

基于双非线性硒化锌晶体的局域空心光束产生

王志章, 任瑞敏, 夏梦, 夏勇, 尹亚玲, 印建平

华东师范大学物理与材料科学学院精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200241

摘要 提出了采用双非线性硒化锌(ZnSe)晶体将高斯光束整形成局域空心光束(LHB)的新方案,根据惠更斯-菲涅耳衍射理论计算了不同厚度的 ZnSe 晶体和不同束腰半径的高斯光束条件下产生的 LHB 的强度分布和暗斑尺寸。结果表明,该方案产生的 LHB 强度分布形状为空心椭球体,在传播方向上的二维强度呈中心对称分布。利用数值计算获得了所产生的 LHB 暗斑的纵横比,发现纵横比随着入射高斯光束束腰半径的增大呈线性增大。该方案产生的 LHB 的参数可以被灵活调节,因此所产生的 LHB 可应用于一些较大尺寸的原子分子、生物分子和介质粒子等的光学非接触式囚禁与操控。

关键词 非线性光学; 局域空心光束; 硒化锌晶体; 纵横比; 囚禁

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.071901

Generation of Localized Hollow Beam Based on Bi-Nonlinear ZnSe Crystals

Wang Zhizhang, Ren Ruimin, Xia Meng, Xia Yong, Yin Yaling, Yin Jianping

*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, School of Physics and Materials Science,
East China Normal University, Shanghai 200241, China*

Abstract A new scheme to generate localized hollow beam (LHB) reshaped by Gaussian beam with bi-nonlinear ZnSe crystals is proposed. According to Huygens-Fresnel diffraction theory, the intensity distribution and dark-spot size of generated LHB in the conditions of ZnSe crystals with different thicknesses and Gaussian beams with different waist radii are calculated. The results show that the intensity distribution shape of LHB is a hollow ellipsoid, and the two-dimensional intensity in the propagation direction shows symmetrical distribution along the center. The aspect ratio of dark spot of generated LHB is obtained by numerical calculation, and it is found that the aspect ratio increases linearly with the increase of waist radius of the incident Gaussian beam. The parameters of generated LHB can be adjusted flexibly, and the generated LHB can be applied to the optical non-contact trapping and the manipulation of atoms and molecules, biomolecules as well as insulating particles with larger size.

Key words nonlinear optics; localized hollow beam; ZnSe crystals; aspect ratio; trapping

OCIS codes 190.4720; 140.3300; 260.1960

1 引言

局域空心光束(LHB)是一种在沿传播方向的三维空间内具有封闭暗域的特殊空心光束,且暗域周围的光束具有极高的强度^[1]。LHB具有新颖独特的物理性质,如很小的暗斑尺寸、无加热效应以及自旋和轨道角动量等,在光学导管、光镊子和粒子操控等领域具有潜在的应用价值^[2-5]。目前,能够产生 LHB 的技术方案有很多,例如横模选择法^[6]、几何光学法^[7-9]、相位板法^[10-12]、空心光纤法^[13]、空间光调制器法^[14-15]、计算全息法^[16-18]、光子筛法^[19]、贝塞尔光束干涉法^[20-21]、双环透镜聚焦法^[22]和蓝光 LED 法^[23]等。

收稿日期: 2017-02-20; **收到修改稿日期:** 2017-03-15

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(11274114,11374100,91536218)、上海市自然科学基金(17ZR1443000)

作者简介: 王志章(1992—),男,硕士研究生,主要从事激光光束整形方面的研究。E-mail: wangzhizhang@foxmail.com

导师简介: 尹亚玲(1981—),女,博士,副教授,主要从事激光光学、原子分子与量子光学方面的研究。

E-mail: ylyin@phy.ecnu.edu.cn(通信联系人)

本文设计了一种全固化、简易且便于调节的产生 LHB 的新方案,即两束通过非线性硒化锌(ZnSe)晶体^[24]调制后的光束在空间干涉,形成 LHB。基于该方案对调制后的光束及干涉图样进行理论分析和数值计算,结果表明:当入射光束和晶体厚度的参数满足一定条件时,能够在光轴上形成质量很好的椭球形 LHB。在此基础上,进一步分析了所形成的 LHB 的纵横比与入射高斯光束束腰半径的关系,并简单讨论了该方案产生的 LHB 在原子分子光学和生物物理光学等领域中的应用。

