

利用运动光束抑制高功率激光小尺度自聚焦^{*}

程文雍^{1)†} 张小民¹⁾ 栗敬钦¹⁾ 赵圣之²⁾ 董军¹⁾ 李平¹⁾ 周丽丹¹⁾

1) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) 山东大学信息科学与工程学院, 济南 250100)

(2008 年 12 月 11 日收到, 2009 年 1 月 14 日收到修改稿)

提出了近场“运动光束”的概念, 指出光谱色散匀滑装置可以在近场产生运动光束, 理论分析了运动光束的产生机理、条件、运动特性以及对小尺度自聚焦的抑制作用. 通过数值模拟, 得到计算结果与理论分析一致.

关键词: 运动光束, 光谱色散匀滑, 小尺度自聚焦, 惯性约束聚变

PACC: 4265J, 4260, 4260F

1. 引言

小尺度自聚焦是高功率激光传输中的重要现象, 它成为限制惯性约束聚变(ICF)激光驱动装置光束质量和输出功率的重要因素. 关于小尺度自聚焦的理论^[1,2]、模拟^[3]以及实验^[4]已有诸多文献, 但如何主动地在不影响输出功率的条件下抑制自聚焦却鲜有报道. 小尺度自聚焦多由光学元件引入的噪声源经过在介质中传输后增长起来而形成, 自聚焦形成的强度尖峰经过一段时间积累成高的通量, 当高过破坏阈值时就会造成对光学元件的破坏. 因此只要降低强度尖峰的通量就能削弱自聚焦的影响. 设想如果让自聚焦的焦点运动起来, 不同时刻出现在不同空间位置, 那么时间积分以后尖峰通量就能得到降低. 何种方法能让光束运动起来呢?

光谱色散匀滑(SSD)是为实现远场匀滑而提出的^[5], 目前已成为时间匀滑装置的主流, 并与空间匀滑器件相结合^[6], 使远场焦斑均匀性极大改善. SSD的这种特性是否适用于近场, 特别是介质中的非线性传输呢? 1994年, Mekenty等^[7]在验证他们的传输软件时指出 SSD可以使自聚焦焦点运动起来减小通量, 但没有给出机理的深度分析, 也没有给出参数的影响; 1995年, Feit等^[8]计算出带宽达到1%中心频率时可以通过 SSD光束群速色散提升自聚焦阈值, 但这一带宽直到目前还无法应用于 ICF 驱动器;

1997年, Rothenberg等^[9]实验验证了 SSD可以抹平自由空间衍射环; 1999年他们又实验对比了随 Bespalov-Talanov 积分(简称 B 积分)增长, 无色散宽带光与 SSD的近场对比度的变化, 证明控制 SSD衍射角就可以改善对比度^[10]; 2006年, 江秀娟等模拟了 SSD对近场自由空间噪声的匀滑^[11].

以上文献只是给出了 SSD影响近场的一些结论, 都没有给出 SSD产生近场运动光束的机理、特性和参数影响的分析. 本文提出了近场“运动光束”的概念, 分析了 SSD产生运动光束的机理和条件, 从初始位相出发, 预言了 SSD光束的运动特性和对小尺度自聚焦的抑制作用. 通过数值模拟, 验证了理论分析的正确性.

2. 运动光束的产生机理及条件

SSD用于 ICF 驱动器的示意图如图 1 所示. 预放大器输出的窄带光场为 $E_0(x, t)$, 经过预补偿光栅 G1 后引入时间畸变而变为 $E_0(x, t - \xi \cdot x)$, 再经过纯相位调制器 EO 后变为 $E_0(x, t - \xi \cdot x) \exp[i\delta \sin(\omega_m t)]$, 其中 δ 为调制幅度, ω_m 为调制角频率, $\nu_m = \frac{\omega_m}{2\pi}$ 为调制频率, 频宽 $\Delta\nu = 2\delta\nu_m$. 光栅 G2 补偿 G1 引入的时间畸变, 同时把光场色散, G2 后的光场为

$$E(x, t) = E_0(x, t) \exp\{i\delta \sin[\omega_m(t - \xi \cdot x)]\}, \quad (1)$$

^{*} 国家高技术研究发展计划(批准号:2007AA804211)资助的课题.

