

文章编号: 0258-7025(2010)11-2844-05

寄生反射对高功率激光小尺度自聚焦的影响

李小燕 张艳丽 欧阳小平 张 燕 孙平平 朱健强

(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)

摘要 寄生反射是影响高功率激光近场质量的重要因素之一。以 Bessel-Talanov 理论为基础, 重点分析了高功率系统中楔形光学元件的寄生反射引起的小尺度自聚焦效应, 综合考虑了各个参数对纹波增长的影响。将反射光束与主光束的干涉叠加场进行了仔细分析, 得出了干涉场在非线性增益介质中小尺度调制增益谱的表达式。针对小信号增益情形, 数值计算了在钕玻璃片状放大器中, 介质增益及传输距离改变的情况下小尺度调制的最大增益与放大器窗口楔角的变化规律。具体分析了放大器窗口的楔角与厚度对增益增长率的影响以及不同脉冲宽度的脉冲通过相同的窗口时, 增益系数随脉冲宽度的变化关系。

关键词 非线性光学; 小尺度自聚焦; 高功率激光; 寄生反射; 片状放大器; B 积分

中图分类号 O437.5 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103711.2844

Effect of Reflection on High Power Small-Scale Self-Focusing

Li Xiaoyan Zhang Yanli Ouyang Xiaoping Zhang Yan
Sun Pingping Zhu Jianqiang

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

Abstract Parasitic reflection is one of the most important fact impacts the laser's near-field quality. Based on Bessel-Talanov theory, the small-scale self-focusing caused by parasitic reflection and the parameter's contribution to the growth of ripple in wedged optical device of high power system are discussed. By analyzing the interference field caused by the main beam and the reflected beam, the expression of small-scale modulated gain spectrum in nonlinear media is found. The laws that the maxium gain of small-scale modulation grows with the window's wedged angle of Nd-glass slab amplifier when the media gain or propagation distance changed are concluded. The influence of the length and wedge angle of amplifier window on the gain of perturbation is analyzed, additionally variation relation between the gain of perturbation and the width of the pulse with fixed window is derived.

Key words nonlinear optics; small-scale self-focusing; high power laser; parasitic reflections; slab amplifier; B integral

1 引 言

非线性小尺度自聚焦是限制高功率固体激光驱动器输出能量和系统效率的重要因素之一, 也是惯性约束聚变激光器中的重要物理问题。它往往导致光束发生分裂成丝等现象, 致使光束局部的光强急剧增加而损伤光学元件^[1]。自 Bessel 等^[2]于 20 世纪 70 年代初提出 Bessel-Talanov(BT)理论之

后, 国内外关于小尺度自聚焦的危害和防范的研究一直都没有停止过, 而 BT 理论也得到了实验证明, 成为指导实践的重要理论。光束之所以发生小尺度自聚焦体现在均匀光束具有相位和振幅的调制, 而这种调制的最根本发源是来自于光学元件、环境等多方面的空间噪声。因此了解激光噪声的源头, 可以帮助认识光束畸变的特征, 以期从“源”上抑制光

收稿日期: 2010-03-22; 收到修改稿日期: 2010-05-13

作者简介: 李小燕(1979—), 女, 博士研究生, 主要从事高功率激光传输方面的研究。E-mail: xiaoyanli@siom.ac.cn

导师简介: 朱健强(1964—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事激光器件设计、光学精密机械设计、制造工艺和光学仪器等方面的研究。E-mail: jqzhu@mail.shcnc.ac.cn

束的畸变,保证光场的“干净”,从而一定程度上抑制小尺度自聚焦。

影响光束质量的噪声源有很多,例如光学材料受热不均匀时将导致折射率的不均匀变化,进而影响光场的分布^[3~5];光学材料的非均匀性将导致折射率的不均匀,在波面上叠加附加相位而引起光场的畸变^[6];当激光通过硬边光阑时,光束将会受到衍射调制进而影响光的近场^[7]。而无处不在贯穿神光装置的整个激光传输过程的寄生反射光是最需要关注的噪声源之一。反射光会与主光束发生干涉,破坏光场的均匀性,在非线性介质中传输会引起光束的小尺度自聚焦,经透镜聚焦而成的鬼像甚至会损坏光学元件^[8,9]。而只要存在光学表面则必然会存在反射,研究寄生反射光对小尺度自聚焦的影响具有重要的意义。

