

文章编号: 0258-7025(2006)Supplement-0256-04

基于调频脉冲的时间束匀滑技术研究

张 锐^{1,2}, 张小民¹, 隋 展¹, 栗敬钦¹, 王文义¹, 林宏奂¹, 刘兰琴¹

(¹中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900
²中国工程物理研究院北京研究生部, 北京 100088)

摘要 为了达到维持热核燃烧所需的高密度压缩状态, 激光驱动聚变对光束能量沉积的均匀性提出了很高的要求。成丝会破坏间接驱动中的辐照均匀性, 须采用合理的束匀滑措施加以抑制。光谱色散平滑技术(SSD)由于相位板的引入使焦斑尺寸大为增加, 在应用于间接驱动时容易出现堵孔等问题。针对该问题, 提出用光栅对啁啾脉冲序列色散, 利用焦斑扫动消除 10 μm 到 100 μm 的靶面起伏, 从而抑制成丝。建立了描述这种脉冲产生、色散和聚焦的物理模型。模拟结果表明, 采用啁啾脉冲堆积的束匀滑方法与一维光谱色散平滑技术(不加随机相位板)相比, 在消除靶面高频起伏方面更具优越性, 且焦斑的扫动范围与光栅色散方向上的光束带宽成正比。这些优点使得这种束匀滑方法在提高靶面辐照均匀性方面具有重要的应用价值。

关键词 激光技术; 时间束匀滑; 啁啾脉冲堆积; 惯性约束核聚变

中图分类号 TN241 **文献标识码** A

Research on Temporal Smoothing Characteristics of Frequency-Modulated Light

ZHANG Rui^{1,2}, ZHANG Xiao-min¹, SUI Zhan¹, SU Jing-qin¹,
WANG Wen-yi¹, LIN Hong-huan¹, LIU Lan-qin¹

(¹ Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China)
(² Beijing Postgraduate Department, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

Abstract Laser driven fusion requires a high degree of uniformity in laser energy deposition in order to achieve the high density compression required for sustaining a thermonuclear burn. While, filamentation severely affects laser irradiation uniformity, which often encountered in indirect-drive research. Therefore, a proper smoothing method must be adopted. With smoothing by spectral dispersion (SSD), the size of focal spot increases greatly for the introduction of phase plate, and pinhole closure will likely happen when the light injected into the hohlraum. To solve this problem, angular spectral dispersion of stacked chirped pulse is proposed here to decrease the target nonuniformity of scale 10 μm to 100 μm . By analyzing the propagating characteristics of frequency-modulated light, mathematical representations are deduced. Simulation indicates, compared with one-dimensional SSD [without random phase plate (RPP)], chirped pulse stacking is more effective in diminishing high frequency modulations on target plane, and the size of smoothed area is dependent on the bandwidth of the stacked pulse in the dispersing direction. These advantages make the technique a promise in promising method laser irradiation uniformity.

Key words laser technique; temporal smoothing; chirped pulse stacking; inertial confinement fusion

1 引 言

间接驱动中, 10 μm 到 100 μm 尺度的靶面光强调制最容易引起成丝, 从而影响靶丸辐照均匀性, 须采用合理的束匀滑措施加以抑制。诱导空间非相干(ISI)技术^[1~4]将非相干光成像到靶面获得了平滑

的焦斑, 但由于要对空间和时间上强度不均匀的光进行放大, 不适合应用于钨玻璃激光器。S. Skupsky 等^[5]提出的光谱色散平滑(SSD)技术允许使用宽带光并可实现高效率三倍频^[6], 已在罗彻斯特大学的 OMEGA, 日本大阪大学的 GEKKO X II

基金项目: 国家 863 计划(2005AA845030)资助课题。

作者简介: 张 锐(1981—), 男, 中国工程物理研究院激光聚变研究中心硕士研究生, 主要从事高功率激光器光束控制研究。E-mail: zrsnowmanzr@hotmail.com

