用.

2 用迭代计算法优化设计相位光栅

我们把光栅的每个周期分为 p 条等宽度的槽缝, 每条槽内的相位值相同, p 条槽的相位依次为 $\varphi_l = \alpha_l \pi, l = 1, 2, \dots, p$, 设光栅的振幅透射率函数为 $g(x_0)$, 光栅的周期为 T , 在一个周期内的透射率函数表示为

$$g_T(x_0) = \sum_{l=1}^p \text{rect} \left[\frac{x - (l-1/2)T/p}{T/p} \right] \times \exp(i\alpha_l \pi), \quad (1)$$

把光栅的宽度视为无限大, $g(x_0)$ 可展开为傅里叶级数

$$g(x_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp \left(i2\pi n \frac{x_0}{T} \right), \quad (2)$$

其中 a_n 为傅里叶系数,

$$a_n = \frac{1}{T} \int_0^T g_T(x_0) \exp \left(-i2\pi n \frac{x_0}{T} \right) dx_0. \quad (3)$$

若用图 1 所示光路, 即用波长为 λ 的单位振幅的平面光波照射光栅, 光栅放置在聚焦透镜 L 的前焦面, 透镜的焦距为 f , 输出平面在透镜的后焦面上, 在傍轴近似条件下(略去对计算光强无影响的相位因子), 焦平面上输出的光振动为

$$U_f(x, y, f) = \frac{1}{\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x_0)$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left[-i \frac{k}{f} (xx_0 + yy_0) \right] dx_0 dy_0 \\ & = \frac{1}{\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \\ & \times \exp \left(i2\pi n \frac{x_0}{T} \right) \\ & \times \exp \left[-i \frac{k}{f} (xx_0 + yy_0) \right] dx_0 dy_0 \\ & = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \delta \left(x - n \frac{\lambda f}{T}, y \right), \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$, 第 n 级衍射波是沿方位角 $\theta_x = \arctan^{-1} \frac{n\lambda}{T}$ 方向传播的平面波, 光强 $I_n = |a_n|^2$. 聚焦在输出平面上 $x = n \frac{\lambda f}{T}$ 处. 我们的目标是得到强度接近相等的 N 列衍射光波 (N 称为分束数), 同时要求有较高的衍射效率和较好均匀度, 在输出平面上形成以零级衍射为中心、均匀分布的 N 个光栅(相应的衍射级称为“有用衍射级”). 定义衍射效率 η 和均匀度 Uni 分别为

$$\eta = \sum_{n \in n'} I_n = \sum_{n \in n'} |a_n|^2 \quad (5)$$

和

$$\text{Uni} = 1 - \frac{\max(I_{n'}) - \min(I_{n'})}{\max(I_{n'}) + \min(I_{n'})}, \quad (6)$$

其中, n' 是有用衍射级的级次, $\max(I_{n'})$, $\min(I_{n'})$ 分别是有用衍射级的最大和最小峰值光强.

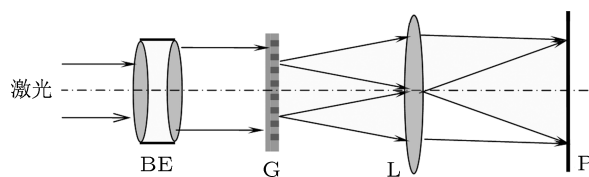


图 1 产生光栅阵列的光路图 (BE 为扩束器; G 为光栅; L 为透镜; P 为输出平面)

为了实现我们的目标, 需要找出光栅的一个周期内 p 条槽缝的最佳相位值, 选定第一条槽的相位 $\varphi_1 = 0$, 以此为参考, 用迭代计算法优化计算剩下的 $(p-1)$ 个相位值. 我们的计算方法参考了 GS 迭代和 AA^[24-26] 迭代算法, 同时又对这两种算法作了改进, 迭代计算法流程如图 2. 在计算中, 光栅周期设为 1, 其主要步骤如下:

1) 选定初始相位 $\varphi_{0l} = \alpha_{0,l} \pi$, 构成迭代运算的初始函数 $g_{T,0}(x_0)$, 进行级数展开, 得到

系数 $a_{n,0}$.

2) 将前一次迭代计算得到的系数 $a_{n,m}$ 分为两部分, 即 $-(N-1)/2$ 到 $(N-1)/2$ 级为有用衍射级, 其他级次为噪声衍射级. 取有用衍射级系数 $a_{n,m}$ 的相位部分和希望得到的振幅 $A_0 = \sqrt{\eta/N}$ 组合构成新系数 $a'_{n,m} = A_0 \exp(i \arg a_{n,m})$; 噪声级的系数为 $a'_{n,m} = \varepsilon a_{n,m}, 0 < \varepsilon < 1$.