2 基于双非线性 ZnSe 晶体的 LHB 的产生方案

提出了利用非线性 ZnSe 晶体对光束的非线性调制作用将高斯光束整形形成 LHB 的新方案,基本原理如图 1 所示。两束相同束腰半径的高斯光束 GB1 和 GB2 分别沿着 z 轴和 $-z$ 轴传播,并通过非线性 ZnSe 晶体。通过 ZnSe 晶体的光场相位受到晶体的非线性调制后,增加了一个与光场强度及非线性折射率相关的非对称相位。当高斯光束通过晶体时,光束中心的相位发生较大改变,因此光束的强度分布发生了变化。光场相位的改变与晶体厚度也有关系,通过选择合适的激光波长、晶体厚度和光强,可以在晶体后端自由空间得到空心光束。如果利用两块晶体对两束高斯光束同时进行整形叠加,将在两块晶体中间获得 LHB。一束高斯光束 GB1 经过透镜组 L_1 准直后进入非线性 ZnSe 晶体 C_1 ,经 C_1 调制后在后端面输出;另一束高斯光束 GB2 经过透镜组 L_2 准直后进入非线性 ZnSe 晶体 C_2 ,经 C_2 调制后在后端面输出,这两束调制输出的激光束在两块晶体之间的相遇区间内叠加,形成强度三维封闭的空心光束,即 LHB。

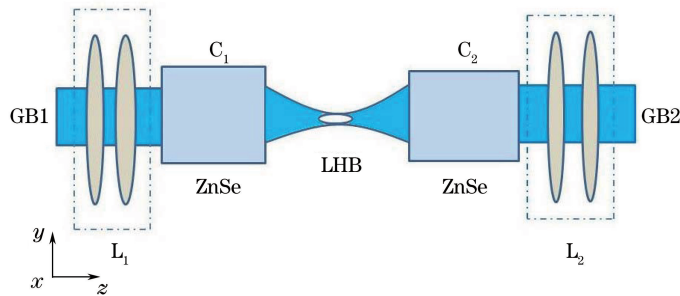


图 1 基于双非线性 ZnSe 晶体的 LHB 的产生装置示意图

Fig. 1 Schematic of LHB generation setup based on bi-nonlinear ZnSe crystals

从理论上对上述方案进行详细分析与数值计算,非线性 ZnSe 晶体的折射率可分为线性和非线性两部分,可表示为

$$n = n_0 + n_2 |E|^2, \quad (1)$$

式中 n 为非线性晶体的总折射率, n_0 和 n_2 分别为线性部分和非线性部分的折射率, E 为光场复振幅。方案中采用薄片型非线性 ZnSe 晶体,因此其对入射高斯光束的吸收率可以忽略不计。非线性 ZnSe 晶体的吸收系数与 n_2 有关,因此在数值计算中只考虑 n_2 的实部。

假设两块非线性 ZnSe 晶体的厚度均为 L ,且 C_1 入射端面位置处的坐标 $z=0$,则准直入射的 GB1 的二维复振幅分布 $U(x_0, y_0, 0)$ 可表示为

$$U(x_0, y_0, 0) = U_0(x_0, y_0) \exp(i\varphi_0), \quad (2)$$

其中

$$U_0(x_0, y_0) = U_m \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2}\right), \quad (3)$$

式中 φ_0 为初始相位; U_m 为光场复振幅,仅与入射高斯光束的束腰半径 w 和功率有关。由于非线性 ZnSe 晶体为薄片晶体,因此晶体对光的吸收可以忽略不计,则 C_1 的末端端面处的光场复振幅分布可表示为^[25]

$$U_1(x_0, y_0, L) = U(x_0, y_0, 0) \exp(i\varphi_0) \exp[i(n_0 + n_2 |U(x_0, y_0)|^2) kL], \quad (4)$$

式中 k 为波数。经 C_1 整形后的光束沿着 z 轴传播,其在自由空间不同位置处的光场复振幅分布 $U_1(x, y, z)$ 可表示为^[26]

$$U_1(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[ik \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2z}\right] U_1(x_0, y_0, L) dx_0 dy_0. \quad (5)$$

假设 C_1 、 C_2 的出射端面之间的距离为 l , 则 C_2 整形后的激光束沿着 z 轴传播, 其在自由空间不同位置处的光场复振幅分布 $U_2(x, y, z)$ 可表示为

$$U_2(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[ik(l-z)]}{i\lambda(l-z)} \exp\left[ik \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2(l-z)}\right] U_2(x_0, y_0, L) dx_0 dy_0, \quad (6)$$

式中

$$U_2(x_0, y_0, L) = U(x_0, y_0, 0) \exp(i\varphi_0) \exp[i(n_0 + n_2 |U(x_0, y_0)|^2)] kL. \quad (7)$$

