

单轴晶体中修正圆 Airy 光束沿光轴的传播特性分析

郑国梁^{1*}, 刘建勋¹, 何铁锋¹, 张旭辉¹, 吴庆阳²¹深圳技术大学中德智能制造学院, 广东 深圳 518118;²深圳技术大学大数据与互联网学院, 广东 深圳 518118

摘要 研究了频谱受调制的修正圆 Airy 光束(MCAB)在单轴晶体中沿光轴的传播特性。与其他光束一样,左旋圆偏振(LHCP)的MCAB沿单轴晶体光轴传播时会激发拓扑电荷数为2的涡旋右旋圆偏振(RHCP)分量。MCAB在晶体传播时,LHCP分量和RHCP分量都会出现“突然自聚焦效应”,不带涡旋的LHCP分量在焦点附近形成实心光束,而RHCP分量由于具有涡旋相位而在焦点附近形成空心光束。单轴晶体的各向异性导致LHCP分量比涡旋RHCP分量更早出现最大光强。选择合适的频谱调制参数,MCAB的“突然自聚焦效应”强度约为普通圆 Airy 光束(CAB)的3.4倍;在晶体长度为10 cm的情况下,不带涡旋的LHCP分量转化为涡旋RHCP分量的效率可达43.28%,比普通CAB高约10%。

关键词 物理光学; 光束传播; 突然自聚焦; 涡旋光束; 单轴晶体

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL220737

1 引言

圆 Airy 光束(CAB)是一种具有径向 Airy 分布的圆对称光束,这种光束具有奇特的“突然自聚焦效应”,一经发现便受到人们的广泛关注^[1-5]。利用 Airy 光束的横向自加速特性,CAB不需要借助任何光学元件便可在自由空间传播过程中实现聚焦效应。与普通棱镜的聚焦效应不同,CAB在传播过程中保持比较低的能量,在到达焦平面前的瞬间,光强“突然”增强几百甚至上千倍,表现出“突然自聚焦效应”。CAB由于具有“突然自聚焦效应”而在生物医学治疗、激光切割等应用中具有极大优势,因为CAB能够只对目标进行操作而不损伤其他区域^[6]。此外,CAB还可以实现“光学子弹”^[7]和光学微操控^[8-10]。光束“突然自聚焦效应”的强度会直接影响光束的应用效果。为了更好地利用CAB,研究人员设计了多种提高光束“突然自聚焦效应”强度的方法。例如,直接遮挡CAB靠近中心的几个圆环^[11]或者对光束的频谱进行调制^[12-13],能够极大地增强光束“突然自聚焦效应”的强度。本文的研究对象是频谱受调制的修正圆 Airy 光束(MCAB),MCAB的“突然自聚焦效应”已被证实优于普通CAB。与此同时,光束在各向异性晶体^[14-19]和非线性介质^[20-22]中的传播一直受到人们的关注。晶体对光波的影响最有趣的是可以改变光波的偏振态。许多晶体元件正是利用晶体对光波偏振态的影响制成的,例如偏振片、偏振补偿片、波片等。科学家

发现左旋圆偏振(LHCP)光在沿着单轴晶体光轴传播时能够产生拓扑电荷数为2的涡旋光^[23-27],这种方法已成为产生涡旋光束的重要补充。其背后的物理机理是轨道角动量与自旋角动量相互转换。具体来说,当圆偏振光束沿单轴晶体的光轴方向传播时,其中的一部分光由于发生自旋反转[LHCP变成右旋圆偏振(RHCP),或者RHCP变成LHCP]而获得拓扑电荷数为±2的涡旋相。近几年,Airy光束和类Airy光束在晶体中传播的研究^[28-32]也被不断报道,这些研究主要集中在光束沿垂直于光轴方向传播。Ciattoni等^[33]发现,当光束在单轴晶体中沿垂直于光轴方向传播时,与光轴平行和正交的笛卡儿场分量分别对应非寻常光(e光)和寻常光(o光),它们之间是不耦合的。o光分量表现出标准的菲涅耳衍射行为,而e光分量则表现出有趣的各向异性的衍射动态^[28-33]。可以预见,当入射光为普通CAB,o光分量的“突然自聚焦效应”将与自由空间的情况一致,而e光分量在传播过程中将不再保持圆对称分布。2017年,本团队研究了普通CAB在单轴晶体中沿光轴的传播,并给出了光束偏振态的变化和耦合情况^[25-26]。为了提高CAB在单轴晶体中的“突然自聚焦效应”以及转换为涡旋光束的效率,本团队针对MCAB在单轴晶体中沿光轴传播的特性进行了研究。

2 理论模型

在各向异性介质中,光场 $E(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[E(\mathbf{r}) \exp \cdot$

收稿日期: 2022-04-07; 修回日期: 2022-05-10; 录用日期: 2022-06-27; 网络首发日期: 2022-07-12

基金项目: 深圳市高等院校稳定支持计划(20220719141014001)、国家自然科学基金青年基金(11404220)

