

考虑钕玻璃放大器增益特性的光谱色散匀滑系统性能研究

江秀娟 唐一凡 王利 李菁辉 王博 项颖

Performance of smoothing by spectral dispersion with consideration of the gain characteristic of Nd:glass amplifier

Jiang Xiu-Juan Tang Yi-Fan Wang Li Li Jing-Hui Wang Bo Xiang Ying

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 124204 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.124204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.124204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I12>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超短激光脉冲波形的单次测量技术

[A new technique for measuring single-shot ultrashort laser pulse](#)

物理学报.2017, 66(4): 044204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044204>

像散正弦-高斯光束的分数傅里叶变换与椭圆空心光束产生

[Fractional Fourier transform of astigmatic sine-Gaussian beams and generation of dark hollow light beams with elliptic geometry](#)

物理学报.2016, 65(20): 204204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204204>

像散飞秒贝塞尔光在石英玻璃中刻写双芯光波导的研究

[Double-core optical waveguides fabricated by astigmatic femtosecond Bessel beam in silica glass](#)

物理学报.2016, 65(19): 194210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194210>

四瓣高斯光束的 Gyrator 变换性质和矩形空心光束的产生

[Gyrator transform of four-petal Gaussian beam and generation of rectangular hollow beam](#)

物理学报.2016, 65(12): 124204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.124204>

利用 Kagome 光纤实现多芯光子晶体光纤的输出合束

[The beam combination of multi-core photonic crystal fiber by using the Kagome fiber](#)

物理学报.2016, 65(2): 024206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024206>

# 考虑钽玻璃放大器增益特性的光谱色散匀滑系统性能研究\*

江秀娟<sup>1)†</sup> 唐一凡<sup>2)</sup> 王利<sup>3)</sup> 李菁辉<sup>3)</sup> 王博<sup>4)</sup> 项颖<sup>2)</sup>

1) (广东工业大学机电工程学院, 广州 510006)

2) (广东工业大学信息工程学院, 广州 510006)

3) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

4) (广东工业大学物理与光电工程学院, 广州 510006)

(2017年2月16日收到; 2017年3月19日收到修改稿)

采用数值方法研究了钽玻璃放大器的增益特性对高功率激光系统中光谱色散匀滑单元性能的影响. 分析结果表明, 入射光中心波长与放大器增益曲线中心波长不一致时, 焦斑强度分布会受到一定的影响, 且该影响随放大倍数增大趋于明显, 而两个波长一致时, 强度分布变化较小. 靶面焦斑整体的辐照均匀性则主要取决于经过相位调制后的激光束的带宽, 放大器的增益特性对其空间功率谱及均匀性无明显的影响. 所得结论为光谱色散匀滑单元在激光系统中的实际应用提供了重要的理论参考.

**关键词:** 惯性约束聚变, 光谱色散匀滑, 钽玻璃激光放大器, 增益特性

**PACS:** 42.60.Jf, 42.25.Bs, 42.60.By, 42.60.Da

**DOI:** 10.7498/aps.66.124204

## 1 引言

惯性约束核聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 对能源发展具有重要意义, 其研究的关键在于建造具有高功率、高光束质量的激光系统. 在 ICF 实验中, 为了有效抑制高温等离子体的瑞利-泰勒不稳定性<sup>[1]</sup>, 对靶面的辐照均匀性有相当高的要求, 由此发展出大量的光束匀滑技术, 它们大体可分为空间域和时间域两类. 在国内的“神光 II”装置, 透镜列阵 (lens array, LA) 是目前可采用的一种重要的空间域匀滑技术<sup>[2,3]</sup>. 光谱色散匀滑 (smoothing by spectral dispersion, SSD) 则是一种可以应用到高功率大能量玻璃激光系统的时间域技术<sup>[4]</sup>, 它在美国罗切斯特大学的 OMEGA 装置上

首先使用, 取得了较好的光束匀滑效果<sup>[5]</sup>, 之后得到了多国研究人员的重视<sup>[6,7]</sup>. 通过理论和实验探索, 我们发现在“神光 II”装置中将 LA 和 SSD 两种技术相结合的方案是可行的<sup>[8,9]</sup>.

在 ICF 激光驱动器中采用 SSD 技术时, 光谱色散后的激光束需在后续光路经过多级放大器与空间滤波器, 李菁辉等<sup>[10]</sup>、张锐等<sup>[11]</sup>已分析过空间滤波器对光束匀滑效果的影响, 而钽玻璃放大器增益特性造成的影响尚未见相关研究. 放大器将注入的种子激光能量逐级放大到靶面所需的能量水平, 其是装置最重要的系统之一<sup>[12,13]</sup>, 不仅占总造价的很大比例, 而且在很大程度上决定了系统的总体性能. 国内外 ICF 激光驱动器如美国国家点火装置<sup>[14]</sup>、中国神光系列激光装置等均采用了氙灯抽运钽玻璃的片状放大器系统<sup>[15]</sup>. 基于国产

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11204043, 11374067) 和中国科学院高功率激光物理重点实验室开放基金 (批准号: SG-001103) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiangxj@gdut.edu.cn

的N31型磷酸盐钕玻璃,王晓东等<sup>[16]</sup>在1998年报道了氙灯抽运的钕玻璃再生放大器,总增益为 $10^6$ . 2008年,王江峰等<sup>[17]</sup>研究了1 Hz重复频率下高稳定钕玻璃再生放大技术,总增益为 $10^7$ .

本文主要研究高功率激光系统中钕玻璃放大器增益特性对SSD效果的影响.文中通过二维数值计算对采用放大器后靶面焦斑的强度分布进行了分析,并进而考察钕玻璃放大器的光谱特性、放大倍数以及激光带宽、入射光中心波长与放大器增

益曲线中心波长的偏移等因素对靶面辐照均匀性的影响.

