

文章编号: 0253-2239(2001)04-390-04

# 强激光超高斯光束形成的自聚焦环的分裂与抑制

唐永林<sup>1)</sup> 张小民<sup>2)</sup> 景 峰<sup>2)</sup> 陈建国<sup>1)</sup> 李大义<sup>1)</sup>

1), 四川大学光电系, 成都 610064

2), 中国工程物理研究院核物理与化学研究所高温高密度等离子体  
物理国防科技重点实验室, 绵阳 621900

**摘要:** 通过数值求解非线性近轴波方程, 详细描述了在钽玻璃介质中传输的强激光圆对称超高斯光束形成的自聚焦环, 并展示了初始光束受到扰动引起环分裂的现象。对于峰值光强一定的光束, 合理地选择其阶数和宽度, 可以降低自聚焦成环效应, 从而降低因自聚焦环分裂在光束边缘出现的细光束对介质造成的成丝破坏。

**关键词:** 自聚焦环; 克尔介质; 超高斯光束

中图分类号: O437.5 文献标识码: A

## 1 引 言

作为惯性约束聚变驱动器的高功率激光系统, 为了达到点火目标, 单脉冲输出的峰值功率要超过 500 TW 量级。因此在传输、放大和倍频等过程中大量的非线性效应必须研究得非常清楚。

在克尔介质中传输的强激光光束的分裂, 是介质遭受成丝破坏的主要原因之一<sup>[1]</sup>。光束分裂与初始光束的光强和相位分布有关。一无限大均匀平面波垂直射入介质, 光束充满整个介质横截面, 则光束在介质中传输时强度分布不会发生任何变化, 更不会出现光束分裂现象。但实际光束不可能如此理想, 光束横向总存在不同程度的调制。正因这些调制的存在, 光束最终会因自聚焦而分裂。基于 B-T (Bespalov-Tanlanov) 理论<sup>[2]</sup>的平面波扰动分析对被研究的光束作了无限大平面波近似(因此在传输过程中可以认为不变), 且认定调制满足扰动条件。这样可以把非线性近轴波方程线性化, 从而得到一近似解析解, 由此分析了小尺度纹波调制增长的一般规律。将 B-T 理论用于高功率激光系统的设计则归功于美国科学家<sup>[3]</sup>。但是, 这个简化理论在实际应用中受到了很大的限制。对于惯性约束聚变激光驱动器而言, 在介质内传输的光束可以用一定阶数的超高斯光束来描述。这意味着即便在没有调制的理想情况下, 背景光强也不能作无限大平面波近似。小尺度调制光强的增长主要来源于背景光强, 光束传输时背景光强必然随着小尺度调制的增长而下

降。因此认定背景光强随传播距离不变, 违背了能量守恒定律。同时, 诸如衍射环、吸收中心等因素引起的调制不一定都满足扰动条件, 即便初始光束的调制可视为扰动, 但在传输过程中调制要增长, 当其增长到一定程度时调制就不能再视为扰动。也就是说, 用 B-T 理论只能分析远远大于克尔介质横向尺寸的光束在其中传输的最初一段距离内的可视为扰动的初始调制的增长规律。

Campillo 等人<sup>[4]</sup>观察到了射入克尔介质的高斯光束衍射环的空间分裂现象, 暗示小尺度纹波调制引起的强烈细丝首先出现在衍射环上, 展示了扰动增长在光束横向上的差异。详细的理论分析需借助数值计算才能进行<sup>[5,6]</sup>。Feit 和 Fleck<sup>[6]</sup>采用数值计算求解的方法解释了衍射环的分裂现象。Feit 等人分别追踪一个受到振幅或相位扰动的单环光束在克尔介质中传输时分裂的过程, 这些结果能够很好地解释实验所观察到的现象。

