

用波晶片产生可调矩形空心光束

施建珍¹ 徐淑武¹ 纪宪明^{1,2*} 印建平²

¹南通大学理学院, 江苏 南通 226019

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

摘要 提出了用波晶片产生可调矩形空心光束的新方案,根据晶体的双折射性质设计波晶片的厚度分布,使波片分别对o光、e光形成4台阶相位板和 π 相位板,线偏振光垂直于波晶片表面入射,便可获得截面为矩形的空心光束。调节透光窗口的长和宽,则可调节空心光束截面的长与宽之比,光路简单,调节方便。用长焦距透镜组和圆锥面棱镜组成的光学系统聚焦衍射光,可获得近似无衍射矩形空心光束;用高数值孔径透镜聚焦,可获得矩形“空心饼”光束。

关键词 物理光学; 原子光学; 空心光束; 波晶片

中图分类号 O438

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0926001

Generation of the Tunable Rectangular Hollow Beams by Using Wave Plates

Shi Jianzhen¹ Xu Shuwu¹ Ji Xianming^{1,2} Yin Jianping²

¹School of Science, Nantong University, Nantong, Jiangsu 226019, China

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

Abstract A new scheme is proposed to generate adjustable rectangular hollow beams by wave plates. According to the birefringent property of crystals, the thickness distribution of wave plates is designed. The wave plates can form the four-step phase plate to o light and the π phase plate to e light. The rectangular cross-section hollow beams will be obtained with the vertically irradiate on the surface of the wave plate by linearly polarized light beams. In addition, it is simple optical arrangement and easy adjustment to regulate the ratio of the length and the width of the adjustable rectangular hollow beams by means of the adjustment of the length and width of the light transmission windows. Approximate non-diffracted rectangular hollow beams will be obtained through the optical system consisting of the long focal length lens group and a conical surface prism focus diffracted light. ‘Hollow bread’ beams with the rectangular section will be obtained through the focusing of the high numerical aperture lens.

Key words physical optics; atomic optics; hollow beams; wave plates

OCIS codes 260.2110; 140.3295; 260.5430

1 引言

空心光束是在光轴方向上中心光强为0的“桶状”光束,又称“暗中空光束”。按光束的传播特性,空心光束可分为“衍射型空心光束”和“无衍射空心光束”;按光束截面的对称性分布,可分为“圆形空心光束”、“椭圆空心光束”和“矩形空心光束”。空心光束已成为实现微观粒子(如原子和分子、纳米粒子、生物细胞等)精确操作和控制的有力工具^[1-4],有广泛的应用前景。不同类型的空心光束有各自独特的性质及潜在应用,在

收稿日期: 2015-03-02; 收到修改稿日期: 2015-04-10

基金项目: 国家自然科学基金(11034002, 11274114)、科技部量子调控重大研究计划(2011CB921602)

作者简介: 施建珍(1969—),女,硕士,副教授,主要从事光学、光谱分析及纳米材料制备等方面的研究。

E-mail: sjz1969@ntu.edu.cn

*通信联系人。E-mail: jixm@ntu.edu.cn

原子光学和微观粒子激光操控的研究中,无衍射型空心光束作为激光导管能够远距离导引冷原子,原子在空心暗管内传输,避免了自发辐射的影响;在高数值孔径透镜聚焦情况下空心光束有很小暗斑尺寸,用于聚焦原子激光束有很高的分辨率。空心光束截面的形状直接影响导引原子束的截面和输出原子激光束的模式,对于圆形空心光束和椭圆空心光束,人们已经提出多种方案,开展了多方面的理论和实验应用研究,如 Yin 等^[5-6]早在 1998 年就在国内率先开展了空心光束囚禁、导引冷原子和用空心光束实现原子 BEC 的研究,近年来又提出了多种产生椭圆空心光束的方案^[7-8]。对矩形空心光束的研究则相对较少,2006 年, Cai 等^[9]提出了描述矩形空心光束的理论模型,分析了矩形空心光束在近轴光学系统中的传输特性,用张量的方法导出了传输公式。如何把普通激光转换为矩形空心光束的方法目前还未见报导,本文提出了用波晶片制作相位板产生矩形空心光束新方案,根据晶体的双折射性质,在一块波晶片上同时得到 4 台阶相位板和 π 相位板,用正、负透镜和锥面棱镜组成光学系统聚焦衍射光,得到无衍射矩形空心光束;在高数值孔径透镜聚焦条件下产生了矩形“空心饼”光束。

2 波晶片产生矩形空心光束的基本思想与波晶片的设计

本课题组曾经提出采用 4 台阶相位板产生空心光束及空心光阱阵列的方案^[10],图 1(a)是 4 台阶相位板的示意图,分为 4 个矩形小单元,每个小单元的相位值依次为 0 、 $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$,在第 1 和第 3 象限、第 2 和第 4 象限的相位分别相反、面积相等。用平面相干光波垂直照射、透镜聚焦,4 个小单元的衍射光波在透镜像方焦点附近叠加产生干涉,当透镜光轴与相位板的中心轴线重合时,在光轴上因完全相消干涉,光强为 0,在偏离光轴的位置上,随着光程差的变化,将会产生相长干涉和相消干涉,焦平面上的光强分布如图 2(a)所示,4 个光强主最大的中心在 x 轴和 y 轴上,假设相位板每个小单元的尺寸为 $a \times b$,光波波长为 λ ,透镜焦距为 f' ,计算得到主最大中心在 x 轴和 y 轴上的坐标分别为