3) 引入混合函数

$$G_m(x_0) = \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} A_0 \exp(i \arg a_{n,m}) \times \exp(i2\pi n x_0) + \sum_{n=-(N+1)/2}^{-S} \varepsilon a_{n,m} \exp(i2\pi n x_0) + \sum_{n=(N+1)/2}^S \varepsilon a_{n,m} \exp(i2\pi n x_0). \quad (7)$$

4) 构建下一次迭代的输入函数

$$g_{T,m+1}(x_0) = \sum_{l=1}^p \text{rect} \left[\frac{x - (l-1/2)T/p}{T/p} \right] \times \exp(i\pi \alpha_{m+1,l}), \quad (8)$$

$\pi \alpha_{m+1,l}$ 是第 l 条槽的相位, 取

$$\alpha_{m+1,l} = \left\{ \arg \left[G_m \left(\frac{2l+1}{2p} \right) \right] - \arg \left[G_m \left(\frac{1}{2p} \right) \right] \right\} / \pi, \quad (9)$$

$\arg \left[G_m \left(\frac{2l+1}{2p} \right) \right]$ 是 $G_m(x)$ 在第 l 条槽中心的相位, $\arg \left[G_m \left(\frac{1}{2p} \right) \right]$ 是 $G_m(x)$ 在第 1 条槽中心的相位, (9) 式使得第 1 条槽的相位 $\alpha_{m+1,0}$ 始终为 0.

5) 重复以上步骤直至达到给定的判据指标 η 和 Uni.

混合函数 $G_m(x_0)$ 中包含了噪声衍射级的信息, 这是因为 (7) 式右边第一个求和项中用目标振幅 A_0 代替了 $|a_{n,m}|$, 相位 $\arg a_{n,m}$ 是自由的, 如果 $G_m(x)$ 只有这一个求和项, $G_m(x_0)$ 与 $g(x_0)$ 之间很可能不存在解析关系, 迭代计算会进入死循环, 引入了噪声级, 即 (7) 式右边第二、第三个求和, 增加了振幅自由度, 可望避免进入死循环. 由于噪声级的振幅随级次的升高而减小, $G_m(x_0)$ 中截断了高级次噪声, 可以减少计算量, (7) 式中引入了系数 ε , 随着迭代次数的增加可以逐渐减小噪声级的影响, ε 的大小影响迭代计算的收敛速度. 在实

际迭代计算中发现, 取 $S \sim 1.5p, \varepsilon = 0.6-0.8$ 比较合适.

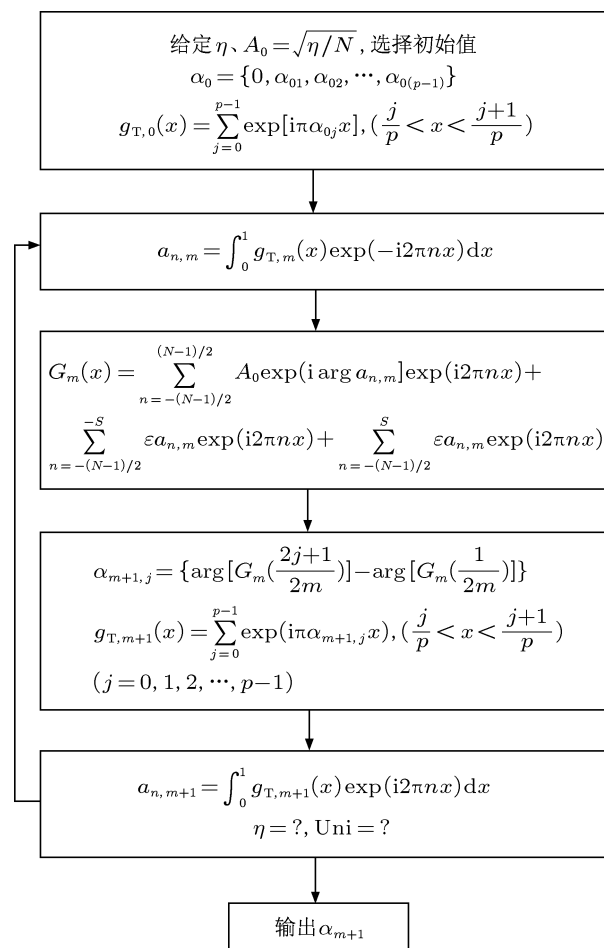


图 2 迭代傅里叶级数算法流程图

用以上迭代算法, 我们计算了几种不同 p 和 N 的情况, 得到的结果如表 1.