据我们所掌握的资料来看, 一个具有旋转对称的超高斯光束在克尔介质里传输自导引形成的环的分裂还未见报道。数值计算结果表明, 强激光圆对称超高斯光束(RSSGB)在钽玻璃介质中传输时, 整体光束收缩的同时在光束边缘处要形成环。可把这种因自聚焦而形成的环称作自聚焦环。当初始光束受到扰动时, 在最初的一段距离内全光束自聚焦占主导地位, 自聚焦环在光束边缘处仍然出现, 之后小尺度自聚焦很快超过全光束自聚焦, 结果导致自聚焦环的分裂。分裂出来的细光束具有相当高的光强, 可能对介质造成很严重的成丝破坏。如果对超

高斯光束的参量进行合理的选择,可以有效地抑制光束边缘出现的细光束。

## 2 基本方程

初始光束为圆对称超高斯光束,可描述为:

$$E(0) = E_0[1 + \delta(r)] \exp[-(r/r_0)^{2N}/2] \times \exp[-i\phi_0(r)], \quad (1)$$

式中,  $E_0$  为初始光束峰值电场振幅,  $r_0$  是当光束强度下降到  $e^{-1}$  时的半宽,  $N$  为超高斯光束的阶数,  $\delta$  为光束受到的初始扰动因子,  $\phi_0$  为光束的初始相位。为了简化分析,本文只限于讨论  $\phi_0$  为零的情况。中心对称的掺钕玻璃属于克尔介质,强激光圆对称超高斯光束在其中的非线性传输行为可以用非线性近轴波方程来描述<sup>[5]</sup>:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 E + i \frac{k}{n_0} \nu E. \quad (2)$$

上式中,  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial r^2 + (\partial/\partial r)/r$ , 波矢  $k$  沿传播方向  $z$ , 其大小为  $2\pi n_0/\lambda$ ,  $\lambda$  是真空波长,  $n_0$  为介质折射率,  $\nu$  是非线性折射率系数,  $I$  为光强,  $E$  为规范化电场包络的值( $|E|^2 = I$ )。在此已假设  $E$  沿  $z$  方向慢变, 介质为瞬时响应, 并忽略群速度色散, 以及高阶色散和高阶衍射。非线性折射率引起的非线性相移  $\phi_{NL}$  为:

$$\phi_{NL} = k \nu I z / n_0. \quad (3)$$

上式表明, 非线性相移与光束强度成正比。对于形如(1)式的圆对称超高斯光束而言, 如果只考虑无任何扰动情况下,  $I = |E_0|^2 \exp[-(r/r_0)^{2N}]$ , 非线性相移在光束中心处最高, 接着缓慢下降, 在光束边缘处急剧下降到接近于零。如此的相位弯曲必然导致光束的收缩。同时由于光束收缩的程度在不同  $r$  处并不一致, 结果导致光束在某处光强增长形成环。这是基于全光束自聚焦而不是衍射作用的结果, 因此在本文中被称为自聚焦环。

## 3 计算结果与分析

### 3.1 自聚焦环的形成与分裂

采用基于快速傅里叶变换的分步傅里叶变换方法来进行数值计算<sup>[5]</sup>, 得到了自聚焦环, 如图 1 所示。所使用的参数如下:  $\nu = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ,  $n_0 = 1.54$ ,  $\lambda = 1.053 \text{ nm}$ ,  $N = 12$ ,  $r_0 = 7 \text{ mm}$ ,  $I_0 = 5 \text{ GW/cm}^2$ ,  $\delta = 0$ , 介质的径向尺寸  $d = 20 \text{ mm}$ 。从图 1 中可见, 圆对称超高斯光束在传输了 50 cm