通信作者: *zhengguoliang@sztu.edu.cn

$(-i\omega t)$ 的复振幅 $E(r)$ 遵循

$$\nabla^2 E - \nabla(\nabla \cdot E) + k_0^2 \epsilon \cdot E = 0, \quad (1)$$

式中: r 是光场中任意一点的位置矢量; ω 是角频率; t 是时间; k_0 是光束在真空中的波数, $k_0 = \omega/c$, c 为真空中的光速; ϵ 是介质的相对介电张量。在直角坐标系中, 选择 z 轴为单轴晶体的光轴方向, 则单轴晶体的相对介电张量 ϵ 可以表示为

$$\epsilon = \begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中: n_o 和 n_e 分别是单轴晶体对 o 光和 e 光的主折射率。基于平面波角谱理论, Ciattoni 等^[19,23]提出了一种用于描述光束在单轴晶体中传播特性的方法。根据文献^[23], 当光束沿单轴晶体的光轴传播时, 在柱面坐标系下, 光场 $E(r, \phi, z)$ 可以表示成 LHCP 分量 $E_+(r, \phi, z)$ 和 RHCP 分量 $E_-(r, \phi, z)$ 的线性叠加, 即

$$E(r, \phi, z) = E_+(r, \phi, z)\hat{e}_+ + E_-(r, \phi, z)\hat{e}_-, \quad (3)$$

式中: r 为任意一点到 z 轴的距离 (径向距离); ϕ 为方位角, $\hat{e}_+ = \frac{\sqrt{2}}{2}(\hat{e}_x + i\hat{e}_y)$ 和 $\hat{e}_- = \frac{\sqrt{2}}{2}(\hat{e}_x - i\hat{e}_y)$ 为对应 LHCP 分量和 RHCP 分量的复单位矢量。若入射光为不带涡旋的 LHCP 圆对称光束, 即 $E(r, \phi, 0) = E_+(r, 0)\hat{e}_+$, 则 $E_+(r, \phi, z)$ 和 $E_-(r, \phi, z)$ ^[23] 可以分别表示为

$$E_+(r, \phi, z) = \exp(ik_0 n_o z) \cdot A^{(0)}(r, z), \quad (4)$$

$$E_-(r, \phi, z) = \exp[i(k_0 n_o z + 2\phi)] A^{(2)}(r, z), \quad (5)$$

其中,

$$A^{(0)}(r, z) = \pi \int_0^\infty dk \left[\exp\left(-\frac{izk^2}{2k_0 n_o}\right) + \exp\left(-\frac{izn_o k^2}{2k_0 n_e^2}\right) \right] k J_0(kr) \tilde{E}_+(k), \quad (6)$$

$$A^{(2)}(r, z) = \pi \int_0^\infty dk \left[\exp\left(-\frac{izk^2}{2k_0 n_o}\right) - \exp\left(-\frac{izn_o k^2}{2k_0 n_e^2}\right) \right] k J_2(kr) \tilde{E}_+(k). \quad (7)$$

式中: J_n 表示第 n 阶贝塞尔函数; k 为光束的横向空间频率; $\tilde{E}_+(k)$ 是入射光场 $E_+(r, 0)$ 的傅里叶变换谱, 即

$$\tilde{E}_+(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dr r J_0(kr) E_+(r, 0). \quad (8)$$

从式(4)~(5)可以看出, 晶体中不但存在与入射光相同的 LHCP 分量, 还存在具有拓扑电荷数为 2 的涡旋 RHCP 分量^[23], 而且 LHCP 分量和涡旋 RHCP 分量的光强决定于 $A^{(0)}$ 和 $A^{(2)}$ 。从式(6)可以看出, $A^{(0)}(r, z)$ 的傅里叶频谱等于入射光的傅里叶频谱 $\tilde{E}(k)$ 乘以一个传播因子 $\left[\exp\left(-\frac{izk^2}{2k_0 n_o}\right) + \right.$

$\left. \exp\left(-\frac{izn_o k^2}{2k_0 n_e^2}\right) \right]$, 所以 LHCP 分量的传播类似于光束

在自由空间中传播。而从式(5)和式(7)可以看出: 在初始入射面 ($z=0$) 处, RHCP 分量为 0; 随着传播距离 z 增大, $A^{(2)}$ 不再为 0, 涡旋 RHCP 分量被激发。RHCP 分量具有涡旋相位从而携带轨道角动量, 这是因为光束在传播过程中自旋角动量发生了改变。光束携带的角动量通量与其功率直接相关。在晶体中, LHCP 分量和涡旋 RHCP 分量的功率^[23] 可以表示为

$$W_\pm(z) = \frac{1}{2} W_\pm(0) \pm 4\pi \int_0^\infty dk k \cos\left(\frac{z\Delta}{2k_0 n_o} k^2\right) \left| \tilde{E}_+(k) \right|^2, \quad (9)$$

式中: $\Delta = n_o^2/n_e^2 - 1$ 。从式(9)可以看出, 光束的 LHCP 分量转换为 RHCP 分量的效率与晶体 o 光、e 光主折射率的比值 n_o/n_e 以及光束的拓扑结构 $\tilde{E}_+(k)$ 有关^[34]。

CAB 呈圆对称分布, 其光场^[1] 在入射面上可以表示成

$$E(r, 0) = C \cdot \text{Ai}\left(\frac{r_0 - r}{w}\right) \exp\left(a \frac{r_0 - r}{w}\right), \quad (10)$$

式中: C 为常数; Ai 是 Airy 函数; r_0 为 CAB 的初始半径; r 为径向距离; w 为缩放因子; a 为衰减因子。式(10)的傅里叶变换解析式是不存在的。幸运的是, 有科学家已经得到了近似的 CAB 傅里叶频谱表达式^[5], 该表达式为

$$\tilde{E}(k) = C \cdot w^2 \left(\frac{r_0}{w} + k^2 w^2 \right) \exp(-ak^2 w^2) \cdot \sqrt{\frac{3kr_0 + k^3 w^3}{3kr_0 + 3k^3 w^3}} J_0\left(kr_0 + \frac{k^3 w^3}{3}\right). \quad (11)$$