$$x_{\max} = \pm 0.371 \frac{f' \lambda}{a}, \quad (1a)$$

$$y_{\max} = \pm 0.371 \frac{f' \lambda}{b}. \quad (1b)$$

在主最大外侧,相长干涉产生次极大的光强很小(图 2 中未能反映出来),可以忽略不计。4 个主最大虽然互相连接在一起,围成了亮环,但亮环上的光强分布不均匀,本文希望得到的是光强分布均匀的矩形亮环,图 2(a)所示的亮环在矩形的 4 个顶角上光强较小,而且光强相差较大,无实用意义。图 1(b)所示的二元 π 相位板衍射也产生 4 个光强主最大,光强分布如图 2(b)所示。当两种相位板的几何尺寸相同,光波波长和透镜焦距也相同时, π 相位板的 4 个光强主最大中心坐标为 (x_{\max}, y_{\max}) ,恰好在矩形顶角上。如果把两种相位板产生的衍射光按光强相加,8 个主最大将连接成一个矩形亮环,适当调节两相位板入射光振幅之比,可以使矩形亮环上的光强分布均匀,用矩形光阑调节波晶片的长和宽之比,就可以实时调节波导的长和宽,从而适应于导引不同模式原子激光束。为此,首先要解决的问题是如何用简单的光路获得上述两种相位板的衍射光,并按光强进行叠加;然后再考虑用适当的光学系统聚焦衍射光,使之在一定范围内得到近似无衍射矩形空心光束。

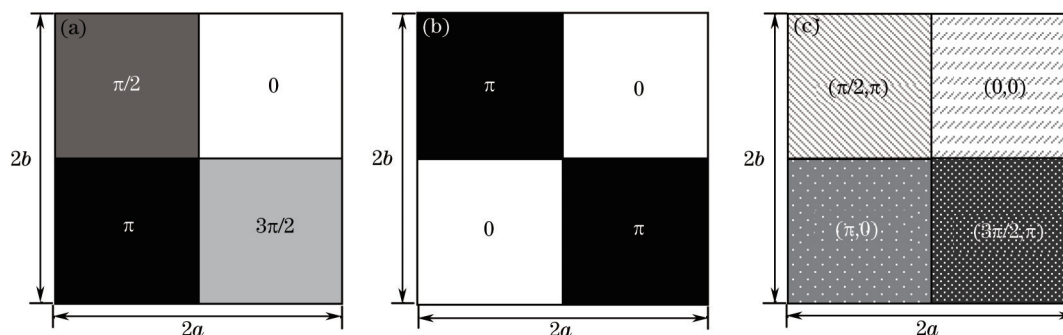


图 1 (a) 4 台阶相位板; (b) π 相位板; (c) 波晶片

Fig.1 (a) Four-step phase plate; (b) π phase plate; (c) wave plates

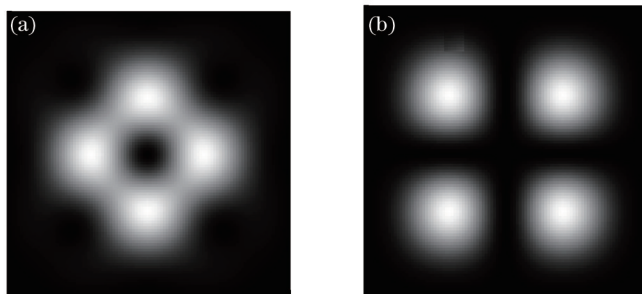


图 2 (a) 4 台阶相位板衍射光强分布; (b) π 相位板衍射光强分布

Fig.2 (a) Light intensity distribution of the four-step phase plate; (b) light intensity distribution of the π phase plate

根据晶体的双折射性质,光轴方向与上下表面平行的单轴晶体薄片称为波晶片,线偏振光垂直入射到波晶片上将被分解成电矢量方向互相垂直的 o 光和 e 光,波晶片对 o 光和 e 光的折射率分别为 n_o 和 n_e , o 光和 e 光通过厚度为 d 的波晶片时实际产生的相位延迟分别为

$$\begin{cases} \Gamma_o = 2\pi(n_o - 1)d/\lambda \\ \Gamma_e = 2\pi(n_e - 1)d/\lambda \end{cases} \quad (2)$$

考虑到相位改变 2π 的整数倍对光波的影响是相同的,可以令

$$\begin{cases} \varphi_o = \Gamma_o - 2N\pi \\ \varphi_e = \Gamma_e - 2N'\pi \end{cases} \quad (3)$$

式中 N 和 N' 取整数,使得 φ_o 和 φ_e 的值在 $[0, 2\pi]$ 区间内。把一块晶体薄片分为 4 个单元,每个单元是一块波晶片,如图 1(c)所示,设计各单元的厚度,晶体薄片对 o 光和 e 光可分别形成图 1(a)和图 1(b)所示的相位板,图 1(c)中各单元上括号内前一个数值是 o 光的相位,后一个数值是 e 光的相位,即整个晶体薄片对 o 光的相位依次为 0 、 $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$,对 e 光的相位依次为 0 、 π 、 0 、 π 。选用石英晶体为波晶片的材料, $n_o = 1.54425$ 、 $n_e = 1.55336$,取激光的波长 $\lambda = 541.5 \text{ nm}$,计算得到各个区域波晶片的厚度和相位值如表 1 所示。表 1 中的相位值 φ_o 和 φ_e 与图 1(c)中要求的相位只有微小的差距,不会对衍射光强分布带来明显的影响。

表 1 波晶片的厚度和相位分布

Table 1 Thickness and phase distribution of wave plates

Area	First quadrant	Second quadrant	Third quadrant	Fourth quadrant
$d/\mu\text{m}$	237.792	193.268	89.048	44.524
φ_o/π	0.0004	0.4990	1.0004	1.5002
φ_e/π	0.0001	1.0018	-0.0034	0.9982