本文以 BT 理论为基础,重点分析了高功率系统中楔形光学元件的寄生反射引起的小尺度自聚焦效应,综合考虑了各个参数对纹波增长的影响。

2 基本理论和模型

在 BT 理论中,将小尺度调制视为对平面波的扰动,假定背景光场为不随传输距离而增长(或衰减)的均匀平面波,运用线性近似等处理方法,在小尺度扰动条件下可以导出简化的传输方程,进而得到最快增长频率、最大增长系数以及 B 积分等。

将受调制的光场分解为强的本底场与弱的扰动场之和^[10]

$$E(x, y, z, t) = E_s(z, t)[1 + \epsilon(x, y, z, t)], \quad (1)$$

式中 $E_s(z, t)$ 是电场在横截面上的平均值,在垂直于光束传输方向的 xy 平面上振幅与相位均匀分布, $\epsilon(x, y, z, t)$ 是扰动场的无量纲归一化值,且满足弱调制条件: $|\epsilon| \ll 1$, 于是求解 $E(x, y, z, t)$ 的问题分解为分别求本底场 $E_s(z, t)$ 和扰动场 $\epsilon(x, y, z, t)$ 。根据本底场的定义,可以认定它在横向是均匀的,从而在非线性介质中传输时不发生空间自聚焦,但它的传输相位中要计入非线性折射率的附加贡献。在弱调制条件下,可合理地忽略本底场与扰动场之间的交叉相互作用,于是令扰动场 $\epsilon(x, y, z, t) = 0$, 得到本底场的近似解析解为

$$E_s(z) = E_0 \exp\left(jk_0 \frac{n_2}{n_0} |E_0|^2 z\right) = E_0 \exp\left(j \frac{8\pi^2 n_2}{\lambda_0 c n_0} I_0^2 z\right), \quad (2)$$

式中 E_0 为本底场的初值, I_0 为相应的光强。

扰动场 $\epsilon(x, y, z, t)$ 不仅是 (z, t) 的函数,而且也是横向坐标 (x, y) 的函数,且一般为复函数,先把 $\epsilon(x, y, z, t)$ 做坐标分离^[11]

$$\epsilon(x, y, z, t) = a(z, t)b(x, y), \quad (3)$$

再将 a 分解为实部和虚部: $a = u + jv$ 。求出小尺度扰动场的解析表达式

$$\epsilon(x, y, z, t) = a(z, t)b(x, y) = \text{Re}\left\{\int\int u(q_x, z, t) \exp[j(q_x x + q_y y)] dq_x dq_y\right\} + j\text{Re}\left\{\int\int v(q_x, z, t) \exp[j(q_x x + q_y y)] dq_x dq_y\right\}, \quad (4)$$

式中 $\exp[j(q_x x + q_y y)] = b(x, y)$ 。(2),(3)式一起构成了小尺度自聚焦的完整解,成为研究小尺度自聚焦的基本规律和高功率激光驱动器光束传输的基础。

假设光路中一个有一定楔角的光学元件后面紧贴着非线性增益介质,当激光束通过此光学元件时,在元件两表面之间进行反射后的寄生反射光与主光束有一个很小的夹角,将在此光学元件后形成一个干涉场,如图 1 所示。当入射光强度足够强时,此寄生反射光叠加所形成的干涉场在非线性增益介质中传输时很可能会引发小尺度自聚焦。为简化计算使用平面波来计算,入射光束为

$$E_0 = A \exp(-j\omega t), \quad (5)$$

反射光束为

$$E' = r_p^2 A \exp[-j(\omega t + \Phi + k_0 \sin \theta_x)], \quad (6)$$

式中 $r_p = \tan^2(\theta_i - \theta_t) / \tan^2(\theta_i + \theta_t)$ 为在窗口内两平面的振幅反射率, Φ 为反射光比主光束延迟的相位,是个常数, θ 为反射光的传播方向与主光束的夹角, k_0 为波矢, $k_0 = |k_0| = 2\pi/\lambda_0$, ω 为入射光频率。在 $z = 0$ 处,光场为

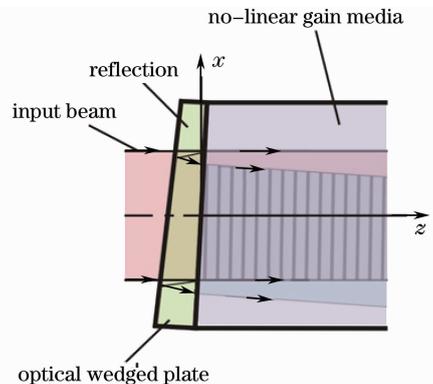


图 1 楔形板后本底光场和反射光场的干涉
Fig. 1 Interference between the main beam and the reflected beam after a wedged plate

$$E = E_0 + E' =$$

$$A \exp(-j\omega t) \{1 + r_p^2 \exp[-j(\Phi + k_0 \sin \theta_x)]\}. \quad (7)$$