本文采用文献^[12]的方法对 CAB 频谱进行调制, 得到“突然自聚焦效应”增强的 MCAB。MCAB 的频谱 $\tilde{E}_M(k)$ 可以表示成

$$\tilde{E}_M(k) = \tilde{E}(k) \cdot M(k), \quad (12)$$

其中

$$M(k) = \frac{1}{1 + \exp[-\beta(k - k_c)]}, \quad (13)$$

式中: $M(k)$ 是用于削减频谱低频分量的调制函数^[12]; β 用于控制切趾的速率; k_c 为截止频率。将 MCAB 的频谱 $\tilde{E}_M(k)$ 代入式(6)~(7)可得到 $A^{(0)}$ 和 $A^{(2)}$ 的表达式, 再利用式(3)~(5)便可以得到 LHCP 的 MCAB 沿单轴晶体光轴的传播特性。利用式(9)可以得到 MCAB 的 LHCP 分量与 RHCP 分量的转换关系。

3 数值计算

假设入射光为 LHCP 的 MCAB, 光束参数为: $r_0 = 0.5 \text{ mm}$, $w = 25 \text{ }\mu\text{m}$, $a = 0.05$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 。用于调

制光束频谱的参数为: $\beta=0.06 \text{ mm}$ 和 $k_c=50 \text{ mm}^{-1}$ 。不失一般性, 选取铌酸锂晶体作为样品, 其对波长为 632.8 nm 的光波的主折射率为 $n_o=2.203$, $n_e=2.286$ 。为了更好地观察光传播过程中的光强变化, 引入“突然自聚焦效应”强度系数 I_m/I_{0m} , 其中 I_{0m} 为入射光的光强最大值, I_m 为传播任意距离后的光强最大值。

首先得到了 MCAB 和普通 CAB 在初始平面 $z=0 \text{ mm}$ 以及在晶体中 $z=100 \text{ mm}$ 处的光强分布, 如图 1 所示。由图 1(a) 和图 1(c) 可以看到: MCAB 的光强最大值出现在第二个圆环处, 而且同时出现了多个强度可以比拟第二个圆环的亮环; 普通 CAB 的光强最大值

出现在第一个圆环处, 外面几个圆环的光强逐渐衰减, 其强度相比第一个亮环弱很多。由于入射光为 LHCP 分量 E_+ , 因此初始入射面上的 RHCP 分量 E_- 为零。在晶体中, E_+ 分量与 E_- 分量发生能量耦合, 图 1(b) 和图 1(d) 给出了 E_+ 分量与 E_- 分量传播至 $z=100 \text{ mm}$ 处的光强分布。从图 1(b) 可以看出, E_+ 分量与 E_- 分量在 $z=100 \text{ mm}$ 处的亮环半径相比初始平面上的都有所减小, 光强都比初始面上的大, 出现了“聚焦”现象。图 1(d) 显示普通 CAB 在 $z=100 \text{ mm}$ 处的亮环半径相比初始平面上的也有所减小, 而且由于光强重新分布, E_+ 分量与 E_- 分量的亮环光强都比初始面上的光强低, 尚未出现聚焦现象。

