

引用格式: ZENG Tao, YI Yuliang, GUO Lanjun. Multifilament Array Generation and Control with a Four-petal Gaussian Femtosecond Laser Beam[J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(7):0752310

曾涛, 易宇亮, 郭兰军. 基于四瓣高斯飞秒激光的多丝阵列产生与调控[J]. 光子学报, 2023, 52(7):0752310

基于四瓣高斯飞秒激光的多丝阵列产生与调控

曾涛¹, 易宇亮^{1,2}, 郭兰军³

(1 西南大学 物理科学与技术学院 微纳结构光电子学重庆市重点实验室, 重庆 400715)

(2 辽宁大学 化学学院 绿色合成与先进材料制备化学辽宁省重点实验室, 沈阳 110036)

(3 南开大学 电子信息与光学工程学院 现代光学研究所 天津市微尺度光学信息技术
科学重点实验室, 天津 300350)

摘要: 基于亥姆霍兹波动方程和非线性传输波动方程, 模拟了四瓣高斯飞秒激光在空气中线性传输和非线性传输的光强空间分布, 以期获得规则的多丝阵列稳定传输。研究结果表明, 当初始入射激光功率相对较强时, 基于四瓣高斯飞秒激光光束可获得规则的多丝阵列产生。通过改变初始束腰半径和光束阶数, 实现对光丝阵列间距的调控。光丝阵列间距大于背景能量池尺寸时, 光丝阵列将稳定传输且间距保持不变; 小于背景能量池尺寸时, 多丝相互融合进而形成稳定的单丝。当初始入射激光功率相对较弱且大于自聚焦阈值功率时, 将会出现多次自聚焦现象, 最终形成稳定的单丝传输。该研究提供了一种产生二维规则飞秒激光光丝阵列的方法, 将为基于飞秒激光多丝阵列的实际应用, 如太赫兹波增强、空气激光增强、遥感探测、微波通道以及微粒捕获等, 提供理论依据。

关键词: 飞秒激光成丝; 多丝阵列; 四瓣高斯光束; 光束阶数; 空间分布

中图分类号: TN249; O437.5

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20235207.0752310

0 引言

飞秒激光在介质材料里传输时, 当其功率超过自聚焦阈值功率将会产生飞秒激光成丝现象。飞秒激光成丝在过去几十年里吸引了研究人员的广泛关注^[1-3]。通常其物理机制可以解释为光克尔自聚焦效应和等离子体散焦之间的动态平衡^[4]。飞秒激光成丝蕴含了丰富的物理过程, 同时展现出广泛的实际应用前景, 可应用于太赫兹产生^[5-8]、遥感探测^[9-10]、闪电控制^[11]、波导^[12-13]、脉冲压缩^[14-15]等领域。

当飞秒激光初始功率远大于自聚焦阈值功率时, 飞秒激光多丝将会产生, 其主要由初始光束波前的调制不稳定以及传输介质折射率的扰动所引起^[16-18]。飞秒激光多丝之间通过背景能量池相互作用, 包括相互排斥、相互吸引、融合以及能量交换等, 最终多丝呈现无规则的空间分布。飞秒激光多丝对于多通道白光辐射^[19]、太赫兹辐射增强^[20-21]、远程空气激光增强^[22-23]以及微波波导^[24]等应用具有重要价值。然而这些应用依赖于对多丝的控制, 以期得到高重复性和规则的多丝空间分布。通常的思路是通过初始光斑强度或波前施加较强的调制, 从而克服初始光束波前或介质折射率的不稳定性。例如, 引入相位板、轴锥镜、衍射元件、空间光调制器以及调控初始光斑椭圆率、尺寸等方法^[25-32], 已被证实可以有效控制多丝并实现多丝的有序分布。

在酒精溶液中运用轴锥镜聚焦飞秒激光脉冲观察到了规则的光丝阵列产生。通过轴锥镜聚焦飞秒激光可得到贝塞尔光束, 而多丝恰好分布在贝塞尔光束的中心光斑和周围环形结构上^[25]。在空气中运用三种圆形相位板产生了飞秒激光光丝阵列, 分别为半圆形、四分之一和八分之一圆形相位板, 其相邻单元相位差

基金项目: 国家自然科学基金(Nos. 12004316, 11804283), 国家重点研发计划(No. 2018YFB0504400), 中央高校基本科研业务费(No. XDJK2017C060)

第一作者(通讯作者): 曾涛, taozeng@swu.edu.cn

收稿日期: 2023-05-16; **录用日期:** 2023-07-10

<http://www.photon.ac.cn>

为 π 。三种相位板产生的多丝阵列分别包含两条、四条和八条多丝。通过运用不同焦距的透镜可以进一步调控光丝的几何参数,如光丝数量、长度以及光丝间距^[26]。在熔融石英中基于高椭偏度的椭圆形激光光束获得了具有可重复性和周期性的二维光丝阵列,光丝阵列的周期性结构可通过入射激光光强来调控^[27]。计算机控制的空间光调制器可以用来操控光场的分布图案,进一步控制焦平面上的多焦点分布。基于此可实现对多丝阵列空间分布的设计,以及多丝之间相互作用强度的控制^[29]。将狭缝、网格形的光阑插入到飞秒激光光路中,在液体环境中实现了稳定的一维及二维光丝阵列的产生。光丝阵列的分布可由规则的衍射图像控制。同时每条光丝的演变规律近乎一致,相互之间没有竞争^[30]。运用透镜阵列聚焦涡旋飞秒激光光束产生了规则的光丝阵列。光丝阵列呈对称的环状分布,并且围绕光束中心旋转,从而形成螺旋光丝阵列。旋转速率可通过改变涡旋光束的半径、拓扑荷数以及聚焦条件来调控^[31]。

四瓣高斯光束是一种特殊类型的高斯光束,可以通过在高斯光束初始位置引入特殊函数的透过率屏而产生^[33]。在近场领域,四瓣高斯光束的间距可以通过光束阶数来调控;在远场领域,将演变出一系列镜像对称且等间距的光束瓣。四瓣高斯光束由于其特殊的初始光强及相位分布,将为多丝控制提供契机,是否可以实现多丝的有序分布及其调控亟待探索。

基于此,本文开展四瓣高斯飞秒激光光束成丝的空间分布特性研究。通过调控四瓣高斯光束的初始光束尺寸、光束阶数及功率等参数,探索单丝或多丝的空间分布规律,最终获得规则分布多丝阵列产生的方法。