运用这种设计方法, 光栅中每条槽的宽度均为 T/p , 实际制作光栅时只要能够做到 T/p 远大于液晶 SLM 像素的宽度, 边缘效应对相位分布的影响就会很小, 可忽略不计; 整个光栅只有 p 个不同的相位值, 相位分布简单, 虽然表 1 中的相位值保留了五位小数, 在下一节的模拟计算中, 我们将会发现, 根据 256 个灰度等级修正相位值, 不会对光栅阵列光强分布的均匀性带来实质性的影响.

3 光栅阵列光强分布的模拟计算实例

在以上优化计算中, 我们曾假设光栅的宽度为

无穷大, 表 1 中的相位精度很高, 这仅仅是一种理想的情况, 实际光调制器的窗口面积是有限的, 并且是按灰度等级调制相位. 目前市面上可售的 LC-SLM 分为 256 个灰度等级, 在可见光和近红外区域, 能够实现 $0-2\pi$ 范围内的相位调制. 在实际制

作光栅时, 应按 SLM 窗口尺寸和像素的大小划分光栅的周期, 按照灰度等级对表 1 中的相位值进行修正处理. 我们仿真模拟设计了一维和二维光栅, 用 TEM₀₀ 模式的高斯光波照明, 计算衍射光强分布.

表 1 一维 SLM 光栅相位分布的数值解

p	N	$\alpha_l = \varphi_l/\pi$	η	Uni
2	3	0.639093	0.87	0.99
4	5	-0.3404076, 0.737191, -0.3404076	0.84	0.99
6	7	0.6672942, 0.8627946, 0.6672942, 0, -0.9052850	0.82	0.97
8	9	0.212969, -0.682754, -0.289005, 0.786487, -0.289005, -0.682754, 0.212969	0.81	0.98
10	11	0.95224, 0.10551, 0.14040, -0.43723, 0.34727, -0.0262, 0.37046, -0.670219, -0.76207	0.81	0.98
11	13	0.64748, -0.28188, 0.63826, 0.23047, -0.46670, 0.73294, 0.85296, 0.37365, 0.85966, -0.28855, 0.10616	0.8	0.97

3.1 一维光栅产生光栅阵列

设光栅周期 $T = 4.8 \text{ mm}$ (600 个像素), 光束数 $K = 11$, 每个周期分为 10 条刻槽, 槽宽 $480 \text{ }\mu\text{m}$ (60 个像素), 光栅的总周期数 $M = 4$, 槽的长度为 19.2 mm , 实际利用 SLM 的窗口面积为 $19.2\text{mm} \times 19.2 \text{ mm}$. 按 256 个灰度等级对 10 条刻槽相位值进行处理, 每条槽的相位依次修正为 $0, 0.953\pi, 0.102\pi, 0.141\pi, 1.563\pi, 0.344\pi, 1.976\pi, 0.375\pi, 1.328\pi, 1.234\pi$, 一个周期内的相位分布如图 3 所示. 照明光的波长为 $\lambda_l = 540 \text{ nm}$ (掺镱光纤激光的波长), 功率 $P = 2 \text{ W}$, 用激光扩束系统, 将光束的束腰半径扩大为 $w_0 = 10 \text{ mm}$, 并使激光束的束腰在光栅平面上, 输入光的波函数为

$$u_l(x_0, y_0) = \frac{\sqrt{2P/\pi}}{w_0} \exp\left[-\frac{x_0^2 + y_0^2}{w_0^2}\right]. \quad (10)$$

光栅放置在透镜前焦面上, 用 $f = 48 \text{ mm}$ 的短焦距显微物镜聚焦. 根据菲涅耳衍射积分公式, 在透镜后输出光振动为

$$U_1(r, z) = \frac{1}{\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} g(x_0) u_l(x_0, y_0) W(x_0, y_0) \times \exp\left\{i \frac{k}{2f} \left[\left(\frac{z}{f} - 1\right)(x_0^2 + y_0^2) - 2(xx_0 + yy_0)\right]\right\} dx_0 dy_0, \quad (11)$$