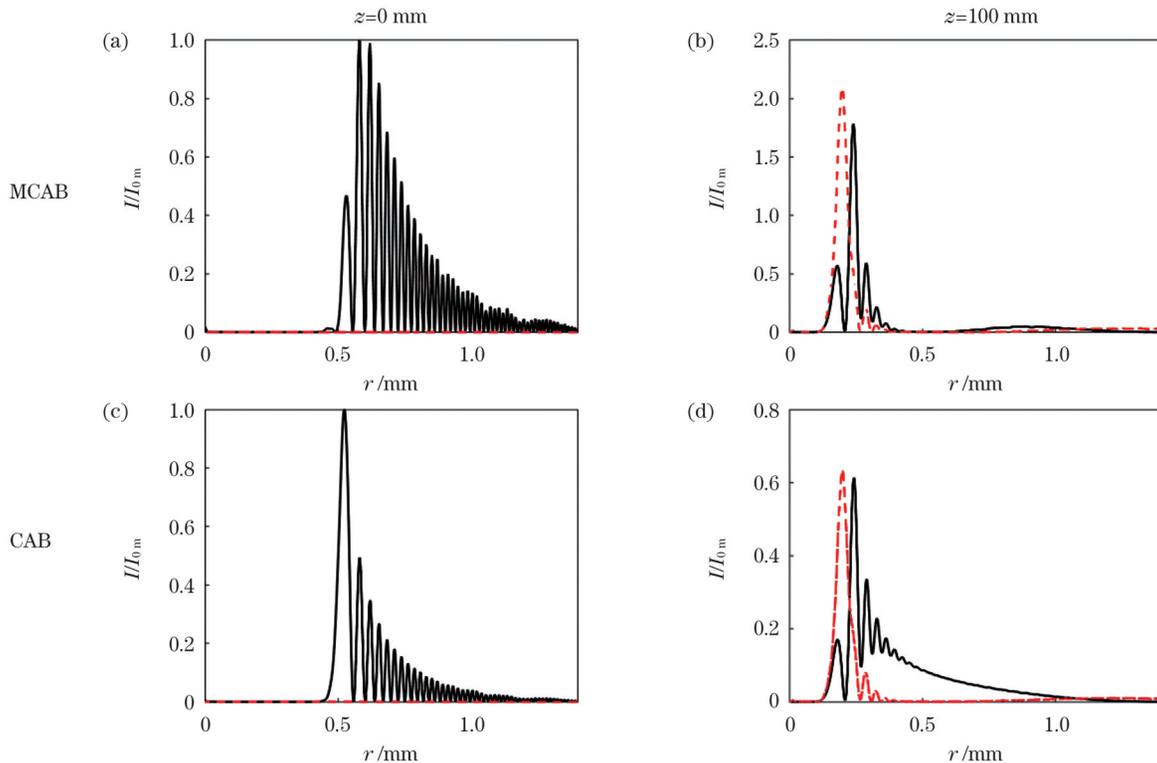


图 1 MCAB 和普通 CAB 的径向光强分布, 其中实线代表 E_+ 分量, 虚线代表 E_- 分量。(a)~(b) MCAB 在传播距离 $z=0 \text{ mm}$ 和 $z=100 \text{ mm}$ 处的光强分布; (c)~(d) 普通 CAB 在传播距离 $z=0 \text{ mm}$ 和 $z=100 \text{ mm}$ 处的光强分布

Fig. 1 Radial light intensity distributions of MCAB and ordinary CAB, where solid line represents LHCP component E_+ and dashed line represents RHCP component E_- . (a)~(b) Light intensity distributions of MCAB at propagation distances $z=0 \text{ mm}$ and $z=100 \text{ mm}$; (c)~(d) light intensity distributions of ordinary CAB at propagation distances $z=0 \text{ mm}$ and $z=100 \text{ mm}$

为了更清楚地观察光束光强和相位的分布情况, 给出了光束的横向分布图, 如图 2 所示。从图 2 可以看到, 在初始入射面上, MCAB 有多个亮环, 与图 1 一致。当光束传播至 $z=100 \text{ mm}$ 处时, E_+ 分量与 E_- 分量亮环的半径都变小, 而且只剩下一个亮环, 亮环的最大光强约为入射平面最大光强的 2 倍, 开始出现“聚焦”现象。为了观察 E_- 分量的涡旋相位, 本文给出了 E_- 分量与平面波的干涉图, 如图 2(b) 所示。由图 2(b) 可以看到, E_- 分量具有拓扑电荷数为 2 的涡旋相位分布。此外, 本文还给出了 $z=100 \text{ mm}$ 处 E_+ 分量与 E_- 分量的相位分布图, 如图 2(e) 和图 2(f) 所示。在图 2(e)~

(f) 中可以清晰看到 E_+ 分量不带涡旋, 而 E_- 分量携带拓扑电荷数为 2、涡旋中心在光束中心的涡旋相位。中心相位的奇异性导致 E_- 分量在整个传播过程中都为中空光束。光束在单轴晶体中传播时, 其偏振态会发生变化, 图 3 是 MCAB 传播至 $z=100 \text{ mm}$ 处的偏振态分布图, 可以看到, 光束的偏振态不再是均匀的圆偏振, 大部分位置变成椭圆偏振, 某些位置甚至变成了线偏振光。

进一步, 本团队研究了“突然自聚焦效应”强度系数 (I_m/I_{0m}) 随传播距离的变化, 结果如图 4 所示。从图 4 中可以清楚地看到, MCAB 的 E_+ 分量和 E_- 分量