由(7)式可见此时的叠加光场特征与 BT 理论中的受调制光场的特征即(1)式在形式上是相同的。且当入射光束为 p 偏振光, 入射角很小时, $A_{\text{reflection}} = r_p^2 = \tan^4(\theta_i - \theta_t) / \tan^4(\theta_i + \theta_t) \ll 1$ 。因此可以把反射光场看作是对本底光场的扰动场, 这样就可以根据 BT 理论来计算附加寄生反射的光束在非线性介质中的传输特性。对比(1), (7)式, 可以得到

$$\varepsilon(x, y, z, t) = r_p^2 \exp[-j(\Phi + k_0 \sin \theta_x)]. \quad (8)$$

进而与(3), (4)式对比得到

$$E_s(z, t) = A \exp(-j\omega t), \quad (9)$$

$$a(z, t) = r_p^2 \exp(-j\Phi), \quad (10)$$

$$b(x, y) = \exp(-jk_0 \sin \theta_x), \quad (11)$$

式中 $b(x, y)$ 相当于傅里叶展开的基函数 $\exp[-j(q_x x + q_y y)]$ 。为简化, 只考虑一维情况, 此时 $q_{\perp} = q_x = k_0 \sin \theta_x$ 式中 q_x 代表 x 方向的空间调制频率。

在增益介质中, 小尺度调制的纹波增益方程^[12]可写为

$$\frac{dG}{dz} = \frac{q_x}{2k_0} (q_c^2 - q_x^2)^{1/2}, \quad (12)$$

式中 $q_c = q_{c0} \exp(\beta z / 2)$, $q_{c0} = (2k_0^2 n_2 E_0^2 / n_0)^{1/2}$, β 为介质的增益系数。 G 为小尺度纹波的增益, 在此假设小尺度纹波满足指数增益 $\exp[G(z)]$ 。解方程(12)可得到

$$G = \left(\frac{q_x}{k_0 g} \right) \left\{ \sqrt{q_c^2 - q_x^2} - \sqrt{q_{c0}^2 - q_x^2} + q_x \left[\arccos\left(\frac{q_x}{q_{c0}}\right) - \arccos\left(\frac{q_x}{q_c}\right) \right] \right\}. \quad (13)$$

另外, 小尺度纹波增长的最小距离为 $z_{\min} = (2/\beta) \times \ln(q_x / q_{c0})$ 。

3 模拟计算和分析

以铍玻璃片状放大器为例, 选取参数: $n_0 = 1.5$, $\gamma = 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, $I_0 = 1 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$, $k_0 = 2\pi n_0 / \lambda$, 铍玻璃放大片的小信号增益系数 $\beta = 0.05 \text{ cm}^{-1}$ 。

3.1 窗口楔角对小尺度自聚焦的影响

在铍玻璃放大器中, 放大片密封在放大器内部, 需要放大的光从一个有一定楔角的窗口输入到放大器中, 在经过数个放大器放大后在右端经过腔镜反射后再一次经过放大片进行放大(图 2)。窗口的楔角很小(一般在 $20''$ 左右), 在窗口两表面之间进行反射后的寄生反射光与主光束有一个很小的夹角,

将会在放大器内部形成一个干涉场。这个干涉场将会非线性增益条件下引发小尺度自聚焦的产生。将要做的就是分析小尺度自聚焦的增益程度与窗口的楔角关系, 这样就可以在加工的时候, 使窗口的楔角避开增益增长率最高的区间, 从而改善高功率光束的近场分布。

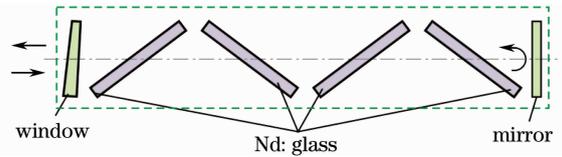


图 2 神光 II 中的多层片放大结构

Fig. 2 Structure of multisegment glass-disk amplifier in SG II

图 3 是楔角与小尺度纹波增长最小距离 z_{\min} 的关系曲线, 只有当传输距离达到 z_{\min} 后, 指数增长才会出现。从图 3 可以看出当窗口的楔角增大到 $20''$ 时, z_{\min} 已经接近于 0, 即小尺度纹波从一开始就呈指数增长。