1 理论模型

在笛卡尔坐标系下,四瓣高斯光束在初始入射面上的电场分布表示为

$$E(x, y, 0) = N \left(\frac{xy}{w^2} \right)^{2n} \exp \left(- \frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

式中, $N = d^{-4n}$ 为归一化系数, d 为比例系数,需满足透射屏尺寸大于四瓣高斯光束的尺寸, n 为光束阶数, w 为高斯光束束腰半径。当 $n = 0$ 时,式(1)即转变为普通的高斯光束。在实验中,四瓣高斯光束可由高斯光束穿过透过率函数的投射屏而得到,即

$$T(x, y) = \begin{cases} N \left(\frac{xy}{w^2} \right)^{2n} & |x|, |y| \leq dw \\ 0 & |x|, |y| > dw \end{cases} \quad (2)$$

激光光束在自由空间中的线性传输,在波形缓变近似条件下,可基于2D+1维($A(x, y, z)$)的亥姆霍兹波动传输方程进行数值模拟,即

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A = 0 \quad (3)$$

式中, k_0 为光束波数, A 为光场振幅。激光波长选取为800 nm。

四瓣高斯飞秒激光光束非线性成丝传输过程,主要基于非线性传输波动方程来进行数值模拟,即

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A + 2k_0^2 \Delta n A = 0 \quad (4)$$

式中, Δn 为激光强度相关的折射率项, $\Delta n = n_2 I - \gamma I^m$,包括光克尔效应产生的非线性折射率项($\Delta n_{\text{ker}} = n_2 I$)和由等离子体散焦效应对应的等效非线性折射率项($\Delta n_{\text{plasma}} = -\gamma I^m$)^[34],空气非线性系数 n_2 为 $2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$, m 取8^[35], γ 为一经验参数,使得最终的激光光束中心光强钳制在 $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 左右^[36]。由于主要关注飞秒激光成丝的光强空间分布,飞秒激光在非线性传输过程中其时域信息可以忽略掉,因此在基于式(4)的模拟中可以用连续激光替代飞秒激光。这一简化模型的有效性已经过多项研究结果得到验证^[37]。

在非线性传输模型中,自陡峭、群速度色散等时域效应没有考虑。飞秒激光脉冲的时域信息,如光场包络、载波等将会影响到飞秒激光成丝的时域动态过程。然而,这一简化方法对飞秒激光光丝的空间分布演

变影响较小,具体如下所述。通常飞秒激光光丝半径 a 约为 $40\ \mu\text{m}$,光丝空间演变的衍射长度 $2\pi a^2/\lambda$ 约为 $1.3\ \text{cm}$ 。飞秒激光脉宽为 $20\ \text{fs}$ 时,所对应的时域变化的特征色散长度 τ/k'' 约为 $20\ \text{m}$,远大于空间转换尺度。 k'' 为空气中的二阶群速度色散系数,约为 $0.1\ \text{fs}^2/\text{m}$ 。因此空间效应的演变远快于时间效应,从而主导了飞秒激光光丝的空间分布演变。由此光丝传输方程中的时间项可以被忽略^[38]。另外,多光子吸收效应会导致飞秒激光脉冲能量损失,从而影响到光丝长度,而对光丝空间分布演变的影响很小。本文假定光丝在空气中的传输长度足够 $5\ \text{m}$ 。因此,传输方程中的多光子吸收项同样没有考虑。

2 结果与讨论

图1为四瓣高斯激光光束线性传输到不同距离位置处的横截面光强分布结果。初始束腰半径 w_0 为 $0.5\ \text{mm}$,光束阶数 $n=2$ 。从图1(a)可以看到,在 $z=0$ 位置处,初始激光光斑展现了四瓣的光强分布。如图1(b)所示,四瓣高斯光束在自由空间衍射的作用下,每一瓣光束均开始发散,同时最大光强开始下降。随着传输距离的增加,更多的光束瓣逐渐产生。传输到 $z=80\ \text{cm}$ 位置处,四瓣高斯光束分裂为9个区域,如图1(c)所示。如图1(d)所示, $z=120\ \text{cm}$ 时9个光束瓣的能量进一步重新分配,每一瓣光束尺寸趋于均衡,激光阵列开始产生。如图1(e)和(f)所示,最终形成规则分布的 3×3 的激光阵列,同时每一瓣光束尺寸相近。

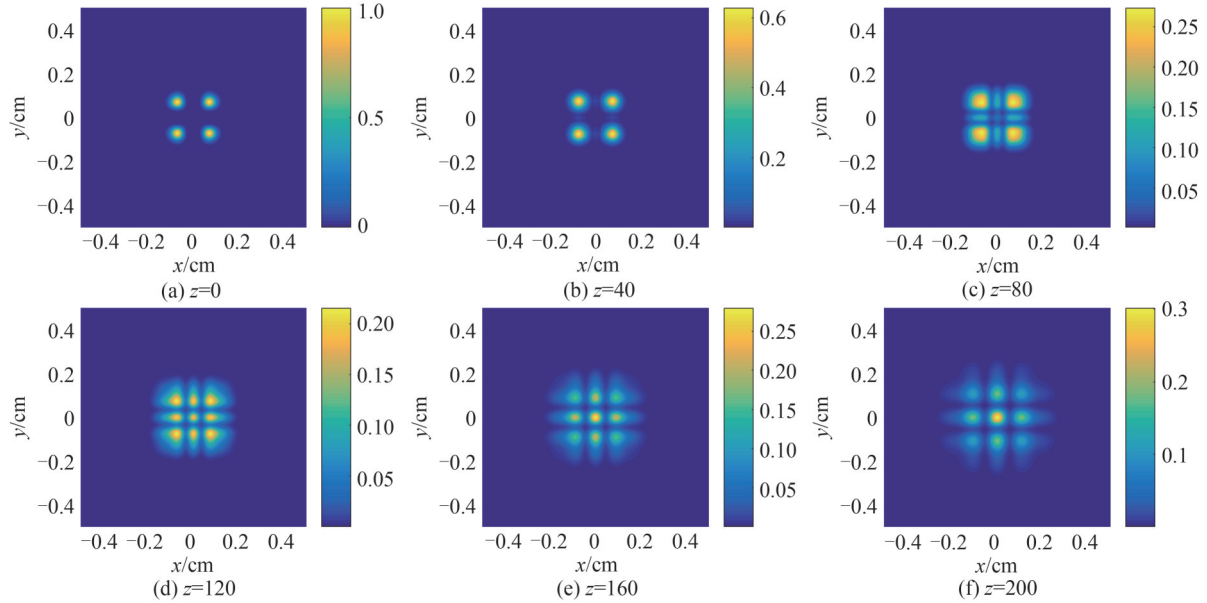


图1 四瓣高斯激光光束线性传输在不同距离位置处横截面光强分布

Fig.1 Intensity distributions on the beam cross sections at different distances for the linear propagation of a four-petal beam