经过非线性 ZnSe 晶体 C_1 、 C_2 整形后的相应光场强度 $I_1(x, y, z)$ 和 $I_2(x, y, z)$ 分别为

$$I_1(x, y, z) = |U_1(x, y, z)|^2, \quad (8)$$

$$I_2(x, y, z) = |U_2(x, y, z)|^2. \quad (9)$$

两块晶体中间区域的光场强度 $I(x, y, z)$ 为

$$\begin{aligned} I(x, y, z) = & \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[ik \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2z}\right] U_m \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{w^2}\right) \exp(i\varphi_0) \times \right. \\ & \left. \exp\left[i\left(n_0 n_2 \left|U_m \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{w^2}\right)\right|^2\right)\right] kL dx dy \right|^2 + \\ & \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[ik(l-z)]}{i\lambda z} \exp\left[ik \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2(l-z)}\right] U_m \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{w^2}\right) \exp(i\varphi_0) \times \right. \\ & \left. \exp\left[i\left(n_0 n_2 \left|U_m \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{w^2}\right)\right|^2\right)\right] kL dx dy \right|^2. \end{aligned} \quad (10)$$

3 数值计算结果分析与讨论

根据上述理论分析, 两块非线性 ZnSe 晶体之间的光场强度分布可通过(2)~(10)式计算获得。在数值计算过程中, 系统参数选择如下: GB1 和 GB2 的 $w = 150 \mu\text{m}$, $U_m = 3.3 \times 10^4 \sqrt{W}/\text{m}$, 波长 $\lambda = 447.6 \text{ nm}$, 非线性 ZnSe 晶体的 $L = 450 \mu\text{m}$, C_1 、 C_2 的入射端面之间的距离 $l = 0.4 \text{ m}$, $n_0 = 2.8$, 在 77 K 条件下利用脉冲激光光束的自弯曲现象测得的非线性 ZnSe 晶体的 $n_2 = 6.1 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{W}^{[24]}$ 。图 2 是根据以上分析计算得到的光场在自由空间不同位置 z 处横向(xOy 平面)上的一维归一化光场强度分布, 在其左侧插入的图片是对应的二维光场强度分布。由图 2 可见, 在 z 轴方向上, 两块非线性 ZnSe 晶体之间的光束起初呈类高斯分

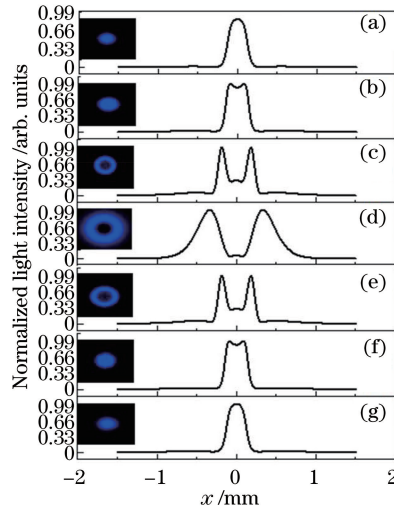


图 2 基于双非线性 ZnSe 晶体整形得到的 LHB 在自由空间不同传输位置 z 处的归一化光场强度分布。

(a) $z = 0.005 \text{ m}$; (b) $z = 0.01 \text{ m}$; (c) $z = 0.05 \text{ m}$; (d) $z = 0.2 \text{ m}$; (e) $z = 0.35 \text{ m}$; (f) $z = 0.39 \text{ m}$; (g) $z = 0.395 \text{ m}$

Fig. 2 Normalized light intensity distributions of LHB reshaped by bi-nonlinear ZnSe crystals at different propagation

distance z in free space. (a) $z = 0.005 \text{ m}$; (b) $z = 0.01 \text{ m}$; (c) $z = 0.05 \text{ m}$; (d) $z = 0.2 \text{ m}$;

(e) $z = 0.35 \text{ m}$; (f) $z = 0.39 \text{ m}$; (g) $z = 0.395 \text{ m}$

布,随着传输距离的增加,光束中心的光场强度逐渐转变为空心光束。在 C_1 与 C_2 之间的中心位置处,即 $z=0.2$ m 处,光场强度锐减至最小,近似为 0,此时得到了最优的空心光束。之后,光场中心又逐渐上升,光束又呈类高斯分布。光场整个演化过程关于 $z=0.2$ m 位置近似对称。该方案整形得到的 LHB 在光轴传播方向上完全呈对称分布。由数值计算结果可知,从 $z\approx 0.01$ m 开始,暗斑逐渐出现,到 $z\approx 0.395$ m 暗斑逐渐消失。在这个变化趋势中,很显然在 $z\approx 0.2$ m 处,LHB 的横向分布最好,因此将此位置定义为出现空心光束的最佳位置 z_{opt} 。在此最佳位置,LHB 的横向光斑尺寸 $t_{DSS}=0.33$ mm,相应的纵向光斑尺寸 $l_{DSS}=0.34$ m,此时形成了中心光场强度极小、周围强度极高的三维封闭 LHB。