## 2 理论分析

图1为高功率固体激光驱动器简化的光路图.SSD单元置于振荡器之后,种子激光经过多级空间滤波器和放大器实现扩束和放大,在终端再通过LA进行空间匀滑,最后通过主聚焦透镜会聚到目标靶面,形成焦斑.

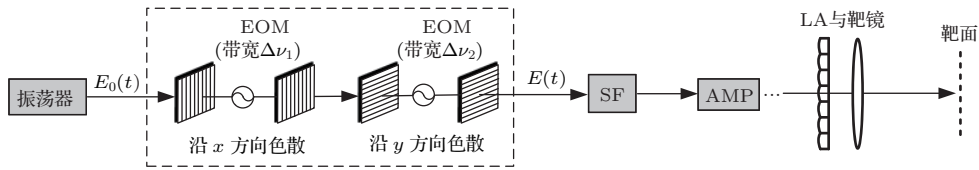


图1 激光驱动器的光路示意图 (EOM为电光相位调制器, SF为空间滤波器, AMP为放大器, LA为透镜阵列)  
Fig. 1. Schematic of the laser driver (EOM, electro-optic modulator; SF, spatial filter; AMP, amplifier; LA, lens array).

### 2.1 光谱色散匀滑

SSD的原理如图2所示,在一维SSD系统中<sup>[4]</sup>,窄带激光束经过一个电光相位调制器(electro-optic modulator, EOM),其频谱被展宽;光束再通过光栅 Grating 2产生光谱色散,使不同的频率成分在空间展开(为了纠正该光栅引起的时间延迟,在调制器前放置一个预补偿光栅 Grating 1).该系统使光束在一个方向上(如沿x轴)发生色散,靶面焦斑在该方向上得到匀滑.在二维光谱色散匀滑(two-dimensional SSD, 2D-SSD)系统中<sup>[18]</sup>,使用两套上述的光栅和调制器,两个调制器具有不同的调制频率,光束先后被它们展宽光谱,两套光栅再使其在两个相互垂直的方向发生色散,焦斑将得到两维的匀滑.

经过EOM的相位调制激光具有分立的频谱结构,设两个EOM的调制角频率和调制深度分别为 $(\omega_1, \delta_1)$ ,  $(\omega_2, \delta_2)$ ,相应的频谱宽度可近似表示为 $\Delta\nu_1 = \omega_1 \delta_1 / \pi$ ,  $\Delta\nu_2 = \omega_2 \delta_2 / \pi$ .取四个光栅的色散系数 $\Delta\theta / \Delta\lambda$ 相同(其中 $\Delta\theta$ 为光束发散角,  $\Delta\lambda$ 为光束带宽).若入射激光的中心角频率为 $\omega_0$ ,空间强度分布为 $A_0(x, y)$ ,则经过2D-SSD的光场可表示为<sup>[18]</sup>

$$E(x, y, t) = A_0(x, y) \sum_{n_1 n_2} J_{n_1}(\delta_1) J_{n_2}(\delta_2) \times \exp(in_1 \alpha_1 x + in_2 \alpha_2 y) \times \exp[i(\omega_0 + n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2)t], \quad (1)$$

式中 $J_{n_1}$ 和 $J_{n_2}$ 为第一类贝塞尔函数,理论上求和时整数 $n_1$ 和 $n_2$ 可在 $-\infty$ 至 $+\infty$ 之间取值,实际中近似取为 $|n_1| \leq \delta_1$ ,  $|n_2| \leq \delta_2$ ;  $\alpha_{1,2} = 2\pi \cdot (\Delta\theta / \Delta\lambda) \cdot (\omega_{1,2} / \omega_0)$ 表示空间色散程度.该激光束聚焦到靶面上,在某一瞬时,靶面的光强分布有高度的干涉强度调制,但是由于参与干涉的子光束频率不同,干涉条纹会随时间快速变化,在一段时间内的平均光强分布将是均匀的.在应用SSD进行时间意义上的匀滑时,一般而言较大的频谱宽度更有利于靶面辐射均匀性的改善.

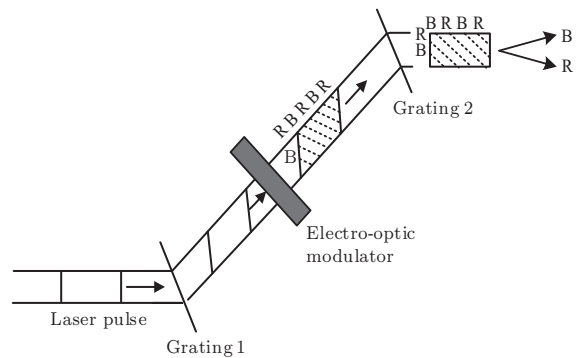


图2 SSD的原理图  
Fig. 2. Schematic of SSD.

## 2.2 钕玻璃放大器

按光放大器的工作方式来划分,工作物质两端面无反射的为行波放大器,而两端面有一定反射且光传输方向垂直于端面的为再生放大器. 设钕玻璃放大器的实际工作长度为 $l$ ,小信号增益系数为 $g$ ,入射到放大器的光强为 $I_{in}$ ,放大后的光强为 $I_{out}$ ,若不考虑损耗,放大器的放大倍数为

$$G = I_{out}/I_{in} = \exp(gl). \quad (2)$$

图3为钕玻璃放大器在1049—1057 nm波长范围内的小信号增益系数,可见其为入射激光波长的函数. 如前所述,激光系统采用SSD单元后,光束的频谱被展宽,它们通过钕玻璃放大器后将获得不同程度的放大. 将放大器的小信号增益系数及放大倍数分别表示为 $g(\omega)$ 与 $G(\omega)$ ,将前者归一化,设后者的峰值为 $G_0$ ,则从(2)式可得

$$G(\omega) = \exp[g(\omega) \ln G_0]. \quad (3)$$

这里,我们不考虑放大器的具体工作方式,仅从其总体放大倍数出发进行分析. 放大器的实际工作长度等效于 $\ln G_0$ .