图2(a)~(c)分别对应四瓣高斯激光光束线性传输到 $z=0, 80\ \text{cm}$ 和 $200\ \text{cm}$ 位置处横截面光斑在 $y=x$ 方向上的光强分布结果。在初始位置,四个光束瓣均为标准的高斯型光强分布。图2(b)对应图1(c)在 $y=x$ 方向上的光强分布。传输到 $z=200\ \text{cm}$ 位置时,进一步分裂得到由9个高斯型光束瓣构成的激光阵列。图2(d)为最大值光强和中心位置光强随传输距离的变化。如图所示,在初始位置四瓣高斯光束最大值光强即为最大,此时中心光强为0。随着传输距离增大,在衍射作用下最大值光强逐渐降低。同时由于光束瓣的发散作用以及相邻光束瓣光场的叠加,中心光强逐渐增大。在 $z=120\ \text{cm}$ 位置处,由于高斯型光束瓣阵列的产生,最大值光强开始增大,光场能量逐渐集中到激光阵列中心位置的光斑。传输到 $z=180\ \text{cm}$ 左右,最大值光强和中心光强均达到极大值点,然后在衍射的作用下进一步随传输距离而下降。

在初始入射横截面上,四瓣高斯光束在 x 和 y 方向上相邻两瓣之间的间距为 $2n^{1/2}w_0$ 。因此随着光束阶数增大,相邻两瓣高斯光束的间距也增大。在线性传输过程中,中心光轴上的光强先单调递增,然后单调递减。光强峰值在 $z/z_0 = 2(2n)^{1/2}$ 位置处, z_0 为瑞利衍射长度。因此随光束阶数增大,中心光轴上的峰值光强

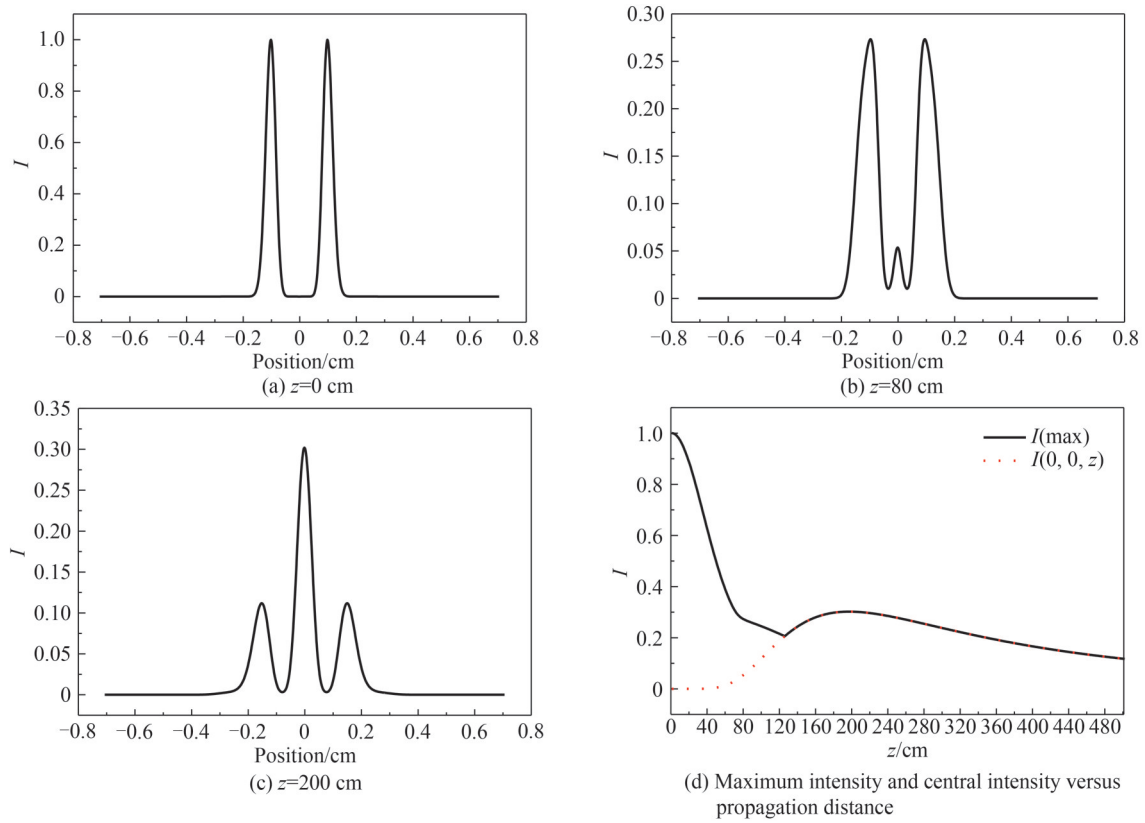


图2 四瓣高斯激光光束线性传输在不同距离位置处横截面光强在 $y=x$ 方向上的分布

Fig.2 Intensity distributions along the line of $y=x$ on the beam cross sections at different distances for the linear propagation of a four-petal beam

位置距离越远。另外,光束阶数越大,在远场演化得到的光束阵列瓣数越多^[33]。

图3为四瓣高斯飞秒激光光束非线性成丝传输光强空间分布结果。图3(a)为初始入射光斑横截面光强分布。束腰半径 w 为0.5 mm,光束阶数 $n=2$ 。由此得到每一瓣高斯光束的束腰半径 w_0 为0.35 mm,功率为