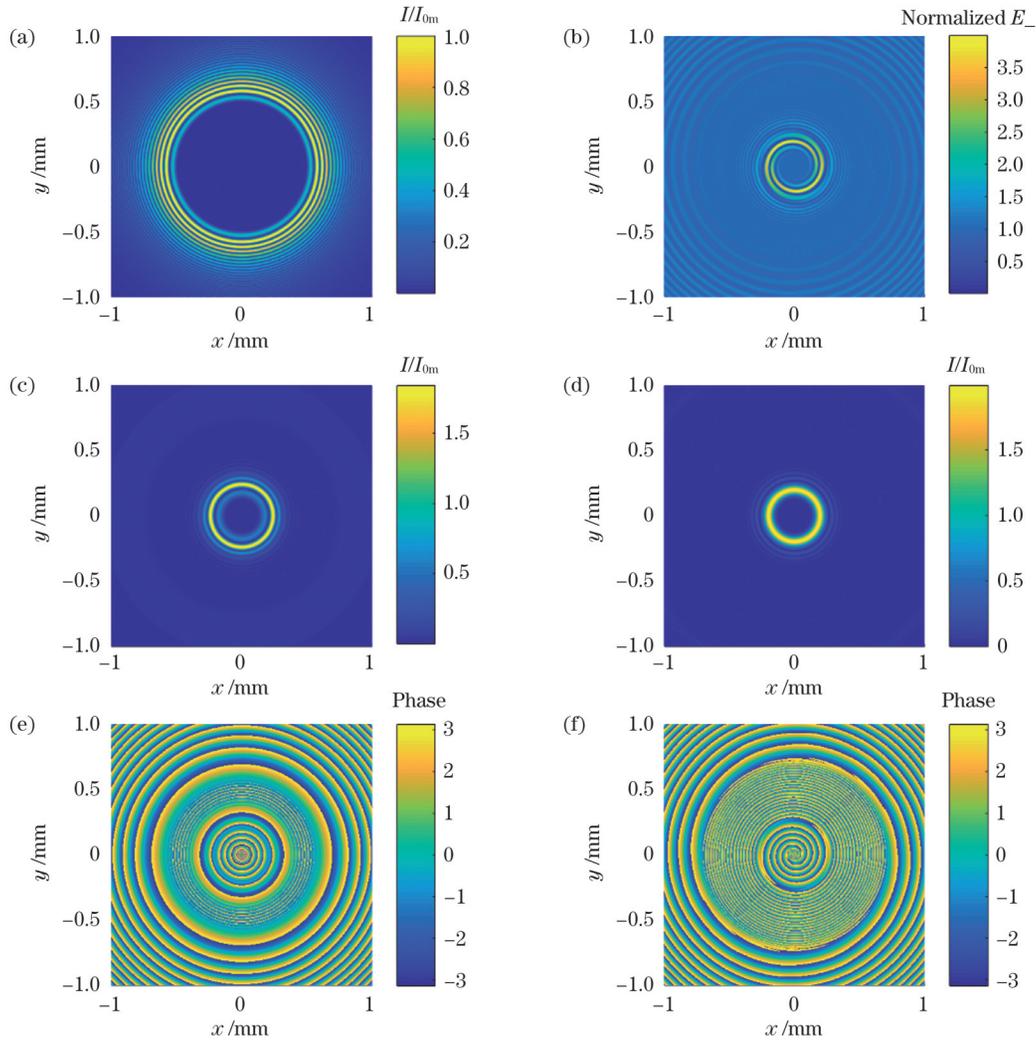


图2 MCAB的横向分布。(a)光束在初始平面上的光强分布;(b) $z=100\text{ mm}$ 处 $E_-/\max(|E_-|)$ 与单位平面波干涉花样;(c) $z=100\text{ mm}$ 处 E_+ 分量的光强分布;(d) $z=100\text{ mm}$ 处 E_- 分量的光强分布;(e) $z=100\text{ mm}$ 处 E_+ 分量的相位分布;(f) $z=100\text{ mm}$ 处 E_- 分量的相位分布

Fig. 2 Transverse distributions of MCAB. (a) Light intensity distribution of MCAB beam in initial plane; (b) interference pattern of $E_-/\max(|E_-|)$ with unit plane wave at $z=100\text{ mm}$; (c) light intensity distribution of LHCP component E_+ at $z=100\text{ mm}$; (d) light intensity distribution of RHCP component E_- at $z=100\text{ mm}$; (e) phase distribution of LHCP component E_+ at $z=100\text{ mm}$; (f) phase distribution of RHCP E_- component at $z=100\text{ mm}$

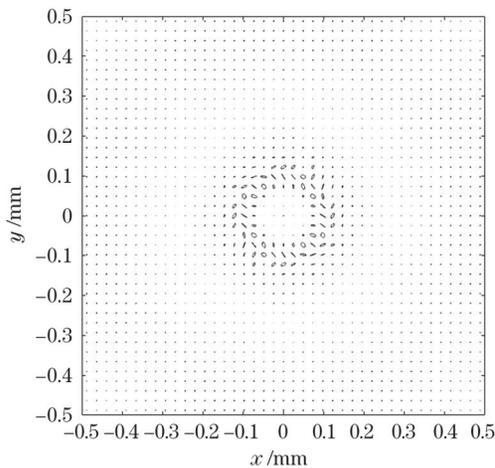


图3 MCAB在 $z=100\text{ mm}$ 处的偏振分布图

Fig. 3 Polarization distribution of MCAB at $z=100\text{ mm}$

都表现出了“突然自聚焦效应”， E_+ 分量的 I_m/I_{0m} 最大值为122.51， E_- 分量的 I_m/I_{0m} 最大值为38.82。由于单轴晶体的各向异性，两个分量的焦点不重合， E_+ 分量的最大光强出现在126 mm处，而 E_- 分量的最大光强出现在135 mm处。为了进行比较，本团队也计算了普通CAB的 I_m/I_{0m} 。普通CAB的 E_+ 分量和 E_- 分量的 I_m/I_{0m} 最大值分别为36.14和11.56，而相应的最大光强位置与MCAB相同。可以看到，不管是 E_+ 分量还是 E_- 分量，MCAB的 I_m/I_{0m} 最大值都约为普通CAB的3.4倍。这是由于MCAB初始分布中有更多亮环，光束总能量更高，在自聚焦发生时各亮环的贡献更大。