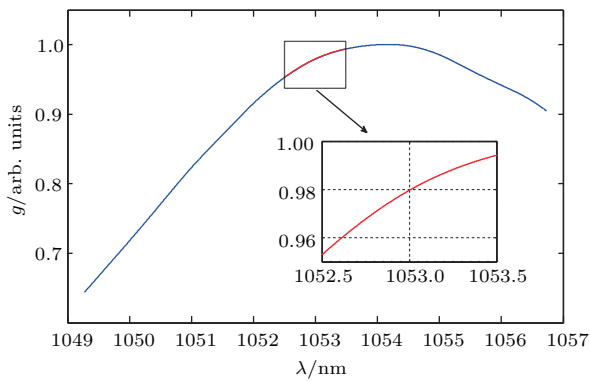


图3 (网刊彩色) 钕玻璃放大器在1049—1057 nm波长范围内的归一化小信号增益系数

Fig. 3. (color online) Normalized small signal gain of the Nd:glass amplifier in the wavelength range from 1049 nm to 1057 nm.

由于各种原因,振荡器输出的激光中心波长与钕玻璃放大器实际增益曲线的中心波长会有所偏差,如本文中所采用的钕玻璃放大器的增益曲线中心波长为1054.17 nm,而激光中心波长为1053 nm. 图4(a)是该中心波长的激光经EOM相位调制获得1 nm带宽后的频谱,其结构是对称的;由于放大器的增益系数对波长不平坦,当该小宽带激光通过

时,不同的频率成分获得了不同程度的放大,其中的低频部分增益较大,导致激光的频谱结构发生了变化,对称性被破坏,见图4(b). 实际上,激光频谱的具体变化情况将随激光中心波长、SSD系统参数以及放大器提供的总放大倍数而异. 我们通过数值模拟研究不同情况下放大器增益特性对SSD系统性能的影响. 实际光路中,激光束将经过多级的放大器,为了简化模型,本文仅分析一级放大器产生的影响. 我们对激光中心波长为1053 nm的情形做详细分析,另外也计算了激光中心波长移至1054.17 nm后的情形,并将两种情况进行对比.

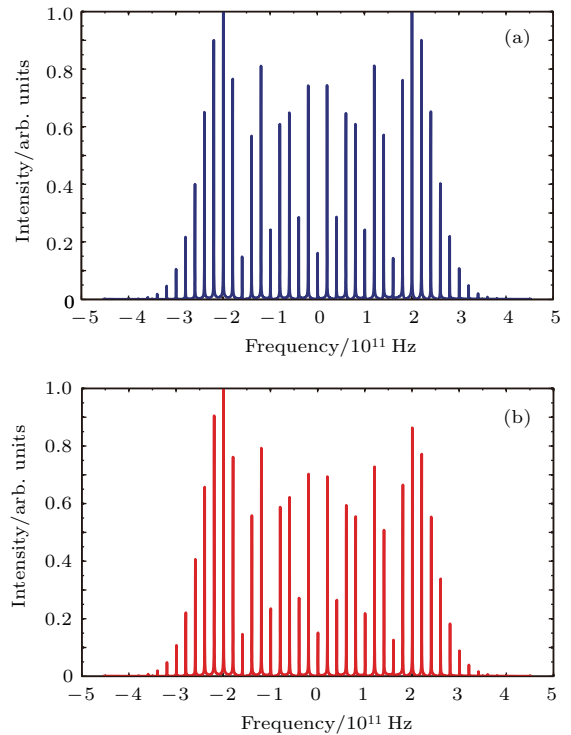


图4 (网刊彩色) 相位调制后的归一化激光频谱 (a) 通过放大器前,频谱对称;(b)通过放大器后,频谱不对称;激光中心波长为1053 nm,带宽为1 nm

Fig. 4. (color online) Normalized spectra of the phase-modulated laser: (a) The symmetrical spectrum before the amplifier; (b) the asymmetrical spectrum after the amplifier. The laser is at the central wavelength of 1053 nm with a bandwidth of 1 nm.

## 2.3 LA

LA系统的构成如图5所示,其中B为LA,A为主聚焦透镜,C为靶面, $a$ 表示焦斑大小. 设透镜元的个数为 $M \times M$ (取 $M$ 为奇数),透镜元口径为 $d$ ,焦距为 $f_e$ ,LA的复透过率函数可以表示为<sup>[9]</sup>

$$T_1(x, y) = \sum_{m_1 m_2} H_1(x - m_1 d, y - m_2 d)$$

$$\times \exp \left\{ -i \frac{k}{2f_e} [(x - m_1 d)^2 + (y - m_2 d)^2] \right\}, \quad (4)$$

其中  $k$  为入射光波数;  $m_1$  与  $m_2$  均为整数, 且有  $-(M-1)/2 \leq m_1(m_2) \leq (M-1)/2$ , 位于第  $m_1$  行第  $m_2$  列的透镜元的中心坐标为  $(m_1 d, m_2 d)$ ;  $H_1$  为透镜元的振幅透过率函数, 本文取一般的硬边透镜元, 即孔径内的振幅透过率  $H_1 = 1$ , 孔径外  $H_1 = 0$ .