用图 3(a)所示的简单光路,一束线偏振光波通过矩形光阑垂直照射在一块晶体薄片上,分成 o 光和 e 光,两衍射光沿同一方向传播,正负透镜和锥面棱镜组成光学系统聚焦衍射光, o 光和 e 光按光强叠加,可得到截面为矩形的空心光束。用矩形光阑调节波晶片被光照的区域的长和宽之比,可实时调节输出光束截面的长和宽之比。

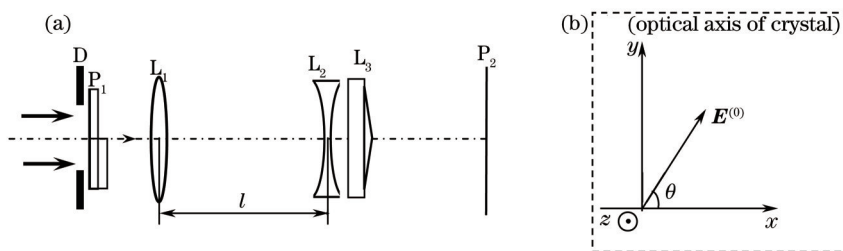


图 3 (a) 线偏振光产生矩形空心光束的光路图; (b) 输入光电矢量与晶体光轴的方向

Fig.3 (a) Light path of obtaining the rectangular cross-section hollow beams by linearly polarized light;

(b) direction of electric vector of light and optical axis of the crystal

3 用波晶片产生无衍射矩形空心光束

为了方便计算,对坐标系进行如下设置:波晶片的前表面为 x_0y_0 平面,光的传播方向为 z 轴方向,最后一个输出透镜的中心为 z 轴的原点,在透镜后的与 z 轴垂直的平面设为 xoy 平面,每个单元波晶片的尺寸为 $a \times b$,对 o 光和 e 光的振幅透射率函数分别为

$$T_o(x_0, y_0) = \sum_{j=1}^4 \exp(i\varphi_{oj}) \text{rect} \left[\frac{x_0 - x_{0j}}{a}, \frac{y_0 - y_{0j}}{b} \right], \quad (4)$$

$$T_e(x_0, y_0) = \sum_{j=1}^4 \exp(i\varphi_{ej}) \text{rect} \left[\frac{x_0 - x_{0j}}{a}, \frac{y_0 - y_{0j}}{b} \right], \quad (5)$$

式中 $\text{rect}(\cdot)$ 是矩形函数^[11], 指标 j 是 4 个单元波晶片所在象限的序号, (x_{0j}, y_{0j}) 是单元波晶片中心坐标, $x_{0j} = \pm a/2$, $y_{0j} = \pm b/2$, 正负号与所在象限 x_0 、 y_0 的符号相同, φ_{oj} 和 φ_{ej} 分别是表 1 中单元波晶片对 o 光和 e 光的相位。设晶体的光轴沿 y 轴方向,输入线偏振光电矢量 $\mathbf{E}^{(0)}(x_0, y_0)$ 的方向与 x 轴方向成 θ 角[如图 3(b)所示],波晶片中 o 光和 e 光的电矢量分别为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_o^{(0)}(x_0, y_0) = \cos \theta \mathbf{E}^{(0)}(x_0, y_0) \hat{\mathbf{e}}_x \\ \mathbf{E}_e^{(0)}(x_0, y_0) = \sin \theta \mathbf{E}^{(0)}(x_0, y_0) \hat{\mathbf{e}}_y \end{cases}, \quad (6)$$

θ 的大小用以调节 o 光和 e 光的振幅之比,使得矩形“光桶”桶壁上的光强分布均匀。在满足菲涅耳衍射条件下,采用柯林公式计算^[12],图 3 中输出的光振动为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_o(x, y, z) = \iint_{\Sigma} T_o(x_0, y_0) \mathbf{E}_o^{(0)}(x_0, y_0) L(x_0, y_0; x, y, z) dx_0 dy_0 \\ \mathbf{E}_e(x, y, z) = \iint_{\Sigma} T_e(x_0, y_0) \mathbf{E}_e^{(0)}(x_0, y_0) L(x_0, y_0; x, y, z) dx_0 dy_0 \end{cases}, \quad (7)$$

式中 Σ 是积分区域,由相位板被光照的区域决定, $L(x_0, y_0; x, y, z)$ 是菲涅耳衍射传输函数,与具体的光学系统有关。在图 3(a)所示的光路中, L_1 为正透镜, L_2 为负透镜,选择两透镜间的距离 l 稍大于 $f'_1 + f'_2$ (其中 f'_1 、 f'_2 分别是 L_1 和 L_2 的像方焦距),两透镜组合有较大的焦距,同时像方焦点又在 L_2 后方近距离处;再在透镜后加上锥面棱镜 L_3 ,可减小光束的发散角,得到较长距离的近似无衍射光束^[13-14]。图 3 中波晶片与 L_1 、 L_2 与 L_3 紧靠在一起,不计其间的距离,略去对计算光强度无影响的相位因子,(7)式中的传输函数为

$$L(x_0, y_0; x, y, z) = \frac{1}{\lambda B} \exp \left\{ ik \left[\frac{A(x_0^2 + y_0^2) - 2(xx_0 + yy_0)}{2B} - (n-1)\alpha \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \right] \right\}, \quad (8)$$

式中 n 是棱镜的折射率, $k = 2\pi/\lambda$, $A = 1 - l/f'_1 - z/f'$, $B = l + z(1 - l/f'_2)$, f' 是 L_1 与 L_2 组合的像方焦距, $f' = \frac{-f'_2 f'_1}{l - f'_2 - f'_1}$, 像方焦点到透镜 L_2 的距离 $z_{f'} = f'(1 - l/f'_1)$ 。