[†] E-mail: chengwy1981@gmail.com

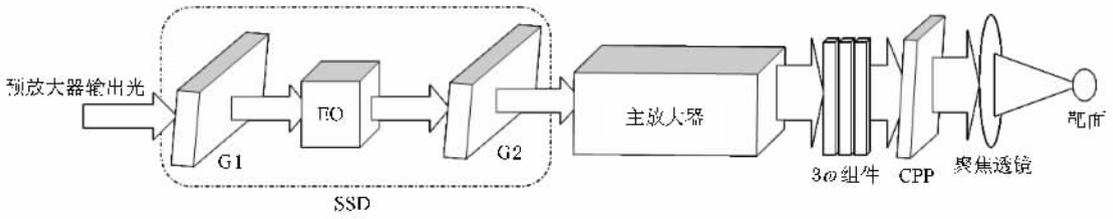


图1 SSD用于ICF驱动器示意图

此即为 SSD 产生的光场, 式中 $\xi = \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \frac{\lambda}{c}$, 其中 $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ 为光栅色散常数, λ 为中心波长, c 为真空中光速. 由 (1) 式, SSD 光束的初始位相为

$$\varphi = \delta \sin[\omega_m(t - \xi \cdot x)], \quad (2)$$

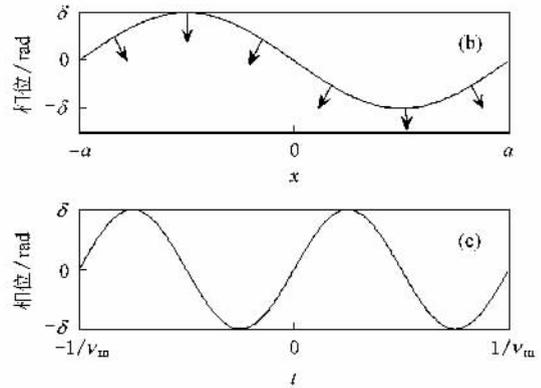
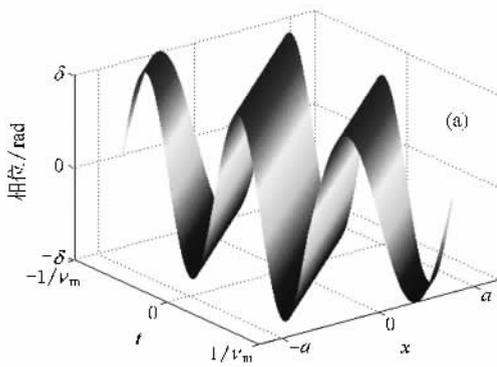


图2 1个色循环, 2个时间调制周期, SSD 光束的初始位相 (a)位相时空分布 (b) $t=0$, 位相空间分布(箭头为光传输方向); (c) $x=0$, 位相随时间的变化

任一时刻, SSD 光束的初始空间位相都是正弦分布的, 在此等相位面上的光波将沿各自位置处等相位面的法线方向传播, 从而形成空间(沿 x 方向)的能量转移. 而在任一空间位置, 其空间位相是随时间呈正弦变化的, 所以同一空间点在不同时刻 t 会有不同的能量移动. 这种时空位相耦合分布引起的传输中随时间变化的空间能量移动, 我们称为光束扫动, 能实现这种扫动的光束称为运动光束.

何种光束才能实现扫动而成为运动光束呢? 时空位相耦合分布是实现光束扫动的原因, 所以光束须满足三个条件: 1)啁啾光束, 对于经光栅色散的非啁啾宽带光束, 同一时刻空间位相不同, 可以形成能量转移, 但是同一空间位置处位相不随时间变化, 因而各个时刻的光传输方向相同, 都有相同的能量移动, 所以不会出现扫动, 只会出现共同偏移; 2)色散, 对于未经光栅(或棱镜)色散的啁啾脉冲, 同一时刻空间位相相同, 空间无能量转移, 因而无扫动; 3)空间传输, 光束运动是在自由空间或介质中传输

可见 φ 是时空耦合的. 直观起见, 取时空均为超高斯分布的光场的口径 $2a$, 色循环数定义为 $N_c = 2\xi v_m a$, 联系(2)式, N_c 即空间位相分布周期数. 取 $N_c = 1$, 两个时间调制周期, 位相分布如图 2 所示.