同理得口径为  $D$ 、振幅透过率为  $H_2$ 、焦距为  $f_a$  的主聚焦透镜复透过率函数

$$T_2(x, y) = H_2(x, y) \exp \left[ -i \frac{k}{2f_a} (x^2 + y^2) \right], \quad (5)$$

此处透镜孔径内  $H_2 = 1$ , 孔径外  $H_2 = 0$ .

LA 由几十至一百个左右的方形或者六角形小透镜构成, 它将入射光束分割成大量子光束, 每个子束在靶面形成一个菲涅耳衍射图样, 所有衍射图样叠加, 可得到均匀性较好的焦斑光强分布. 但是被分割的多个子光束在靶面上相干叠加, 会产生干涉条纹. 从几何光学的角度来看, 透镜元个数越多, 光束被分割得越细, 就越有利于消除入射光束的不均匀, 实现均匀辐照. 但从物理光学的角度看, 这会使干涉条纹的间距拉大, 不利于它们通过 SSD 技术与热传导匀滑. 所以设计 LA 时, 要综合考虑, 以获得最佳的均匀化效果. 由于子光束的衍射效应, 焦斑存在中等尺度的强度调制, 若使靶面略微离开主聚焦透镜的焦面, 不同子束的衍射斑在靶面不完全重合, 可以在一定程度上消除这种调制.

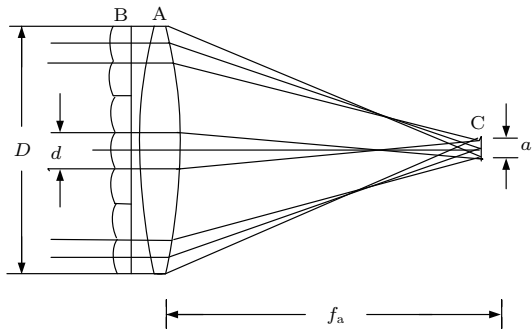


图5 LA 系统结构图

Fig. 5. Configuration of the LA system.

### 2.4 宽带激光传输

(1) 式表示通过 2D-SSD 后的输出光场, 此时激光包含一系列频率分立的光波分量, 其中频率为  $(\omega_0 + n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2)$  的光波分量的振幅是

$$E_{n_1 n_2}^0(x, y)$$

$$= A_0(x, y) J_{n_1}(\delta_1) J_{n_2}(\delta_2) \times \exp(in_1 \alpha_1 x + in_2 \alpha_2 y), \quad (6)$$

该光波分量经过放大器和 LA 系统后复振幅变为

$$E_{n_1 n_2}^{G, T}(x, y) = E_{n_1 n_2}^0(x, y) G_{n_1 n_2}^{1/2} T_1(x, y) T_2(x, y). \quad (7)$$

光波按菲涅耳衍射规律传输<sup>[19]</sup>,

$$E_{n_1 n_2}(x, y, z) = \frac{ik}{2\pi z} \exp(-ikz) \int_{-\infty}^{\infty} E_{n_1 n_2}^{G, T}(x_0, y_0, 0) \times \exp \left\{ -\frac{ik}{2z} [(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2] \right\} dx_0 dy_0, \quad (8)$$

当传输距离  $z = f_a$  时, 就可得该光波分量在靶面上的复振幅. 总光场为各分量的叠加,

$$E(x, y, z, t) = \sum_{n_1 n_2} E_{n_1 n_2}(x, y, z) \times \exp[i(\omega_0 + n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2)t], \quad (9)$$

在一定时间内平均的光强分布为

$$I(x, y, z) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} |E(x, y, z, t)|^2 dt. \quad (10)$$

### 3 数值结果及分析

基于上述理论, 我们用数值方法计算了靶面的光强分布. 设入射到 SSD 单元的激光波长为 1053 nm, 初始光场横向空间分布为六阶超高斯型, 两个 EOM 的调制频率分别为 9 GHz 和 10 GHz. 入射到放大器和 LA 的激光束口径为  $D = 350$  mm, LA 由  $7 \times 7$  个透镜元构成, 透镜元直径  $d = 50$  mm, 焦距  $f_e = 196.875$  m. 主聚焦透镜焦距  $f_a = 1575$  mm, 靶面置于其后焦面上, 形成的焦斑大小为  $400 \mu\text{m}$ .

使单色激光经过 2D-SSD 后带宽展宽到 0.1 nm, 其在靶面形成的焦斑如图 6 所示. 比较发现, 在光路中加入放大器时, 焦斑的相对强度分布有所变化. 设加入放大器前后焦斑内某点的采样光强分别为  $I_n$  和  $I'_n$ , 整个焦斑的采样总点数为  $N$ , 则焦斑强度分布发生的平均相对改变量可表示为

$$\Delta = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{|I'_n - I_n|}{I_n}. \quad (11)$$