其中 $W(x_0, y_0)$ 是光栅窗口函数. (11) 式计算得到的光强分布如图 4, 图 4(a) 是光栅阵列在焦平

面上二维光强分布密度图, 图 4(b) 是焦平面上 11 个光栅沿 x 轴方向 ($y = 0$) 的光强分布, 图 4(c) 是焦平面上一个光栅的光强分布, 图 4(d) 是光栅在 xoz 平面上的光强分布. 根据光栅阵列的光强分布, 我们可以方便地计算出光栅的有关参数, 包括光强梯度的三个分量 $\frac{\partial I}{\partial x}, \frac{\partial I}{\partial y}, \frac{\partial I}{\partial z}$ 和光栅的几何尺寸 (三个坐标轴 x, y, z 方向的宽度) $\Delta x_{1/e^2}, \Delta y_{1/e^2}, \Delta z_{1/e^2}$ (以峰值光强的 $1/e^2$ 为边界) 以及光栅间的距离 Δl 等, 其中, $\frac{\partial I}{\partial x} \approx \frac{\partial I}{\partial y}, \Delta x_{1/e^2} \approx \Delta y_{1/e^2}$, 计算结果列于表 2. 计算和分析发现: 光栅的峰值光强 $\sim (\beta/\lambda_l)^2 P$ (其中 β 是透镜的相对孔径, $\beta = f/(MT/2)$), $\Delta x_{1/e^2} \sim \lambda_l/\beta, \Delta l = f\lambda_l/T$. 根据需要, 改变光学系统的参数可以改变光栅阵列的光强分布.

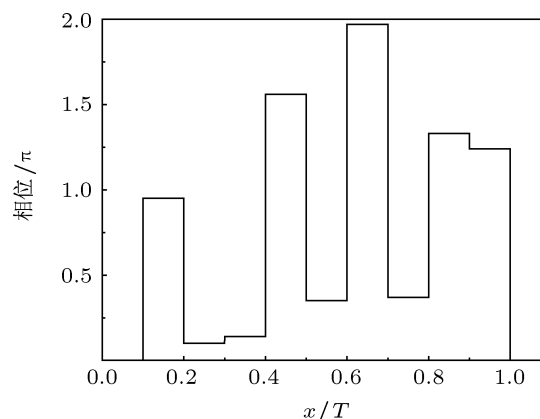


图 3 光栅一个周期内的相位分布

3.2 二维光栅产生光阱阵列

两个相同的相位光栅, 槽缝方向正交重叠, 构成二维光栅, 能够用于产生二维光阱阵列. 将照明激光的功率增大为 $P = 5 \text{ W}$, 光栅周期 ($T_x = T_y = T$)、聚焦透镜焦距和照明光波长等均与上述一维

情况相同, y 方向也分为 4 个周期, 同样应用 (11) 式进行计算, 得到的光强分布如图 5, 图 5(a) 是 11×11 光阱阵列在焦平面上二维光强分布密度图, 图 5(a) 中一个光阱在焦平面上和 z 轴方向的光强分布如图 5(b) 和 (c), 其他光阱的光强分布与此相近. 光阱的有关参数与一维光阱阵列一并列于表 2.