等直接驱动装置上得到了应用。国内周申蕾等^[7]做了光谱色散平滑技术的理论研究,为在神光II中应用提供了设计参考。关键技术方面,濮宏图等^[8]研究了用于光束时间匀滑的谐振腔式相位调制器。但光谱色散平滑技术应用于间接驱动时,由于相位板的使用,焦斑尺寸扩大,在通过靶腔小孔时会碰到困难。对间接驱动,采用何种束平滑措施来获得平顶、陡边、无“旁瓣”以及直径能与靶孔径匹配的焦斑,仍是目前未解决的技术难题。

针对该问题,我们提出用光栅对脉冲堆积得到的啁啾脉冲序列做色散,利用焦斑不同时刻对应不同频谱成分形成的时间束匀滑机制消除 10 μm 到 100 μm 尺度的靶面起伏,从而抑制间接驱动中的成丝效应。

2 理论分析

假设脉冲时间包络为超高斯型,一维光谱色散

平滑技术第二块光栅后的电场可写成

$$E'(Y, t) = E_0(Y) \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{T_0}\right)^{2m}\right] \times \exp\{i\omega_0 t + i\delta \sin[\omega_m(t + \xi Y)]\}, \quad (1)$$

光束截面内最大的时间延迟量 $t_D = \frac{D \cdot \Delta\theta \lambda}{\Delta\lambda c}$, 光栅

角色散 $\xi \equiv \frac{\Delta\theta \lambda}{\Delta\lambda c} = \frac{t_D}{D} = \frac{N_c}{\nu_m D}$, 色循环数 $N_c \equiv t_D \nu_m$ 。

图 1 给出了一维 SSD 中光栅 2 后的脉冲形状 ($\delta_m = 6, 15, \nu_m = 3.3 \text{ GHz}, \Delta\lambda = 0.15 \text{ nm}$)。某位置处的瞬时光波长定义为

$$\hat{\lambda}(r_T, t) \equiv \frac{c}{c/\lambda - \dot{\varphi}} = c / \left(\frac{c}{\lambda} - \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right), \quad (2)$$

φ 是 $\exp[i\varphi(y, t)] \exp(i\omega_0 t)$ 中的 $\varphi(y, t)$ 项。波长被映射到光强表面上,起到将电场的频率信息作为数据第四维显示的作用。 $N_c = 1$ 时,波长在某时刻的光束截面上显示为一个色循环。如 λ 空间包络后电场可表示成

$$E(X, Y, Z, t) = E(t) \exp\left\{-\ln 2 \times \left[\left(\frac{X}{D/2}\right)^{2n} + \left(\frac{Y}{D/2}\right)^{2n} \right]\right\} \exp(-ikZ), \quad (3)$$

D 为半峰全宽(FWHM),这里 $n = 10, D = 29 \text{ cm}$ 。

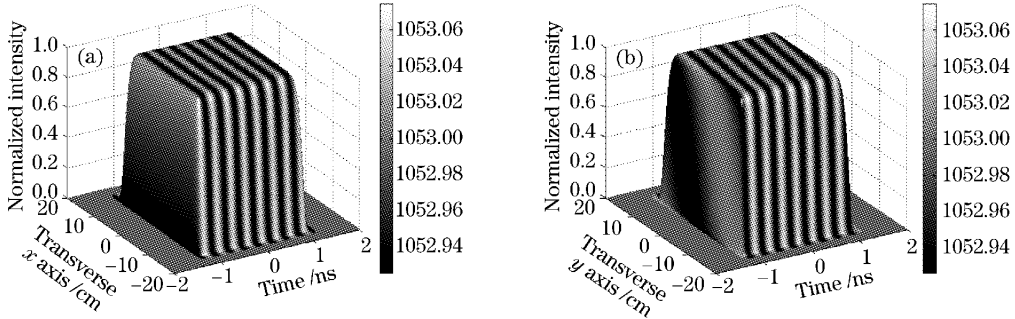


图 1 一维光谱色散平滑技术中光栅 2 后的脉冲时空切片图。(a) 不加光栅色散方向;(b) 加光栅色散方向

Fig. 1 Spatio-temporal pulse shape of 1D-SSD output. (a) Without dispersion (x direction); (b) with dispersion (y direction)

