

硬边环带光阑下圆形艾里光束的自聚焦特性调控

王灵一¹, 黄凯凯^{1*}, 章显², 陆璇辉¹

¹浙江大学物理学系, 浙江 杭州 310027;

²浙江大学先进技术研究院, 浙江 杭州 310027

摘要 研究了硬边环带光阑内外半径和衰减因子对环带光阑圆形艾里光束(CAB)自聚焦特性的影响。结果表明,控制环带光阑内外半径,可以增加 CAB 第一个自聚焦峰光强且抑制传播后续聚焦峰光强;和无光阑时相比,添加环带硬边光阑有聚焦峰光强在不同的衰减因子下普遍增强的优点。因此,该方法在光操控粒子方面具有潜在的应用。

关键词 物理光学; 圆形艾里光束; 硬边环带光阑; 自聚焦特性

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.232601

Manipulation of Abruptly Autofocusing Property of Circular Airy Beam Carrying Hard-Edge Annular Aperture

Wang Lingyi¹, Huang Kaikai^{1*}, Zhang Xian², Lu Xuanhui¹

¹Physics Department, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China;

²Institute of Advanced Technology, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China

Abstract Outer and inner radius of hard-edge annular aperture as well as decay factor as main effect factors for the abruptly autofocusing property of circular Airy beam (CAB) carrying hard-edge annular aperture are all considered. Conclusion has been achieved that, putting hard-edge annular aperture on CAB will enhance its first autofocusing peak intensity and suppresses the further autofocusing peak intensity, and its first autofocusing peak intensity will also be generally increased under the condition of different decay factors. These conclusions have potential applications in particle manipulation.

Key words physical optics; circular Airy beam; hard-edge annular aperture; autofocusing property

OCIS codes 260.0620; 050.1940; 350.5500

1 引言

在理论和实验上对径向对称的圆形艾里光束(CAB)的研究已经超过 10 年^[1-4],因其具有突然自聚焦特性,所以在很多领域得到广泛应用^[5-6]。该特性体现在传播过程中 CAB 会突然聚焦它的场能量,极大地增强其自聚焦点处的光强,且在聚焦前保持低能量。在 CAB 的突然聚焦处,高光强与高光强梯度给操控粒子提供了良好的捕获力和梯度力,可以提升常规的光镊性能,很适合应用在光学操控上^[7-9]。同时,这种特性在生物医疗与激光领域也具

有潜在应用^[1]。因此,对 CAB 自聚焦性质的研究具有明显的实际意义。

目前,已开展了许多增强 CAB 自聚焦特性或者改变其自聚焦特性的研究。研究表明,携带光涡旋的 CAB 改变了实心聚焦形状,呈现出中空的环形聚焦形状,并且添加两个拓扑荷数相反的离轴涡旋相位后,可以大幅增强实心聚焦峰的光强^[10]。数值模拟与实验结果同时证明了,阻挡 CAB 前几级圆环可以增强其自聚焦特性^[11]。此外,频域修正的 CAB 也可以增强其自聚焦特性^[12]。另外,研究表明,通过增加艾里光阵列数,能够有效提高自聚焦光束的

收稿日期: 2020-03-11; 修回日期: 2020-04-23; 录用日期: 2020-04-27

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFB0503100)、国家自然科学基金(11474254, 11804298)、中央高校基本科研业务费专项资金(2016XZZX004-01)

* E-mail: huangkai@zju.edu.cn

光场强度^[13];另一方面,平面波通过一维以及二维圆形硬边光阑后在轴向上会产生光强振荡并且出现光阑衍射聚焦效应的现象^[14-15]。由于圆形硬边光阑也属于环带硬边光阑中的一种,因此本文通过在入射 CAB 上加载环带硬边光阑,探究讨论硬边环带光阑衍射行为对 CAB 自聚焦特性的影响。

2 通过硬边光阑的一维艾里光束

2.1 理论部分

考虑一维情形,艾里光束的传播模型满足傍轴衍射波动方程,

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} = 0, \quad (1)$$

式中: $u(\cdot)$ 为电场分布函数; $s = x/w$ 代表无量纲的横坐标; $\xi = z/kw^2$ 代表归一化的传播距离; w 为尺度因子; $k = 2\pi/\lambda$ 为光场波数; λ 为入射波长。衰减的初始艾里光束 $Ai(s) \exp(\alpha s)$ 通过添加衰减项 $\exp(\alpha s)$ 来限制无穷大的能量,代入(1)式得到衰减艾里光束传播的解析解^[16]

$$u(\xi, s) = Ai[s - (\xi/2)^2 + i\alpha\xi] \exp[\alpha s - (\alpha\xi^2/2) - i(\xi^3/12) + i(\alpha^2\xi/2) + i(s\xi/2)], \quad (2)$$