实现的. SSD 光束包含了啁啾宽带脉冲、光栅色散两个重要条件, 从而能在传输中实现扫动.

设

$$\begin{aligned} \varphi_x &= \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\delta \omega_m \xi \cos[\omega_m(t - \xi \cdot x)] \\ &\approx -\frac{\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda \xi \cos[\omega_m(t - \xi \cdot x)]. \end{aligned} \quad (3)$$

φ_x 表示不同时刻空间位相的变化情况. $|\varphi_x|$ 越大, 位相变化越快, 能量移动越快, 即光束运动速度越快. 设 $|\varphi_x|$ 的最大值为 $|\varphi_x|_{\max}$, 则 $|\varphi_x|_{\max} = \frac{\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda \xi$, 扫动最大速度与带宽 $\Delta\lambda$, 光栅色散系数 $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ 成正比.

由 SSD 光束的位相 φ 的时空分布特性, 可以推断它的扫动特性. 正弦的时空位相, 其时空扫动轨迹一定是曲线, 正弦位相的平滑性决定扫动是连续的, 时间和空间都不会有断点, 正弦位相的时间周期性决定扫动必然经历一个周期最终回到起点再开始下一个周期的扫动, 如果忽略脉冲时空形状的影响, 这

种扫动每个周期的轨迹必然是相同的。

由此可以设想,如果脉冲上的强度调制传输中导致自聚焦,SSD产生的运动光束就可以使焦点运动起来,减小时间积分通量,避免光学元件损伤。下面我们通过数值模拟验证 SSD 光束传输后的扫动特性,并得出更进一步的结论。

3. 数值模拟

SSD 光束在介质中的传输遵从传输方程^[12]

$$-2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \nabla^2 E + 2k\sigma \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + gE + \frac{kn_2}{2n_0} |E|^2 E = 0, \quad (4)$$

其中 $k = k_0 - \frac{i}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \sigma \frac{\partial^2}{\partial t^2}$, 代表不同频率的波数,

这里 k_0 为中心频率波数, v_g 为群速度, σ 为介质色散系数, g 为增益系数, n_2 为介质的折射率系数, n_0 为真空中的折射率系数。将(1)式代入(4)式作为初始光场,并忽略增益的影响。取参数 $\Delta\lambda = 1.2 \text{ nm}$, $a = 3 \text{ cm}$, $n_0 = 1.55$, $n_2 = 1.1 \times 10^{-13} \text{ esu}$, $\sigma = 2.8 \times 10^{-28} \text{ s/cm}$, $\lambda = 1053 \text{ nm}$, $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$, 初始光强为 1 GW , $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = 1.9 \text{ } \mu\text{rad/cm}$ 。受计算机条件限制,对空间我们只研究光栅色散方向(x 方向)。

为了验证 SSD 光束的扫动特性以及对自聚焦的影响,在初始光强上加一个 4 倍本底强度的高斯空间调制,使它的宽度满足最快增长频率,并且与本底有共同的位相。单色光与 SSD 光束传输后的光场(只给出中心调制附近区域)如图 3 所示。