为了更形象地看出该方案所产生的 LHB 的空间分布形状,绘制了两块线性 ZnSe 晶体之间的光场纵向分布,如图 3 所示。显然,两块 ZnSe 非线性晶体末端端面之间的光束的光场强度分布在纵向(xoz 平面) $0 < z < 0.4$ m 区间内也是封闭的,验证了所产生的光束确实是三维封闭的椭球形 LHB,且横向空心尺寸小于纵向空心尺寸。由此可见,该方案产生的 LHB 的空心区域大,能广泛应用于大尺寸微观粒子和生物细胞的囚禁等。

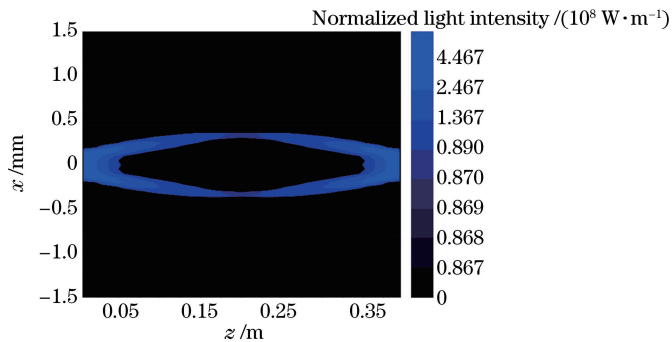


图 3 双非线性 ZnSe 晶体整形得到的 LHB 在 xoz 平面的传输特性

Fig. 3 Propagation properties of LHB in xoz plane reshaped by bi-nonlinear ZnSe crystals

在 LHB 的实际应用中,可以根据具体需求对 LHB 尺寸参数进行相应的调节。详细研究了所产生的 LHB 尺寸参数与系统参数之间的关系,图 4~6 分别给出了不同厚度的非线性 ZnSe 晶体、不同波长激光入射下和不同束腰半径的入射高斯光束条件下得到的 LHB 在 $z=0.2$ m 处的一维光场强度分布。由图 4 可知,当非线性 ZnSe 晶体厚度 $L=450$ μm 时,可以得到最佳的 LHB[图 4(c)],表明此厚度是最合适的。这是因为非线性 ZnSe 晶体的厚度决定了入射激光束与晶体相互作用的时间。在光束通过非线性晶体的过程中,相位受到调制,而调制程度与光束和晶体的相互作用时间有关,即与晶体的厚度有关,因此晶体厚度直接决定调制后的光场强度分布。

图 5 给出了在其他参数相同的条件下,3 个不同波长(非线性折射率)的光束在同一位置 $z=0.2$ m 处的光场强度分布。由图 5(a)可知,当 $\lambda=446$ nm($n_2=1.6\times 10^{-12}$ m^2/W)时,光束中心光强高于周围的光强;由图 5(b)可知,当 $\lambda=447$ nm($n_2=1.3\times 10^{-12}$ m^2/W)时,光束中心虽然塌陷,但是未能到达零点,这是因为此时晶体非线性折射率较大,对光场的调制过大;由图 5(c)可知,当 $\lambda=447.6$ nm($n_2=6.1\times 10^{-13}$ m^2/W)时,能得到非常好的空心光束。在这两种入射波长条件下,可以通过减小晶体厚度或者降低入射光场强度来降低光场与晶体之间的非线性相互作用,使得光束中心强度为 0,从而得到空心光束。由图 5 可以看出,ZnSe 晶体的非线性折射率依赖于入射激光波长,因此在实际应用中,当需求光束波长发生改变时,需要相应地改变 ZnSe 晶体的厚度或光场强度。

图 6 为当晶体 ZnSe 的厚度一定时,在不同入射高斯光束的束腰半径条件下,两块晶体中间 $z=0.2$ m 处的光场强度分布。由图 6 可知, $w=150$ μm 时可得到最佳的 LHB[图 6(b)],这是因为入射高斯光束的尺寸与整形后的光场空间分布相关联,且两块晶体之间的光场由两个整形光场相互叠加所形成。由于两块晶体之间的距离是固定的,要使产生的 LHB 的中心强度近似为 0,必须选择合适的入射高斯光束参数。通过数值计算和分析可知,根据实际应用需求选择合适的入射高斯光束的束腰半径和非线性 ZnSe 晶体的厚度可实现对产生的 LHB 的形状以及尺寸的有效控制。

