

用于超快束匀滑的动态波前调控新方案

李腾飞 钟哲强 张彬

Novel dynamic wavefront control scheme for ultra-fast beam smoothing

Li Teng-Fei Zhong Zhe-Qiang Zhang Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 174206 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172527

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172527>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

平面超透镜的远场超衍射极限聚焦和成像研究进展

Advances in the far-field sub-diffraction limit focusing and super-resolution imaging by planar metalenses

物理学报.2017, 66(14): 144206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.144206>

基于光纤光栅的冲击激励声发射响应机理与定位方法研究

Acoustic emission localization technique based on fiber Bragg grating sensing network and signal feature reconstruction

物理学报.2017, 66(7): 074210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074210>

基于光克尔效应的径向光束匀滑新方案

A novel radial beam smoothing scheme based on optical Kerr effect

物理学报.2016, 65(9): 094207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094207>

基于六角格子光子晶体波导的高效全光二极管设计

High efficiency all-optical diode based on hexagonal lattice photonic crystal waveguide

物理学报.2016, 65(6): 064207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064207>

外腔镜非线性运动对激光回馈应力测量系统精度的影响及修正

Correction of error induced by nonlinear movement of feedback mirror in laser feedback stress measurement system

物理学报.2015, 64(8): 084208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084208>

用于超快束匀滑的动态波前调控新方案*

李腾飞 钟哲强 张彬†

(四川大学电子信息学院, 成都 610065)

(2017年11月24日收到; 2018年5月31日收到修改稿)

提出了利用光克尔效应实现激光束波前动态调控, 进而实现焦斑超快束匀滑 (ps 量级) 的方案, 其原理是利用抽运光动态改变光克尔介质的折射率分布, 以对透射主激光束附加时空耦合的动态波前, 进而使激光束在靶面的焦斑散斑产生更加快速、多样的变化, 最终实现焦斑的超快束匀滑. 当抽运光时间波形为高斯脉冲序列, 且以小角度倾斜入射至光克尔介质时, 由于抽运光和光克尔介质对主激光附加随时间横向移动的周期性球面相位, 且球面相位的幅值随时间不断变化, 因而可以同步实现激光束焦面散斑的横向和径向超快速扫动, 从而更为有效地改善靶面辐照均匀性.

关键词: 惯性约束聚变, 波前调控, 光克尔效应, 束匀滑

PACS: 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.67.20172527

1 引言

在激光驱动的惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 装置中, 为实现对靶丸的均匀对称压缩, 要求靶面辐照不均匀性控制在 1% 以内^[1,2]. 然而, 实际的高功率激光系统不可避免地会使激光束波前偏离理想平面波, 从而降低靶面辐照的均匀性. 因此, 需要采用多种束匀滑技术^[3-6]从空域和时域对激光束进行调控, 以实现靶面的均匀辐照. 其中, 以连续相位板 (continuous phase plate, CPP) 为代表的空域束匀滑技术可有效地控制焦斑包络, 但会使焦斑内部存在小尺度散斑, 需要结合时域束匀滑技术来抹平散斑; 而时域束匀滑技术以光谱色散匀滑 (smoothing by spectral dispersion, SSD) 为典型代表, 它利用电光晶体与光栅对激光束附加一个正弦分布且随时间横移的动态波前, 以实现焦斑内部散斑的快速扫动, 从而在一定积分时间内抹平焦斑内部的高频强度调制. 然而, 受限于电光晶体的调制频率 (GHz), SSD 在百 ps 量级才能实现稳定的束匀滑效果^[7], 而对非线性

成丝 (增长时间为数 ps) 的抑制效果微弱^[8,9]. 因此, 亟需发展新的超快束匀滑技术, 在高效短时匀滑的基础上实现对非线性成丝的抑制.

光克尔效应是三阶非线性效应, 表现为光克尔介质的折射率随抽运光强度发生变化 ($n = n_0 + n_2 I(x, y, t)$). 值得指出的是, 由于光克尔效应的响应时间为亚皮秒量级^[10], 光克尔介质的折射率在时空上随抽运光发生超快速变化, 可用于对激光束进行超快速动态波前调控. 通过对激光束的动态波前调控, 产生类似于光谱色散匀滑的效果, 以达到在抹平焦斑强度调制的基础上进一步抑制激光束非线性成丝增长的目的. 2015年, 我们曾提出一种基于光克尔效应的径向匀滑 (radial smoothing, RS) 技术^[11], 其主要原理是利用周期性高斯脉冲序列和光克尔介质对激光束附加超快速变化的球面波前, 从而引起焦斑内部散斑的径向扫动, 进而抹平焦斑的强度调制. 在这一常规 RS 方案中, 抽运光与主激光束平行入射至光克尔介质以对主激光束附加稳定的球面波前. 然而, 由于在抽运光强度较弱时产生的附加球面波前变化率较小, 径向匀滑技术的束匀滑效果不太稳定^[12]. 本文

* 国家重大专项 (批准号: JG2017037) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangbinff@sohu.com

提出了一种利用光克尔效应实现激光束波前的动态调控的方案, 并以激光束焦斑超快速匀滑为目的开展了相关研究. 该方案使抽运光以小角度斜入射至光克尔介质, 通过合理调控光克尔介质中抽运光与主激光束传输方向之间的偏转角, 对主激光束附加随时间横向移动的周期性高斯相位, 以实现主激光束的动态波前调控, 进而获得快速高效的束匀滑效果.