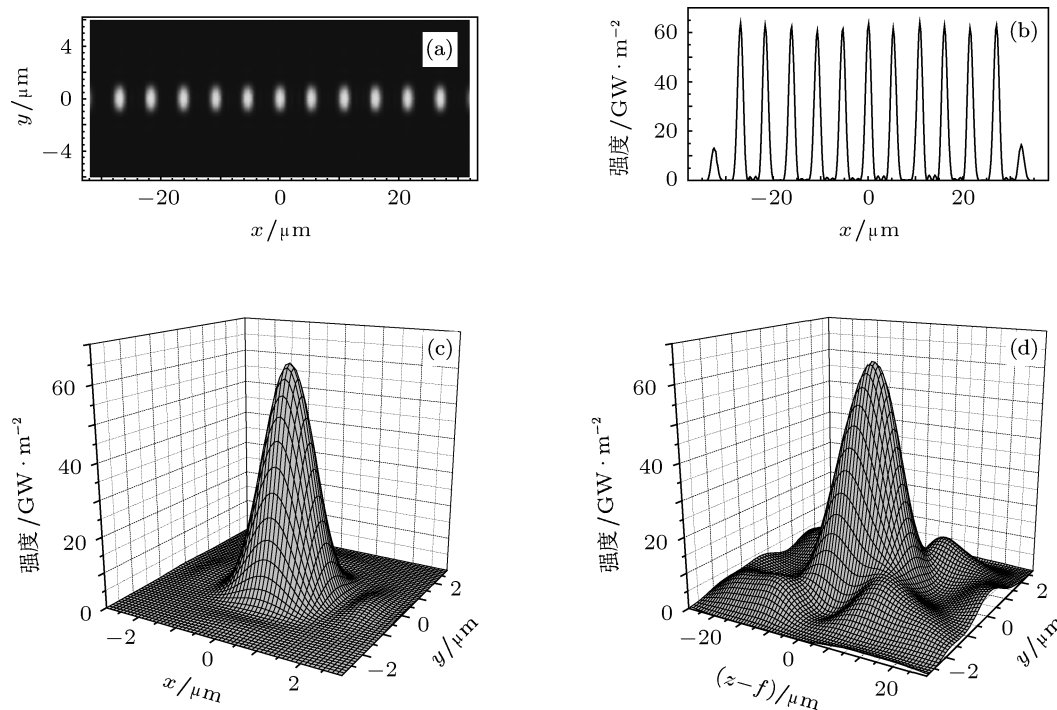


图 4 一维光阱阵列光强分布 (a) 焦平面二维光强分布密度图; (b) x 方向一维光强分布; (c) 焦平面上单个光阱的光强分布; (d) xoz 平面上单个光阱的光强分布

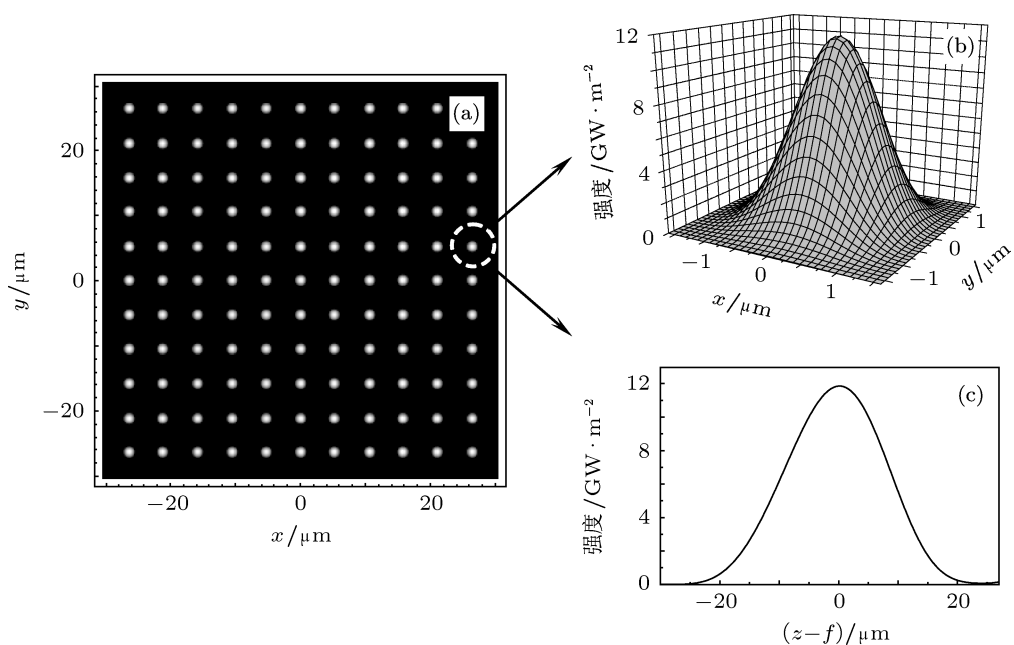


图 5 二维光阱阵列光强分布 (a) 焦平面二维光强分布密度图; (b) 焦平面上单个光阱的光强分布; (c) z 方向上一维的光强分布

4 在原子光学中的潜在应用

以上所提出的两种光阱阵列完全能够用于囚禁冷原子, 制作原子光学晶格, 根据文献 [27] 提供的有关公式, 我们计算了两种光阱阵列囚禁 ^{88}Sr 和 ^{40}Ca 冷原子的最大光学偶极势 U_D 、原子与光场作用的偶极力 F_D 以及在光场中光子自发辐射散射速率 S_{sc} 等, 计算结果列于表 3. 从表 2 和表 3 可以看出, 借助我们设计的光栅, 用较小的激光功率产生光阱阵列, 其光学偶极势达 mK 量级, 原子在光场中所受到的引力远大于原子的重力. 这足以说明我们提出的光阱阵列完全能够用于囚禁冷原子.