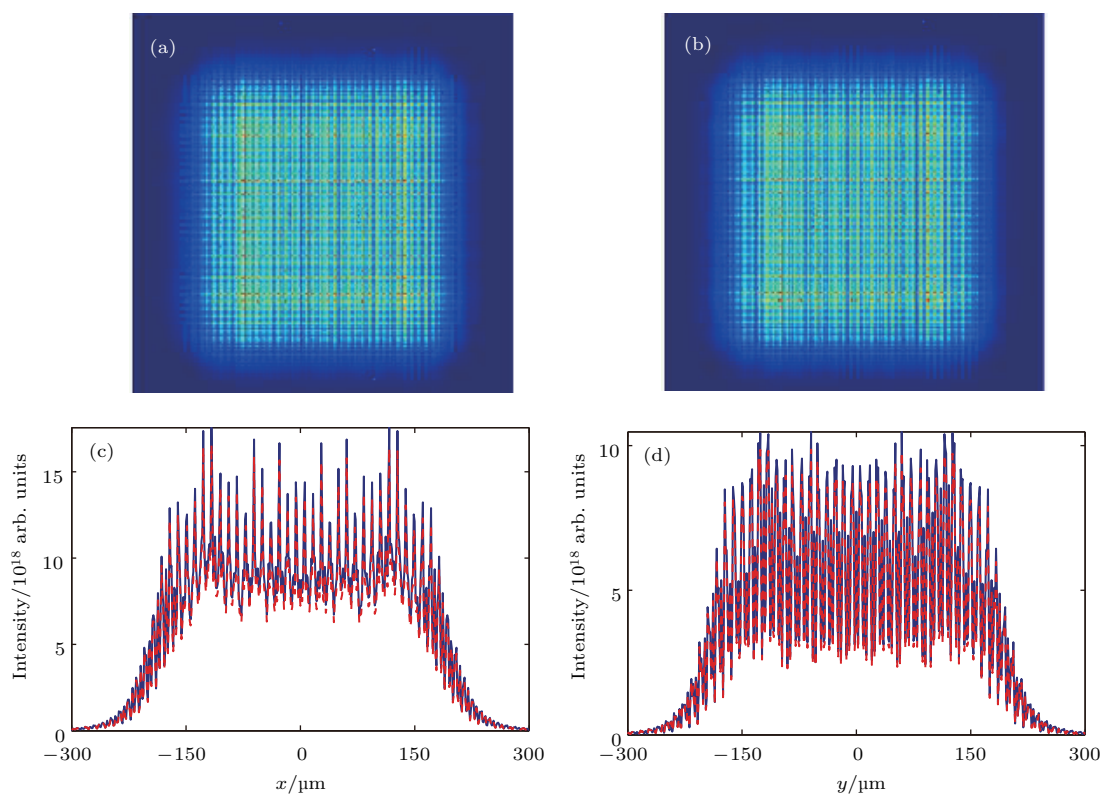


图6 (网刊彩色) 焦斑相对光强分布图 (a) 无放大器时的二维强度分布 ( $G = 1$ ); (b) 有放大器时的二维强度分布 ( $G_0 = 10^7$ ); (c) 和 (d) 分别为经过焦斑中心的  $x$  和  $y$  方向强度分布, 其中蓝色实线表示无放大器的情况, 红色虚线表示有放大器的情况; 二维光谱色散后的激光带宽为  $0.1 \text{ nm}$

Fig. 6. (color online) Relative intensity distribution of the target pattern: (a) Two-dimensional intensity distribution when the amplifier is not included ( $G = 1$ ); (b) two-dimensional intensity distribution when the amplifier is included ( $G_0 = 10^7$ ); (c) and (d) are respectively the distributions across the center of the pattern along the  $x$  and  $y$  direction, where the blue curve is for the case without the amplifier and the red curve is for the case with the amplifier. The bandwidth of the 2D-SSD phase-modulated laser is  $0.1 \text{ nm}$ .

我们分析了放大倍数取不同数值时此改变量  $\Delta$  随激光带宽的变化情况, 见图 7. 根据图 3 所示, 放大器的增益曲线中心波长为  $1054.17 \text{ nm}$ , 图 7(a) 与图 7(b) 分别给出了激光中心波长为  $1053 \text{ nm}$  与  $1054.17 \text{ nm}$  时的情形. 当放大倍数一定时,  $\Delta$  随激光带宽增宽而变大; 当带宽一定时,  $\Delta$  则随放大倍数增大而变大. 图 7(a) 中, 若激光带宽为  $0.1 \text{ nm}$ ,  $G_0 = 10^5, 10^6$  和  $10^7$  时  $\Delta$  分别为  $4.5\%$ ,  $5.3\%$  和  $6.2\%$ ; 当带宽增宽到  $1 \text{ nm}$  时,  $\Delta$  相应变大到  $30\%$ ,  $35\%$  和  $39\%$ . 若激光中心波长与放大器的增益曲线中心波长一致, 则焦斑强度分布的平均改变量大为降低, 如图 7(b) 中若激光带宽为  $0.1 \text{ nm}$ ,  $G_0 = 10^5, 10^6$  和  $10^7$  时  $\Delta$  分别为  $0.03\%$ ,  $0.04\%$  和  $0.05\%$ ; 当带宽增宽到  $1 \text{ nm}$  时,  $\Delta$  相应的数值也仅为  $3.2\%$ ,  $3.7\%$  和  $4.3\%$ .

SSD 作为一种时间匀滑方法, 旨在减少焦

斑内部的中高空间频率强度调制. 设焦斑内部强度调制的空间周期为  $\lambda_{\text{SN}}$ , 则空间角频率为  $K = 2\pi/\lambda_{\text{SN}}$  [20]. 图 8 为加入放大器前后焦斑的归一化空间功率谱, 其中激光中心波长为  $1053 \text{ nm}$ , 激光带宽为  $1 \text{ nm}$ . 可以看出, 使用放大器后焦斑内部高频模式的相对功率略有变化, 但变化不大. 更详细的模拟结果表明, 当激光带宽更窄或者激光中心波长更接近于放大器增益曲线的中心波长时, 功率谱的变化更细微. 实际上, 从图 3 来看, 在  $1053 \text{ nm}$  附近  $1 \text{ nm}$  范围内, 钕玻璃放大器的增益谱线比较平坦, 变化幅度不超过  $5\%$ , 在  $1054.17 \text{ nm}$  附近变化值则更小, 且靶面焦斑的强度分布在一定时间内取平均时包含了所有频谱成分的作用, 因此加入放大器后功率谱变化不明显是可以理解的. 图 8 中存在的一些尖锐功率峰是 LA 的周期性结构造成的.