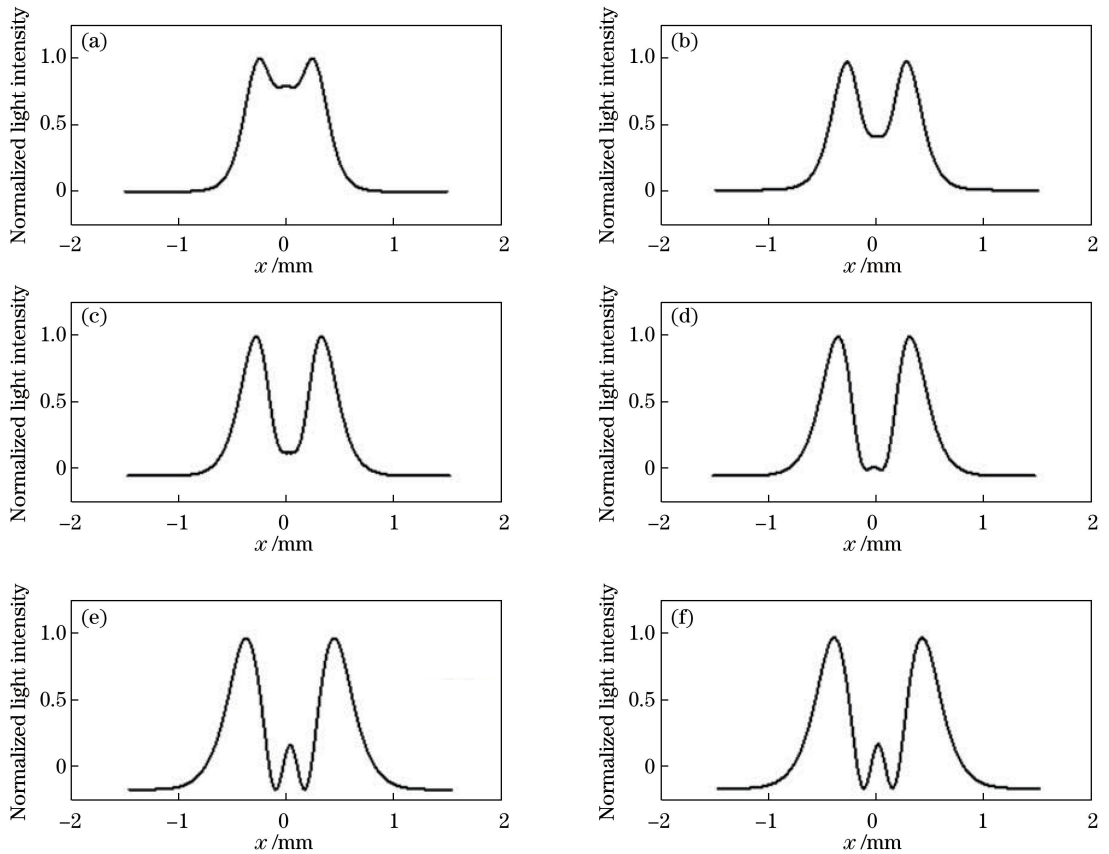


图 4 不同厚度的非线性晶体整形得到的 LHB 在 $z=0.2$ m 处的横向光场强度分布。

(a) $L=300 \mu\text{m}$; (b) $L=350 \mu\text{m}$; (c) $L=400 \mu\text{m}$; (d) $L=450 \mu\text{m}$; (e) $L=500 \mu\text{m}$; (f) $L=550 \mu\text{m}$

Fig. 4 Transverse light intensity distributions of LHB reshaped by nonlinear crystals with different thicknesses at $z=0.2$ m.

(a) $L=300 \mu\text{m}$; (b) $L=350 \mu\text{m}$; (c) $L=400 \mu\text{m}$; (d) $L=450 \mu\text{m}$; (e) $L=500 \mu\text{m}$; (f) $L=550 \mu\text{m}$

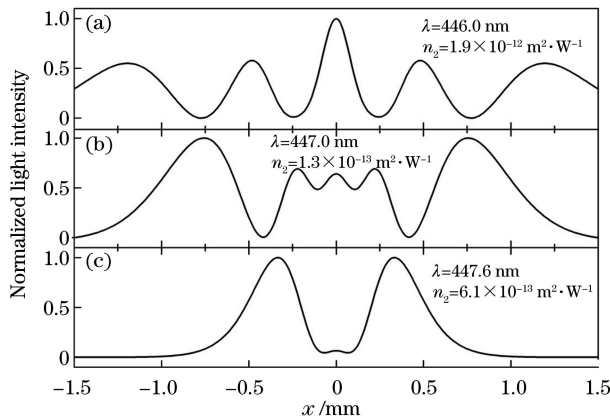


图 5 不同波长激光入射下非线性晶体整形得到的 LHB 在 $z=0.2$ m 处的横向光场强度分布

Fig. 5 Transverse intensity distribution of LHB reshaped by nonlinear crystals with different wavelengths of incident laser at distance $z=0.2$ m