2 物理模型

在基于光克尔效应的激光束动态波前调控束匀滑技术中, 利用光克尔效应对主激光束的波前

进行实时的调控, 当激光束波前动态变化时, 将引起靶面焦斑强度分布的实时变化, 从而在积分时间内改善靶面辐照均匀性. 在抽运光斜入射至光克尔介质的方案中, 可将光克尔介质插入至ICF装置的预放大器中^[13], 以降低对抽运光能量的要求, 如图1所示. 利用脉冲堆积方式产生抽运光脉冲序列^[14], 以周期性快速改变光克尔介质的折射率分布. 主激光束与抽运光同时通过光克尔介质, 从而对主激光束附加快速变化的动态波前. 主激光束进一步经过扩束、放大、三倍频及CPP后, 最终由透镜聚焦在靶面上. 由于主激光束波前的动态变化, 引起靶面散斑的快速扫动, 从而快速抹平靶面焦斑的高频强度调制.

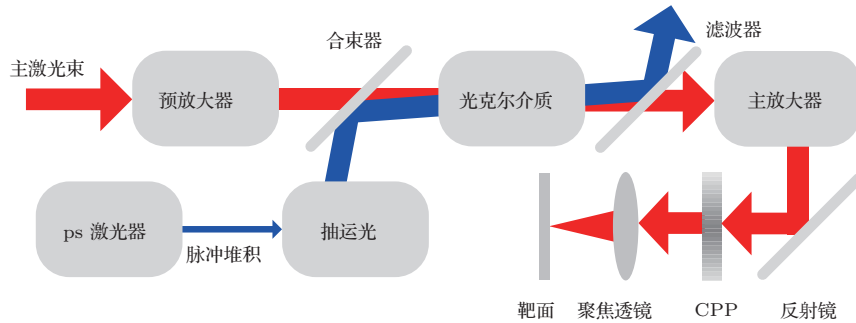


图1 NIF 光传输链插入光克尔介质示意图
Fig. 1. Illustration of optical Kerr medium in NIF beamline.

在该方案中, 抽运光在光克尔介质中的传输方向相对于主激光束偏离一定角度, 如图2所示.

图2给出了抽运光斜入射方案的示意图, 主激光束正入射至光克尔介质, 其传输方向为 z . 抽运光在光克尔介质中的传输方向相对于主激光束偏转角度 θ , 其传输方向为 z' . 抽运光由光纤脉冲堆积的方式产生, 其时间波形为高斯脉冲序列, 即

$$I_0(\alpha) = I_p \sum_m \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\alpha - mT_d}{T_w} \right)^2 \right], \quad (1)$$

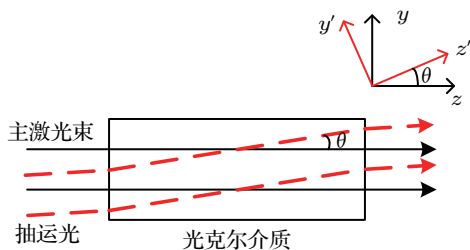


图2 抽运光斜入射示意图

Fig. 2. Illustration of obliquely incident pump laser.

式中 $\alpha = z'/(c_K - t)$, $c_K = c/n_0$ 为光克尔介质中的光速, c 为真空光速, n_0 为介质的折射率; I_p 为抽运光的峰值强度; T_d 为抽运光子脉冲间的延时; T_w 为抽运光子脉冲的脉宽; m 为脉冲个数. 抽运光强度在其横截面 $x'Oy'$ 为高斯分布, 将抽运光强度分布以主激光束的坐标表示, 可得其强度分布为

$$I_{\text{pump}}(x, y, z, t) = I_0 \left(\frac{(y - \Delta y) \sin \theta + z \cos \theta}{c_K} - t \right) \times \exp \left[- \left(\frac{x}{w_{\text{pump}}} \right)^2 - \left(\frac{(y - \Delta y) \cos \theta - z \sin \theta}{w_{\text{pump}}} \right)^2 \right], \quad (2)$$

式中 $\Delta y = d \sin \theta / 2$ 为抽运光中心在光克尔介质入射面相对主激光束中心的偏离量, d 为光克尔介质在 z 方向的厚度; w_{pump} 为抽运光的束腰半径. 由(2)式可知, 抽运光强度的时空分布表现为其时间波形与横向空间强度分布的乘积. 乘积的第一项表

明, 当抽运光偏转角 θ 不为 0 时, 在主激光束横向截面的 y 方向将反映出抽运光时间波形的变化, 因而在主激光束横截面 y 方向的抽运光强度分布为随时间沿 y 方向移动的周期性高斯分布. 乘积的第二项表明, 抽运光在 y 方向的强度分布存在一个不随时间变化的高斯包络.

光克尔介质折射率的变化正比于其非线性折射率系数与抽运光强度, 由于介质中抽运光强度随时间实时变化, 从光克尔介质中出射的主激光束的附加相位为其沿光克尔介质中传输路径的积分结果, 即

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{RS}}(x, y, t) &= kn_2 \int_0^d I_{\text{pump}} \left(x, y, z, t + \frac{z}{c_K} \right) dz, \quad (3) \end{aligned}$$

式中 d 为光克尔介质的厚度; n_2 为光克尔介质的非线性折射率系数; $k = 2\pi/\lambda$ 为主激光束的波数.