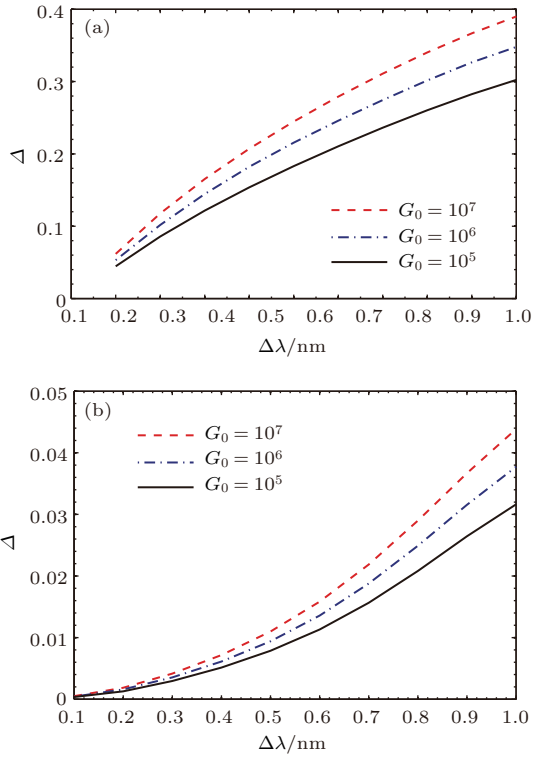


图7 (网刊彩色) 放大倍数不同时焦斑强度分布的平均相对改变量随激光带宽的变化 (a)放大器增益曲线中心波长为1054.17 nm, 激光中心波长为1053 nm; (b)放大器增益曲线中心波长与激光中心波长均为1054.17 nm

Fig. 7. (color online) Average of the relative change in the intensity distribution of target pattern versus laser bandwidth when the amplification factor is different: (a) Central wavelengths of the amplifier gain curve and the incident beam are 1054.17 nm and 1053 nm, respectively; (b) both central wavelengths are 1054.17 nm.

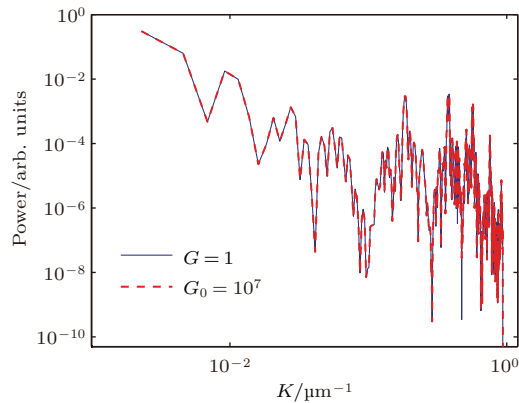


图8 (网刊彩色) 靶面焦斑的归一化空间功率谱(激光中心波长为1053 nm, 带宽为1 nm; 蓝色实线表示无放大器( $G = 1$ ), 红色虚线表示有放大器( $G_0 = 10^7$ ))

Fig. 8. (color online) Normalized spatial power spectra of the target patterns. The laser is at the central wavelength of 1053 nm with a bandwidth of 1 nm. The blue curve is for the case without the amplifier ( $G = 1$ ) and the red curve is for the case with the amplifier ( $G_0 = 10^7$ ).

为了定量比较焦斑的匀滑水平, 我们引入不均匀度 $\sigma$ , 其定义为<sup>[20,21]</sup>

$$\sigma(K_0) = \left[ \frac{\int_{K>K_0} P(K) dK}{\int_{K\leq K_0} P(K) dK} \right]^{1/2} \quad (12)$$

此处 $P(K)$ 为对应于空间角频率 $K$ 的焦斑功率分量,  $K_0$ 是低空间频率与高空间频率的转折点.  $\sigma$ 表示高空间频率模式在焦斑中的能量比例, 其数值较小时表明焦斑有比较匀滑的强度分布.  $\sigma$ 是转折频率 $K_0$ (或者说是空间调制周期的转折点 $\lambda_{SN0}$ )的函数. 图9(a)所示为四种情况下焦斑不均匀度随 $\lambda_{SN0}$ 的变化趋势, 分析发现不均匀度随激光带宽不同而发生变化, 但光路中加入放大器对其无明显影响; 另外, 四条曲线都大致在 $\lambda_{SN0} = 30 \mu\text{m}$ 之前快

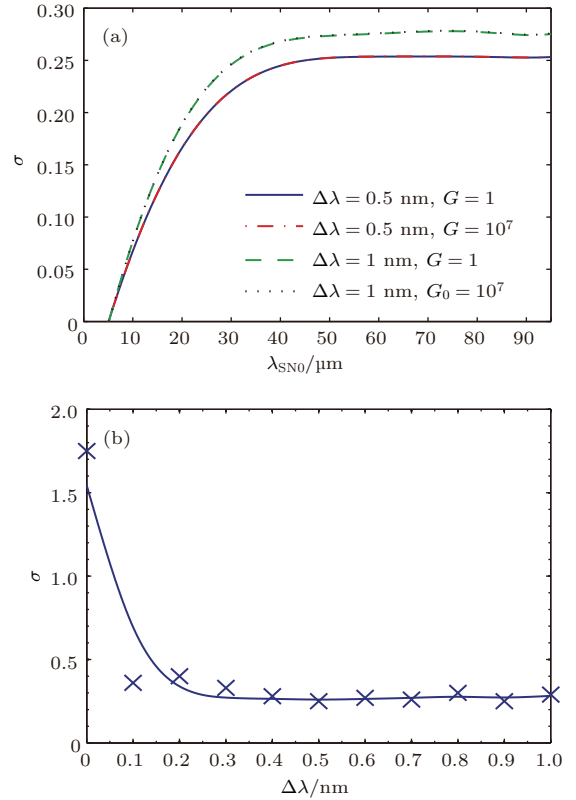


图9 (网刊彩色) (a) 激光带宽及放大倍数不同时焦斑不均匀度随空间调制周期转折点 $\lambda_{SN0}$ 的变化; (b) 焦斑不均匀度随激光带宽的变化, 其中“x”为数值计算得出的数据点, 据此拟合出变化曲线; 激光中心波长为1053 nm

Fig. 9. (color online) (a) Nonuniformity of the target pattern versus the turning spatial wavelength  $\lambda_{SN0}$  with different laser bandwidths and amplification factors; (b) nonuniformity of the target pattern versus the laser bandwidth, where “x” represents the numerical data based on which the fitting curve is obtained. The laser is at the central wavelength of 1053 nm.