为了观察MCAB的动态传播特性，本团队对 E_+ 分量和 E_- 分量在单轴晶体中的传播演化行为进行了仿真，仿真结果如图5所示。从图5可以看到： E_+ 分量

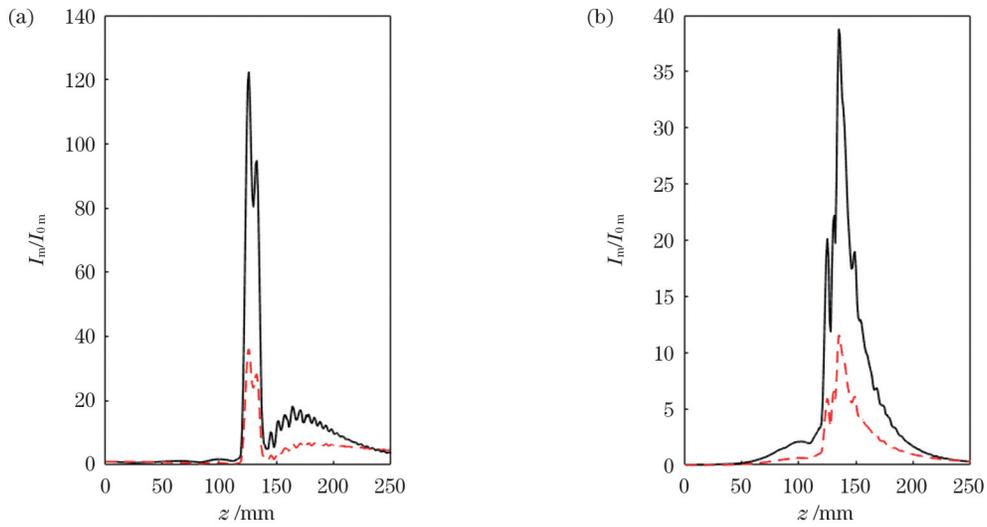


图4 MCAB(实线)和普通CAB(虚线)自聚焦强度系数 I_m/I_{0m} 随传播距离 z 的变化规律。(a) E_+ 分量;(b) E_- 分量

Fig. 4 Autofocusing intensity coefficient I_m/I_{0m} of MCAB (solid line) and ordinary CAB (dashed line) versus propagation distance z . (a) LHCP component E_+ ; (b) RHCP component E_-

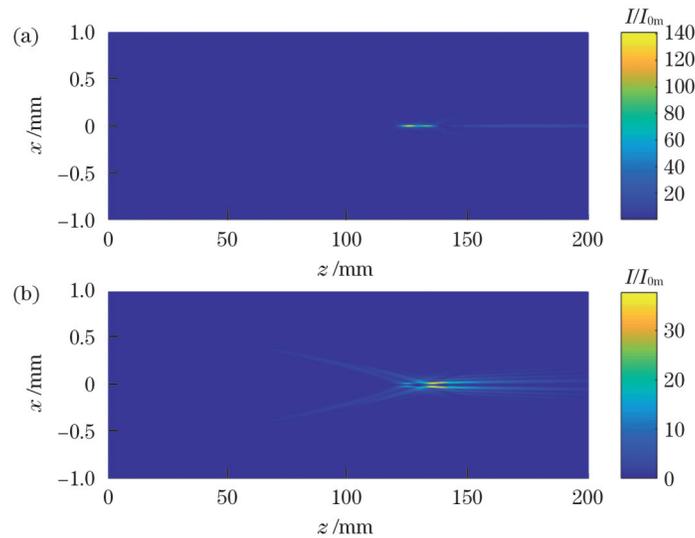


图5 MCAB在单轴晶体中的传播动态。(a) E_+ 分量;(b) E_- 分量

Fig. 5 Propagation dynamics of MCAB in uniaxial crystal. (a) LHCP component E_+ ; (b) RHCP component E_-

和 E_- 分量的主环半径都随传播距离增加而逐渐缩小,但能量保持比较低水平;在焦点之前,两个分量的光强急剧增强,呈现出“突然自聚焦效应”。从图5中还可以看到:在焦点附近, E_+ 分量为实心光束,像一枚“光学针”,其最大光强约为入射面处最大光强的120倍; E_- 分量由于具有涡旋相位,在焦点附近仍然是一束空心光束,形成了“光学笼”,其最大光强约为入射面处最大光强的40倍。

最后,本团队研究了 E_+ 分量和 E_- 分量的归一化功率与传播距离的关系,结果如图6所示。图中实线表示MCAB的 E_+ 分量和 E_- 分量的归一化功率随传播距离 z 的变化,虚线表示普通CAB的 E_+ 分量和 E_- 分量的归一化功率随传播距离 z 的变化。可见, E_- 分量的功率随着传播距离的增加而增大,当晶体长度为10 cm时,其归一化强度达到43.28%,比普通CAB高出约10%。

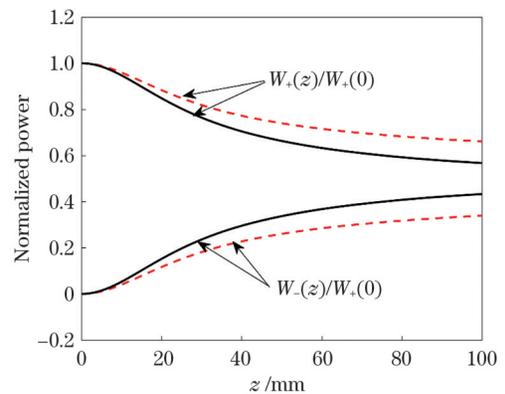


图6 E_+ 分量与 E_- 分量的归一化功率,其中实线为MCAB情形,虚线为普通CAB情形

Fig. 6 Normalized power of LHCP component E_+ and RHCP component E_- , where MCAB is showed by solid line and normal CAB is showed by dashed line

4 结 论

本团队研究了 MCAB 沿着钕酸锂晶体光轴传播时的传播特性,结果表明:MCAB 的 LHCP 分量和涡旋 RHCP 分量在传播过程中都出现了“突然自聚焦效应”,其光强约为普通 CAB 的 3.4 倍;在相同的晶体长度 (10 cm) 下,MCAB 的 LHCP 分量转换为涡旋 RHCP 分量的效率比普通 CAB 高出约 10%。