式中: $0 < \alpha < 1$ 为衰减因子。当(2)式中的艾里函数内实部满足 $s - (\xi/2)^2$ 为常数时,光场结构表现出横向自加速性。为了描述艾里主瓣的传播轨迹,以主瓣初始极大值的横向位置 s_1 的运动轨迹为准,其沿着如下抛物线轨迹进行传播

$$s - (\xi/2)^2 = s_1, \quad (3)$$

式中: $Ai'(s_1) = 0, s_1 = -1.018$ ^[17]。

艾里光束外加光阑的示意图如图 1 所示,携带衰减项的艾里光束通过硬边光阑之后,以 z 轴为传播方向进行传输。其入射电场表达式如下,

$$u_p(x, 0) = Ai\left(\frac{x}{w}\right) \exp\left(\alpha \frac{x}{w}\right) p(x), \quad (4)$$

$$p(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq x_t \\ 0, & |x| > x_t \end{cases}, \quad (5)$$

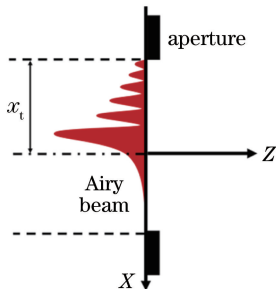


图 1 艾里光束通过硬边光阑的示意图

Fig. 1 Schematic of Airy beam carrying hard-edge aperture

式中: $p(\cdot)$ 为硬边光阑函数; x_t 为光阑截断的位置。由于携带光阑的艾里光束传播在(1)式中得不到解析解,因此,只能通过分步傅里叶法进行数值模拟^[18-19]。

$$u_p(x, 0 + \Delta z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_p(k_x, 0) \cdot \exp(-ik_x^2 \Delta z/2) \exp(ik_x x) dk_x, \quad (6)$$

$$\tilde{u}_p(k_x, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_p(x, 0) \exp(-ik_x x) dx, \quad (7)$$

式中: k_x 为 x 方向的空间频率; Δz 为传播方向的迭代步长。

2.2 数值模拟

根据上述公式,数值模拟了衰减艾里光束通过硬边光阑后的传播特性。设置参数 $w = 0.033$ mm, $x_t = 0.33$ mm, $\lambda = 632.8$ nm。图 2(a1)、(a2)为初始光强分布,光阑以坐标原点为中心, I_0 为未加光阑 [$p(x) = 1$] 下艾里光束初始平面的最大光强。图 2(c1)、(c2)中虚线为(3)式艾里光束的主瓣传播轨迹,可以看出,添加光阑后艾里光束主瓣与其吻合,说明硬边光阑下艾里光束的主瓣依旧保持原有的自加速性。

图 2(b1)、(b2)是为了对比添加光阑前后理想与衰减艾里光束的传播特性,本文针对其主瓣光强的变化进行讨论。图 2(b1)、(b2)中 no aperture 代表着无光阑下,理想 ($\alpha = 0$) 与衰减 ($\alpha = 0.05$) 两类艾里光束主瓣光强随着传播距离变化的数值模拟结果, aperture 代表入射光阑 ($x_t = 0.033$ mm) 情形下,两类艾里光束主瓣光强随着传播距离变化的数值模拟结果。对于图 2(b1)中理想的艾里光束而言,未加光阑时,能量无穷大,难以进行数值模拟,因此设置足够大的光阑 ($x_t = 1.29$ mm) 来忽略衍射对近场内的影响,可以看出主瓣保持光强 I_0 不变,与艾里光束传播不变性(即主瓣光强保持不变)吻合,因此近似得当。图 2(b1)、(b2)中理想与衰减的艾里光束主瓣通过硬边光阑后出现了振荡现象,围绕着原来的光强逐渐振荡直到极大值。本文在傍轴近似下进行数值模拟,由图 2(c1)、(c2)可知,理想与衰减艾里光束主瓣轨迹在近场内几乎不随传播距离增大而偏离 z 轴,因此同一光阑下衰减艾里光束主瓣上受到的衍射情形与平面光束轴向上受到的衍射情形具有关联之处,作图 3 进行讨论。