图 5 所示的光阱阵列在空间构成周期性光学势场, 把冷原子 (或冷分子) 装载到光阱阵列中, 就形成了冷原子 (或冷分子) 光学晶格, 这种光阱阵列比 CO_2 光阱阵列更具有优势. 我们通过图 6 来比较两种光阱阵列间的差异, 图 6(a), (b) 是用 4 束两两反向传播的 CO_2 激光形成的二维驻波光阱阵列的片断, 每束照明激光的光强为 $1.44 \text{ GW}\cdot\text{m}^{-2}$, 光阱阵列的最大峰值光强 $11.5 \text{ GW}\cdot\text{m}^{-2}$; 图 6(c), (d) 是从图 5 所示的光阱阵列 (功率为 5 W、波长为 $\lambda_l = 540 \text{ nm}$ 的单束激光照明, $f = 48 \text{ mm}$ 的透镜聚焦, 光阱的最大峰值光强 $11.45 \text{ GW}\cdot\text{m}^{-2}$) 中取出一个片断; 两种光阱阵列的最大峰值光强接近相等. 图 6(a), (c) 是两种光阱阵列的二维光强分布,

图 6(b), (d) 是沿 x 方向 ($y = 0$) 一维光强分布曲线, 对应地比较即可看出: 第一, 在 SLM 光栅光阱阵列中每个光阱周围的光强为零, 虽然相邻两个光阱之间有次级衍射光强, 但次级极大光强远小于光阱的峰值光强; CO_2 光阱阵列中各光阱 (光强最大的波峰) 之间都有光强较强的次级波峰, 次级波峰的光强是最大光强的一半, 光阱的实际有效光学偶极势的深度仅仅是光阱最大偶极势的一半, 这些次级波峰会对冷原子有加热作用. 第二, CO_2 光阱阵列的光强按正弦函数规律变化, 变化缓慢, 光强梯度小, 囚禁原子时引力较小, 难以把原子压缩在一起; 在光栅光阱阵列中, 光阱的宽度远小于晶格常数, 光阱的光强梯度较大, 光场对冷原子有较大的引力, 容易把冷原子压缩在相对集中的空间内, 形成点阵结构. 计算表明: 图 6(a) 所示的 CO_2 光阱囚禁 ^{88}Sr 的最大光学偶极势为 0.070 mK , 实际有效光学偶极势为 0.035 mK , 仅为图 6(c) 光阱的 $1/8$; 在 x, y 方向的最大光强梯度为 $3.41 \times 10^{15} \text{ Wm}^{-3}$, 是图 6(c) 光阱的 $1/4$, 光与原子相互作用力仅为 $1/15$. 即使把 CO_2 光阱的光强扩大 8 倍, 使得两种光阱有相同的光学偶极势, 光与原子间的作用力还只有一半.

本文所设计计算的光阱阵列的晶格常数 $\Delta l = 5.4 \mu\text{m}$, 单个光阱的体积 $\sim 10^{-11} \text{ cm}^3$ 量级, 增大透镜的相对孔径 (如用高倍显微物镜聚焦), 还可以使晶格常数和光阱体积变得更小, 可望实现单原子囚禁.

表 2 光阱阵列的有关参数

光阱阵列	$\max(I_{n'})$ / $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	$\min(I_{n'})$ / $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	Uni/%	$\overline{(\partial I/\partial x)_{\max}}$ / $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	$\overline{(\partial I/\partial z)_{\max}}$ / $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	Δl / μm	$\Delta x_{1/e}^2$ / μm	$\Delta z_{1/e}^2$ / μm	$\Delta V_{1/e}^2$ / cm^3
一维	6.57×10^{10}	6.26×10^{10}	97.6	7.59×10^{16}	5×10^{15}	5.4	2.17	33.36	7.84×10^{-11}
二维	11.44×10^9	10.88×10^9	97.5	1.37×10^{16}	9.01×10^{15}	5.4	2.12	33.28	7.79×10^{-11}

表 3 光阱阵列囚禁冷原子的计算结果

光阱阵列	U_D/mK		$F_D/\text{原子重力}$		S_{sc}/s^{-1}	
	^{88}Sr	^{40}Ca	7 ^{88}Sr	^{40}Ca	^{88}Sr	^{40}Ca
一维	1.67	6.119	2.6×10^4	2.1×10^5	8.08	99.8
二维	0.260	1.0	5.25×10^3	4.23×10^4	1.07	15.8