距离后就形成了明显的环。

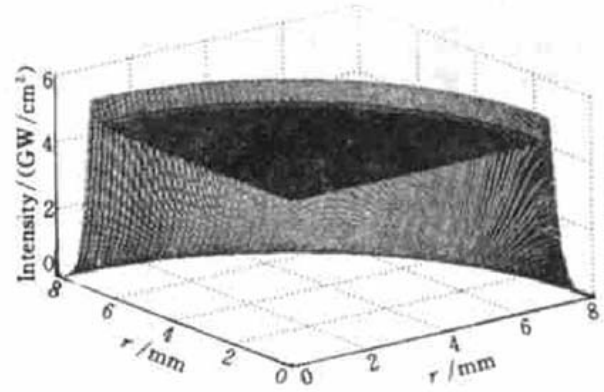


Fig. 1 The intensity distribution of self-focusing ring for incident RSSGB with  $N = 12$ ,  $r_0 = 7 \text{ mm}$ ,  $I_0 = 5 \text{ GW/cm}^2$ , at the plane of  $z = 50 \text{ cm}$

自聚焦环的峰值光强记作  $I_{\max}$ , 它反映了全光束自聚焦成环效应的强弱。自聚焦环的强弱依赖于光束初始参量  $I_0$  的大小, 并随着  $I_0$  的增加而增加, 如图 2 所示。图 2 给出了不同  $I_0$  的光束传输 80 cm 后,  $I_{\max}$  与  $I_0$  之比随  $I_0$  的变化曲线。 $I_{\max}/I_0$  越大自聚焦成环效应越显著。在  $I_0$  较低的情况下,  $I_{\max}/I_0 \approx 1$ , 表明低强度光束不会形成自聚焦环。追踪考察光束在这个距离内的传输过程, 发现其光强分布依然保持初始形式, 这一事实说明了衍射对成环的贡献很小, 分析时可以忽略。

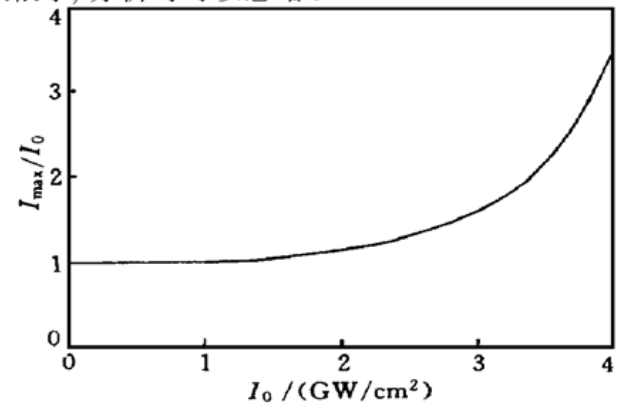


Fig. 2 Variation of  $I_{\max}/I_0$  with  $I_0$  for incident RSSGB with  $N = 12$ ,  $r_0 = 7 \text{ mm}$ , at the plane of  $z = 80 \text{ cm}$

图 3 给出了圆对称超高斯光束在传输 80 cm 的过程中不同位置处的横向光强分布, 显示了自聚焦环的演变。为了更清楚地展示光束边缘的环形结构, 图 3 给出的横坐标是从距光束中心零有 5 mm 的位置开始的。从图中可以看到, 自聚焦使光束收缩, 环中心光强越来越强。在传输了 80 cm 后, 环中心光强比平均光强强好几倍。这样高的光强集中在如此小的尺寸上, 是十分危险的。因为一旦初始光束具有小尺度的纹波调制, 或在介质中传输时受到介质不均匀的扰动时, 将导致灾难性的后果, 这一点

在图 4 中可以看到。在图 4 中给出了初始光束受到随机扰动后在介质中传输 80cm 后的光强分布。扰动因子  $\delta$  在入射平面上是随机分布的(由计算机给出), 而其幅度满足  $0 < \delta < 0.01$ 。可以看出, 环上出现了光强高达近  $200 \text{ GW/cm}^2$  的细光束。本文给的扰动在光束横向上是满足统计均匀分布的, 但因全光束自聚焦效应的存在, 扰动的增长在光束横向方向上出现了差异。在自聚焦环处, 小尺度扰动得到了最大的增长。因此要降低自聚焦引起介质的成丝破坏, 首先要克服整体光束的自聚焦, 降低自聚焦成环效应。