图 3(a)为平面波通过硬边光阑(与图 2 中光阑设置相同)后的轴向光强分布,其出现了振荡极大

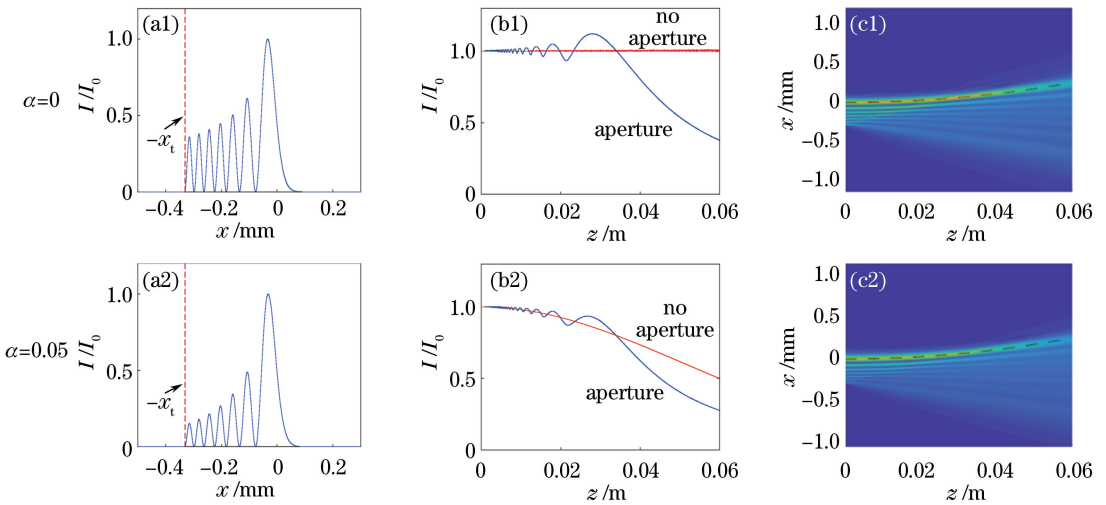


图 2 通过硬边光阑的艾里光束传播。(a) 初始光强分布; (b) 艾里光束主瓣光强分布; (c) 艾里光束传播图
Fig. 2 Propagation of Airy beam with hard-edge aperture. (a) Initial intensity distribution; (b) Airy beam main lobe intensity distribution; (c) Airy beam propagation diagram

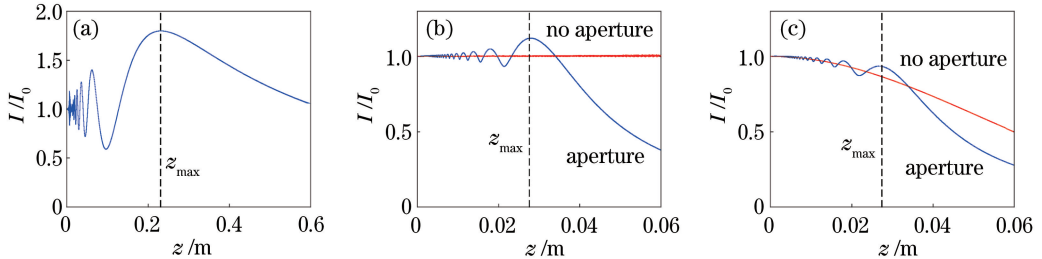


图 3 光强分布。(a) 平面波通过光阑后 \$z\$ 轴上的光强分布; (b) (c) 理想与衰减艾里光束入射光阑后主瓣光强分布
Fig. 3 Intensity distributions. (a) Light intensity distribution of the \$z\$-axis after the plane wave passes through the aperture; (b) (c) light intensity distribution of the main lobe after the ideal and attenuated Airy beam enters the aperture

值 $Z_{\text{focal of plane}} = Z_{\text{max of plane}} = 0.23 \text{ m}$, 并且在极大值处产生聚焦行为^[15]。图 3(b)、(c) 在图 2(b1)、(b2) 上增加了极大值的位置, 分别为 $Z_{\text{max of airy}} = 27.4 \text{ mm}$ 与 $Z_{\text{max of airy}} = 27.0 \text{ mm}$, 因此理想与衰减艾里光束在同一光阑下两者的极大值位置吻合。从几何光学角度看, 艾里光束是会聚的焦散光束^[20-22], 与平面波沿 z 轴传播相比, 艾里光束在光阑边界处发出的光束是具有一定传播角度的, 因此两类光束的极大值位置差别很大。

除了极大值之外, 光阑下平面波与艾里光束的最大传播距离由于光束发射角度的差异而不同, 分别为 $Z_R \equiv \pi d^2 / \lambda = 0.540 \text{ m}$ 与 $Z_{\text{airy}} = d / \theta \approx 2k\tau\omega^{3/2} \sqrt{d - 1.02\tau\omega} = 64.9 \text{ mm}$ ^[17, 23]。由此可见, 在同一光阑下由于光束发射的角度不同, 艾里光束的最大传播距离相比平面波缩小了 $Z_R / Z_{\text{airy}} = 8.33$, 其中光阑下艾里光束的聚焦点相比平面波同样也会缩小 $Z_{\text{focal of plane}} / Z_{\text{focal of airy}} = 8.33$ 。由此推断, 艾里类光束在光阑下的聚焦位置为 $Z_{\text{focal of airy}} = 27.6 \text{ mm}$,