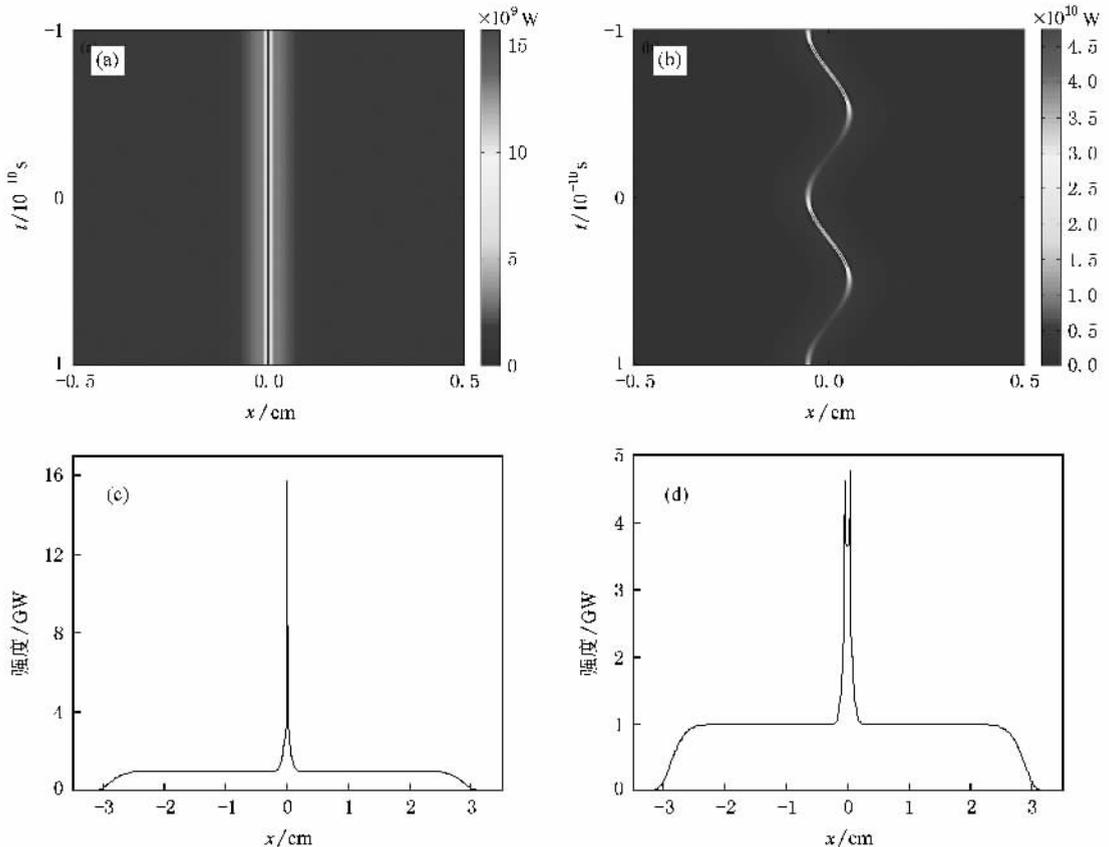


图 3 单色光与 SSD 光束自聚焦效应对比 (a)单色光时空强度,(b)SSD 光束时空强度,(c)单色光时间平均强度,(d)SSD 光束一个调制周期时间平均强度

对比图 3(a)(b),单色光与 SSD 光束传输后发生都发生了明显的自聚焦效应,但单色光的强度尖峰始终保持在 $x = 0$ 处,时空分布是条直线,而 SSD 光束原本处于 $x = 0$ 处的强度尖峰在时空上出现了

明显弯曲,这正是光束运动的结果;对比图 3(c),(d),单色光的时间平均强度与瞬时强度相同,4 倍于初始光强,而 SSD 光束的时间平均强度峰值只有 1.2 倍于初始光强,这样 SSD 光束就可以通过减小

时间积分通量来抑制自聚焦对光学元件的损伤。

下面我们分析 SSD 光束几个特征参量对光束运动的影响。只改变光栅色散常数 $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ ，满足不同色循环数，得到 0.1 ns 内峰值在空间的运动轨迹，以及峰值平均强度和平均强度的峰值随色循环数的变化，如图 4 所示。由图 4 可见，由于有相同的调制频率，在 0.1 ns 内都完成一个周期的运动，形成闭合

的轨迹。随色循环数增加，峰值的运动范围变大，这是因为色循环数增加空间位相数增加，初始空间位相变化更快，光束运动方向分得更开。但同时瞬时本底形成更多强度尖峰，峰值轨迹的平均强度增大，导致瞬时峰值强度变化加剧，小尺度自聚焦增长是非线性过程，高强度更易增长。而平均强度的峰值逐渐减小，这是因为峰值运动范围加大，将峰值平均到了更大空间，有效降低了平均强度。