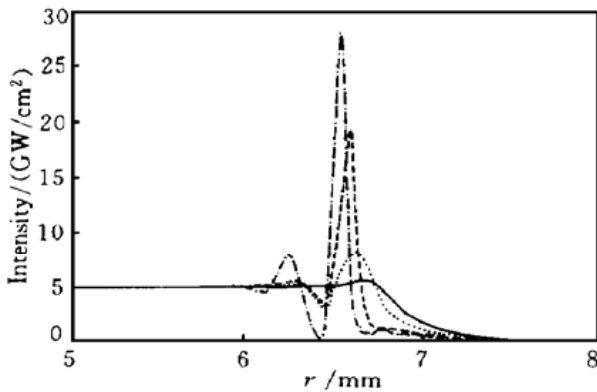


Fig. 3 Radial intensity profiles of self-focusing ring for incident RSSGB with  $N = 12$ ,  $r_0 = 7 \text{ mm}$ ,  $I_0 = 5 \text{ GW/cm}^2$ . Solid, short dashed, long dashed, and dash-dotted lines are for  $z = 50, 60, 70$ , and  $80 \text{ cm}$ , respectively

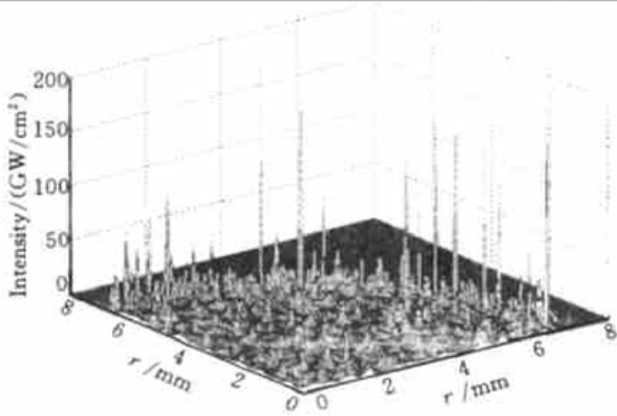


Fig. 4 The intensity distribution of self-focusing ring for incident RSSGB with  $N = 12$ ,  $r_0 = 7 \text{ mm}$ ,  $I_0 = 5 \text{ GW/cm}^2$ , at the plane of  $z = 80 \text{ cm}$  when the initial amplitude was perturbed randomly with  $0 < \delta < 0.01$

### 3.2 自聚焦环的抑制

在计算中发现, 全光束自聚焦成环效应与超高峰光束的参量 ( $E_0$ ,  $r_0$  和  $N$ ) 有很大的关系。随着  $|E_0|^2$  的增加, 光束的自聚焦作用也增大(如图 2 所示)。但是, 总是期望在尽量高的光强条件下, 尽可能地降低全光束自聚焦环的形成。下面用环峰值光强的大小来展示全光束自聚焦的强弱与光束参量 ( $r_0$  和  $N$ ) 的关系。