主激光束经过光克尔介质、扩束系统、CPP 相位调制以及三倍频后, 其光场分布为

$$\begin{aligned} E(x, y, t) &= E_0(1 + \sigma_{\text{random}}(x, y)) \exp \left[- \left(\frac{x^{2N}}{w^{2N}} + \frac{y^{2N}}{w^{2N}} \right) \right] \\ &\times \exp \{ 3i[\varphi_{\text{RS}}(x, y, t) + \varphi_{\text{CPP}} + \varphi_{\text{initial}}] \}, \quad (4) \end{aligned}$$

式中 $\sigma_{\text{random}}(x, y)$ 为随机振幅调制, E_0 为主激光束电场的振幅, w 为主激光束束腰半径, N 为超高斯阶数, φ_{CPP} 为 CPP 附加相位调制, φ_{initial} 为初始相位畸变.

激光束经透镜聚焦至靶面, 靶面光场由柯林斯公式计算得到

$$\begin{aligned} E_f(x_f, y_f, t) &= \frac{\exp(ik_{3\omega}L)}{i\lambda_{3\omega}B} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, t) \\ &\times \exp \left[- \frac{ik_{3\omega}}{B}(xx_f + yy_f) \right] dx dy, \quad (5) \end{aligned}$$

式中 $k_{3\omega} = 2\pi/\lambda_{3\omega}$ 为三倍频光的波数; $B = f$, f 为聚焦透镜焦距; 传输长度 $L = f$; x 与 y 为聚焦透镜前的近场坐标; x_f 与 y_f 为靶面坐标.

当积分时间为 Δt 时, 靶面焦斑的平均强度分布为

$$I_f(x_f, y_f, \Delta t) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} |E_f(x_f, y_f, t)|^2 dt. \quad (6)$$

采用光通量对比度 C_{contrast} 评价焦斑的束匀滑效果, 其表达式为

$$C_{\text{contrast}} = \frac{1}{I_{\text{mean}}} \left\{ \iint_{(x_f, y_f) \in A} \frac{1}{A} [I_f(x_f, y_f) - I_{\text{mean}}]^2 dx_f dy_f \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

式中 A 为观察区域的面积, I_{mean} 为观察区的域平均强度. 对比度越低, 表明焦斑的强度调制越小, 束匀滑效果越好.

采用 FOPAI 曲线^[13] 定量统计焦斑内部的高强度热斑数量, 其表达式为

$$\begin{aligned} \text{FOPAI}(I_0) &= \frac{\iint_{I_f(x_f, y_f) \geq I_0 \wedge (x_f, y_f) \in A} I_f(x_f, y_f) dx_f dy_f}{\iint_{(x_f, y_f) \in A} I_f(x_f, y_f) dx_f dy_f}, \quad (8) \end{aligned}$$

式中 A 为观察区域的面积. FOPAI 曲线靠左, 表明焦斑内部高强度热斑的比例较少, 束匀滑效果较好.

3 数值计算与分析

将光克尔介质置于预放大器至主放大器之间的像传递系统中, 主激光束束腰半径 $w = 15 \text{ mm}$ ^[15], 超高斯阶数 $N = 6$, 聚焦透镜焦距 $f = 7.7 \text{ m}$. 主激光束存在一定的振幅调制^[13] 与初始相位畸变^[16], 不妨设随机振幅调制深度为 0.03, 初始相位畸变 PV 值为 1λ . 以硝基苯^[17] 作为光克尔介质, 其折射率 $n_0 = 1.53$, 非线性折射率系数 $n_2 = 2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$, 厚度 $d = 10 \text{ cm}$. 抽运光束束腰半径 $w_{\text{pump}} = 15 \text{ mm}$, 脉宽 $T_w = 5 \text{ ps}$, 延时 $T_d = 10 \text{ ps}$ ^[18], 峰值强度 $I_p = 1.5 \text{ GW}/\text{cm}^2$, 入射角 $\theta = 3.5^\circ$. 焦斑的尺寸以焦斑 86.5% 环围能量半径表示.

如图 3 所示, 由于抽运光为高斯脉冲序列, 当抽运光斜入射时, 抽运光的时间波形投影至主激

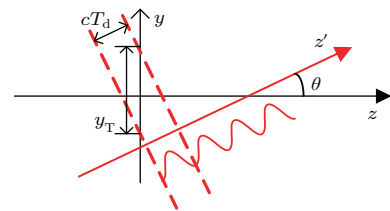


图 3 抽运光时间波形在 y 方向的投影

Fig. 3. The projection of waveform of pump laser to the y direction.

光束横截面的 y 方向. 因此其附加相位存在周期性高斯调制, 且随时间沿 y 方向移动. 计算得出, 抽运光强度在 z' 方向的空间周期 $c_K T_d = 2 \text{ mm}$, 其在 y 方向的投影为 $y_T = c_K T_d / \sin \theta = 32 \text{ mm}$, 与主激光束的束腰直径相当.