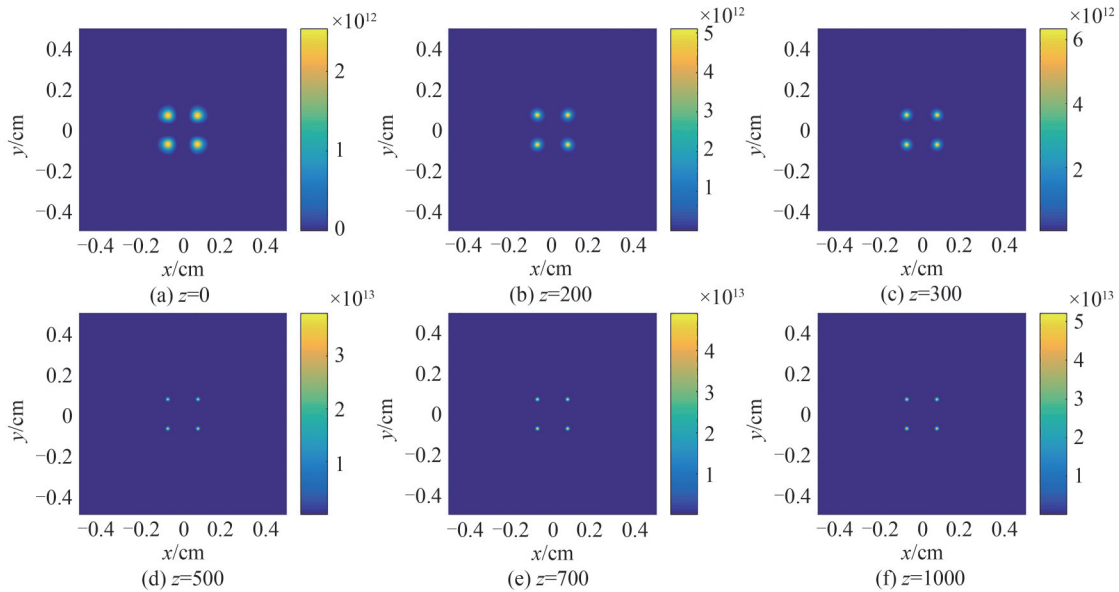


图3 四瓣高斯飞秒激光光束非线性成丝传输到不同距离位置处横截面光强分布($w=0.5$ mm, $n=2$, 初始功率 $32P_{cr}$)

Fig.3 Intensity distributions on the beam cross sections at different distances for the propagation of the four-petal femtosecond laser filaments ($w=0.5$ mm, $n=2$, the initial power is $32P_{cr}$)

$8P_{cr}$ 。 P_{cr} 为高斯激光光束能够产生成丝的阈值功率条件,即为自聚焦阈值功率,计算公式为

$$P_{cr} = 3.77\lambda^2 / (8\pi n_2 n_0) \quad (5)$$

式中, n_0 和 n_2 分别为空气的折射率和非线性系数。由此可得到四瓣高斯光束的初始总功率为 $32P_{cr}$, 对应为 153.6 GW。如图 3(b) 和 (c) 所示, 随着传输距离增加, 每瓣高斯型光束的峰值光强在自聚焦作用下逐渐增强。传输到 $z=500$ cm 时, 峰值光强约为 3.5×10^{13} W/cm², 此时飞秒激光成丝开始产生, 如图 3(d) 所示。如图 3(e) 和 (f), 随着传输距离增大, 在自聚焦和等离子体散焦的动态平衡作用下, 光丝的峰值光强钳制在 5×10^{13} W/cm² 左右, 相邻两光丝之间的距离保持在 0.146 cm 左右, 最终形成 2×2 规则分布的光丝阵列。

进一步降低四瓣高斯激光光束的初始功率。每一瓣高斯型光束的功率降低为 $7P_{cr}$, 入射激光总功率为 $28P_{cr}$, 对应为 134.4 GW, 其他初始参数与图 3 保持一致。在此条件下, 四瓣高斯飞秒激光光束非线性成丝传输结果如图 4 所示。图 4 (b) 中, 光束传输到 $z=200$ cm 时, 由于衍射的作用大于自聚焦的作用, 四瓣高斯光束逐渐发散, 光强逐渐降低。如图 4(c) 所示, 在 $z=300$ cm 位置时, 光束大致分裂为 9 瓣, 且不同光束瓣边界相互交叠。随着光束瓣之间的相互融合, 中心光束瓣的光强逐渐增大, 如图 4(d) 所示。在自聚焦作用下, 中心光强进一步增大。传输到 $z=550$ cm 位置处, 中心光强达到 4×10^{13} W/cm², 光丝开始产生, 最终得到稳定传输的飞秒激光单丝。

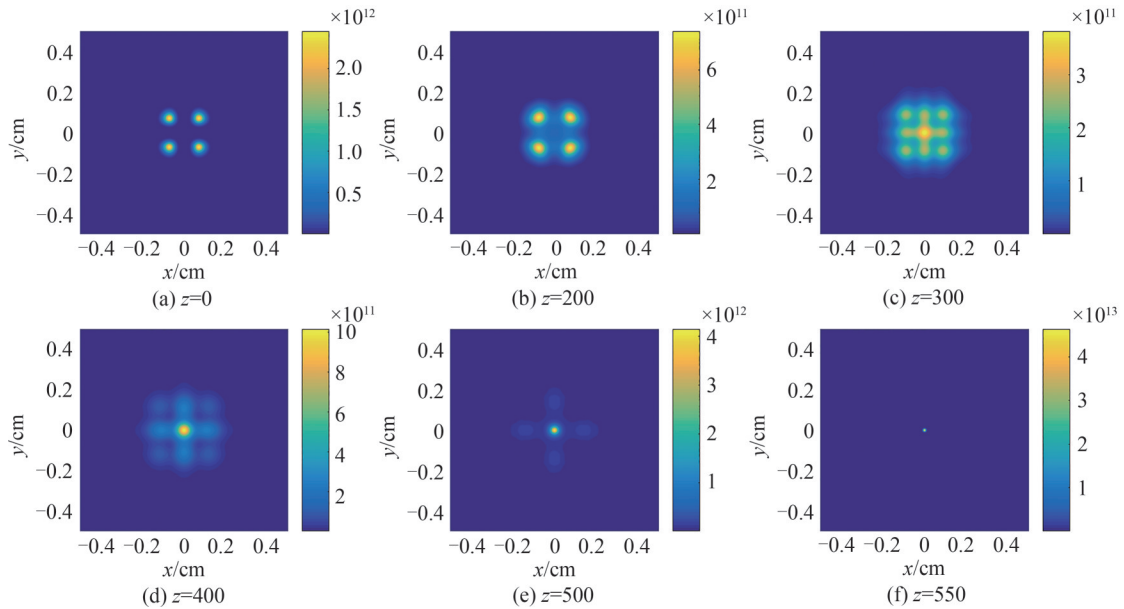


图 4 四瓣高斯飞秒激光光束成丝传输到不同距离位置处横截面光强分布 ($w=0.5$ mm, $n=2$, 初始功率 $28P_{cr}$)