速上升,但之后保持平坦,意味着高空间频率强度调制的空间周期主要在 $30\ \mu\text{m}$ 及以下.图9(b)表明,光路中加入SSD单元后,焦斑的辐照均匀性得到明显的提高,而且如上所述,在一定范围内激光带宽越大,均匀性就越好,但是随着 $\Delta\lambda$ 的增大,变化趋于不明显,在 $\Delta\lambda$ 大于 $0.3\ \text{nm}$ 以后,不均匀度大致保持在 $0.25\text{—}0.3$ 之间.

在“神光II”高功率激光装置的SSD技术研究中,当相位调制后的激光带宽不超过 $0.3\ \text{nm}$ 时,实验测得激光经过放大器前后的光谱与本文数值模拟结果基本相符;现有的相位调制器已可将带宽展宽到 $1\ \text{nm}$ ,但此时激光通过系统中的光栅和空间滤波器小孔会产生若干问题,所以相应的光谱实验测量尚未能进行.另外,由于经过放大器前后的焦斑能量相差多个数量级,受到仪器水平限制,要对它们都进行精确测量仍然非常困难,所以采用SSD后的激光在有放大器和无放大器两种情况下产生的焦斑尚未在实验中进行过细致的比较.目前,要提高激光系统的整体性能需要开展相关实验研究.本文针对上述问题进行了数值模拟分析,所得的结果将为实验工作提供非常有意义的理论参考.

## 4 结 论

本文研究了采用SSD与LA时高功率激光系统的光束匀滑效果,以二维数值计算为基础,分析了钜玻璃放大器的增益特性对SSD系统性能的影响.文中考虑了钜玻璃放大器的光谱特性、放大倍数以及激光带宽、入射光中心波长与放大器增益曲线中心波长的偏移等因素.结果表明,入射光中心波长与放大器增益曲线中心波长不一致时,放大器增益特性对焦斑强度分布有一定影响,这种影响随放大器的放大倍数的增大而趋于明显;当两个波长一致时,对焦斑强度分布则影响较小.焦斑的均匀性主要取决于相位调制后激光束的带宽,在一定范围内,带宽越大,均匀性越好,但是带宽增大到一定程度后,均匀度趋于不变.由于放大器增益曲线在激光带宽范围内比较平坦,且靶面焦斑的强度分布在一定时间内取平均时包含了所有频谱成分的作用,即使放大倍数较大而且激光中心波长与放大器增益曲线中心波长不一致,放大器的增益特性对靶面焦斑的功率谱及均匀性都无明显的影响.本文只考虑了一级放大器的情形,实际光路会采用多级放

大器,但本文所得结论对SSD单元在激光系统的实际应用提供了重要的参考.

## 参考文献

- [1] Kilkenny J D, Glendinning S G, Haan S W 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1379
- [2] Deng X, Liang X, Chen Z, Yu W, Ma R 1986 *Appl. Opt.* **25** 377
- [3] Shu H, Fu S Z, Huang X G, Ma M X, Wu J, Ye J J, He J H, Gu Y 2007 *Eur. Phys. J. D* **44** 367
- [4] Skupsky S, Short R W, Kessler T, Craxton R S, Letzring S, Soures J M 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 3456
- [5] Regan S P, Marozas J A, Kelly J H, Bothly T R, Donaldson W R, Jaanimagi P A, Keck R L, Kessler T J, Meyerhofer D D, Seka W, Skupsky S, Smalyuk V A 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1483
- [6] Li P, Su J Q, Ma C, Zhang R, Jing F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6210 (in Chinese) [李平, 粟敬钦, 马驰, 张锐, 景峰 2009 物理学报 **58** 6210]
- [7] Liu L Q, Zhang Y, Geng Y C, Wang W Y, Zhu Q H, Jing F, Wei X F, Huang W Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 164201 (in Chinese) [刘兰琴, 张颖, 耿远超, 王文义, 朱启华, 景峰, 魏晓峰, 黄晚晴 2014 物理学报 **63** 164201]
- [8] Zhou S L, Zhu J, Li X C, Lin Z Q, Dai Y P 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 321 (in Chinese) [周申蕾, 朱俭, 李学春, 林尊琪, 戴亚平 2006 中国激光 **33** 321]
- [9] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q, Zhu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5824 (in Chinese) [江秀娟, 周申蕾, 林尊琪, 朱俭 2006 物理学报 **55** 5824]
- [10] Li J H, Zhang H J, Zhou S L, Feng W, Zhu J, Lin Z Q 2010 *Acta Optica Sin.* **30** 827 (in Chinese) [李菁辉, 张琥杰, 周申蕾, 冯伟, 朱俭, 林尊琪 2010 光学学报 **30** 827]
- [11] Zhang R, Wang J J, Su J Q, Liu L Q, Deng Q H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1088 (in Chinese) [张锐, 王建军, 粟敬钦, 刘兰琴, 邓青华 2010 物理学报 **59** 1088]
- [12] Rotter M D, Mccracken R W, Erlandson A C, Guenet M 1997 *Proc. SPIE* **3047** 178
- [13] Huang W F, Li X C, Wang J F, Lu X H, Zhang Y Q, Fan W, Lin Z Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 087801 (in Chinese) [黄文发, 李学春, 王江峰, 卢兴华, 张玉奇, 范薇, 林尊琪 2015 物理学报 **64** 087801]
- [14] Kauffman R 1998 *Inertial Confinement Fusion Annual Report UCRL-LR-105821-97*
- [15] Jiang S E, Ding Y K, Miao W Y, Liu S Y, Zheng Z F, Zhang B H, Zhang J Y, Huang T X, Li S W, Chen J B, Jiang X H, Yi R Q, Yang G H, Yang J M, Hu X, Cao Z R, Huang Y X 2009 *Sci. China Ser. G* **39** 1571 (in Chinese) [江少恩, 丁永坤, 缪文勇, 刘慎业, 郑志坚, 张保汉, 张继彦, 黄天晖, 李三伟, 陈家斌, 蒋小华, 易荣清, 杨国洪, 杨家敏, 胡昕, 曹柱荣, 黄翼翔 2009 中国科学 G辑 **39** 1571]
- [16] Wang X D, Zhang S K, Guo L F, Tang J, Wen G Q, Huang X J, Peng H S 1998 *High Power Laser and Particle Beams* **3** 340 (in Chinese) [王晓东, 张树葵, 郭良福, 唐军, 文国庆, 黄小军, 彭翰生 1998 强激光与粒子束 **3** 340]