3.1 焦斑形态分析

当积分时间 $\Delta t = 10 \text{ ps}$ 时, 运用几种束匀滑技术的靶面光强分布及其 FOPAI 曲线如图 4 所示, 图

中白线表示 $x_f = 0$ 及 $y_f = 0$ 截面的焦斑强度分布.

由图 4 可知, 当 CPP 单独作用时, 靶面焦斑的光通量对比度为 1.02, 其内部存在大量的小尺度热斑. 因此, 需要结合时域束匀滑技术对激光束波前进行动态调控, 以实时改变靶面热斑分布, 从而在积分时间内抹平焦斑高频强度调制. 当 SSD 与 CPP 技术共同作用时, 焦斑内部的热斑比例明显减少, 焦斑光通量对比度为 0.59, 比只采用 CPP 下降了 42%, 但由于一维 SSD 技术仅在其光栅的色散方向存在扫动, 因而焦斑存在较为明显的条纹状强度

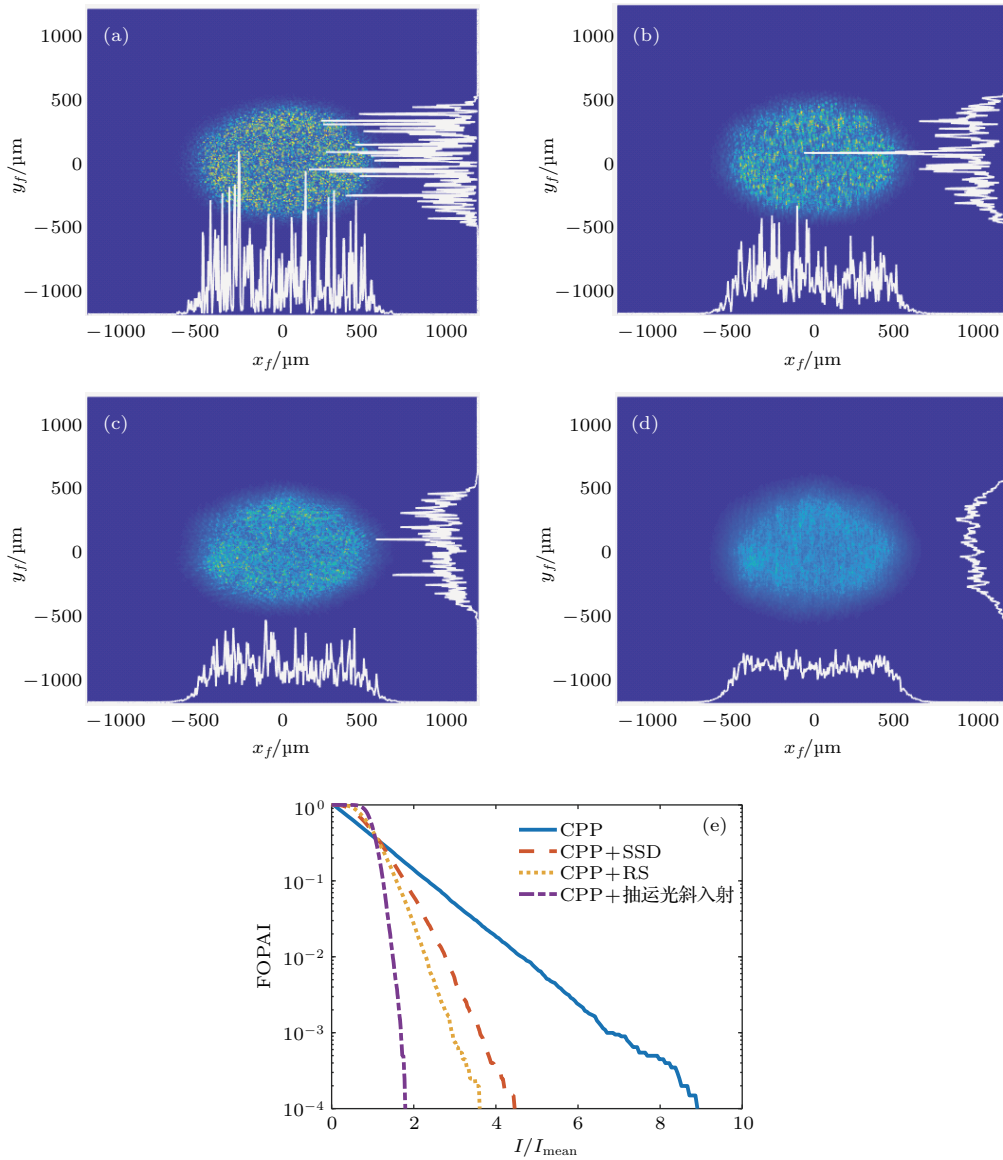


图 4 积分时间为 10 ps 时, 几种束匀滑技术对应的靶面焦斑强度分布及其 FOPAI 曲线 (a) CPP, $C_{\text{contrast}} = 1.02$, 焦斑半径 472.0 μm ; (b) CPP+SSD, $C_{\text{contrast}} = 0.59$, 焦斑半径 475.0 μm ; (c) CPP+RS, $C_{\text{contrast}} = 0.47$, 焦斑半径 481.5 μm ; (d) CPP+抽运光斜入射, $C_{\text{contrast}} = 0.26$, 焦斑半径 495.5 μm ; (e) FOPAI 曲线

Fig. 4. The focal spot intensity distributions and related FOPAI curves for several beam smoothing technics when integral time is 10 ps: (a) CPP, $C_{\text{contrast}} = 1.02$, radius of focal is 472.0 μm ; (b) CPP with SSD, $C_{\text{contrast}} = 0.59$, radius of focal is 475.0 μm ; (c) CPP with RS, $C_{\text{contrast}} = 0.47$, radius of focal is 481.5 μm ; (d) CPP with obliquely incident pump laser, $C_{\text{contrast}} = 0.26$, radius of focal is 495.5 μm ; (e) FOPAI curves.