在光的电磁理论中,用坡印廷矢量的时间平均值描述光的能量传播:

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad (9)$$

式中 $\text{Re}[\cdot]$ 表示取实部, $*$ 表示复共轭, \mathbf{H} 是磁场强度。在菲涅耳衍射条件下,输出光波电矢量与入射光波电矢量平行,(7)式中 $\mathbf{E}_o(x, y, z)$ 、 $\mathbf{E}_e(x, y, z)$ 互相垂直,分别沿 x 、 y 方向,坡印廷矢量 z 分量的时间平均值就是 xoy 平面上的光强,即

$$I(x, y) = \langle S_z \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (|\mathbf{E}_o(x, y, z)|^2 + |\mathbf{E}_e(x, y, z)|^2), \quad (10)$$

式中 ϵ_0 和 μ_0 分别为真空中的介电常数和磁导率。

为了方便计算,本文讨论入射光波为平面线偏振光的情况。取 $f'_1 = 400 \text{ mm}$ 、 $f'_2 = -30 \text{ mm}$, $l = 370.8 \text{ mm}$, 计算得组合焦距 $f' = 1.5 \times 10^4 \text{ mm}$, 像方焦平面到 L_2 的距离 $z_{f'} = 1095 \text{ mm}$ 。选取锥面棱镜 L_3 底角 $\alpha = 0.1^\circ$, 折射率 $n = 1.5$, 同时取 $a = 6 \text{ mm}$ 、 $b = 9 \text{ mm}$, 入射光的波长 $\lambda = 541.5 \text{ nm}$, 取输入光波电矢量的振幅 $E^{(0)} = 82 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, 利用(7)~(10)式进行数值模拟计算,入射光矢量与 x 方向的夹角为 $\theta = 0.675 \text{ rad}$ 时,输出光束横截面上最大光强等值线围成准“矩形框”,输出光强分布如图 4 所示。把横截面上的光强最大值记为 $I_{z_{\text{max}}}$, 矩形框的边长(沿 x 、 y 方向两最大光强间的距离)记为 $W_{x_{\text{max}}}$ 、 $W_{y_{\text{max}}}$ 。图 4(b) 是无衍射区域中心 ($z = 680 \text{ mm}$) 横截面上的光强分布, $I_{\text{max}} = 2.547 \times 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $W_{x_{\text{max}}} = 0.63 \text{ mm}$, $W_{y_{\text{max}}} = 0.42 \text{ mm}$ 。在矩形框内外两侧,光强快速减小。矩形外侧的光强等值线类似于“外次摆线”形,远离矩形等值线,虽有次极大光强,但

光强值都很小;矩形中心的光强为0,在0光强周围,光强小于最大光强一半的区域通常称为暗斑,图4(b)中暗斑的长和宽分别为 $W_{x\text{DSS}}=0.31\text{ mm}$, $W_{y\text{DSS}}=0.21\text{ mm}$ 。 x 、 y 方向光强梯度的最大值 $|\partial I/\partial x|_{\text{max}}=1.5\times 10^{11}\text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ 、 $|\partial I/\partial y|_{\text{max}}=2.13\times 10^{11}\text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ 。在 $z=680\text{ mm}$ 的平面两侧,随着离开该平面的距离增大“矩形框”有扭曲变形的现象,图4(a)、(c)分别是 $z=620\text{ mm}$ 和 $z=740\text{ mm}$ 两个横截面上的光强分布,“矩形框”稍有扭曲,在 $z=600\sim 800\text{ mm}$ 范围内,扭曲变形都较小。图4(d)、(e)是 $z=450\sim 950\text{ mm}$ 区域内 xoz 和 $yo z$ 平面上的光强分布, z 轴上的光强始终为0,形成以 z 轴为中心的矩形空心“光桶”,在区域两端的矩形发生了扭曲变形,矩形框上的光强分布也不够均匀。把 $z=600\sim 800\text{ mm}$ 区域视为无衍射区域,在无衍射区域内 I_{max} 随着 z 的增大略有减小, $W_{x\text{max}}$ 、 $W_{y\text{max}}$ 、 $W_{x\text{DSS}}$ 、 $W_{y\text{DSS}}$ 随着 z 的增大略有增大,有以下近似关系:

$$I_{\text{max}}=4.174I_0\cos^2\theta[ab/(\lambda B)]^2, \quad (11)$$

$$\begin{cases} W_{x\text{max}}=0.738B\lambda/a \\ W_{y\text{max}}=0.738B\lambda/b \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{cases} W_{x\text{DSS}}=0.182B\lambda/a \\ W_{y\text{DSS}}=0.182B\lambda/b \end{cases} \quad (13)$$

$W_{y\text{max}}/W_{x\text{max}}=W_{y\text{DSS}}/W_{x\text{DSS}}=a/b$,由此可见,调节波晶片的长和宽之比,可调节输出光束截面的长和宽之比。以 $W_{x\text{max}}/\Delta z$ 、 $W_{y\text{max}}/\Delta z$ 作为平均发散角,分别记为 γ_x 、 γ_y ,在图4中, $\gamma_x=4.0\times 10^{-3}\text{ rad}$ 、 $\gamma_y=2.7\times 10^{-3}\text{ rad}$ 。光强随 z 的变化缓慢, $\partial I_{\text{max}}/\partial z\approx 5.14\times 10^7\text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$,远小于 $(\partial I/\partial x)_{\text{max}}$ 或 $(\partial I/\partial y)_{\text{max}}$ 。用这种光束导引原子(或分子)时,横向光强梯度产生较强的横向梯度力^[15],把原子推向光轴;虽然在纵向光强随 z 的变化缓慢,但也能够提供一定的纵向梯度力,促使原子沿 z 方向作定向运动。