图 5 是圆对称超高峰光束在介质中传输 60 cm

以后,  $I_{\max}/I_0$  分别随  $r_0$ [图 5(a),  $N = 12$ ] 和  $N$ [图 5(b),  $r_0 = 7 \text{ mm}$ ] 的变化曲线。实线、虚线分别是  $\gamma = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  和 0 的情况, 计算的其它参量与图 1 相同。图中虚线实际上反映了没有三阶克尔效应而只有衍射作用时, 衍射的成环效应是相当弱的。图 5(a) 中实线表明, 不同  $r_0$  的初始光束在非线性质中呈现出不同强弱的全光束自聚焦成环现象。当由小到大改变  $r_0$  时, 环的峰值光强先由很强迅速降低, 在某个  $r_0$  处达到一个极小值; 然后再有一点增加, 在某个  $r_0$  处又出现一个极大值, 之后就一直减小。环的峰值光强随横向坐标的变化可以这样来定性解释: 当  $r_0$  较小时, 非线性折射率对  $r$  的梯度较大, 因此引起的相位弯曲就很厉害, 自聚焦成环效应也就很显著; 当光束宽度接近介质径向尺寸时, 介质边缘效应的加入使全光束自聚焦有所增加; 当光束很宽时, 介质内的光强分布可以近似认为是均匀的, 因此全光束自聚焦成环效应很弱。选择  $r_0$  在几个毫米左右, 既具有较低的全光束自聚焦成环效应, 又能兼顾上级输出的光能量的充分利用。

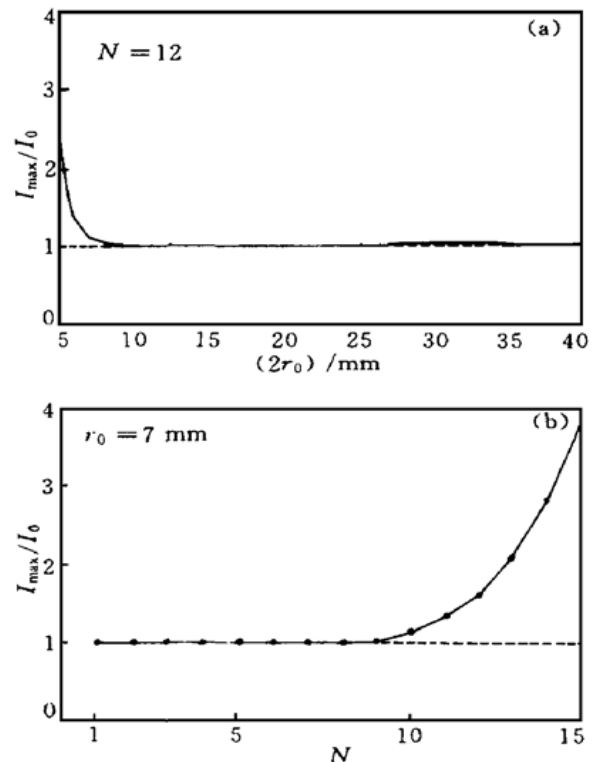


Fig. 5 The dependence of  $I_{\max}/I_0$  on different  $r_0$  [Fig. 5(a)] or  $N$  [Fig. 5(b)], for incident RSSGB with  $I_0 = 5 \text{ FW/cm}^2$ ,  $z = 60 \text{ cm}$ . Dashed and solid lines are for  $\gamma = 0, 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ , respectively

图 5(b) 实线表明, 不同阶的超高峰光束在非线性质中传输时, 全光束自聚焦效应是不同的。  $N$  越小, 超高峰光束的边缘越平缓, 全光束自聚焦效应越弱; 随着  $N$  的增大, 光束边缘越来越陡, 全光束自

聚焦效应也越来越严重。要降低全光束自聚焦效应, 就要降低超高斯光束的阶数; 但是从填充因子这个角度来看, 又希望阶数尽可能的高。因此, 根据实际情况, 可选择超高斯光束的阶数在 8 以下。

在图 6 中, 给出了  $N = 4, r_0 = 7 \text{ mm}$  的圆对称超高斯光束受到随机扰动传输 80 cm 后的光场强度分布, 计算的其它参量与图 4 相同。从图 6 可见, 扰动在光束边缘获得最大增长的现象消失了, 在光束内出现了一些随机分布的较强的细光束, 但和环上分裂的细光束相比强度则小多了。因此可以说降低整体光束的自聚焦环就能很大程度上降低自聚焦对介质造成的成丝破坏。