调制. 当常规RS与CPP技术共同使用时, 焦斑光通量对比度降至0.47, 比只采用CPP下降了54%, 且焦斑的扫动方向为径向, 不存在条纹状的强度调制. 当抽运光斜入射至光克尔介质时, 焦斑光通量对比度降至0.26, 比只采用CPP下降了75%, 焦斑半径虽稍有增大, 但焦斑的包络基本保持不变. 此外, FOPAI曲线进一步左移, 表明焦斑内部的高强度热斑得到了有效的抑制.

3.2 束匀滑效果分析

得益于光克尔效应亚皮秒量级的快速响应以及快速变化的抽运光时间波形, 基于光克尔效应的波前动态调控技术相对于SSD可在更短的时间内达到稳定的束匀滑效果. 图5给出了焦斑光通量对比度随时间的变化规律.

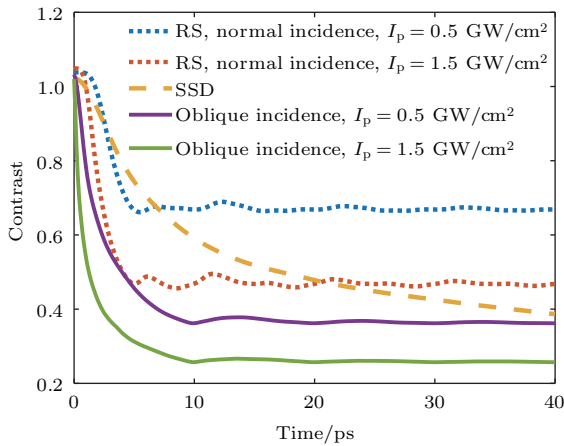


图5 靶面焦斑光通量对比度随积分时间的变化规律
Fig. 5. Variation of C_{contrast} of focal spot with integral time.

在常规RS方案中, 抽运光正入射至光克尔介质, 与主激光束在介质内同步传输, 因而主激光束的附加相位分布的变化与抽运光强度一致. 由于抽运光为高斯脉冲序列, 其强度在峰谷值处的变化率较低, 从而导致主激光束的附加相位变化缓慢. 因此, 在抽运光峰谷值处, 靶面焦斑的散斑分布变化较小, 其束匀滑效果不太稳定, 光通量对比度随时间存在一定的波动. 在本文的参数下, 当 $t = 0$ 时, 抽运光在高斯脉冲序列的波谷处, 因而初始时刻束匀滑效果相对较差, 光通量对比度在 $t = 0$ 处出现一个短暂的平台期, 而后快速下降. 当抽运光斜入射时, 在主激光束的横向截面内存在抽运光时间波形的投影, 因而主激光束的附加相位不仅会受到周

期性高斯调制, 而且还随时间以恒定速度横向移动. 因此, 当抽运光斜入射时, 束匀滑效果较为稳定, 初始时刻焦斑光通量对比度下降较快.