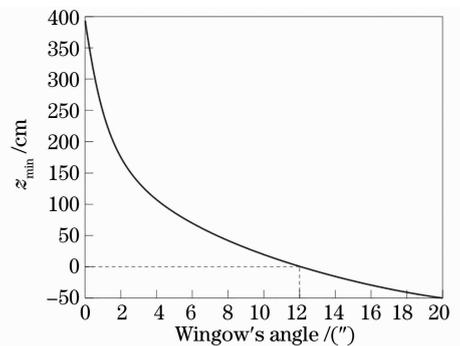


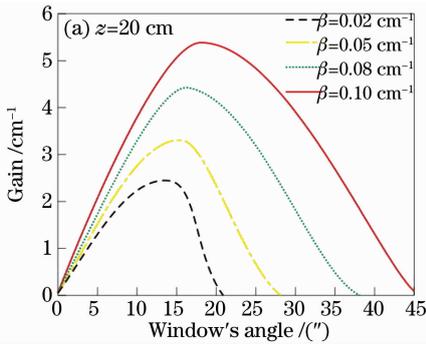
图 3 传输距离与窗口楔角的关系

Fig. 3 Minimum distance versus window's angle

图 4(a) 为输入功率一定, 增益系数 β 分别取 $0.02, 0.05, 0.08, 0.10 \text{ cm}^{-1}$ 情况下的调制增长与窗口楔角的关系曲线。可见, 介质增益增大, 最大增益所对应的窗口楔角也增大。因此在加工放大器窗口时应当参考所用的放大器的增益系数对应的曲线, 使窗口楔角的取值尽量避开最大增益所对应的位置, 以避免小尺度自聚焦的产生。从图 4(b) 可见, 随着传输距离的增大, 调制的增益也增大, 但是最大增益所对应的窗口楔角变化并不是很大, 因此只要避开了确定增益系数所对应的楔角, 就能比较有效地减小小尺度自聚焦的影响。

例如神光 II 所用的片状放大器的增益系数为 $\beta = 0.05 \text{ cm}^{-1}$, 从图 4 中可以看到此增益系数条件下, 小尺度最大增益所对应的窗口楔角大约在 $15''$ 左右, 因此放大器窗口的楔角应该尽量避开 $10'' \sim$

25"的区间,即要求加工时放大器窗口的楔角误差尽量控制在 10"以下,或者在 25"以上。从图 4(b)中可



以看出,窗口楔角避开 10"~25"的区间之后,至少可以使小尺度调制的增益减小 1 倍。

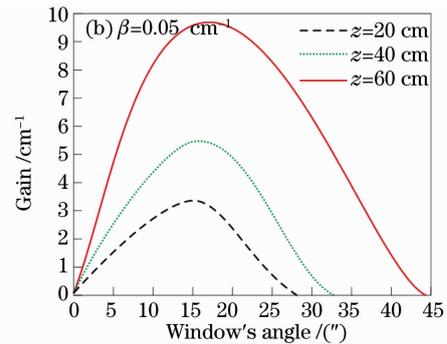


图 4 输入功率一定时,小尺度增益与窗口楔角的关系

Fig. 4 Gain growth versus the window's angle when input power is certain

3.2 脉冲宽度对小尺度自聚焦的影响

在超短脉冲的情况下,本底光强还与平板元件厚度以及脉冲的形状和宽度有关。由 BT 理论可知,不同功率下受到相同微扰调制的光场所产生的非线性效应是不一样的,这意味着对脉宽一定、时间波形一定的超短脉冲,不同的窗口厚度引起的光场的非线性增长是不一样的;同样,不同脉宽、不同形状の入射脉冲在相同的窗口厚度时,在反射脉冲调制下所产生的非线性效应也是不同的。

设脉冲的时间波形为高斯分布 $I(t) = I_0 \exp[-4 \ln 2 (t/\tau)^2]$,如图 5 所示, τ 为半峰全宽, $\Delta t = 2s/c$ (s 为平板元件厚度, c 为光速) 为反射脉冲在平板元件内反射一次而产生的时间延迟。由图 5 可见 Δt 与 τ 的大小决定了反射脉冲峰值在主脉冲波形上的叠加位置,而这个位置则决定了微扰的光场分布。