Fig.4 Intensity distributions on the beam cross sections at different distances for the propagation of the four-petal femtosecond laser filaments ($w = 0.5$ mm, $n = 2$, the initial power is $28P_{cr}$)

四瓣高斯光束初始束腰半径 w 减小为 0.2 mm, 其他激光初始参数与图 3 保持一致。此时每一瓣高斯激光光束的束腰半径 w_0 为 0.14 mm, 功率为 $8P_{cr}$, 入射激光总功率即为 $32P_{cr}$ 。如图 5(a) 所示, 相邻两高斯型光束瓣的间距为 0.058 cm。经非线性传输, 在 $z=150$ cm 时, 如图 5(b) 所示, 中心光强达到 4×10^{13} W/cm² 左右, 产生规则的光丝阵列分布。此时相邻两条光丝的间距为 0.052 cm。当光丝阵列传递到 $z=250$ cm 时, 如图 5(c) 所示, 相邻两条光丝的间距进一步减小为 0.034 cm。飞秒激光多丝之间的竞争、融合等主要通过光丝周围的背景能量池的相互作用而进行的。通常背景能量池的尺寸约为 1 mm。因此光丝阵列中不同光丝的背景能量池相互交叠, 在背景能量池的相互作用下光丝之间相互吸引, 从而引起光丝传输方向的偏折。因此, 光丝阵列间距随传输距离逐渐减小。如图 5(e) 所示, 在 $z=280$ cm 位置处, 光丝阵列融合为一条单丝, 进而形成飞秒激光单丝稳定传输。

图 6 为四瓣高斯激光光束的光束阶数选取为 $n=5$ 时非线性成丝的光强空间分布结果。其他初始激光参数与图 3 一致。如图 6(a)~(c) 所示, 在自聚焦作用下每瓣高斯光束的中心光强逐渐增大。传输到 $z=300$ cm 时, 飞秒激光光丝开始产生, 如图 3(d) 所示。随着传输距离增大, 光丝中心光强钳制在 $4 \times$

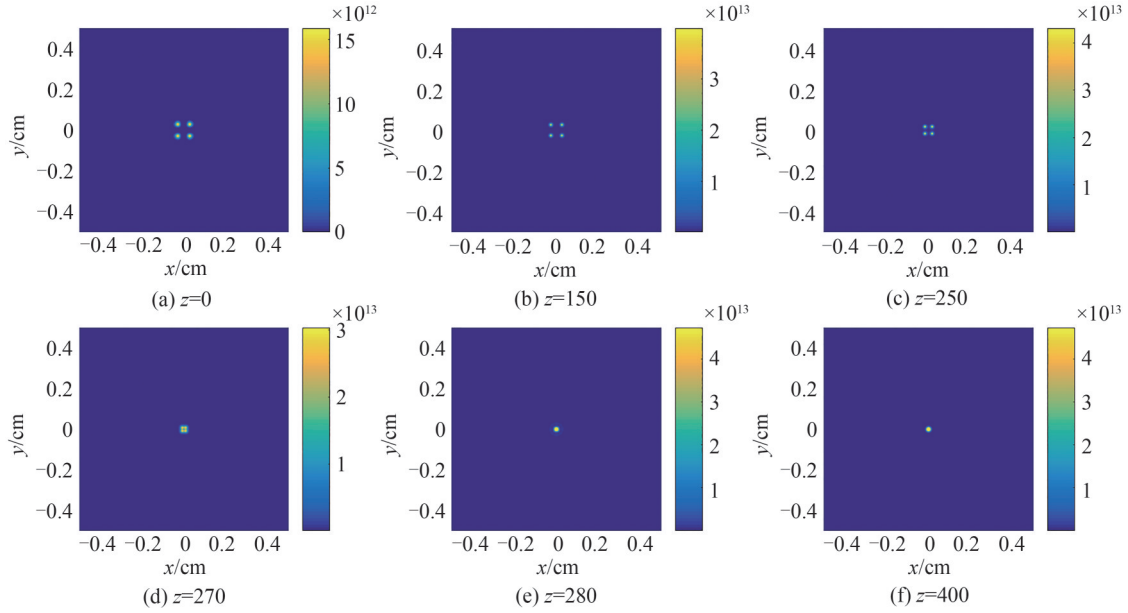


图5 四瓣高斯飞秒激光光束成丝传输到不同距离位置处横截面光强分布($w=0.2$ mm, $n=2$, 初始功率 $32P_{cr}$)
Fig.5 Intensity distributions on the beam cross sections at different distances for the propagation of the four-petal femtosecond laser filaments ($w = 0.2$ mm, $n = 2$, the initial power is $32P_{cr}$)

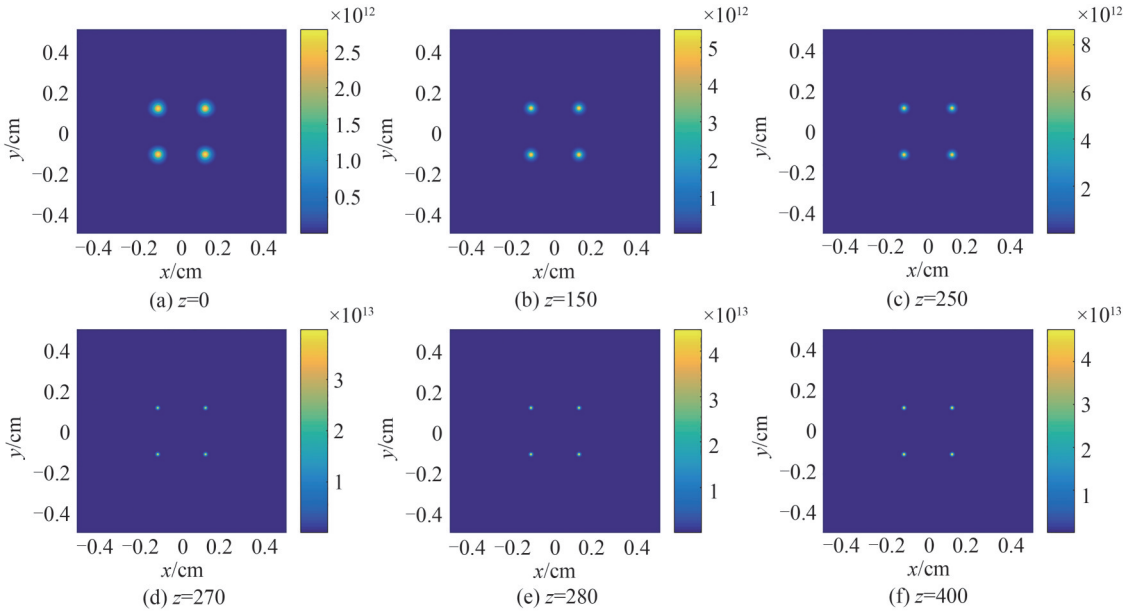


图6 四瓣高斯飞秒激光光束成丝传输到不同距离位置处横截面光强分布($w=0.5$ mm, $n=5$, 初始功率 $32P_{cr}$)
Fig.6 Intensity distributions on the beam cross sections at different distances for the propagation of the four-petal femtosecond laser filaments ($w = 0.5$ mm, $n = 5$, the initial power is $32P_{cr}$)