与图 3(b)、(c) 中理想与衰减艾里光束极大值位置 27.4 mm 和 27.0 mm 吻合。因此, 说明了理想与衰减艾里光束通过光阑在主瓣极大值处形成衍射聚焦效应。

3 通过环带硬边光阑的 CAB

3.1 理论部分

前一部分讨论分析了一维艾里光束通过光阑的衍射聚焦效应。接下来讨论二维情形, 即 CAB 通过对应的硬边光阑后, 光阑的衍射聚焦效应对其自聚焦性的影响。与一维对应, CAB 通过光阑可看作一维艾里光束与光阑绕轴旋转一周而成。因此, 设置环带硬边光阑作为对应光阑, CAB 通过光阑的入射电场表达式为

$$u(x, y, z=0) = \text{CAi}\left(\frac{r_0 - \sqrt{x^2 + y^2}}{w}\right) \cdot \exp\left(\alpha \frac{r_0 - \sqrt{x^2 + y^2}}{w}\right) p_{\text{strip}}(\sqrt{x^2 + y^2}), \quad (8)$$

$$p_{\text{strip}}(r) = \begin{cases} 1, & r_{\text{block}} \leq |r| \leq r_t \\ 0, & |r| > r_t, |r| < r_{\text{block}} \end{cases}, \quad (9)$$

式中： $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 为电场中的某点径向位置； $\text{Ai}(\cdot)$ 表示艾里函数； r_0 为初始圆环半径； w 为尺度因子； $p_{\text{strip}}(\cdot)$ 为环带光阑函数； r_t 为环带光阑外半径； r_{block} 为环带光阑内半径。

由图 4 可知，光束经过相位调节后，通过傅里叶透镜在傅里叶平面产生 CAB，此处设置环带硬边光阑。通过角谱定理数值模拟 CAB 在光阑后传播的光场分布^[24]

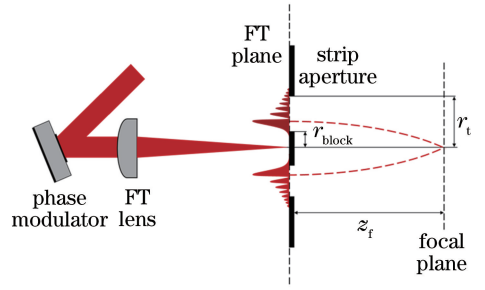


图 4 环形光阑 CAB 光学原理示意图
Fig. 4 Schematic of optical principle of annular aperture annular aperture CAB

$$u(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}(k_x, k_y, 0) \exp(iz \sqrt{(\frac{2\pi}{\lambda})^2 - k_x^2 - k_y^2}) \exp(ik_x x + ik_y y) dk_x dk_y, \quad (10)$$

$$\tilde{u}(k_x, k_y, 0) = \iint_{-\infty}^{+\infty} u(x, y, z=0) \exp(-ik_x x - ik_y y) dx dy, \quad (11)$$

式中： k_x 和 k_y 分别为 x 和 y 方向的空间频率； $\lambda = 2\pi/k$ 为波长， k 为入射光场的波数。传播中光场的光强分布可以表示为

$$I(x, y, z) = u^*(x, y, z)u(x, y, z). \quad (12)$$

当 $p_{\text{strip}}(r) = 1$ 时，入射光阑的 CAB 退化成为无光阑的情形，在传播中保持径向对称且在自聚焦前保持能量中空^[1-2]。此时，CAB 入射光场可以看作由一系列圆环构成的光场分布，并且这些圆环沿着抛物线轨迹传播。为了标记 CAB 主瓣的运动轨迹，以主瓣的第一个极大值为准。由于 $r = r_0$ 处 CAB 的光强并未达到主瓣的极大值，因此将 (8) 式中艾里函数的第一个极大值位置 $r_1 = r_0 - s_1 w$ 满足 $\text{Ai}'(\frac{r_0 - r_1}{w}) = 0$ ，定义为 CAB 主瓣的径向位置， s_1 参考 (3) 式。CAB 主瓣沿着抛物线传播，在中心

轴上 z_f 处形成第一个突然自聚焦峰，其余圆环在后续传播中形成次聚焦峰。其中 z_f 近似表达式如下^[2, 25]

$$z_f \approx 2kw \sqrt{(r_0 - s_1 w)w}. \quad (13)$$

3.2 数值模拟

根据上述公式数值模拟分析光阑的内外半径 r_t, r_{block} 和衰减因子 α 这三个因素对携带光阑 CAB 在自聚焦峰处光强的影响。设置参数 $r_0 = 0.33 \text{ mm}$ ， $w = 0.033 \text{ mm}$ ， $\lambda = 2\pi/k = 632.8 \text{ nm}$ ， $z_f = 71.8 \text{ mm}$ ， $r_1 = 0.37 \text{ mm}$ ，在 3.2 节中不变，主要改变光阑内外半径与衰减因子。通过环带光阑的 CAB 入射光场分布如图 5 所示，其中实线为光阑位置，虚线为被光阑阻挡的光强，环带光阑只允许中间部分的光场通过。