- [17] Wang J F, Zhu H D, Li X C, Zhu J Q 2008 *Chin. J. Lasers* **35** 187 (in Chinese) [王江峰, 朱海东, 李学春, 朱健强 2008 中国激光 **35** 187]
- [18] Skupsky S, Craxton R S 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2157
- [19] Siegman A E 1986 *Lasers* (California: University Science Books) pp630–731
- [20] Regan S P, Marozas J A, Craxton R S, Kelly J H, Donaldson W R, Jaanimagi P A, Jacobs-Perkins D, Keck R L, Kessler T J, Meyerhofer D D, Sangster T C, Seka W, Smalyuk V A, Skupsky S, Zuege J D 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 998
- [21] Jiang X J, Li J H 2012 *Optik* **123** 1411

## Performance of smoothing by spectral dispersion with consideration of the gain characteristic of Nd:glass amplifier\*

Jiang Xiu-Juan<sup>1)†</sup> Tang Yi-Fan<sup>2)</sup> Wang Li<sup>3)</sup> Li Jing-Hui<sup>3)</sup> Wang Bo<sup>4)</sup> Xiang Ying<sup>2)</sup>

1) (School of Electro-mechanical Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

2) (School of Information Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

3) (Joint Laboratory for High Power laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

4) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

( Received 16 February 2017; revised manuscript received 19 March 2017 )

### Abstract

A key issue in developing a high-power laser driver, which can be used for inertial confinement fusion and laser produced plasma experiments, is to obtain uniform irradiation on the target surface, thus a number of spatial or temporal techniques have been proposed for laser beam smoothing. A scheme combining a lens array with the technique of smoothing by spectral dispersion (SSD) is being explored in the SG-II Laser Facility located in Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics. As the laser system involves a variety of optical elements, their influences have to be considered in the implementation of such a scheme. The Nd:glass amplifier is one of the most important parts of the system, and the phase-modulated laser beam will propagate through it along the long light path when SSD is employed. In this paper, the performance of uniform irradiation of the target pattern is studied based on two-dimensional simulations when the gain characteristic of the amplifier is taken into account. The major factors, such as the small signal gain profile of the amplifier, the amplification factor, the bandwidth of the phase-modulated laser beam and the difference between the central wavelength of the laser and the central wavelength of the amplifier gain curve, are analyzed in detail.

The numerical results show that when the central wavelength of the incident beam is different from the central wavelength of the amplifier gain curve, intensity distribution of the target pattern will be affected to a degree depending on the amplification factor; while these two wavelengths are very close to or identical with each other, variation in the intensity distribution is trivial. The symmetry of the phase-modulated laser spectrum will be destroyed due to the gain characteristic of the amplifier, especially when the bandwidth is relatively wide. However, the slight asymmetry does not result in significant influence on the spatial power spectrum nor uniformity of the target pattern, even in the case where the central wavelength of the incident beam is different from that of the amplifier gain curve. The reasons would be 1) the gain curve of the amplifier is actually quite flat within the laser bandwidth, and 2) with the technique of SSD, all spectral components contribute to the target intensity distribution within an average time. The analysis indicates that the performance of uniform irradiation of the target pattern depends mainly on the bandwidth of the phase-modulated

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11204043, 11374067) and the Open Fund of Key Laboratory for High Power Laser Physics of Chinese Academy of Sciences (Grant No. SG-001103).

† Corresponding author. E-mail: [jiangxj@gdut.edu.cn](mailto:jiangxj@gdut.edu.cn)

laser beam. A wider bandwidth can always generate better irradiation when it is within a certain range, say no more than 0.3 nm, but beyond this range, the nonuniformity tends to remain at a level about 0.25–0.3. Multistage Nd:glass amplifiers will be employed in the practical laser driver, and the case investigated in this paper involves only one stage for simplicity. The conclusion obtained in this paper is important for implementing the technique of SSD in the laser system.

**Keywords:** inertial confinement fusion, smoothing by spectral dispersion, Nd:glass laser amplifier, gain characteristic

**PACS:** 42.60.Jf, 42.25.Bs, 42.60.By, 42.60.Da

**DOI:** [10.7498/aps.66.124204](https://doi.org/10.7498/aps.66.124204)