10^{13} W/cm²左右,同时光丝阵列相邻光丝间距稳定在0.23 cm。由于光丝阵列间距较大,相邻光丝的背景能量池相互影响较小,因此不同光丝之间的相互作用可以忽略,最终形成光丝阵列的远距离稳定传输。

基于式(1)得到四瓣高斯光束在初始入射面上相邻两瓣高斯光束的间距 s 为

$$s = 2n^{1/2}w \quad (6)$$

进一步所产生的稳定传输光丝阵列间距也可由此得到。由式(6)计算得到的图3和图6中的光丝阵列间距与模拟结果高度吻合。当四瓣高斯飞秒激光光束非线性传输产生的光丝阵列间距大于背景能量池尺寸(约1 mm)时,不同光丝之间相互作用较弱,光丝阵列将远距离稳定传输,且间距几乎保持不变。同时光丝阵列间距可通过调节四瓣高斯光束初始束腰半径和光束阶数来控制。当光丝间距小于背景能量池尺寸时,不同

光丝之间将会相互融合,最终形成一条稳定传输的单丝。

图7为四瓣高斯飞秒激光光束成丝过程中心光强和峰值光强随归一化传输距离的变化结果。 $z_0 = kw^2/2$ 为高斯光束瑞利衍射距离, k 和 w 分别为高斯光束波数和束腰半径, z/z_0 即为归一化传输距离。图7(a)对应于图3所示四瓣高斯激光光束非线性传输结果。峰值光强随传输距离增大,在大约 $5z_0$ 处光丝开始产生。由于光丝阵列间距不变,中心光强始终趋近于0。图7(b)对应于图4结果,当降低四瓣高斯激光光束入射功率时,中心光强和峰值光强几乎相一致。传输到 $5z_0$ 至 $7z_0$ 之间,光束出现多次自聚焦的现象。在 $8z_0$ 位置处最终形成稳定的单丝。图7(c)对应于图5结果,由于减小了四瓣高斯光束的初始束腰半径,自聚焦距离随之减小。传输到 z_0 左右时光丝阵列产生,传输至 $17z_0$ 附近光丝阵列最终融合为稳定的单丝。图7(d)对应于图6结果,在 $3z_0$ 位置处,光丝阵列产生,中心位置光强始终趋近于0。

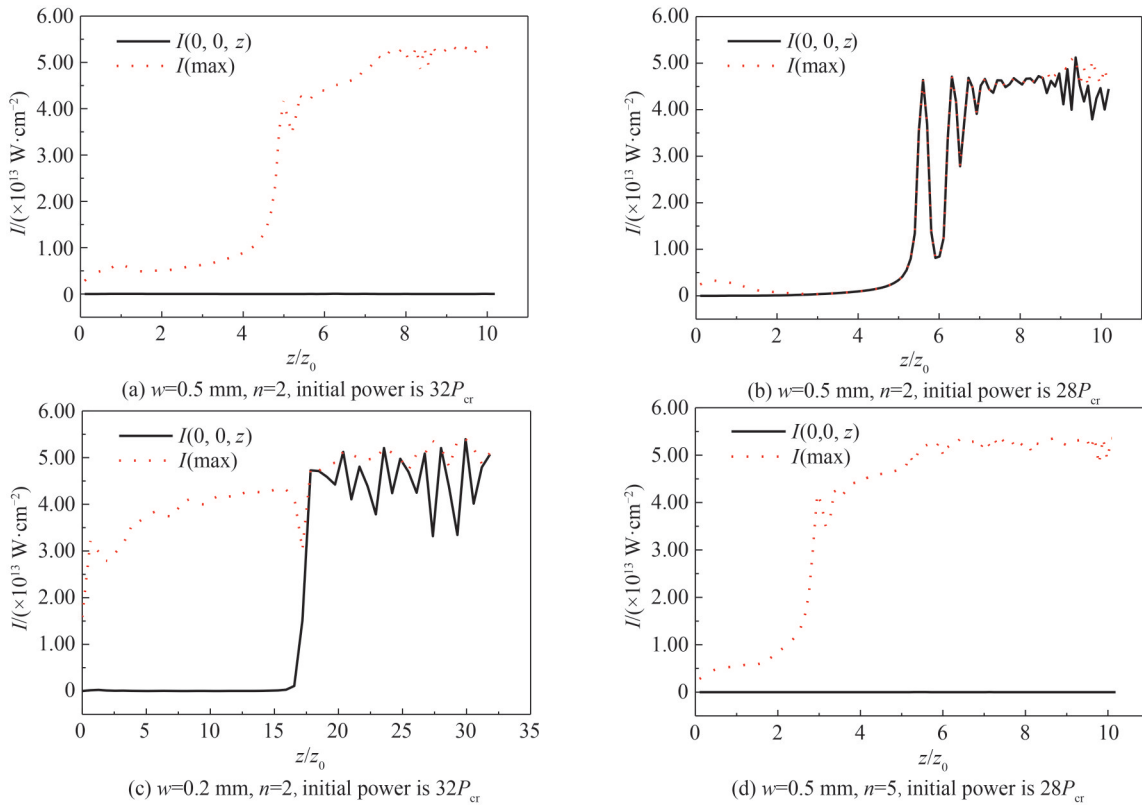


图7 四瓣高斯飞秒激光光束成丝中心光强和峰值光强随归一化传输距离的变化结果

Fig. 7 Central intensity and maximum intensity of the laser filaments by a four-petal femtosecond beam versus normalized propagation distance