参 考 文 献

- [1] Efremidis N K, Christodoulides D N. Abruptly autofocusing waves[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 4045-4047.
- [2] Papazoglou D G, Efremidis N K, Christodoulides D N, et al. Observation of abruptly autofocusing waves[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(10): 1842-1844.
- [3] Liu S, Wang M R, Li P, et al. Abrupt polarization transition of vector autofocusing Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(14): 2416-2418.
- [4] Jiang Y F, Huang K K, Lu X H. Propagation dynamics of abruptly autofocusing Airy beams with optical vortices[J]. *Optics Express*, 2012, 20(17): 18579-18584.
- [5] Chremmos I, Zhang P, Prakash J, et al. Fourier-space generation of abruptly autofocusing beams and optical bottle beams[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(18): 3675-3677.
- [6] Dasgupta R, Ahlawat S, Verma R S, et al. Optical orientation and rotation of trapped red blood cells with Laguerre-Gaussian mode[J]. *Optics Express*, 2011, 19(8): 7680-7688.
- [7] Panagiotopoulos P, Papazoglou D G, Couairon A, et al. Sharply autofocused ring-Airy beams transforming into non-linear intense light bullets[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2622.
- [8] Zhang P, Prakash J, Zhang Z, et al. Trapping and guiding microparticles with morphing autofocusing Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(15): 2883-2885.
- [9] Jiang Y F, Huang K K, Lu X H. Radiation force of abruptly autofocusing Airy beams on a Rayleigh particle[J]. *Optics Express*, 2013, 21(20): 24413-24421.
- [10] Manousidaki M, Papazoglou D G, Farsari M, et al. Abruptly autofocusing beams enable advanced multiscale photopolymerization[J]. *Optica*, 2016, 3(5): 525-530.
- [11] Li N, Jiang Y F, Huang K K, et al. Abruptly autofocusing property of blocked circular Airy beams[J]. *Optics Express*, 2014, 22(19): 22847-22853.
- [12] Jiang Y F, Zhu X W, Yu W L, et al. Propagation characteristics of the modified circular Airy beam[J]. *Optics Express*, 2015, 23(23): 29834-29841.
- [13] Deng X Q, Zheng G L, Xu S X, et al. Fourier-space modification of a circular Airy beam and the creation of an optical needle[J]. *Optics Communications*, 2017, 402: 159-162.
- [14] Yariv A, Yeh P. *Optical waves in crystals*[M]. New York: John Wiley & Sons Inc, 1984.
- [15] Stammes J J, Sherman G C. Radiation of electromagnetic fields in uniaxially anisotropic media[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1976, 66(8): 780-788.
- [16] Stammes J J, Sherman G C. Radiation of electromagnetic fields in biaxially anisotropic media[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1978, 68(4): 502-508.
- [17] Fleck J A, Feit M D. Beam propagation in uniaxial anisotropic media[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1983, 73(7): 920-926.
- [18] Ciattoni A, Crosignani B, di Porto P. Vectorial theory of propagation in uniaxially anisotropic media[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2001, 18(7): 1656-1661.
- [19] Ciattoni A, Cincotti G, Palma C. Propagation of cylindrically symmetric fields in uniaxial crystals[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, 19(4): 792-796.
- [20] Chen Z G, Segev M, Christodoulides D N. Optical spatial solitons: historical overview and recent advances[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2012, 75(8): 086401.
- [21] 张霞萍. 强非局域非线性介质中时空可控艾里-因氏-高斯光束的传播[J]. *光学学报*, 2022, 42(2): 0219001.
- [22] Zhang X P. Spatiotemporal controllable Airy-Ince-Gaussian beam in strongly nonlocal nonlinear media[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(2): 0219001.
- [23] 王涛, 廉城, 王连锴, 等. 饱和非线性介质中艾里光束与孤子的交互作用[J]. *中国激光*, 2021, 48(13): 1308001.
- [24] Wang T, Lian C, Wang L K, et al. Interaction of Airy beams and soliton in saturable nonlinear medium[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(13): 1308001.
- [25] Ciattoni A, Cincotti G, Palma C. Circularly polarized beams and vortex generation in uniaxial media[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2003, 20(1): 163-171.
- [26] Brasselet E, Izdebskaya Y, Shvedov V, et al. Dynamics of optical spin-orbit coupling in uniaxial crystals[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(7): 1021-1023.
- [27] Zheng G L, Deng X Q, Xu S X, et al. Propagation dynamics of a circular Airy beam in a uniaxial crystal[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(9): 2444-2448.
- [28] Zheng G L, Xu S X, Wu Q Y, et al. Electro-optical coupling of a circular Airy beam in a uniaxial crystal[J]. *Optics Express*, 2017, 25(13): 14654-14667.
- [29] Tang F Q, Lu X C, Chen L X, et al. The transmission of structured light fields in uniaxial crystals employing the Laguerre-Gaussian mode spectrum[J]. *Optics Express*, 2019, 27(20): 28204-28213.
- [30] Zhou G Q, Chen R P, Chu X X. Propagation of Airy beams in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis[J]. *Optics Express*, 2012, 20(3): 2196-2205.
- [31] Deng D M, Chen C D, Zhao X, et al. Propagation of an Airy vortex beam in uniaxial crystals[J]. *Applied Physics B*, 2013, 110(3): 433-436.
- [32] Zhou M L, Chen C D, Chen B, et al. Propagation of an Airy-Gaussian beam in uniaxial crystals[J]. *Chinese Physics B*, 2015, 24(12): 124102.
- [33] Yu W H, Zhao R H, Deng F, et al. Propagation of Airy Gaussian vortex beams in uniaxial crystals[J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25(4): 044201.
- [34] 朱开成, 吴梓豪, 唐慧琴, 等. 交叉相位引致艾里-厄米-高斯光束在单轴晶体传输时光斑连续转动[J]. *光学学报*, 2021, 41(21): 2126002.
- [35] Zhu K C, Wu Z H, Tang H Q, et al. Continuous rotation of Airy-Hermite-Gaussian beams with a cross phase propagating through uniaxial crystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(21): 2126002.
- [36] Ciattoni A, Palma C. Optical propagation in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis: paraxial theory and beyond[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2003, 20(11): 2163-2171.
- [37] Ling X H, Luo H L, Guan F X, et al. Vortex generation in the spin-orbit interaction of a light beam propagating inside a uniaxial medium: origin and efficiency[J]. *Optics Express*, 2020, 28(19): 27258-27267.