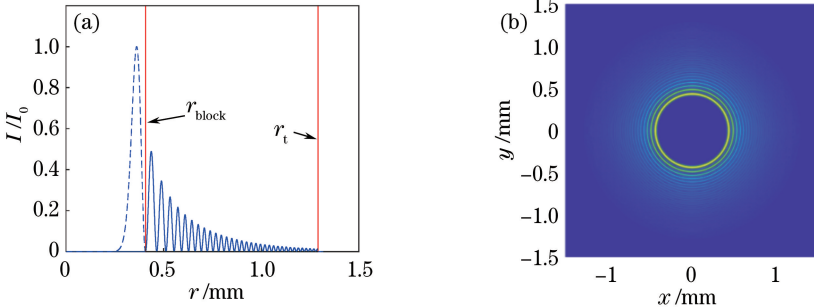


图 5 环形光阑下 CAB 入射平面光强分布。(a) 径向分布光强；(b) 二维分布

Fig. 5 Light intensity distribution of CAB incident plane under annular aperture. (a) Radial intensity distribution; (b) two-dimensional distribution

3.2.1 环带外光阑半径对 CAB 自聚焦特性的影响

数值模拟仅变化环带外光阑半径 r_t 对 z_f 处自聚焦峰光强的影响, 设置参数 $\alpha = 0.05$, $r_{\text{block}} = 0$ mm, 此时环带光阑退化为圆形硬边光阑, 同时令无光阑时 CAB 在 z_f 处自聚焦峰光强为 $I_{\text{peak}0}$ 。图 6(a) 表明随着环带外光阑半径 r_t 增大, CAB 自

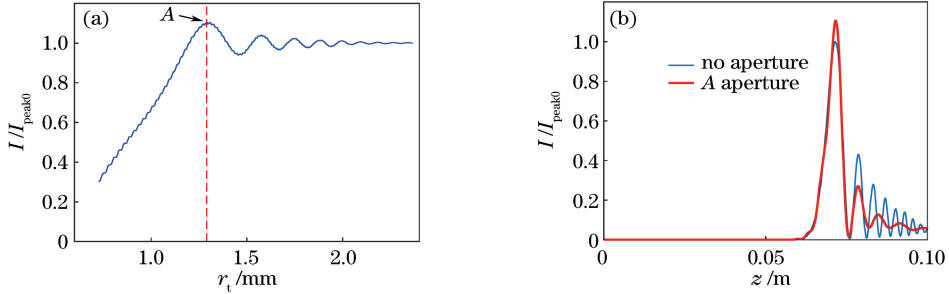


图 6 数值模拟结果。(a) z_f 处自聚焦峰在变化的 r_t 下的光强变化; (b) A 点光阑与未加光阑 CAB 在 z 轴上光强分布
Fig. 6 Numerical simulation results. (a) Light intensity change of self-focusing peak at z_f with changing r_t ; (b) intensity distribution of CAB on z axis with A aperture and no aperture

根据旋转对称性, CAB 通过硬边光阑 A 后产生的衍射聚焦效应与一维情形对应。应用第 2 节的结论, 可得其硬边光阑 A 的衍射聚焦位置与一维情形下的振荡极大值位置相同。因此, CAB 自聚焦点与圆形光阑 A 衍射聚焦位置的关系, 等同其与对应一维光阑下的振荡极大值点的位置关系, 于是作图 7 来对比两者的关系。这里光阑设置以两类艾里光束主瓣到光阑边界位置相同为准, 其中一维光阑参数设置为 $x_t = r_t - r_0 = 0.96$ mm, 对应着光阑 A, $r_t = 1.29$ mm, $r_{\text{block}} = 0$ mm。图 7 中, 振荡的线代表一维理想艾里光束在对应光阑下主瓣光强振荡, 其中振荡最高的极大值点即为光阑衍射的焦点 $z_{\text{max}} = 72.4$ mm, 图 7 中竖直的虚线为 CAB 的自聚焦点 $z_f = 71.8$ mm。图 7 中 z_f 与 z_{max} 在 z 轴上的位置几乎重合, 这说明 CAB 的自聚焦点与一维情形下振荡极大值位置相吻合, 间接说明了 CAB 通过光阑 A 后在自聚焦点处产生了光阑的衍射聚焦效应。