由图 3 可知, LHB 在 xoz 平面的二维强度分布是一个椭圆形, 从数学角度对其进行了详细分析, 并计算了 LHB 在 xoz 平面上的暗斑尺寸的纵横比 r ($r=l_{\text{DSS}}/t_{\text{DSS}}$) 随入射高斯光束束腰半径的变化。在计算过程中, 为使所有取值的入射高斯光束束腰半径条件下得到的 LHB 的中心光强近似为 0, 选择与入射高斯光束匹配的两块晶体之间的距离为 l 。计算结果如图 7 所示, 图中蓝色实线为线性拟合结果, 实心方点为理论计算结果。随着入射高斯光束束腰半径从 $w=150 \mu\text{m}$ 增加到 $w=600 \mu\text{m}$, LHB 的最佳位置从 $z_{\text{opt}}=0.2$ m 增

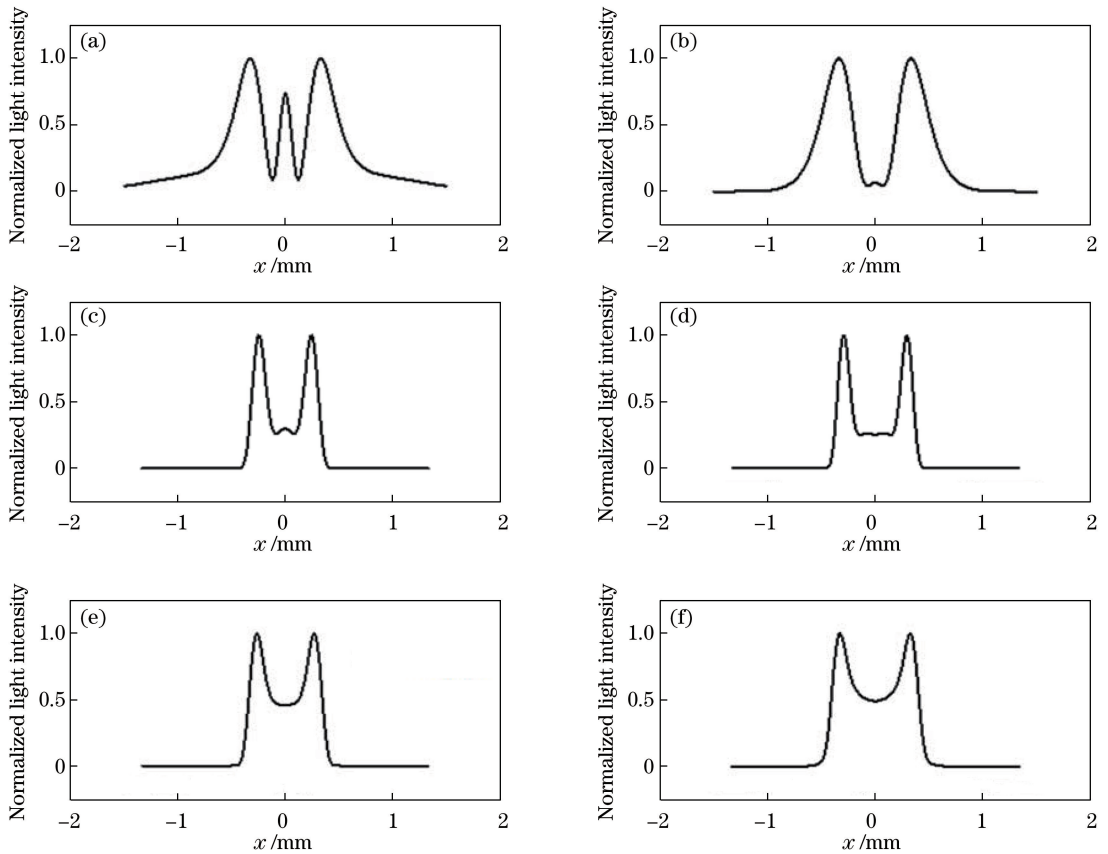


图 6 不同束腰半径的高斯光束得到的 LHB 在 $z=0.2$ m 处的横向光场强度分布

Fig. 6 Transverse light intensity distributions of the LHB obtained by Gaussian beam with different waist radii when $z=0.2$ m