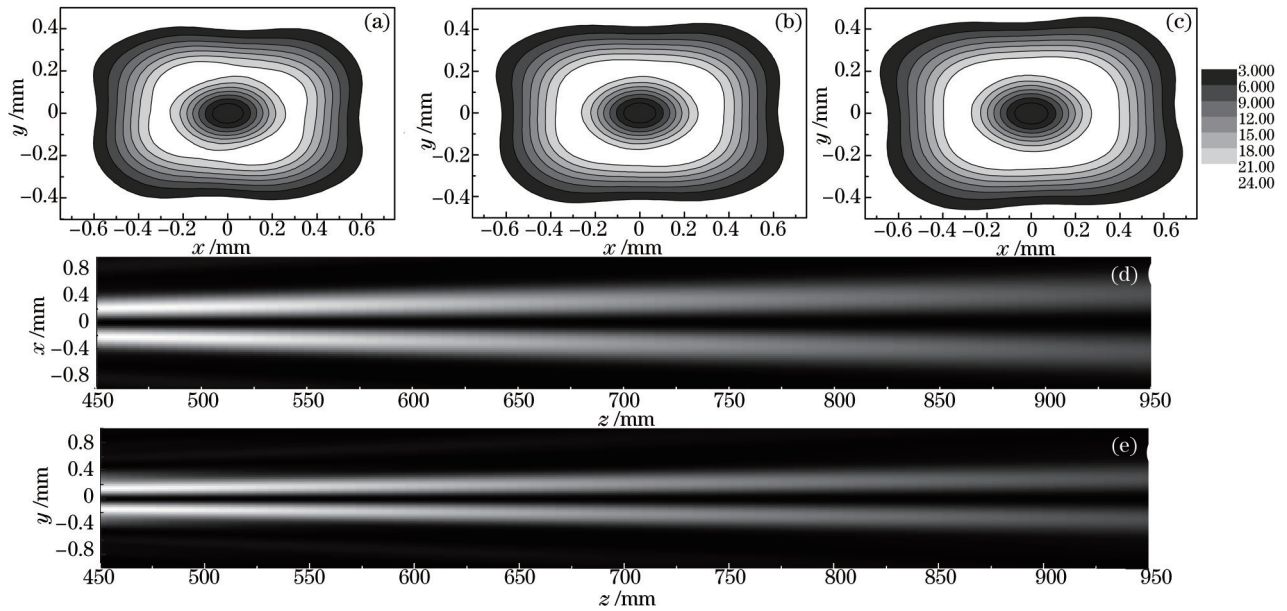


图4 无衍射矩形空心光束光强分布。(a) $z=620\text{ mm}$ 、(b) $z=680\text{ mm}$ 、(c) $z=740\text{ mm}$ 时横向平面上光强分布; (d) xoz 、(e) $yo z$ 平面上光强分布

Fig.4 Light intensity distribution of the non-diffracted rectangular hollow beams. Light intensity distribution on transverse plane when (a) $z=620\text{ mm}$, (b) $z=680\text{ mm}$, (c) $z=740\text{ mm}$; light intensity distribution in (d) xoz and (e) $yo z$ plane

在聚焦系统中加入了小底角圆锥面棱镜与不加棱镜相比,加入棱镜减小了光束的发散角,同时减小了无衍射区到聚焦透镜组的距离,矩形的宽度变小,光强增大。在本例中,无棱镜时,近似无衍射区域在焦点附近,光束的发散角 $\gamma_x=9\times 10^{-3}\text{ rad}$ 、 $\gamma_y=6\times 10^{-3}\text{ rad}$,焦平面上矩形的长和宽分别为 $W_{x\text{max}}=1.0\text{ mm}$ 、 $W_{y\text{max}}=0.67\text{ mm}$, $I_{\text{max}}=1.02\times 10^7\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 。加入了棱镜后,无衍射区前移,焦平面上光强分布变得比较发散。另外,无棱镜时,在透镜组焦点两侧,光束横截面同样有扭曲变形的现象,加入了小底角棱镜,这种变形有所改善。

4 高数值孔径强聚焦矩形空心光束

把图3所示光路中的聚焦系统换为高数值孔径透镜,在高数值孔径透镜强聚焦情况下,不满足菲涅耳衍射近似条件,自然也不能运用菲涅耳衍射理论计算衍射光强分布。本文利用Richards-Wolf的经典矢量衍射模型^[16-17]计算强聚焦情况下电磁场的分布。在焦点附近o光和e光衍射的电矢量计算公式分别为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_o = \begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \\ E_{oz} \end{bmatrix} = \frac{1}{i\lambda f} \iint_{\Sigma} \frac{E_o^{(0)}}{\rho^2} T_o \sqrt{\cos \alpha} \exp \left[-ik \left(z \cos \alpha + \frac{xx_0 + yy_0}{f} \right) \right] \begin{bmatrix} -(x_0^2 \cos \alpha + y_0^2) \\ (1 - \cos \alpha)x_0 y_0 \\ \rho^2 x_0 / f' \end{bmatrix} dx_0 dy_0 \\ \mathbf{E}_e = \begin{bmatrix} E_{ex} \\ E_{ey} \\ E_{ez} \end{bmatrix} = \frac{1}{i\lambda f} \iint_{\Sigma} \frac{E_e^{(0)}}{\rho^2} T_e \sqrt{\cos \alpha} \exp \left[-ik \left(z \cos \alpha + \frac{xx_0 + yy_0}{f} \right) \right] \begin{bmatrix} (1 - \cos \alpha)x_0 y_0 \\ -(y_0^2 \cos \alpha + x_0^2) \\ \rho^2 y_0 / f' \end{bmatrix} dx_0 dy_0 \end{cases}, \quad (14)$$