将本文方法与阻挡 CAB 研究进行对比^[10]。其中阻挡 CAB 缺失前几级光瓣后, 依旧能保留部分甚至维持原来的自聚焦光强, 同时入射 CAB 的最大光强减小了。因此, 阻挡 CAB 以更小的入射光强达到原有的自聚焦光强, 增强了自聚焦性。而本文中, 硬边环带光阑 CAB 的增强源自于硬边光阑的衍射聚焦效应, 因此两者产生自聚焦性增强的原理不同。

3.2.2 环带内光阑半径对 CAB 自聚焦特性的影响

数值模拟仅变动环带内光阑半径 r_{block} 对 z_f 处

聚焦峰光强在光阑 A 点达到最高, 之后光强振荡振幅减弱稳定至 $I_{\text{peak}0}$, 此时对应着退化为无光阑的情形。图 6(b) 表明光阑 A ($r_t = 1.29$ mm, $r_{\text{block}} = 0$ mm) 下 z_f 处自聚焦峰光强相比无光阑情形 [$p_{\text{strip}}(r) = 1$] 获得了大约 11% 的增强, 后续聚焦峰光强大幅衰减受到抑制。

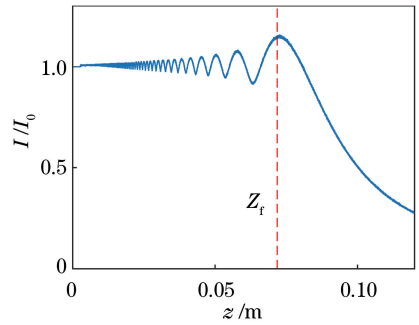


图 7 一维理想的艾里光束在对应光阑下主瓣光强分布
Fig. 7 Main lobe intensity distribution of one-dimensional ideal Airy beam with correspond aperture

自聚焦峰光强的影响, 设置参数 $\alpha = 0.05$ 。忽略外光阑半径的影响, 再加上模拟计算中计算区域有限, 设置足够大的环带外光阑半径 $r_t = 2.36$ mm, 此时对应图 6(a) 中自聚焦峰光强稳定至 $I_{\text{peak}0}$, 因此可代替无光阑外半径的情形。图 8(a) 给出了 z_f 处自聚焦峰在不同环带内光阑半径 r_{block} 下的光强变化, 在光阑 B 点达到最高过冲, 随着环带内光阑半径 r_{block} 增加, 自聚焦峰光强不断减小。图 8(b) 给出了在光阑 B ($r_t = 2.36$ mm, $r_{\text{block}} = 0.34$ mm) 下, z_f 处的自聚焦峰光强相比无光阑情形 [$p_{\text{strip}}(r) = 1$] 获得了大约 12% 的增强。同时在环带光阑 ($r_t = 1.29$ mm, $r_{\text{block}} = 0.34$ mm) 下, z_f 处的自聚焦峰光强获得了大约 23% 的增幅。因此, 单独设置光阑内半径以及同时设置硬边光阑内外半径, 均可以实现自聚焦峰光强的增强。

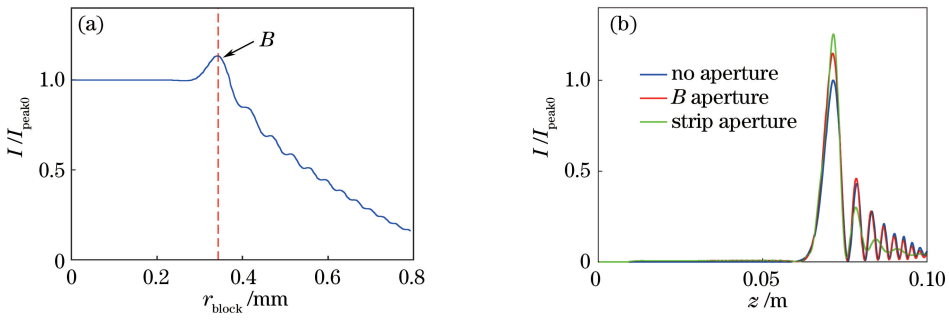


图 8 数值模拟结果。(a) z_i 处自聚焦峰在变化的 r_{block} 下的光强变化;(b)在环带光阑、光阑 B 、无光阑下 CAB 在 z 轴上光强分布

Fig. 8 Numerical simulation results. (a) Light intensity change of self-focusing peak at z_i with changing r_{block} ; (b) intensity distribution of CAB on z axis with strip aperture, B aperture, and no aperture

3.2.3 衰减因子对 CAB 自聚焦特性的影响

本小节数值模拟了 CAB 在不同的衰减因子 α 下通过三个环带硬边光阑后对其自聚焦特性的影响,设置其通过光阑后自聚焦峰光强的增幅比例为 $[I_{\text{peak}}(\alpha) - I_{\text{peak0}}(\alpha)]/I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 。增幅比例中 $I_{\text{peak}}(\alpha)$ 与 $I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 分别代表着携带光阑与未携带光阑情形的 CAB 传播到自聚焦峰光强,两者都随着 α 变化。在图 9 中,随着衰减因子 α 的增大 CAB 在光阑 A 下自聚焦峰光强增幅比例减弱,在光阑 B 下自聚焦峰光强增幅比例提高,在环带光阑下光强增幅比例普遍维持在 23% 以上。