大到 $z_{\text{opt}}=4.0$ m, 横向的暗斑大小也从 $t_{\text{DSS}}=0.33$ mm 增大到了 $t_{\text{DSS}}=0.92$ mm。随着 ω 的增加, LHB 的 r 也相应地从 1.03×10^3 ($z_{\text{opt}}=0.2$ m, $l_{\text{DSS}}=0.34$ m, $t_{\text{DSS}}=0.33$ mm) 线性增大到 7.67×10^3 ($z_{\text{opt}}=4.0$ m, $l_{\text{DSS}}=7.06$ m, $t_{\text{DSS}}=0.92$ mm)。值得注意的是, 非线性 ZnSe 晶体的厚度是呈非线性变化的。 $\omega=150$ μm 和 $\omega=3000$ μm 时, 最佳晶体厚度 $L=150$ μm ; 在 400 $\mu\text{m} < \omega < 600$ μm 区间内, 最佳晶体厚度可以用非线性光学过程解释。

从理论分析与数值计算结果可知, 选择非线性 ZnSe 晶体作为整形器件, 可以获得高质量 LHB。对实现该方案的具体实验进行了可行性分析, 得到如下结果: 1) 该方案的实验光路简单, 只包含两个光束准直系统, 这是激光实验的常规技术; 2) 该方案的激光波长与非线性 ZnSe 晶体参数相匹配, 447.6 nm 的激光可由染料激光产生; 3) 该方案选择的非线性 ZnSe 晶体是常用的非线性晶体; 4) 该方案中 LHB 的获得需要两束经过非线性晶体整形后的光束进行叠加, 实验中只要保证两束光的中心重合就可以实现该过程; 5) 该方案

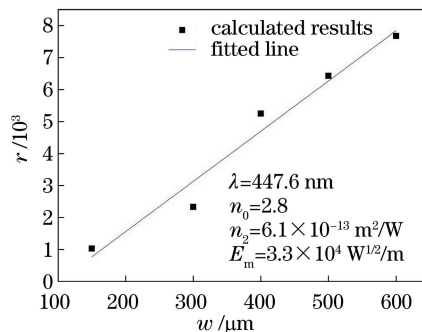


图 7 LHB 的 r 随入射高斯光束 ω 的变化

Fig. 7 Variation in r of LHB with ω of Gaussian beam

的激光光束尺寸在亚毫米量级,所以调节光束位置相对容易,能够获得较好的 LHB。综上,利用双非线性 ZnSe 晶体可以实现激光光束整形,在自由空间获得高质 LHB 的实验方案具有可行性。

局域空心光束的产生主要依赖于 ZnSe 晶体的非线性性质,即依赖于 ZnSe 晶体的 n_2 。其他晶体只要具备非线性性质,即合适的 n_2 和通光波长,就可以产生 LHB,例如非线性 DAST 晶体 4-(4-二甲氨基苯乙烯基)甲基吡啶对甲苯磺酸盐。不同晶体的通光波长不同,得到的 LHB 波长也不同,不同波长的 LHB 可以满足不同粒子操控的要求。不同晶体的非线性折射率不同,因此得到的 LHB 的空间位置以及分布也不同^[27]。

4 结 论

提出了一种利用双非线性 ZnSe 晶体产生 LHB 的新方案,根据衍射理论推导出两块非线性晶体之间的光场分布表达式,并利用计算机进行数值模拟计算。结果表明:当入射高斯光束的 $\omega = 150 \mu\text{m}$ 和 $L = 450 \mu\text{m}$ 时,可以在光轴中心得到最佳 LHB。此时产生的 $l_{\text{DSS}} = 0.34 \text{ m}$, $t_{\text{DSS}} = 0.33 \text{ mm}$ 。随入射高斯光束 ω 的增大,所产生的 LHB 的 l_{DSS} 和 t_{DSS} 都会增大,且相应的纵横比也会呈线性变化。由此可见,所提方案可以通过调节入射高斯光束的尺寸来调节 LHB 的参数,从而满足不同的应用需求。此类大尺寸 LHB 可用于一些较大尺寸原子分子的光学冷却和三维光学囚禁。