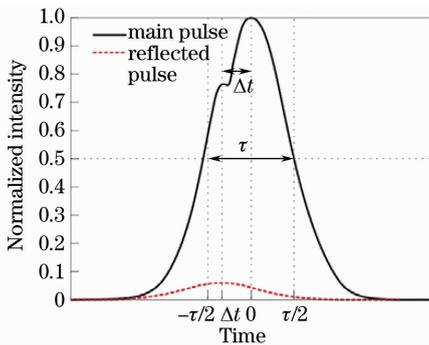


图 5 脉冲波形

Fig. 5 Time shape of the pulse

当 $\Delta t > \tau/2$ 时,反射子脉冲完全落后于主脉冲,本底光强非常小,此时不会引发小尺度自聚焦效应;当 $0 < \Delta t < \tau/2$ 时,反射子脉冲可以叠加在主脉冲后沿上的任何位置,则此时微扰的本底光强在平板元件厚度一定时将随着脉冲光场的时间波形及脉

宽变化而变化;而对于同一个入射脉冲,当平板元件厚度不同时,本底功率亦随之变化。当 $\Delta t \ll \tau$ 时,即入射脉冲脉宽 τ 为纳秒量级以上时,反射子脉冲是近乎叠加在主脉冲的峰值处的,可以近似地认为本底功率等于入射脉冲的峰值功率。

通过数值模拟可以得出平板元件厚度一定且脉冲时间波形呈高斯分布时,增益系数随脉冲宽度的改变而产生的变化。一般来说,激光系统中所用的平板元件的厚度都是几毫米(例如窗口)或者几十毫米(例如片状放大器中的钨玻璃放大片),因此 Δt 在 10~100 fs 量级。

如图 6(a)所示,调制增益在脉冲宽度小于反射延迟时间的 1/3 时为 0,因为此时子脉冲叠加在主脉冲后沿位置光强比较小,不足以引起非线性效应;随着脉冲宽度增大,子脉冲叠加在主脉冲后沿上的位置逐渐向主脉冲的峰值靠近,本底光强达到非线性效应所需的强度,小尺度自聚焦开始产生,调制增益开始增长。到 $\tau = 2\Delta t$ 时接近峰顶,增长开始变缓,到 $4\Delta t$ 以外时可以认为反射造成的延迟已经远小于脉冲宽度,子脉冲将叠加在主脉冲峰值处,本底光场已经与脉冲宽度无关,因此调制增益不再增长,达到最大。

3.3 窗口厚度对小尺度自聚焦的影响

而当脉冲宽度一定时,由于反射脉冲在平板元件内反射一次而产生的时间延迟 $\Delta t = 2s/c$,与窗口厚度有关,当窗口厚度改变时,反射脉冲峰值在主脉冲波形上的叠加位置也可能会改变,即微扰的本底光强也可能改变,由此对小尺度自聚焦的影响是会改变的。

从图 6(b)可见,当窗口厚度为 0 时, $\Delta t = 0$,此时反射子脉冲对主脉冲没有延迟,叠加在主脉冲峰

值处,此时本底光场最强,调制增益也最大。随着窗口厚度的增大,子脉冲离主脉冲的峰值越来越远,本底光强也越来越弱,当本底光强小到一定程度,不足以引起非线性效应时,调制增益将减小到0,此时不

会发生小尺度自聚焦。由图6可见对于超短脉冲来讲,选择合适的窗口厚度也可以降低小尺度自聚焦的影响。

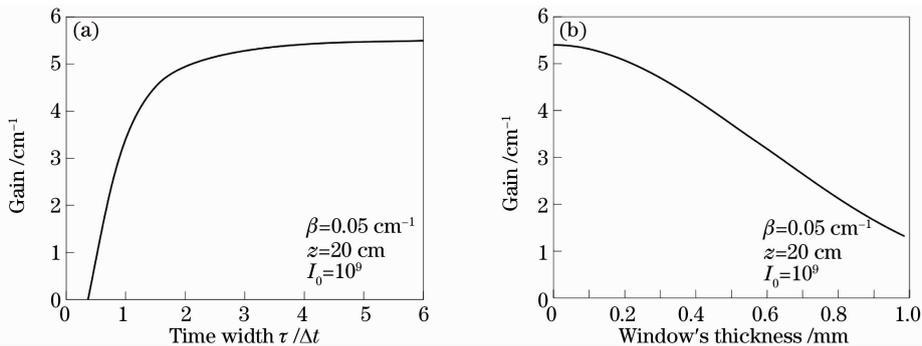


图6 小尺度扰动增益与脉冲宽度(a)和窗口厚度(b)的关系

Fig. 6 Gain grow with time width of the pulse (a) and with window's thickness (b)