实验中,飞秒激光光丝横截面上的光斑图像可以由以下方法表征。选取两个平行的熔融石英楔形透镜插入到激光路径中,每个楔形透镜入射表面的反射率均为10%左右。激光经两个表面反射以后光强将降低到约1%。进一步将提取得到的较低光强的激光经成像系统后由CCD相机采集,即可得到横截面光斑图像。CCD相机前需放置一个带通滤波片,以滤除散射的白光信号。通过移动楔形透镜和CCD相机,即可获得光丝横截面图像在传输方向上的变化。另外,光丝在横截面上的光斑图像同样可以通过在垂直于光丝传输方向上快速扫过热敏纸来粗略获得,通过烧灼热敏纸可以记录得到光丝的轮廓,由此来得到光丝阵列的大致分布。光丝在纵向上的分布可以通过对光丝产生的白光散射进行成像来得到,在光丝侧面上运用显微镜和CCD可以拍摄得到光丝阵列在纵向上的图像^[39]。

3 结论

本文研究了四瓣高斯光束成丝过程的空间分布特性。当初始入射激光功率相对较强时,四瓣高斯光束非线性传输将产生规则的光丝阵列。通过改变四瓣高斯光束的初始束腰半径和光束阶数,可以实现对光丝

阵列间距的调控。光丝阵列间距大于背景能量池尺寸(约1 mm)时,光丝阵列将稳定传输且间距保持不变;光丝阵列小于背景能量池尺寸时,多丝相互融合从而形成稳定的单丝。当每瓣高斯光束初始功率相对较弱且大于自聚焦阈值功率时,将会出现多次自聚焦现象,并最终形成稳定的单丝传输。综上,通过调节四瓣飞秒激光高斯光束功率、尺寸和阶数等初始参数,可实现多丝阵列的有效控制。这项研究工作提供了一种产生二维规则飞秒激光光丝阵列的方法,可为基于飞秒激光多丝阵列的太赫兹波增强、空气激光增强、遥感探测、微波通道以及微粒捕获等实际应用提供理论依据。

参考文献

- [1] JI L, LIANG W, LI D, et al. Influence of a pinhole diameter on the experimental determination of critical power for femtosecond filamentation in air[J]. *Optics Express*, 2022, 30(25): 44886-44895.
- [2] XUE J, ZHANG N, GUO L, et al. Effect of laser repetition rate on the fluorescence characteristic of a long-distance femtosecond laser filament[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(21): 5676-5679.
- [3] KASPARIAN J, RODRIGUEZ M, MEJEAN G, et al. White-light filaments for atmospheric analysis[J]. *Science*, 2003, 301(5629): 61-64.
- [4] BEJOT P, HERTZ E, KASPARIAN J, et al. Transition from plasma-driven to Kerr driven laser filamentation [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(24): 243902.
- [5] RIZAIEV G E, SELEZNEV L V, MOKROUSOVA D V, et al. Terahertz emission pattern from a single-color filament plasma[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(22): 5917-5920.
- [6] YU Z, SU Q, ZHANG N, et al. THz birefringence inside femtosecond laser filament in air [J]. *Optics and Laser Technology*, 2021, 141: 107179.
- [7] KOULOUKLIDIS A D, GOLLNER C, SHUMAKOVA V, et al. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments[J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 1-8.
- [8] RIZAIEV G E, SELEZNEV L V, NIKOLAEVA I A, et al. Observation of conical emission from DC-biased filament at 10 THz[J]. *Optics Letters*, 2023, 48(12): 3147-3150.
- [9] DICAIRE I, JUKNA V, PRAZ C, et al. Spaceborne laser filamentation for atmospheric remote sensing [J]. *Laser Photonics Review*, 2016, 10(3): 481-493.
- [10] DAIGLE J F, KAMALI Y, CHATEAUNEUF M, et al. Remote sensing with intense filaments enhanced by adaptive optics[J]. *Applied Physics B*, 2009, 97(3): 701-713.
- [11] KASPARIAN J, WOLF J P, Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation [J]. *Optics Express*, 2008, 16(1): 466-493.
- [12] LIU Y, CHENG L, DOU X, et al. Guiding performance of 6 GHz electromagnetic wave by single laser plasma filament [J]. *Laser Physics Letters*, 2020, 17(2): 26002.
- [13] ALSHERSHBY M, HAO Z, LIN J. Guiding microwave radiation using laser-induced filaments: the hollow conducting waveguide concept[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2012, 45(26): 265401.
- [14] GRUDTSYN Y V, KORIBUT A V, MIKHEEV L D, et al. Femtosecond pulse self-shortening in Kerr media due to transient regime of multiple filamentation[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, 35: 1054.
- [15] BEJOT P, BILLARD F, PEUREUX C, et al. Filamentation-induced spectral broadening and pulse shortening of infrared pulses in Tellurite glass[J]. *Optics Communications*, 2016, 380: 245-249.
- [16] PAUNESCU G, SPINDLER G, RIEDE W, et al. Multifilamentation of femtosecond laser pulses induced by small-scale air turbulence[J]. *Applied Physics B*, 2009, 96(1): 175-183.
- [17] SPINDLER G, PAUNESCU G. Multifilamentation of femtosecond laser pulses propagating in turbulent air near the ground[J]. *Applied Physics B*, 2009, 96(1): 185-191.
- [18] MITINA E, URYUPINA D, ZHIDOVTSSEV N, et al. Long-range robust multifilament arrays from terawatt femtosecond beam[J]. *Laser Physics Letters*, 2009, 19(1): 015201.
- [19] COOK K, KAR A K, LAMB R A, White-light supercontinuum interference of self-focused filaments in water [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 83: 3861.
- [20] MITRYUKOVSKIY S I, LIU Y, PRADE B, et al. Effect of an external electric field on the coherent terahertz emission from multiple filaments in air[J]. *Applied Physics B*, 2014, 117(1): 265-269.
- [21] ZHAO J, GUO L, CHU W, et al. Simple method to enhance terahertz radiation from femtosecond laser filament array with a step phase plate[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(16): 3838-3841.
- [22] ZHU D, LI C, GAO Z, et al. Nitrogen air lasing induced by multiple filaments array[J]. *Optoelectronics Letters*, 2022, 18(6): 354-359.
- [23] ZHANG Z, ZHANG F, XU B, et al. High-sensitivity gas detection with air-lasing-assisted coherent Raman spectroscopy [J]. *Ultrafast Science*, 2022: 9761458.