现在考虑用啁啾脉冲堆积来实现束匀滑,采用下面的式子对电场做近似

$$E(t) = \sum_{k=0}^n \alpha_k \exp\left[-\frac{(t - krT_{\text{FWHM}})^{2m}}{2\tau^{2m}} - ib \frac{(t - krT_{\text{FWHM}})^2}{2\tau^2}\right] \exp[-i\omega_0(t - krT_{\text{FWHM}})], \quad (4)$$

n 代表基准脉冲的个数, α_k 为第 k 个脉冲的强度因子, τ 为峰值强度 e^{-1} 处的半宽度, $b = \Delta\omega_L \tau / 2$ 是输入脉冲的正啁啾参量, $\Delta\omega_L$ 是啁啾脉冲的频谱全宽。堆积后的脉冲宽度为 $\Delta T = nrT_{\text{FWHM}}$, $m = 1$ 时, $T_{\text{FWHM}} = 2(\ln 2)^{1/2} \tau$, r 控制脉冲重叠的程度。这种堆积脉冲的上升沿由单个基准脉冲的上升沿决定,可以做到小于 50 ps。图 2 给出了 r 不同时,光强随时间的变化图。对于高斯脉冲, r 值越小,顶部调制越小。

考虑到 r 减小脉冲间的相干性会变强,因此在后面的计算中选取 $r = 0.7$,此时顶部调制已小于 1%。通过模拟发现, r 变化量相同时,超高斯脉冲堆积比高斯脉冲堆积顶部变化大得多,说明高斯脉冲堆积时比超高斯脉冲更容易调节到较小的顶部调制,因此这里考虑的是高斯脉冲的堆积。

对 $E(t)$ 做傅里叶变换得

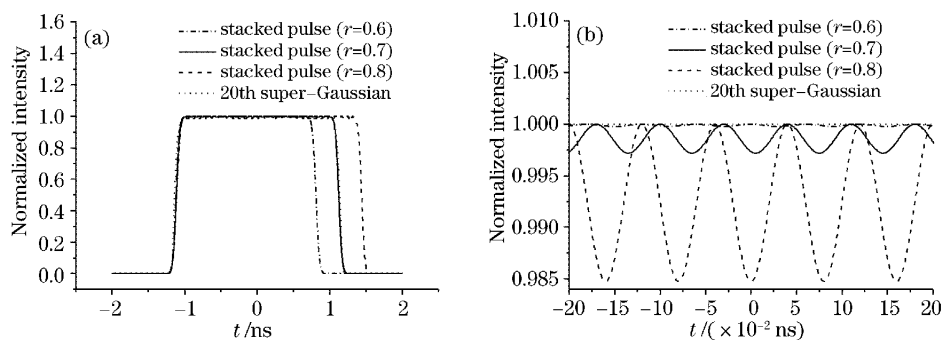


图 2 (a) r 不同时 32 个高斯脉冲的组合脉冲与超高斯脉冲 ($m=20, T_0=1.15$ ns) 的比较; (b) 脉冲顶部的细节结构
Fig. 2 (a) Comparison of 32 stacked Gaussian pulses with different r and super-Gaussian pulse ($m=20, T_0=1.15$ ns);
(b) detail structure of the pulse top

$$E(\omega) = \sum_{k=0}^n \alpha_k \tau \sqrt{\frac{2\pi}{1+ib}} \exp(i\omega_0 k r T_{FWHM}) \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2 \tau^2}{2(1+ib)} + i(\omega - \omega_0) k r T_{FWHM}\right], \quad (5)$$

若选 Z 轴为 ω_0 光衍射后的传播方向, 则光栅引入的相位为

$$\phi(\omega) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{R} = \frac{\omega}{c} (Z \cos \theta + Y \sin \theta), \quad \theta = \frac{d\theta}{d\omega} \Delta\omega = -\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \frac{\lambda}{\omega} \Delta\omega, \quad (6)$$

$\Delta\omega/\omega$ 较小时该量保持线性, $\phi(\omega)$ 近似为

$$\phi(\omega) \approx -\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \frac{\lambda}{c} (\omega - \omega_0) Y + \frac{\omega}{c} Z, \quad (7)$$