4 结 论

寄生反射光对主光束的调制在特定的条件下会引发小尺度自聚焦。在钕玻璃片状放大器中,当输入功率一定,增益系数 β 不同时,最大调制增益所对应的窗口楔角也不同。因此在加工放大器窗口时应当参考所用的放大器的增益系数对应的曲线,使窗口楔角的取值避开最大增益所对应的位置,可以有效减小小尺度自聚焦的影响。另外,输入脉冲的宽度以及窗口的厚度都有可能对小尺度调制增益产生影响,因此若选择合适的窗口厚度及输入脉冲,小尺度自聚焦的影响是可以减小并在一定程度上避免的。

参 考 文 献

- Zhang Yanli, Li Xiaoyan, Zhu Jianqiang. Small-scale self-focusing of divergent beams in gain medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(3): 786~793
张艳丽, 李小燕, 朱健强. 增益介质中发散光束的小尺度自聚焦[J]. *光学学报*, 2009, **29**(3): 786~793
- V. I. Bespalov, V. I. Talanov. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids[J]. *JETP Lett.*, 1966, **3**(11): 307~310
- Zhou Ciming, Cheng Zuhai. Influence of thermal deformations of high power laser mirror on beam transfer characteristic[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(10): 969~972
周次明, 程祖海. 强激光反射镜热畸变对光束传输特性的影响[J]. *强激光与粒子束*, 2003, **15**(10): 969~972
- Wang Youwen, Wen Shuangchun, Hu Yonghua *et al.*. Dependence of nonlinear hot image of intense laser beam on the thickness of Kerr medium[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 698~705

王友文, 文双春, 胡勇华等. 强激光非线性热像与克尔介质厚度的关系[J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 698~705

- Wang Youwen, Hu Yonghua, Wen Shuangchun *et al.*. Relationship between nonlinear hot image and dimensions of observations in high-power Lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1836~1841
王友文, 胡勇华, 文双春等. 高功率激光系统中非线性热像与模糊斑大小的关系[J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1836~1841
- J. H. Campbell, R. Hawley-Fedder. NIF optical materials and fabrication technologies overview[C]. *SPIE*, 2004, **5341**: 84~101
- Xu Haibin, Gan Liangqin, Gu Juguan. The free propagation characters of Hermite-Gaussian beams passing through hard edge aperture[J]. *Laser & Infrared*, 2005, **35**(10): 779~781
徐海斌, 甘亮勤, 顾菊观. 厄米-高斯光束通过硬边光阑的自由传输性[J]. *激光与红外*, 2005, **35**(10): 779~781
- Zhuang Dakui, Lin Zunqi, Guan Xiaopeng *et al.*. Analysis and calculation for the ghost in SHENGUANG II high power laser system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(5): 582~585
庄大奎, 林尊琪, 管小鹏等. 神光II高功率激光系统中鬼像的计算与分析[J]. *光学学报*, 2002, **22**(5): 582~585
- Liu Hongjie, Liu Lanqin, Su Jingqin *et al.*. Lens design based on ghost image and aberration analysis in high-power laser facility [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(5): 976~980
刘红婕, 刘兰琴, 粟敬钦等. 基于鬼像和像差分析的高功率激光装置透镜设计[J]. *光学学报*, 2008, **28**(5): 976~980
- Lin Xiaodong, Wang Xiao, Li Dayi *et al.*. Analysis of small-scale self-focusing effects in nonlinear media with gain[J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(5): 418~420
林晓东, 王 逍, 李大义等. 非线性增益介质中的小尺度自聚焦特性分析[J]. *中国激光*, 2002, **A29**(5): 418~420
- J. T. Hunt, K. R. Manes, P. A. Renard. Hot images from obscurations[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(30): 5973~5982
- Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Theory of small-scale self-focusing of intense laser beams in media with gain or loss[J]. *Acta Physica Sinica*, 2000, **49**(7): 1282~1286
文双春, 范滇元. 增益(损耗)介质中高功率激光束的小尺度自聚焦理论研究[J]. *物理学报*, 2000, **49**(7): 1282~1286