式中 z 是输出平面到透镜焦点的距离, $\cos \alpha = \sqrt{1 - (x_0^2 + y_0^2)/f^2}$, $\rho = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ 。总的电矢量为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_o + \mathbf{E}_e. \quad (15)$$

根据Maxwell电磁波理论,入射光波磁矢量的振幅为

$$\mathbf{H}^{(0)} = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} (-E_e^{(0)} \hat{\mathbf{e}}_x + E_o^{(0)} \hat{\mathbf{e}}_y). \quad (16)$$

磁场衍射与电场衍射有相同的规律,因此,衍射磁场的计算公式为

$$\begin{cases} \mathbf{H}_o = \begin{bmatrix} H_{ox} \\ H_{oy} \\ H_{oz} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}}{i\lambda f} \iint_{\Sigma} \frac{E_o^{(0)}}{\rho^2} T_o \sqrt{\cos \alpha} \exp \left[-ik \left(z \cos \alpha + \frac{xx_0 + yy_0}{f} \right) \right] \begin{bmatrix} (1 - \cos \alpha)x_0 y_0 \\ -(y_0^2 \cos \alpha + x_0^2) \\ \rho^2 y_0 / f' \end{bmatrix} dx_0 dy_0 \\ \mathbf{H}_e = \begin{bmatrix} H_{ex} \\ H_{ey} \\ H_{ez} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}}{i\lambda f} \iint_{\Sigma} \frac{E_e^{(0)}}{\rho^2} T_e \sqrt{\cos \alpha} \exp \left[-ik \left(z \cos \alpha + \frac{xx_0 + yy_0}{f} \right) \right] \begin{bmatrix} (x_0^2 \cos \alpha + y_0^2) \\ (1 - \cos \alpha)x_0 y_0 \\ \rho^2 x_0 / f' \end{bmatrix} dx_0 dy_0 \end{cases}, \quad (17)$$

总的磁矢量为

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_o + \mathbf{H}_e. \quad (18)$$

由式(14)、(17)式可以看出,在高数值孔径透镜强聚焦情况下,光波的衍射与近轴条件下的菲涅耳衍射有明显的不同,电场和磁场都有的轴向分量 E_z 和 H_z ,坡印廷矢量应该有横向分量 S_x 和 S_y ,但计算结果表明 S_x 和 S_y 时间平均值都随 x 、 y 作正负交替变化,在光能流分布区作一平行于 z 轴(法线垂直于 z 轴)、宽度为微米量级小面元,流过面元光功率近似为0,也就是说没有宏观的横向光能流,限于篇幅,下面只讨论 E_z 、 H_z 和 S_z 的分布,并仍然把 S_z 的时间平均值作为光强 I 。

取单元波晶片为边长 $a = b = 17.5 \text{ mm}$ 的正方形,焦距 $f' = 25 \text{ mm}$,入射光电矢量的振幅为 $E^{(0)} = 0.3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ (光强为 $1.2 \times 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$),入射光波长不变,利用(14)、(17)式,模拟计算电磁场的分布,焦平面上光强分布如图5(a)所示, $I_{\max} = 9.6 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $W_{x\max} = W_{y\max} = 0.60 \text{ } \mu\text{m}$, $W_{x\text{DSS}} = W_{y\text{DSS}} = 0.30 \text{ } \mu\text{m}$, $|\partial I/\partial x|_{\max} = |\partial I/\partial y|_{\max} = 5.2 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 。偏离焦平面,光强则快速减小,图5(b)是 xoz (z 坐标以焦点为原点)平面上光强的分布,偏离焦平面 $0.6 \text{ } \mu\text{m}$,最大光强减小为一半, $|\partial I/\partial z|_{\max} = 2.7 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 。由此可见,强聚焦条件下,衍射光强分布压缩为矩形“空心饼”。图5(c)、(d)分别是焦平面上 $|E_z|^2$ 和 $|H_z|^2$ 的分布,分布都不规则,两者都有多个强度不等峰值点,最大峰值 $|E_z|_{\max}^2 = 2.9 \times 10^{13} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2}$, $|H_z|_{\max}^2 = 2.0 \times 10^8 \text{ A}^2 \cdot \text{m}^{-2}$ 。调节波晶片的长和宽,数值计算发现,在强聚焦情况下,波晶片的长和宽之比不大时,横向输出平面上最大光强等值线仍然是长和宽之比为 b/a 的准矩形,但当长和宽之比较大时, x 轴和 y 轴上的最大光强出现了偏差,随着长和宽的比例增大, x 轴和 y 轴上的最大光强之差增大,等值线将偏离矩形,调节输入电矢量与 x 轴的夹角 θ 也就难以得到矩形光强等值线, $|E_z|^2$ 的分布也变得更不规则,但 $|H_z|^2$ 的分布则变得比较规则。取单元波晶片为边长 $a = 6 \text{ mm}$ 、 $b = 24 \text{ mm}$,长与宽之比为4:1,透镜的焦距、入射电场和光波长不变,图6(a)是焦平面上的光强分布,光强等值线与矩形分布相差不大, x 轴和 y 轴上的最大光强分别为 $I_{x\max} = 21.9 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、 $I_{y\max} = 20.3 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $W_{x\max} = 1.7 \text{ } \mu\text{m}$ 、 $W_{y\max} = 0.46 \text{ } \mu\text{m}$, $|\partial I/\partial x|_{\max} = 2.91 \times 10^{16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 、 $|\partial I/\partial y|_{\max} = 1.43 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 。图6(b)是 $|H_z|^2$ 的分布, $|H_z|^2$ 有两个强度较大的峰,峰值的大小分别为 $|H_z|_{1\max}^2 = 38.69 \times 10^8 \text{ A}^2 \cdot \text{m}^{-2}$ 、 $|H_z|_{2\max}^2 = 38.37 \times 10^8 \text{ A}^2 \cdot \text{m}^{-2}$,峰值基本相等,两峰间的距离为 $1.664 \text{ } \mu\text{m}$,其他峰值都比较小。