Propagation Characteristics Analysis of Modified Circular Airy Beam Along Optical Axis in Uniaxial Crystal

Zheng Guoliang^{1*}, Liu Jianxun¹, He Tiefeng¹, Zhang Xuhui¹, Wu Qingyang²

¹*Sino-German College of Intelligent Manufacturing, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, Guangdong, China;*

²*College of Big Data and Internet, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, Guangdong, China*

Abstract

Objective The circular Airy beam (CAB) has received significant attention because of its peculiar “abruptly autofocusing effect”. The “abruptly autofocusing effect” has shown significant advantages in biomedical treatment, laser cutting, and other applications because the CAB can be applied solely to the target without damaging other areas. Various schemes have been designed to improve the “abruptly autofocusing effect”. For example, direct blocking of the first few rings of the CAB and modulation of the CAB’s angular spectrum can significantly enhance its “abruptly autofocusing effect”.

On the other hand, the propagation of light beams in anisotropic media has always been of interest. In 2001, Ciattoni A discovered that when a circularly polarized (CP) beam propagates along the optical axis of a uniaxial crystal, a portion of the light beam acquires a topological charge vortex phase of ± 2 due to spin reversal. In 2020, Ling X H *et al.* found that the conversion efficiency of spin angular momentum (SAM) to orbital angular momentum (OAM) is related to the anisotropy of the crystal and shape of the beam. To improve the “abruptly autofocusing effect” of the CAB and improve the conversion efficiency of SAM to OAM, this study investigates the propagation characteristics of a modified CAB (MCAB) propagating along the optical axis of a uniaxial crystal.

Methods The method proposed by Ciattoni A is adopted to deal with the propagation of light beams along the optical axis of a uniaxial crystal. According to the results of Ciattoni A, a light field propagating along the optical axis of a uniaxial crystal can be treated as a linear superposition of ordinary and extraordinary components. Based on the angular spectrum theory, the propagation dynamics of these two components can be obtained by the Fourier transform of the MCAB’s angular spectrum. A closed-form approximation of the CAB’s angular spectrum with a suitable plane wave angular spectrum representation has been reported by Chremmos I *et al.* A modulation function is introduced to modulate the CAB’s angular spectrum. The “abruptly autofocusing effect” of the MCAB is superior to that of the ordinary CAB. Following the approach proposed by Ciattoni A, the propagation characteristics of the MCAB in a uniaxial crystal can be obtained.

Results and Discussions In our numerical study, the incident light is a left-hand CP (LHCP) MCAB without a vortex. During the propagation, a right-hand CP (RHCP) component is generated. First, we investigate the intensity, phase, and polarization distributions of the MCAB at $z=100$ mm. Due to the “abruptly autofocusing effect,” the radii of the first rings for the LHCP and RHCP components become smaller [Figs. 2(c), (d)]. The phase distribution shows that the LHCP component has no vortex, whereas the RHCP component has a vortex phase with a topological charge number of 2 [Figs. 2(e), (f)]. This is the singularity of the central phase that causes the RHCP component to be a hollow beam throughout the propagation. The polarization distribution shows that the beam is no longer a uniformly CP beam (Fig. 3). Due to the anisotropy of a uniaxial crystal, the abruptly autofocusing positions of the two components differ. The “abruptly autofocusing effect” of the MCAB is approximately 3.4 times as strong as that of an ordinary CAB (Fig. 4). Furthermore, we investigate the propagation dynamics of the two components. The results show that both the LHCP and RHCP components exhibit an “abruptly autofocusing effect”. The LHCP component without a vortex forms a solid beam at the focus, whereas the RHCP with a vortex forms a hollow beam at the focus (Fig. 5). For a 10 cm long crystal, the efficiency of conversion from the LHCP component to the RHCP component with a vortex can reach 43.28%, which is approximately 10% higher than that of an ordinary CAB (Fig. 6).

Conclusions Similar to other ordinary beams, when an LHCP MCAB propagates along the optical axis in a uniaxial crystal, an RHCP vortex MCAB with a topological charge number of 2 is generated. With a proper modulation function, the “abruptly autofocusing effect” of the MCAB is much stronger than that of an ordinary CAB, and the efficiency of conversion from the LHCP component to the RHCP component with a vortex is also improved.

Key words physical optics; beam propagation; abruptly autofocusing; vortex beam; uniaxial crystal