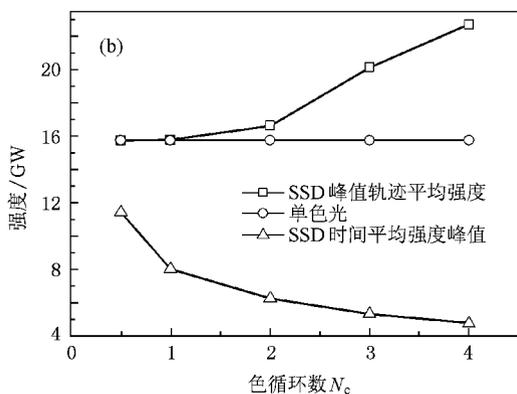
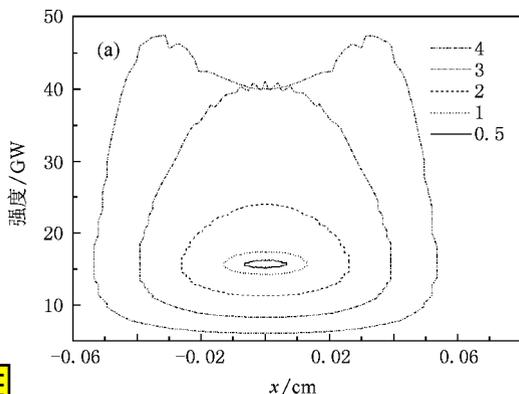


图 4 色循环数对运动光束的影响 (a)不同色循环数，峰值在 0.1 ns 内的空间运动轨迹 (b)峰值平均强度和平均强度的峰值随色循环数的变化

在 ICF 驱动器设计中，由于靶面匀辐照射的要求，带宽往往是固定的(如 NIF 0.3 nm^[13]，LMJ 0.6 nm^[14])。我们研究 $\Delta\lambda = 1.2$ nm， $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = 0.95$ $\mu\text{rad/cm}$ ，改变调制频率 ν_m ，得到 0.1 ns 内峰值在空间的运动轨迹，以及峰值平均强度和平均强度的峰值随调制频率的变化，如图 5 所示。由图 5(a)可见，由于有不同的调制频率，10—50 GHz 在 0.1 ns 内分别完成

1—5 个周期的运动，各周期运动轨迹基本重合，这进一步说明了 SSD 光束运动的周期性。 $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \Delta\lambda$ 不变而增加 ν_m 等于增加色循环数，加大本底调制，而同时 δ 减小缩小了空间位相变化范围，减弱本底调制。再加上自聚焦的非线性过程，使得峰值的平均强度先增加后减小，但空间运动范围增加较小，最高峰值基本持平，这也是平均强度的峰值基本保持稳定的原因。

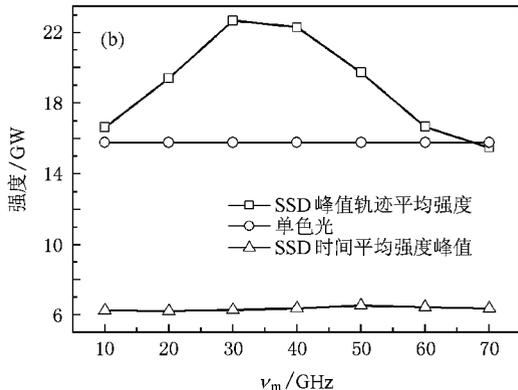
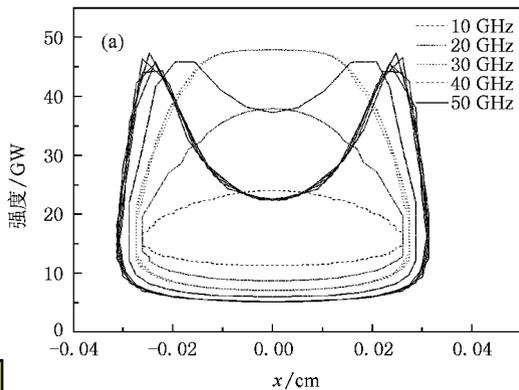