为了解释图 9 中的曲线走势,本节围绕着增幅比例展开讨论。增幅比例中分子 $I_{\text{peak}}(\alpha) - I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 代表着光阑衍射引起的光强变化,可以看作环状光阑发出的边界衍射波在自聚焦峰处的光强^[26]。由于边界衍射波光强 $I_{\text{peak}}(\alpha) - I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 与初始 CAB 在光阑边界处的光强成正比^[26],因此作图 10 来对比不同衰减因子下的光阑边界处的初始光强,从而

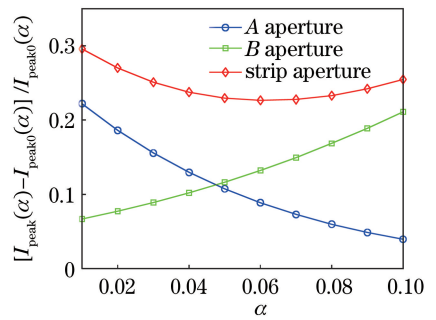


图 9 不同的衰减因子下,CAB 通过三类光阑后在 z_i 处自聚焦峰光强的增幅

讨论边界衍射波光强的变化,其中 I_{max} 为 $\alpha = 0$ 时 CAB 最大初始光强。此外,由于聚焦峰光强正比于衰减因子 $I_{\text{peak0}}(\alpha) \propto \exp(2\alpha \frac{r_0 - \rho_c}{\omega})$ ^[27],其中 ρ_c 为几何模型下发射到聚焦峰处光束的入射位置,一般大于 r_0 ,因此增幅比例中的分母即聚焦峰光强 $I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 随着衰减因子增大而减弱。

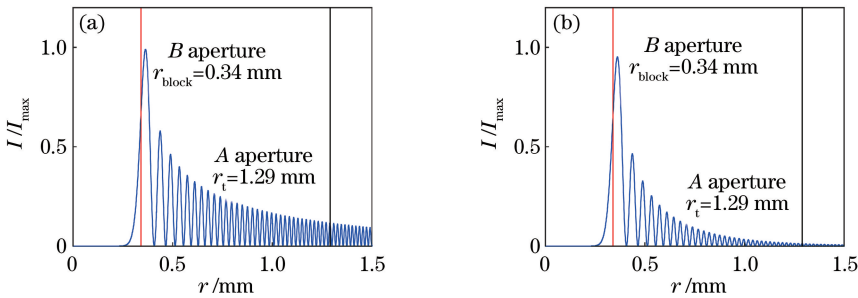


图 10 初始 CAB 径向光强分布。(a) $\alpha = 0.01$;(b) $\alpha = 0.05$

Fig. 10 Initial CAB radial light intensity distribution. (a) $\alpha = 0.01$; (b) $\alpha = 0.05$

如图 10(a)、(b)所示,光阑 B 边界处初始光强在 $\alpha = 0.01$ 与 $\alpha = 0.05$ 情形下几乎不变,说明此处初始光强基本不随 α 变化。由于衍射波光强

$I_{\text{peak}}(\alpha) - I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 正比于边界处的光强,因此衍射波光强几乎不随 α 变化。图 9 中在光阑 B 情形下,随着衰减因子变大, $[I_{\text{peak}}(\alpha) - I_{\text{peak0}}(\alpha)]/I_{\text{peak0}}(\alpha)$

中分子几乎不变分母减小,因此聚焦峰光强增强比例随着衰减因子增大而增加。

如图 10(a)、(b)所示,光阑 A 边界处光强在 $\alpha=0.05$ 情形下与 $\alpha=0.01$ 相比大幅减小,由于衍射波光强 $I_{\text{peak}}(\alpha)-I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 正比于边界处的初始光强,因此其在自聚焦峰处的衍射波光强也随着衰减因子增大而大幅减小。

图 9 中在光阑 A 情形下,随着衰减因子变大, $[I_{\text{peak}}(\alpha)-I_{\text{peak0}}(\alpha)]/I_{\text{peak0}}(\alpha)$ 中分子与分母同样减小,因此聚焦峰光强增幅比例与具体的数值有关,但总体走势不如光阑 B 情形下增长快。在环带光阑情形下,其光阑兼具光阑 B 的边界 $r_{\text{block}}=0.34$ mm 和光阑 A 的边界 $r_{\text{t}}=1.29$ mm,在不同的衰减因子下通过合适的环状光阑可以普遍提高 CAB 自聚焦峰光强。因此,CAB 通过环带硬边光阑是一个增强其自聚焦性的通用方法。