得出光栅后电场的时域表达式为

$$E'(t) = \sum_{k=0}^n \alpha_k \exp[-i\omega_0(t - krT_{FWHM})] \exp\left[-\frac{1+ib}{2\tau^2} \left(1 - krT_{FWHM} + \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \frac{\lambda}{c} Y - \frac{Z}{c}\right)^2\right]. \quad (8)$$

3 数值模拟

调频脉冲经逐级放大和扩束, 最后聚焦到靶面。设物面位于透镜前 f 处, 且透镜后焦面作观察平面, 则靶面上的光强分布为

$$I_{ff}(x_{ff}, y_{ff}, t) = \left| \iint_{V_{\text{space}}} E(x, y, t) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{ff} x + y_{ff} y)\right] dx dy \right|^2, \quad (9)$$

$I_{ff}(x_{ff}, y_{ff}, t)$ 代表远场瞬时光强, $E(x, y, t)$ 为近场电场强度, (x, y) 和 (x_{ff}, y_{ff}) 为近场和远场的对应坐标。远场光通量定义为瞬时光强在脉冲长度内的时间积分。在物面上加入原型光束实验得到的主

放动态波前, 光束口径取 $29 \text{ cm} \times 29 \text{ cm}$, 透镜焦距 $f=2.2 \text{ m}$, 得到的焦斑通量分布如图 3 所示。

我们比较了时空包络相近时一维光谱色散平滑技术(不加随机相位板)和啁啾脉冲序列色散得到的

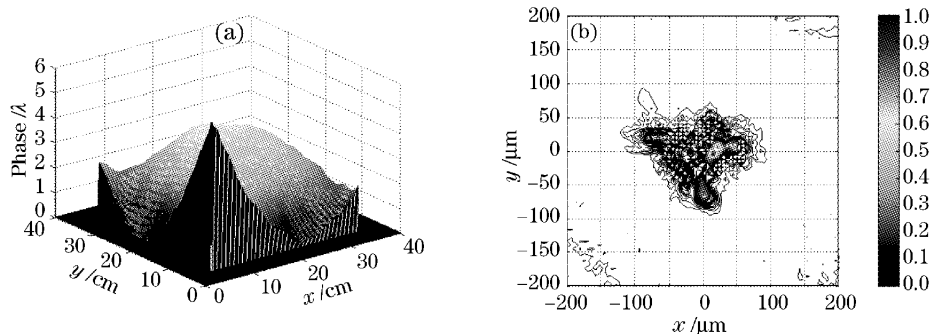


图 3 (a) 实验中得到的主放输出动态波前; (b) 聚焦光斑的俯视图

Fig. 3 (a) Output dynamic wavefront of the main amplifier; (b) planform of the focal spot

时间积分焦斑,用来分析两种技术的优缺点,得到的

焦斑如图 4 所示。

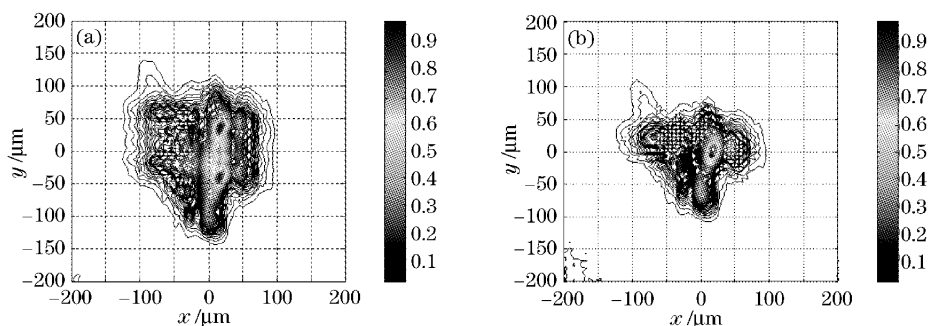


图 4 (a)一维光谱色散平滑技术(不加随机相位板)得到的焦斑(带宽 0.15 nm); (b)基准脉冲带宽 0.15 nm 时啁啾脉冲序列色散得到的焦斑

Fig. 4 (a) Focal spot of 1D SSD (without RPP) with bandwidth 0.15 nm; (b) Focal spot of the stacked chirped pulses with 0.15 nm bandwidth of each pulse