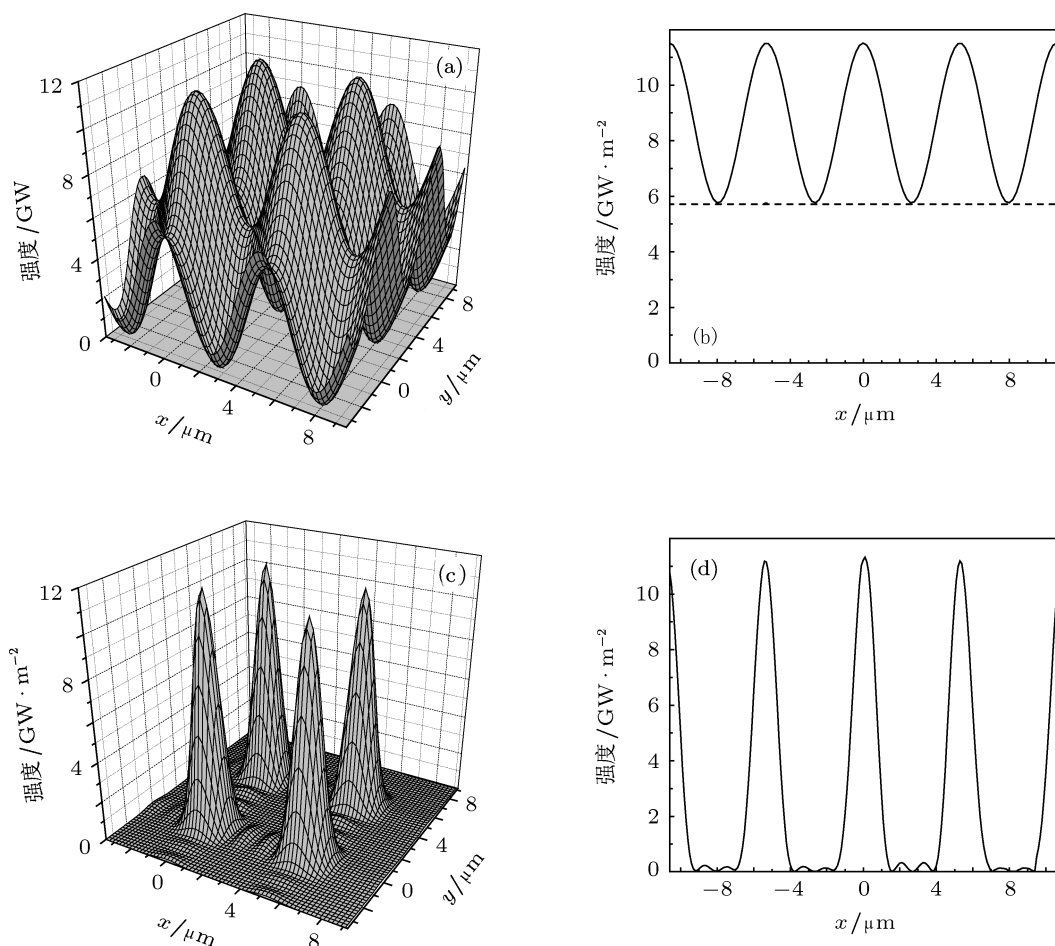


图6 CO₂ 光栅阵列与 SLM 光栅阵列比较 (a), (c) CO₂ 与 SLM 光栅阵列二维光强分布; (b), (d) CO₂ 与 SLM 光栅阵列一维光强分布 ($y = 0$)

5 结论

我们提出了用 LC-SLM 制作相位型光栅, 产生一维和二维光栅阵列的新方案. 光栅的每个周期分为多条等宽度的槽缝, 用迭代傅里叶级展开法优化设计和计算光栅每条槽内的相位值, 使之能够用于产生峰值强度相等的光栅阵列. 用这一方案设计光栅, 既能充分利用 LC-SLM 优点, 同时又能克服和回避其所存在的缺陷. 我们根据现有 LC-SLM 的参

数模拟仿真设计光栅, 计算光强分布, 结果表明: 用大失谐、小功率的激光照明时, 产生一维 11 光栅和二维 11×11 光栅阵列, 光栅阵列的峰值光强、光强梯度分别达到 $\sim 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 和 $\sim 10^{16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 量级, 囚禁冷原子的光学偶极势达到 mK 量级, 对原子的作用力达到 10^3 — 10^5 倍原子的重力. 用于产生冷原子 (或冷分子) 光学晶格比 CO₂ 光栅阵列更有优势.