- [24] CHATEAUNEUF M, PAYEUR S, DUBOIS J, et al. Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(9): 091104.
- [25] SUN X, GAO H, ZENG B, et al. Multiple filamentation generated by focusing femtosecond laser with axicon[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(5): 857-859.
- [26] GAO H, CHU W, YU G, et al. Femtosecond laser filament array generated with step phase plate in air [J]. *Optics Express*, 2013, 21(4): 4612-4622.
- [27] MAJUS D, JUKNA V, VALIULIS G, et al. Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(3): 033843.
- [28] JHAJJ N, ROSENTHAL E W, BIRNBAUM R, et al. Demonstration of long-lived high-power optical waveguides in air [J]. *Physical Review X*, 2014, 4(1): 011027.
- [29] LI P P, CAI M Q, LU J Q, et al. Control of femtosecond multi-filamentation in glass by designable patterned optical fields[J]. *AIP Advances*, 2016, 6(12): 125103.
- [30] SCHROEDER H, LIU J, CHIN S L. From random to controlled small-scale filamentation in water[J]. *Optics Express*, 2004, 12: 4768.
- [31] XU L T, LI D W, CHANG J W, et al. Helical filaments array generated by femtosecond vortex beams with lens array in air[J]. *Results in Physics*, 2021, 26: 104334.
- [32] ZVORYKIN V D, GONCHAROV S A, LONIN A A, et al. Arrangement of multiple UV filaments by periodic amplitude masks[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 2017, 402: 331-335.
- [33] DUAN K, LU B. Four-petal Gaussian beams and their propagation [J]. *Optics Communications*, 2006, 261 (2) : 327-331.
- [34] COUAIRON A, MYSYROWICZ A. Femtosecond filamentation in transparent media[J]. *Physics Reports*, 2007, 441 (2-4): 47-189.
- [35] KASPARIAN J, SAUERBREY R, CHIN S L. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air[J]. *Applied Physics B*, 2000, 71(6): 877-879.
- [36] FIBICH G, EISENMANN S, ILAN B. Control of multiple filamentation in air[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(15): 1772-1774.
- [37] DUBIETIS A, TAMOSAUSKAS G, FIBICH G. Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(10): 1126-1128.
- [38] AKOZBEK N, SCALORA M, BOWDEN C M, et al. White-light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air[J]. *Optics Communications*, 2001, 191: 353-362.
- [39] SUN X, ZENG T, GAO H, et al. Power dependent filamentation of a femtosecond laser pulse in air by focusing with an axicon[J]. *Journal of Physics B*, 2015, 48: 094004.

Multifilament Array Generation and Control with a Four-petal Gaussian Femtosecond Laser Beam

ZENG Tao¹, YI Yuliang^{1,2}, GUO Lanjun³

(1 *School of Physical Science and Technology, Chongqing Key Laboratory of Micro & Nano Structure Optoelectronics, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

(2 *College of Chemistry, Liaoning Province Key Laboratory for Green Synthesis and Preparative Chemistry of Advanced Materials, Liaoning University, Shenyang 110036, China*)

(3 *Institute of Modern Optics, College of Electronic Information and Optical Engineering, Tianjin Key Laboratory of Micro-scale Optical Information Science and Technology, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

Abstract: When femtosecond laser beam power is much larger than the critical power for self-focusing, the beam breaks up into multiple filaments, which have appeared as a promising medium for multichannel white-light radiation, enhanced terahertz generation, enhanced air lasing, and waveguiding of microwave radiation. These applications rely on the realization of a high reproducibility and regular localization of multifilament array pattern. A four-petal Gaussian beam can evolve into a number of mirror symmetric petals in the far field and the petals of higher order beams can be equally spaced. Moreover, the space among the petals is determined by the beam order. Therefore, the four-petal Gaussian beam are a promising beam type for the generation and control of a regular multifilament array. In this study, the linear

propagation of a four-petal Gaussian laser beam has been simulated based on Helmholtz wave propagation equation. The result shows that the four-petal Gaussian laser beam evolve into more petals in the far field. A 3×3 laser beam array is generated with beam waist of 0.5 mm and beam order of 2. Further, the spatial distribution of the laser filaments from a four-petal Gaussian femtosecond laser beam has been investigated based on the nonlinear wave propagation equation. When the total laser power of the four-petal Gaussian femtosecond laser beam is $32P_{cr}$, a 2×2 regular multifilament array is generated finally. Here, P_{cr} is a critical laser power for self-focusing, which is a critical value for the formation of a laser filament. The waist radius and beam order of the four-petal laser beam are set to be 0.5 mm and 2 respectively. The separation between to closed filaments in the laser array would remain at 0.146 cm. If the beam order is set to be 5, the separation between to closed filaments would increase and remain at 0.23 cm. When the total laser power of the four-petal Gaussian femtosecond laser beam is $28P_{cr}$, the waist radius and beam order of the four-petal laser beam are 0.5 mm and 2, the laser beam would split and emerge together during the self-focusing process, leading to a single laser filament occurrence finally. When the waist radius of the four-petal Gaussian femtosecond laser beam is 0.2 mm, the total laser power and beam order are $28P_{cr}$ and 2, a regular multifilament array is generated. The separation between two closed laser filaments is around 0.05 cm at the initial stage. Then the separation decreases versus the propagation distance and the multifilament array emerge into a single laser filament finally. The above results indicate that when the input power of a four-petal Gaussian femtosecond laser beam is relative strong, a regular multifilament array will be generated. At the source plane of the four-petal Gaussian laser beam, the separation of the four petals is directly proportional to both the square root of the beam order and the waist radius. Thus, the multifilament array space can be tuned by the initial beam waist and beam order. Generally, the size of the filament background energy reservoir is about 1 mm, which can influence the interaction between two closed filaments in the multifilament array. When the separation is larger than the size of the background energy reservoir, the multifilament array propagates stably and the separation remains constant. When the separation is less than the size of the background energy reservoir, the separation decreases versus propagation distance and the multifilament array evolves into a single filament finally. When the input power of the four-petal Gaussian femtosecond laser beam is relatively low and still larger than the critical power for self-focusing, the multiple self-focusing phenomenon will occur. The laser beam evolves into a single filament finally. This study has provided a new method for the generation of a regular multifilament array and could pave the way to some potential applications relying on multifilament arrays, such as enhanced terahertz generation, air lasing, and waveguiding.

Key words: Femtosecond laser filament; Multifilament array; Four-petal Gaussian beam; Beam order; Spatial distribution

OCIS Codes: 140.3290; 320.2250; 320.7110; 320.7120