参 考 文 献

- [1] Arlt J, Padgett M J. Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: The optical bottle beam[J]. Optics Letters, 2000, 25(4): 191-193.
- [2] Yin Y L, Xia Y, Ren R M, *et al.* Intensity-gradient induced Sisyphus cooling of a single atom in a localized hollow-beam trap[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2015, 48(19): 195001.
- [3] Kuga T, Torii Y, Shiokawa N, *et al.* Novel optical trap of atoms with a doughnut beam[J]. Physical Review Letters, 1997, 78(25): 4713-4716.
- [4] Yin J P, Gao W J, Zhu Y F. Generation of dark hollow beams and their applications[J]. Progress in Optics, 2003, 45: 119-204.
- [5] Mondal S K, Pal S S, Kapur P. Optical fiber nano-tip and 3D bottle beam as non-plasmonic optical tweezers[J]. Optics Express, 2012, 20(15): 16180-16185.
- [6] Wang X, Littman M G. Laser cavity for generation of variable-radius rings of light[J]. Optics Letters, 1993, 18(10): 767-768.
- [7] Manek I, Ovchinnikov Y B, Grimm R. Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon[J]. Optics Communications, 1998, 147(1/3): 67-70.
- [8] McGloin D, Spalding G C, Melville H, *et al.* Three-dimensional arrays of optical bottle beams [J]. Optics Communications, 2003, 225(4/6): 215-222.
- [9] Zhu Qingzhi, Wu Fengtie, He Xi. Generation of hollow beams through focusing J_0 -correlated Schell-model beams with axicon[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026022.
朱清智, 吴逢铁, 何 西. 轴棱锥聚焦贝塞尔-谢尔模型光束产生空心光束[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026022.
- [10] Shvedov V G, Rode A V, Izdebskaya Y V, *et al.* Giant optical manipulation[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(11): 118103.
- [11] Kaplan A, Friedman N, Davidson N. Optimized single-beam dark optical trap [J]. Journal of the Optical Society America B, 2002, 19(6): 1233-1238.
- [12] Ren Ruimin, Yin Yaling, Wang Zhizhang, *et al.* Theoretical research on the generation of a submicron localized hollow beam and its applications in the trapping and cooling of a single atom[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(11): 114101.
任瑞敏, 尹亚玲, 王志章, 等. 亚微米局域空心光束的产生及其在单原子囚禁与冷却中的应用理论研究[J]. 物理学报, 2016, 65(11): 114101.
- [13] Zhang X X, Li S G, Liu S, *et al.* Generation of hollow beam from photonic crystal fiber with an azimuthally polarized mode[J]. Optics Communications, 2012, 285(24): 5079-5084.
- [14] Chattaripiban N, Rogers E A, Cofield D, *et al.* Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light

- modulator[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(22): 2183-2185.
- [15] Fatemi F K, Bashkansky M. Generation of hollow beams by using a binary spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(7): 864-866.
- [16] Yelin D, Bouma B E, Tearney G J. Generating an adjustable three-dimensional dark focus[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(7): 661-663.
- [17] Cojoc D, Cabrini S, Ferrari E, *et al.* Dynamic multiple optical trapping by means of diffractive optical elements[J]. *Microelectronic Engineering*, 2004, 73-74(1): 927-932.
- [18] Epstein I, Arie A. Dynamic generation of plasmonic bottle-beams with controlled shape[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(11): 3165-3168.
- [19] Cheng Yiguang, Liu Junbo, Hu Song, *et al.* Generation of localized hollow beams with photon sieves[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(7): 0705003.
程依光, 刘俊博, 胡松, 等. 利用光子筛产生局域空心光束[J]. *光学学报*, 2015, 35(7): 0705003.
- [20] 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.
- [21] Wu Fengtie, Liu Bin, Lu Wenhe, *et al.* Experiment study on bottle beam generated by interfering Bessel beams[J]. *Chinese J Lasers*, 2009, 36(11): 2899-2901.
吴逢铁, 刘彬, 卢文和, 等. 贝塞耳光束相干局域空心光束的实验研究[J]. *中国激光*, 2009, 36(11): 2899-2901.
- [22] Sun Chuan, He Yanlin, Wu Fengtie. Bottle beam generation with a double ring lens by focusing parallel light[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(12): 1208001.
孙川, 何艳林, 吴逢铁. 双环透镜聚焦平行光产生局域空心光束[J]. *光学学报*, 2015, 35(12): 1208001.
- [23] Li Pan, Wu Fengtie, He Xi, *et al.* Bottle beam generated by blue LED[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(7): 042602.
李攀, 吴逢铁, 何西, 等. 蓝光LED产生局域空心光束[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(7): 042602.
- [24] Ding Y J, Guo C L, Swartzlander G A, *et al.* Spectral measurement of the nonlinear refractive index in ZnSe using self-bending of a pulsed laser beam[J]. *Optics Letters*, 1990, 15(24): 1431-1433.
- [25] Born M, Wolf E. *Principles of optics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1980: 103.
- [26] Du X L, Yin Y L, Zheng G J, *et al.* Generation of a dark hollow beam by a nonlinear ZnSe crystal and its propagation properties in free space: Theoretical analysis[J]. *Optics Communications*, 2014, 322(7): 179-182.
- [27] Guo C, Yin Y, Du X, *et al.* Propagation properties of a nonideal semi-Gaussian laser beam through a nonlinear medium material: Numerical experiment[J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(S1): S22601.