- | | |
|---|--|
| <p>[1] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hansch T W, Bloch I 2002 <i>Nature</i> 415 39</p> <p>[2] Raithel G, Birkel G, Kastberg A, Phillips W D, Rolston S L 1997 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 78 630</p> <p>[3] Vuletic V, Chin C, Kerman A J, Chu S 1998 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 81 5768</p> <p>[4] Dutta S K, Teo B K, Raithel G 1999 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 83 1934</p> | <p>[5] Tie L, Xue J K 2011 <i>Chin. Phys. B</i> 20 120311</p> <p>[6] Wang J J, Zhang A X, Xue J K 2011 <i>Chin. Phys. B</i> 20 080308</p> <p>[7] Grabouski A, Pfau T 2003 <i>Eur. Phys. J. D</i> 22 347</p> <p>[8] Folman R 2002 <i>Adv. At. Mol. Opt. Phys.</i> 48 263</p> <p>[9] Reichel J, Hansel W, Hommelhoff P, Hansch T W 2001 <i>Appl. Phys. B</i> 72 81</p> <p>[10] Grynberg G, Robilliard C 2001 <i>Phys. Rep.</i> 355 335</p> |
|---|--|

- [11] Semmler D, Wernsdorfer J, Bissbort U, Byczuk K, Hofstetter W 2010 *Phys. Rev. B* **82** 235115
- [12] Michael Kastner 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 240403
- [13] David A, Kessler, Eli Barkai 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 120602
- [14] Yi L, Mejri S, McFerran J J, Le C Y, Bize S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 073005
- [15] Dumke R, Volk M, Mthter T, Buchkremer F B J, Birkel G, Ertmer W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 097903
- [16] Ji X M, Lu J F, Mu R W, Yin J P 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 3396 (in Chinese) [纪宪明, 陆俊发, 沐仁旺, 印建平 2006 物理学报 **55** 3396]
- [17] Gabriel M, David E, Jörgen B 2007 *Appl. Opt.* **46** 95
- [18] Lu J F, Zhou Q, Ji X M, Yin J P 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 063701 (in Chinese) [陆俊发, 周琦, 纪宪明, 印建平 2011 物理学报 **60** 063701]
- [19] Qi X Q, Gao C Q 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 014208 (in Chinese) [齐晓庆, 高春清 2011 物理学报 **60** 014208]
- [20] Xheng H D, Yu Y J, Dai L M, Wang T 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 6145 (in Chinese) [郑华东, 于瀛洁, 代林茂, 王涛 2010 物理学报 **59** 6145]
- [21] Zhou Q, Lu J F, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 093202
- [22] Zhou Q, Lu J F, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 123203
- [23] Liu X Zhang J, Wu L Y, Gan Y F 2011 *Chin. Phys. B* **20** 024211
- [24] Kotlyar V V, Seraphimovich P G, Soifer V A 1998 *Opt. Laser. Eng.* **29** 261
- [25] Fienup J R, 1980 *Opt. Eng.* **19** 297
- [26] Ripoll O, Kettunen V, Herzig H P 2004 *Opt. Eng.* **43** 2549
- [27] 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]

Generation of the array of optical traps by liquid crystal spatial light modulator*

Gu Song-Bo¹⁾ Xu Shu-Wu¹⁾²⁾ Lu Jun-Fa²⁾³⁾ Ji Xian-Ming^{1)†} Yin Jian-Ping²⁾

1) (Science College, 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 7 November 2011; revised manuscript received 16 January 2012)

Abstract

Liquid crystal spatial light modulator (LC-SLM) can be readily used to fabricate the diffractive optical elements. However, a disadvantage of the finite resolution always exists in LC-SLM. In this paper, a new scheme of fabricating phase grating with LC-SLM is proposed to produce one-dimensional (1D) and two-dimensional (2D) array of optical traps. The advantage of the LC-SLM is fully utilized and the disadvantage is well avoided in our scheme. The phase distribution of the grating is optimized by using iterative Fourier series expansion. The grating is designed by simulation according to the LC-SLM technique parameters, and the corresponding light intensity distribution is calculated. The results show that the array has very high peak value intensity and big gradient of intensity by illuminating the grating with a large detuning and low power laser. The optical dipole potential of trapping cold atoms achieves the order of mK, and the interaction force between atom and optical field is much greater than the atom gravity.

Keywords: atomic optics, array of optical traps, spatial light modulator

PACS: 37.10.Gh, 37.10.Jk, 42.79.Kr

* Project supported by the Key Program National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11034002), the National Key Basic Research and Development Program of China (Grant No. 2011CB921602), the Open Research Fund of State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province (Grant No. BK2008183).

† E-mail: jixm@ntu.edu.cn