图 5 $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = 0.95 \mu\text{rad/cm}$ 0.1 ns 内不同调制频率对运动光束的影响 (a)峰值在空间的运动轨迹 (b)峰值平均强度和平均强度的峰值随调制频率的变化

4. 结 论

本文理论分析了 SSD 光束的初始相位分布对近场传输的影响,提出了近场“运动光束”的概念,并利用来抑制小尺度自聚焦.通过数值模拟,分析了光栅色散常数、带宽、调制频率及调制深度对光束运动情

况的影响.计算结果表明 SSD 产生的运动光束可以通过减小时间积分通量在一个调制周期内完成对小尺度自聚焦的抑制.在带宽固定时,高的调制频率利于缩短运动时间,再选取适当的光栅色散常数可以同时减小瞬时峰值的平均值和时间平均强度的峰值.

本文的结论对 ICF 驱动器中 SSD 技术的应用与功能拓展具有指导意义.

- [1] Bepalov V I, Talanov V I 1966 *JETP Lett.* **3** 307
- [2] Wen S C, Fan D Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1282 (in Chinese)
[文双春、范滇元 2000 物理学报 **49** 1282]
- [3] Wen S C, Qian L J, Fan D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1640 (in Chinese) [文双春、钱列加、范滇元 2003 物理学报 **52** 1640]
- [4] Feng Z H, Fu X Q, Zhang L F, Xu H W, Wen S C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2253 (in Chinese) [冯则胡、傅喜泉、章礼富、徐慧文、文双春 2008 物理学报 **57** 2253]
- [5] Skupsky S, Short R W, Kessler T, Craxton R S, Letzring S, Soures J M 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 3456
- [6] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q, Zhu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5825 (in Chinese) [江秀娟、周申蕾、林尊琪、朱 俭 2006 物理学报 **55** 5825]
- [7] Mckenty P W, Skupsky S, Kelly J H, Cotton C T 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 2027
- [8] Feit M D, Musher S L, Rubenchik A M, Shapiro E G 1995 *SPIE* **2633** 700
- [9] Rothenberg J E, Moran B, Henesian M, Wouterghem B V 1997 *SPIE* **3047** 313
- [10] Rothenberg J E, Auerbach J M, Moran B D, Murray J E, Weiland T L, Wegner P J 1999 *SPIE* **3492** 970
- [11] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q, Zhu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4595 (in Chinese) [江秀娟、周申蕾、林尊琪、朱 俭 2006 物理学报 **55** 4595]
- [12] Morice O 2003 *Opt. Eng.* **42** 1530
- [13] Haynam C A, Sacks R A, Moses E I, Manes K, Haan S, Spaeth M L 2008 *Appl. Opt.* **47** 1384
- [14] Hocquet S, Penninckx D, Bordenave E, Gouedard C, Jaouen Y 2008 *Appl. Opt.* **47** 3338

Suppression of small-scale self focusing of high power laser using moving beam^{*}

Cheng Wen-Yong^{1)†} Zhang Xiao-Min¹⁾ Su Jing-Qin¹⁾ Zhao Sheng-Zhi²⁾ Dong Jun¹⁾ Li Ping¹⁾ Zhou Li-Dan¹⁾

¹⁾ *Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

²⁾ *School of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250100, China*

(Received 11 December 2008 ; revised manuscript received 14 January 2009)

Abstract

The concept of “ moving beam ” in near field is proposed. It is found that the device of smoothing by spectral dispersion (SSD) can generate “ moving beam ” in the near field. The mechanism and the condition for generating “ moving beam ”, the motion characteristics of the “ moving beam ”, and the suppression of small-scale self focusing are analyzed theoretically. The numerical simulations agree with the theoretical analyses.

Keywords : moving beam , smoothing by spectral dispersion (SSD) , small-scale self focusing , inertial confinement fusion (ICF)
PACC : 4265J , 4260 , 4260F

^{*} Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2007AA804211).

[†] E-mail : chengwy1981@ gmail.com