图6给出了主激光束在 y 方向附加相位 $\phi(0, y)$ 的分布随时间的变化. 当采用常规RS技术时, 抽运光正入射至光克尔介质, 主激光束的附加

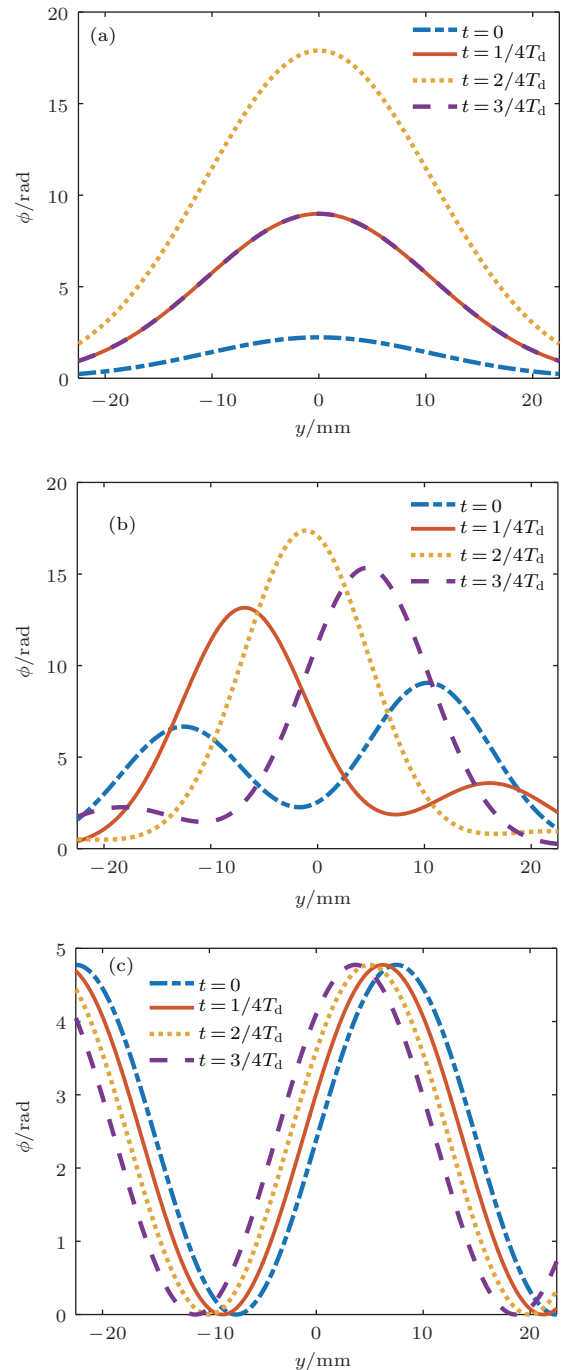


图6 不同束匀滑技术作用时主激光束 y 方向 ($x = 0$) 的附加相位 (a) RS; (b) 抽运光斜入射; (c) SSD
Fig. 6. The additional phase of laser beam in the y direction ($x = 0$) for different beam smoothing technics: (a) RS; (b) oblique incident pump laser; (c) SSD.

相位的空间分布与抽运光强度的空间分布保持一致, 其幅值随抽运光的时间波形而变化. 然而, 通过进一步的观察可以发现, 在主激光束的中心部分, 附加相位的梯度基本保持不变. 因此, 抽运光正入射时, 主激光束中心部分聚焦之后在靶面形成的斑纹结构并没有太大的变化. 值得庆幸的是, 当抽运光以小角度斜入射时, 主激光束的附加相位仍保持高斯包络, 但由于抽运光时间波形投影至主激光束横向截面, 致使附加相位存在与SSD类似的随时间不断横移的周期性高斯调制, 且其移动速度更快. 在本文参数下, 由于抽运光时间波形在 y 方向投影的空间周期与其束腰直径相当, 当抽运光波峰投影至主激光束中心时 ($t = 2/4T_d$), 主激光束附加相位为高斯形; 当抽运光波谷投影至主激光束中心时 ($t = 0$), 附加相位为马鞍形. 由此可见, 当抽运光斜入射时, 主激光束中心部分的相位梯度变化较大, 焦斑的斑纹结构变化更加丰富, 因此, 当抽运光斜入射时, 束匀滑效果较好.

由于主激光束的相位同时具有类球面相位的幅值变化以及相位的横向移动, 因而可同步实现焦斑的径向与横向扫动. 在常规的激光集束中, 使子束SSD光栅的色散方向相互垂直, 可实现焦斑的二维匀滑^[19]. 类似地, 通过调整集束中各子束抽运光的入射方向, 也可进一步提高辐照均匀性. 图7给出了单束和集束条件下, SSD和抽运光倾斜入射方案的束匀滑效果的对比.

从图7可以看出, 在激光集束中, SSD和抽运光倾斜入射方案的束匀滑效果比单束均有一定的

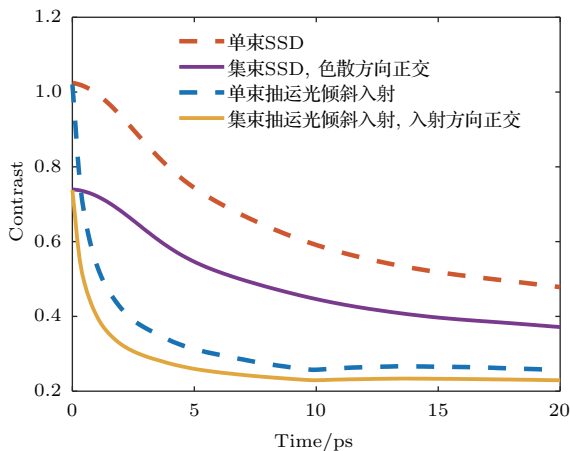


图7 单束和集束条件下, 焦斑光通量对比度随积分时间的变化

Fig. 7. Variation of $C_{contrast}$ of focal spot with integral time in single laser beam and laser quads.

提升, 且抽运光倾斜入射方案可在更短的时间内实现更好的束匀滑效果.

3.3 抽运光偏转角的选择

抽运光斜入射方案将抽运光的时间波形投影至主激光束的横向截面, 以对主激光束进行动态波前调控, 而抽运光的偏转角对该方案的束匀滑效果具有重要影响. 图8给出了当积分时间不同时, 焦斑的光通量对比度随抽运光偏转角 θ 的变化, 以及偏转角不同时光通量对比度随积分时间的变化.