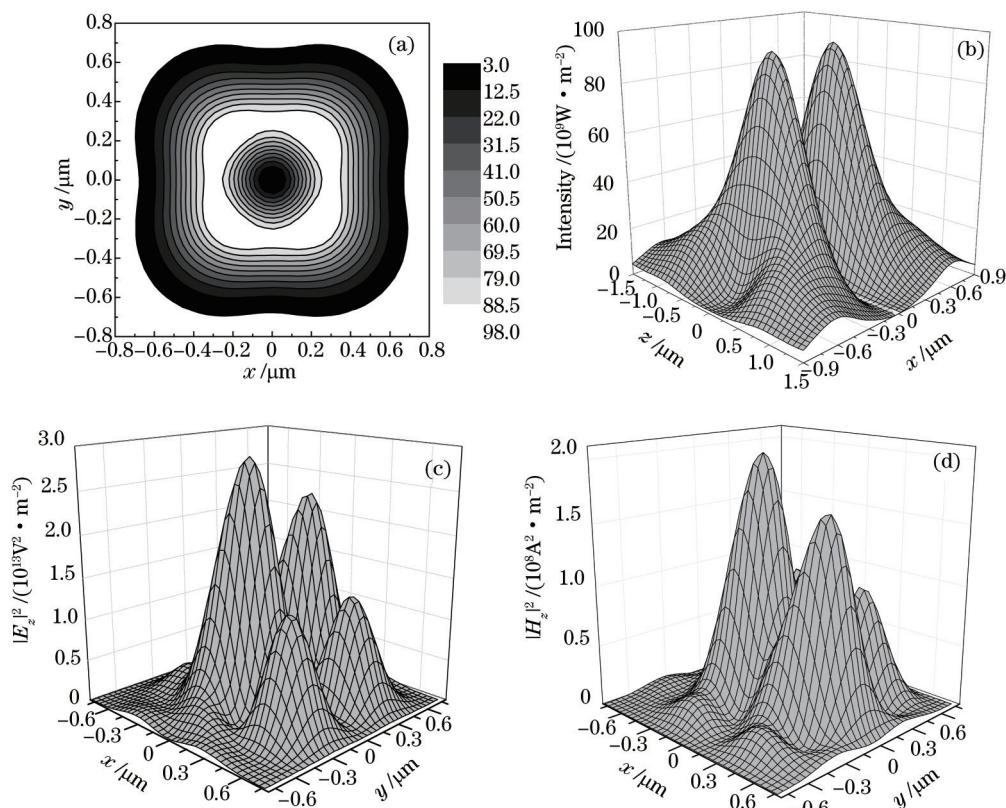


图5 强聚焦正方形空心光束。(a) 焦平面上光强的分布;(b) xoz 平面上的光强分布;
(c) 焦平面上 $|E_z|^2$ 的分布;(d) 焦平面上 $|H_z|^2$ 的分布

Fig.5 Strong focusing on square hollow beams . (a) Light intensity distribution in the focal plane;
(b) light intensity distribution in xoz plane; (c) $|E_z|^2$ distribution in the focal plane; (d) $|H_z|^2$ distribution in the focal plane

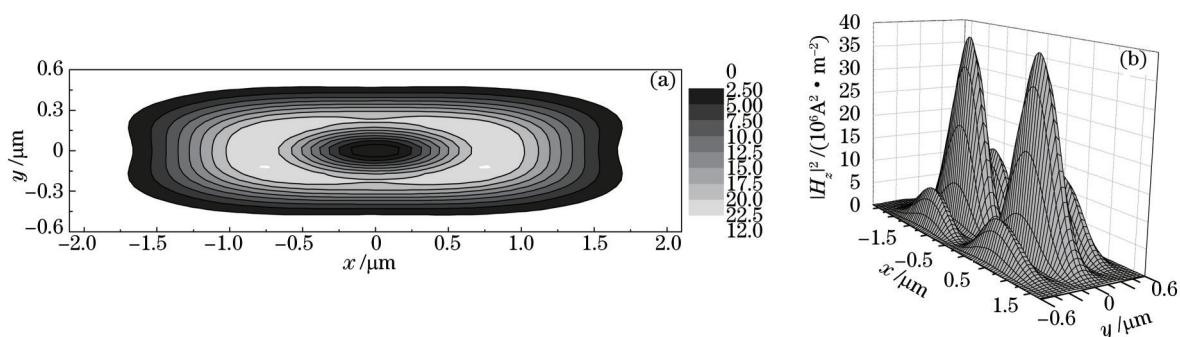


图6 强聚焦长方形空心光束。(a) 焦平面上光强的分布;(b) 焦平面上 $|H_z|^2$ 的分布

Fig.6 Strong focusing on rectangular hollow beams.