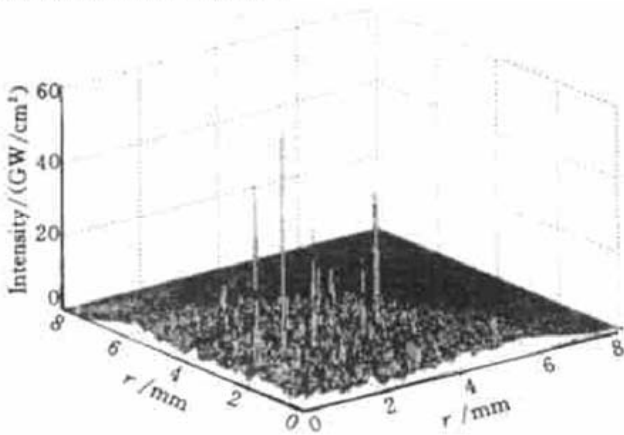


Fig. 6 Intensity distribution of RSSGB with  $N = 4, r_0 = 7 \text{ mm}$ ,  $I_0 = 5 \text{ GW/cm}^2$ , at  $z = 80 \text{ cm}$ , when the initial field was perturbed randomly to amplitude with  $0 < \delta < 0.01$

**结论** 数值计算结果和分析表明, 在无小尺度纹波调制的理想情况下, 自聚焦可以超过衍射使圆对称超高斯光束形成自聚焦环。自聚焦环可能因为扰动而分裂, 光束边缘出现强度很高的细光束, 这将造成介质很大程度上的成丝破坏。适当地选择圆对称超高斯光束的初始参量, 可以降低自聚焦环的形成, 从而降低光束边缘对介质造成的成丝破坏。因此对于实际系统可以通过光束的空间整形来降低全光束自聚焦成环效应。

### 参 考 文 献

- [1] Shen Y R. *The Principles of Nonlinear Optics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984. 303~ 333
- [2] Bepalov V I, Tanlanov V I. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids. *Sov. Phys. JETP Lett.*, 1966, **3**(7): 307~ 310
- [3] Aikens D. Derivation of preliminary specifications for transmitted wavefront and surface roughness for large optics used in inertial confinement fusion. *Proc. SPIE*, 1996, **2633**: 350~ 360
- [4] Campillo A J, Shapiro S L, Suydam B R. Periodic breakup of optical beams due to self-focusing. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**(11): 628~ 630
- [5] Fleck J A, Morris J R, Bliss E S. Small-scale self focusing effects in a high power glass laser amplifier. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, **QE-14**(5): 353~ 363
- [6] Feit M D, Fleck J A Jr. Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in the self-focusing of optical beams. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(3): 633~ 640

## Breakup and Suppression of Self-Focusing Rings Originated From high Intensity Super-Gaussian Beams

Tang Yonglin<sup>1)</sup> Zhang Xiaoming<sup>2)</sup> Jing Feng<sup>2)</sup> Chen Jianguo<sup>1)</sup> Li Dayi<sup>1)</sup>

1), *Optoelectronics Department, Sichuan University, Chengdu 610064*

2), *National Key Laboratory of Laser Fusion, Institute of Nuclear Physics and Chemistry, CAEP, Mianyang 621900*

(Received 8 October 1999; revised 24 January 2000)

**Abstract:** In this work, the self-focusing ring originated from a rotation symmetric super-Gaussian beam (RSSGB) incident on the Nd: glass medium is described in detail, with the aid of the numerical solution to the nonlinear paraxial wave equation. For a RSSGB with initial undulations, the self-focusing ring may split after traveling certain distance inside the nonlinear medium, resulting in some high intensity filaments near the verge of the beam. For a RSSGB with a certain peak power, one can select the width and rank of the beam to suppress the formation of the self-focusing ring, so that the filaments due to the breakup of self-focusing rings may be eliminated finally.

**Key words:** self-focusing ring; Kerr medium; super-Gaussian beam