可见,在光栅色散方向上,一维光谱色散平滑技术(不加随机相位板)比啁啾脉冲序列色散的匀滑效果差,前者焦斑两端仍存在尖峰调制,而后者对靶面上 10 μm 到 100 μm 尺度的起伏作了很大程度的抑制。模拟发现,要想得到更加理想的焦斑分布,需要控制好波前分布。

我们还就不同带宽下啁啾脉冲序列色散得到的焦斑形态进行了比较。由图 5 可以看出,带宽决定了焦斑在光栅色散方向上的扫动范围,同时束匀滑效果随着带宽增大有了一定程度的改善。考虑到带宽过大时倍频效率下降明显,实际应用中要在束匀滑效果与倍频效率之间寻求平衡。

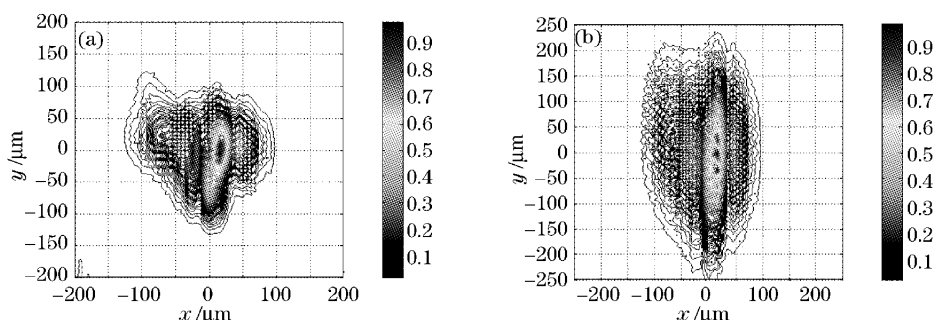


图 5 基准脉冲带宽为 0.3 nm (a)和 1 nm (b)时啁啾脉冲序列色散得到的远场焦斑

Fig. 5 Planform of the focal spot using chirped pulse stacking with bandwidth 0.3 nm (a) and 1 nm (b) of each pulse

4 结 论

通过对靶面上 10 μm 到 100 μm 尺度调制的抑制,啁啾脉冲序列色散技术为间接驱动中成丝的抑制提供了一种新的思路。但由于多脉冲堆积时实际上是部分相干的,处理为非相干叠加或相干叠加存在着一定的误差,因此建立更为系统的模型时必须充分考虑这些实际情况。目前,我们正着手这种技术的实验研究。

参 考 文 献

- 1 R. H. Lehmberg, A. J. Schmitt, S. E. Bodner. Theory of induced spatial incoherence [J]. *J. Appl. Phys.*, 1987, **62**(7): 2680~2701
- 2 D. Veron, H. Ayrat, C. Gouedard *et al.*. Optical spatial smoothing of Nd-glass laser beam [J]. *Opt. Commun.*, 1988, **46**(27): 42~45
- 3 M. Nakatsuka, N. Miyanaga, T. Kanabe *et al.*. Partially coherent light sources for ICF experiment [C]. *SPIE*, 1993, **1870**: 151~162
- 4 H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga *et al.*. Spectrally dispersed amplified spontaneous emission for improving irradiation uniformity into high power Nd-glass laser system [J]. *J. Appl. Phys.*, 1993, **73**(5): 2122~2131
- 5 S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler *et al.*. Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light [J]. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(8): 3456~3462
- 6 Joshua E. Rothenberg. Comparison of beam-smoothing methods for direct-drive inertial confinement fusion [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(7): 1664~1671
- 7 Zhou Shenlei, Lin Zunqi, Zhu Jian *et al.*. Computation and study of smoothing by spectral dispersion [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(3): 341~345
周申蕾,林尊琪,朱 俭等. 谱色散均匀化的计算研究 [J]. 中国激光, 2005, **32**(3): 341~345
- 8 Pu Hongtu, Xue Quan, Wu Jian *et al.*. Research of a resonant cavity phase modulator used in SSD [J]. *Chinese J. Lasers*, 1998, **A25**(2): 115~118
濮宏图,薛 泉,吴 健等. 用于光束时间匀滑的谐振腔式相位调制器研究 [J]. 中国激光, 1998, **A25**(2): 115~118