(a) Light intensity distribution in the focal plane; (b) $|H_z|^2$ distribution in the focal plane

5 结 论

提出了用波晶片产生可调矩形空心光束的新方案,根据晶体的双折射性质,在一块晶体薄片上设计4个单元波晶片,使晶体薄片对o光形成4台阶相位板,对e光形成 π 相位板。线偏振光垂直照射晶体薄片,用光具组聚焦衍射光,调节入射光电矢量与晶体光轴方向的夹角,便可获得截面为矩形的空心光束。在波晶片前加上矩形光阑,调节透光窗口的长和宽,则可调节空心光束截面的长与宽之比,光路简单,调节方便。用长焦距透镜组和圆锥面棱镜组成光具组聚焦衍射光,通过合理设计聚焦系统,在距离聚焦系统600~800 mm范围内获得长度大于200 mm的近似无衍射矩形空心光束,光束的发散角仅约为 10^{-3} rad量级,横向光强梯度约为 $10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$,以导引 ^{138}Ba 原子为例,在激光频率与谐振频率的失谐量高达 $8.2 \times 10^{13} \text{ Hz}$ 的超大失谐情况下,光与 ^{138}Ba 原子相互作用,产生的横向梯度力远大于原子所受到的重力,同时,还有一定的纵向梯度力

推动原子束沿光束轴线运动。

高数值孔径透镜聚焦时,用 $1.2 \times 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 的光强照明边长为 35 mm 的正方形晶体薄片(实际照射在整个晶体薄片上的光功率只有 0.15 W),所产生的正方形“空心饼”的最大光强到达 $9.6 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$,光强梯度达 $5.2 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$,在超大失谐情况下,与 ^{138}Ba 相互作用,产生的光学偶极势可达 105 mK,梯度力高达原子重量的 8×10^6 倍,暗斑的半峰全宽仅为 0.27λ ;用同样光强激光照明长与宽之比为 4:1 的矩形波晶片,得到长与宽之比为 1:4 矩形空心光束,暗斑的半峰全宽压缩为 0.2λ ,作为原子透镜有超高的分辨率,同时还得到高强度的纵向磁双阱。这些光束在原子、分子等微观粒子的操控方面有很好的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Zdenek Bouchal, Johannes Courtial. The connection of singular and nondiffracting optics[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2004, 6(5): s184-s188.
- 2 Zhou Yimin, Zhou Guoquan. Orbital angular momentum density of a hollow vortex Gaussian beam[J]. Progress In Electromagnetics Research M, 2014, 38: 15-24.
- 3 Ez-zariy L, Boustimi M, Nebdi H, *et al.*. Transformation of Hollow-Gaussian beam by an ABCD optical system coupled with optical systems of annular aperture basis[J]. Phys Chem News, 2014, 73:30-38.
- 4 Morris J E, Carruthers A E, Mazilu M, *et al.*. Optical micromanipulation using supercontinuum Laguerre-Gaussian and Gaussian beams[J]. Optics Express, 2008, 16(14): 10117-10129.
- 5 Yin Jianping, Zhu Yifu, Jhe Wonho, *et al.*. Atom guiding and cooling in a dark hollow laser beam[J]. Physical Review A, 1998, 58 (1): 509-513.
- 6 Yin Jianping, Gao Weijian, Hu Jianjun. A proposal for realizing an array of Bose-Einstein condensates[J]. Chinese Physics Letters, 2002, 19(7): 937-940.
- 7 Li Huirong, Yin Jianping. Generation of a vectorial Mathieu-like hollow beam with a periodically rotated polarization property[J]. Optics Letters, 2011, 36(10): 1755-1757.
- 8 Li Huirong, Yin Jianping. Propagation properties of electromagnetic fields in elliptic dielectric hollow fibres and their applications [J]. Chinese Physics B, 2010, 19(8): 083204.
- 9 Cai Yangjian, Zhang Lei. Coherent and partially coherent dark hollow beams with rectangular symmetry and paraxial propagation properties[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2006, 23(7): 1398-1407.
- 10 Mu Renwang, Lu Junfa, Xu Shuwu, *et al.*. Generation of one-or two-dimensional arrays of hollow optical microtraps for cold atoms, molecules, or microparticles on a chip[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2009, 26(1): 80-88.
- 11 J D Gaskill. Linear Systems · Fourier Transforms · and Optics[M]. Feng Kaiyin, Transl. Beijing: People's Education Press, 1981: 44-45.
加斯米尔. 线性系统·傅里叶变换·光学[M]. 封开印译. 北京: 人民教育出版社, 1981: 44-45.
- 12 Stuart A, Collins Jr. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics[J]. Journal of the Optical Society of America, 1970, 60(9): 1168-1177.
- 13 Lu Wenhe, Wu Fengtie, Zheng Weitao. Generation of non-diffraction Bessel-Liked beam using a lens axicon[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(6):1618-1621.
卢文和,吴逢铁,郑维涛. 透镜轴棱锥产生近似无衍射贝塞尔光束[J]. 光学学报, 2010, 30(6): 1618-1621.
- 14 Fang Xiang, Chen Jing, Wu Fengtie, *et al.*. Generation of long-distance quasi-non-diffracting beams using a concave axicon[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(5): 0508002.
方 翔,陈 婧,吴逢铁,等. 产生长距离近似无衍射光束的凹锥透镜[J]. 光学学报, 2013, 33(5): 0508002.
- 15 Ji Xianming, Yin Jianping. Controllable double-well optical trap for cold atoms or molecules and its one-dimensional and two-dimensional optical lattices[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2005, 22(8): 1737-1748.
- 16 Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathem Atical and Physical and Physical Science, 1959, 253(1274): 358-379.
- 17 Chen Guojun, Zhou Qiaoqiao, Ji Xianming, *et al.*. Study on high numerical-aperture-focused characteristics of vector beam produced by π phase plate [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(12): 1226001.
陈国钧,周巧巧,纪宪明,等. π 相位板产生矢量光束的强聚焦特性研究[J]. 光学学报, 2014, 34(12): 1226001.

栏目编辑: 史 敏