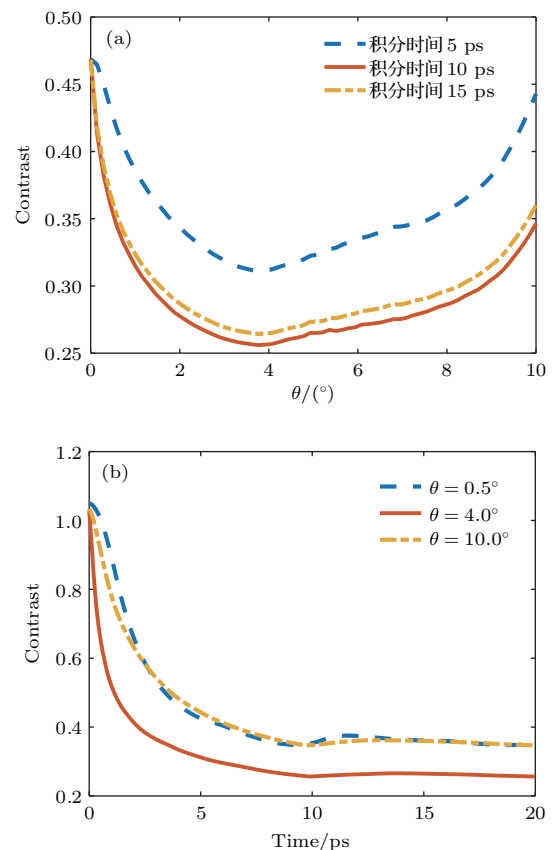


图8 (a) 焦斑光通量对比度随抽运光偏转角的变化; (b) 偏转角不同时, 光通量对比度随积分时间的变化

Fig. 8. (a) Variation of $C_{contrast}$ of focal spot with rotation angle; (b) variation of $C_{contrast}$ with integral time for different rotation angles.

由图8可知, 焦斑光通量对比度随抽运光偏转角呈现出先下降而后上升的趋势, 即存在最佳偏转角. 当偏转角度很小时, 抽运光在主激光束横向截面强度分布的空间周期 y_T 较大, 主激光束的附加相位更接近于抽运光正入射方案, 其中心部分的相位梯度变化较小, 因而束匀滑效果相对较差. 然而, 当偏转角度适当增加, 使横向投影的空间周期与主激光束束腰直径相当时, 主激光束的附加相位将受

到较为明显的周期性高斯调制,且随时间快速横向移动,从而使束匀滑效果明显改善且较为稳定.当偏转角度过大时,抽运光在主激光束横向截面强度分布的空间周期 y_T 较小,且抽运光在光克尔介质入射面与出射面之间的横向偏移量 $2\Delta y$ 较大,其偏移量可达半个空间周期,即对于主激光束横截面的同一位置 (x, y) ,在介质入射面为抽运光波峰的投影,在介质出射面为抽运光波谷的投影.由(3)式可知,主激光束的附加相位是其在光克尔介质中传输路径上的积分,因此,当偏转角度过大时,主激光束通过光克尔介质后附加相位的周期性高斯调制将被抹平,从而导致束匀滑效果变差.

由此可见,当抽运光时间波形在主激光束横截面投影的空间周期与主激光束的束腰直径一致时,主激光束的附加相位既能受到明显的周期性高斯调制,同时可避免偏转角过大而导致周期性高斯调制被抹平.此时,抽运光最佳偏转角为 $\theta = \arcsin[c_K T_d / (2w)]$.此外,当主激光束附加相位随时间快速动态变化时,主激光束横截面内各点的瞬时频率不同.当偏转角为最佳值时,可认为不同频率的光在主激光束横截面内刚好分布了一个周期,即与SSD色循环数为1在本质上是相同的^[20,21],致使其束匀滑效果较好.

在本文参数下,计算得出抽运光最佳偏转角 $\theta = 3.75^\circ$,且偏转角度在 $3^\circ - 5^\circ$ 之间对应的束匀滑效果差别不大,因而抽运光斜入射的方案对偏转角控制精度的要求并不高.

4 结 论

为实现对激光束焦斑的超快速匀滑,提出了一种利用光克尔效应实现激光束波前的动态调控,以使激光束靶面散斑产生超快速、多样化变化的方案.通过使抽运光倾斜入射至光克尔介质,进而对主激光束附加随时间横向移动的周期性高斯相位调制,即可实现对激光束波前的快速动态调控,并同步实现焦面散斑的横向和径向超快速扫动.该方案有效改善了常规RS抽运光正入射方案中主激光束中心部分位相梯度变化较小的问题,同时避免了附加相位在抽运光时间波形峰谷值处变化率较低,从而有效地提高了靶面辐照均匀性.在该方案中,当选择抽运光偏转角使抽运光在主激光束横向截面强度分布的空间周期与主激光束束腰直径相当时,超快束

匀滑效果较好,且对抽运光偏转角度的控制精度要求并不高.