4 结 论

本文的结论主要由一维情形下通过光阑的艾里光束与二维情形下通过环带硬边光阑 CAB 这两部分构成。第一部分数值模拟了一维艾里光束通过光阑后的传输过程,分析讨论其主瓣光强随着传播呈现出光强振荡现象,说明了主瓣光强振荡极大值处实现了衍射聚焦效应。第二部分在 CAB 上添加环带硬边光阑,数值模拟并讨论 r_{t} 、 r_{block} 、 α 三个参数对 z_{f} 处自聚焦光强的影响。其中在不同的光阑设置下,硬边光阑 A、B 以及环带硬边光阑由于衍射聚焦效应,均使得 CAB 自聚焦特性得到增强。此外还发现,不同的光阑边界位置对衰减因子变化的敏感程度不同,三类光阑中只有环带光阑相对无光阑情形普遍增强聚焦峰光强 23%,因此通过环带硬边光阑可以普遍地增强 CAB 的自聚焦特性。

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] 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.
- [4] Liu Z N, Geng T, Deng P. Generation and performance comparison of circular airy beams by different encoding methods [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(2): 0209001.
- [5] 刘正楠, 耿滔, 邓攀. 不同编码方法生成圆对称艾里光束的实验研究及其特性比较 [J]. 中国激光, 2019, 46(2): 0209001.
- [6] Wang F, Zhao C L, Dong Y, et al. Generation and tight-focusing properties of cylindrical vector circular Airy beams [J]. Applied Physics B, 2014, 117(3): 905-913.
- [7] Zhu W G, She W L. Tightly focusing vector circular airy beam through a hard aperture [J]. Optics Communications, 2015, 334: 303-307.
- [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] Lu W L, Sun X, Chen H J, et al. Abruptly autofocusing property and optical manipulation of circular Airy beams [J]. Physical Review A, 2019, 99: 013817.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] Lai S T, Lan Y P, Mao H X, et al. Self-focusing characteristics of circular array airy vortex beams [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(4): 0405002.
- [15] 赖松陶, 兰燕平, 毛红行, 等. 环形阵列艾里涡旋光束的自聚焦特性 [J]. 中国激光, 2019, 46(4): 0405002.
- [16] Teng S Y, Li G H, Zhang C, et al. The diffraction by a small aperture [J]. Optik, 2013, 124(16): 2507-2510.
- [17] Vitrant G, Zaiba S, Vineeth B Y, et al. Obstructive micro diffracting structures as an alternative to plasmonics nano slits for making efficient microlenses [J]. Optics Express, 2012, 20(24): 26542.

- [16] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
- [17] Chu X C, Zhao S H, Fang Y W. Maximum nondiffracting propagation distance of aperture-truncated Airy beams[J]. Optics Communications, 2018, 414: 5-9.
- [18] Suarez P. An introduction to the split step Fourier method using MATLAB[EB/OL]. [2020-03-11]. <https://www.researchgate.net/publication/281441538>.
- [19] Yang B. The propagation of Airy beam in free space and photorefractive medium [D]. Hangzhou: Zhejiang University of Technology, 2017.
杨斌. Airy 光束在自由空间和光折变介质中传输特性的研究[D]. 杭州: 浙江工业大学, 2017.
- [20] Kaganovsky Y, Heyman E. Wave analysis of Airy beams[J]. Optics Express, 2010, 18(8): 8440-8452.
- [21] Wen Y H, Chen Y J, Zhang Y F, et al. Tailoring accelerating beams in phase space [J]. Physical Review A, 2017, 95(2): 023825.
- [22] Li S Z, Shen X J, Wang L. Generation and control of self-accelerating airy beams [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(5): 0505003.
李绍祖, 沈学举, 王龙. 自加速艾里光束的生成及控制[J]. 中国激光, 2018, 45(5): 0505003.
- [23] Hafizi B, Sprangle P. Diffraction effects in directed radiation beams [J]. Proceedings of SPIE, 1991, 1407: 316-321.
- [24] Goodman J W. Introduction to Fourier optics [M]. Zhan D S, Dong J W, Gu B Y, Transl. Beijing: Science Press, 1979: 40-42.
顾德门. 傅里叶光学导论[M]. 詹达三, 董经武, 顾本源, 译. 北京: 科学出版社, 1979: 40-42.
- [25] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Ballistic dynamics of Airy beams [J]. Optics Letters, 2008, 33(3): 207-209.
- [26] Born M, Wolf E. Principles of optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999: 412-514.
- [27] Chremmos I, Efremidis N K, Christodoulides D N. Pre-engineered abruptly autofocusing beams [J]. Optics Letters, 2011, 36(10): 1890-1892.