参考文献

- [1] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [2] Meyerhofer D D, Delettrez J A, Epstein R, Glebov V Y, Goncharov V N, Keck R L, McCrory R L, McKenty P W, Marshall F J, Radha P B, Regan S P, Roberts S, Seka W, Skupsky S, Smalyuk V A, Sorce C, Stoeckl C, Soures J M, Town R P J, Yaakobi B, Zuegel J D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2251
- [3] Wen S L, Yan H, Zhang Y H, Yang C L, Wang J, Shi Q K 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 162 (in Chinese) [温圣林, 颜浩, 张远航, 杨春林, 王健, 石琦凯 2014 光学学报 **34** 162]
- [4] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q 2007 *Chin. J. Laser* **11** 1533 (in Chinese) [江秀娟, 周申蕾, 林尊琪 2007 中国激光 **11** 1533]
- [5] Li P, Wang W, Zhao R C, Geng Y C, Jia H T, Su J Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 215202 (in Chinese) [李平, 王伟, 赵润昌, 耿远超, 贾怀庭, 粟敬钦 2014 物理学报 **63** 215202]
- [6] Lehmburg R H, Schmitt A J, Bodner S E 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 2680
- [7] 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, Zuegel J D 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 998
- [8] Berger R L, Lefebvre E, Langdon A B, Rothenberg J E, Still C H, Williams E A 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1043
- [9] Yahia V, Masson-Laborde P E, Depierreux S, Goyon C, Loisel G, Baccou C, Borisenko N G, Orekhov A, Rienecker T, Rosmej O, Teychenné D, Labaune C 2015 *Phys. Plasmas* **22** 042707
- [10] Couris S, Renard M, Faucher O, Lavorel B, Chauv R, Koudoumas E, Michaut X 2003 *Chem. Phys. Lett.* **369** 318
- [11] Zhong Z Q, Hou P C, Zhang B 2015 *Opt. Lett.* **40** 5850
- [12] Hou P C, Zhong Z Q, Zhang B 2016 *Opt. Laser Technol.* **85** 48
- [13] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, Bowers M W, Dixit S N, Erbert G V, Heestand G M, Hennesian M A, Hermann M R, Jancaitis K S, Manes K R, Marshall C D, Mehta N C, Menapace J, Moses E, Murray J R, Nostrand M C, Orth C D, Patterson R, Sacks R A, Shaw M J, Spaeth M, Sutton S B, Williams W H, Widmayer C C, White R K, Yang S T, van Wousterghem B M 2007 *Appl. Opt.* **46** 3276
- [14] Zeng S G, Hu J, Wang F 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 156 (in Chinese) [曾曙光, 胡静, 王飞 2013 光学学报 **33** 156]
- [15] Bowers M W, Burkhart S C, Cohen S J, Erbert G V, Heebner J E, Hermann M R, Jedlovec D 2007 *Proc.*

- SPIE 6451 Solid State Lasers XVI: Technology and Devices* San Jose, CA, United States, January 20–25, 2007 p64511
- [16] Henesian M A, Haney S W, Thomas M, Trenholme J B 1997 *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion: Second Annual International Conference* Paris, France, October 22–25, 1996 p783
- [17] Kedenburg S, Steinmann A, Hegenbarth R, Steinle T, Giessen H 2014 *J. Appl. Phys.* **117** 803
- [18] Li T F, Hou P C, Zhang B 2016 *Acta Opt. Sin.* **36** 144 (in Chinese) [李腾飞, 侯鹏程, 张彬 2016 光学学报 **36** 144]
- [19] Zhang R 2013 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [张锐 2013 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [20] Skupsky S, Short R W, Kessler T J, Craxton R S, Letzring S, Soures J M 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 3456
- [21] Rothenberg J E 1997 *JOSA B* **14** 1664

Novel dynamic wavefront control scheme for ultra-fast beam smoothing*

Li Teng-Fei Zhong Zhe-Qiang Zhang Bin[†]

(School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

(Received 24 November 2017; revised manuscript received 31 May 2018)

Abstract

In inertial confinement facilities, the irradiation uniformity of the lasers is highly required to suppress the laser plasma instabilities. In order to realize the ultrafast smoothing of the focal spot, a novel scheme by using an optical Kerr medium and a high-power pump laser is proposed. The principle of the ultrafast beam smoothing scheme is to change the refractive index of the Kerr medium with the pump laser, which appends a spatiotemporal wavefront to the main laser beam in the beamline. The dynamic wavefront modulation of the main laser beam further makes the speckles within the focal spot redistributed rapidly and complicatedly, which contributes to the smoothing of the focal spot. A Gaussian beam with a temporal profile of a Gaussian pulse train is obliquely incident on the optical Kerr medium at a small angle. As a result, the spherical wavefront of the main laser beam is rapidly changed in the direction perpendicular to the propagation direction of the main laser beam. Thus the transverse and the radial redistribution of the speckles within the focal spot are both generated simultaneously. Comparing with the simple radial smoothing scheme, the spherical phase of the main laser beam always changes perpendicularly to the propagation direction in the novel scheme, and thus achieving a more stable beam smoothing effect. Besides, the phase gradient in the center region of the main laser beam changes greatly over time, making the irradiation uniformity on the focal plane further improved. The optimal deflection angle in the optical Kerr medium of the pump laser is obtained. By controlling the deflection angle of the pump laser, the spatial period of the pump laser in the transverse direction is set to be equal to the waist diameter of the main laser, which is identical with one color cycle in the typical smoothing by spectral dispersion technique. Moreover, a relatively low control precision of the deflection angle of the pump laser is required.

Keywords: inertial confinement fusion, wavefront control, optical Kerr effect, beam smoothing

PACS: 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.67.20172527

* Project supported by the National Major Project of China (Grant No. JG2017037).

† Corresponding author. E-mail: zhangbinff@sohu.com