

利用晶体相位板同时实现焦斑整形和偏振匀滑

耿远超 刘兰琴 王文义 张颖 黄晚晴 粟敬钦 李平[†]

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2013年1月16日收到; 2013年3月26日收到修改稿)

提出了一种新方法, 采用单轴晶体制作相位板, 可同时对惯性约束聚变激光驱动器靶点焦斑的整形和偏振匀滑. 采用标量衍射方法分析了晶体相位板的原理, 从焦斑的分布特征出发求解晶体的最佳面形. 在某装置参数条件下, 对晶体相位板的应用效果进行了数值模拟. 结果表明, 在特定的晶体切割角度和面形条件下, 晶体相位板能够对靶点焦斑进行有效的整形和匀滑, 其效果与连续相位板和偏振匀滑晶体的组合相当.

关键词: 相位板, 单轴晶体, 焦斑整形, 偏振匀滑

PACS: 52.57.-z, 42.30.Kq, 42.30.Ms

DOI: 10.7498/aps.62.145201

1 引言

在惯性约束聚变 (ICF) 激光驱动器中, 靶点焦斑整形和匀滑是激光聚变实验中的关键技术^[1,2]. 无论是在直接驱动还是在间接驱动中, 为了提高靶的辐照均匀性, 降低激光等离子体作用过程中的各种不稳定性, 需要获得特定形状的激光焦斑且在一定焦深内保持焦斑的均匀性^[1,3]. 目前美国国家点火装置 (NIF)^[2,4] 和中国部分激光聚变装置^[5] 均采用连续相位板 (CPP) 作为焦斑整形器件, 其原理是给光束近场附加特定的空间相位分布, 以获得与之对应的焦斑形状^[6]. 光束匀滑技术主要有光谱色散匀滑 (SSD)^[7] 和偏振匀滑 (PS)^[8]. 其中偏振匀滑主要利用晶体的双折射性质将光束分为偏振态相互垂直的两束光进行非相干叠加, 从而降低焦斑对比度.

本文从连续相位板和偏振匀滑的原理出发, 提出在单轴晶体表面刻蚀特定面形以同时实现焦斑整形和偏振匀滑的方法. 该方法相比普通相位板和偏振匀滑晶体联合使用的情况, 用一块晶体代替原来的两块光学元件, 在不降低驱动器性能的前提下可减少光学元件数量和光束通过光学元件的厚度, 从而降低高功率激光的 B 积分, 可有效地控制光学

元件损伤风险.

2 原理分析

如图 1 所示, 将单轴晶体平行于光轴切割, 设入射光场为单色简谐波, 偏振方向与晶体光轴夹 45° 角, 其空间分布为口径 L 的方形均匀光场:

$$\mathbf{E}(x, y) = \frac{\sqrt{2}}{2} \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{L}\right) (\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y). \quad (1)$$

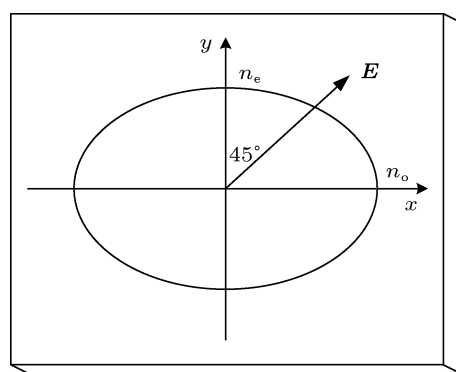


图 1 晶体光轴与入射光偏振方向的关系

晶体相位板 (PS-CPP) 的原理如图 2 所示, 相位板具有一定楔角, 在楔面上叠加 CPP 的面形, 光束通过该相位板后被分为强度相等的 o 光和 e 光, 两

[†] 通讯作者. E-mail: liping1984@tsinghua.org.cn

束光都带有 CPP 面形对应的相位分布, 且两束光由于楔角的原因发生偏转. 由于晶体中 o 光和 e 光的折射率不同, 其偏转角度也不同, 出射方向带有一个小的夹角 α . 通过透镜聚焦后, o 光和 e 光的焦斑在靶面的位置不同, 具有微小的位移差 Δy . 且 o 光和 e 光的偏振态相互垂直, 所以最终的焦斑分布为两束光错位后的非相干叠加, 达到了偏振匀滑的效果.

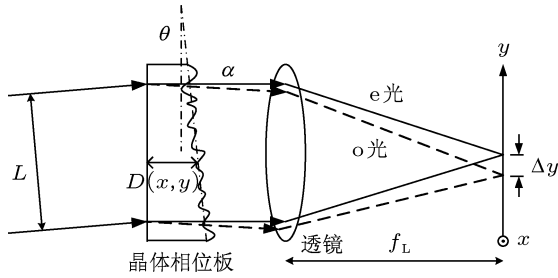


图2 采用晶体相位板的光路示意图

晶体相位板的厚度分布函数为

$$D(x,y) = D_0 + D_{\text{CPP}}(x,y) + y\theta, \quad (2)$$

其中, D_0 为晶体基底厚度, $D_{\text{CPP}}(x,y)$ 为经过设计的连续相位板面形, θ 为偏振匀滑所需的晶体楔角. 则通过晶体相位板后的光场分布为

$$\begin{aligned} E_1(x,y) = & \frac{\sqrt{2}}{2} \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{L}\right) \\ & \times \left\{ \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}D(x,y)(n_o - 1)\right] e_x \right. \\ & \left. + \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}D(x,y)(n_e - 1)\right] e_y \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

其中, λ 为光束波长, n_o, n_e 分别表示为 o 光, e 光折射率. 利用惠更斯 - 菲涅耳衍射理论^[9] 和傅里叶变换的卷积定理可计算得焦面的光强分布为

$$I_q(x,y) = \sum_{j=o,e} \left| A(x,y) \otimes A_j(x,y) \otimes \delta\left(\frac{x}{\lambda f_L}, \frac{y - \Delta y_j}{\lambda f_L}\right) \right|^2, \quad (4)$$

其中,

$$A(x,y) = \frac{\sqrt{2}}{2} L^2 \text{sinc}\left(\frac{L}{\lambda f_L} x\right) \text{sinc}\left(\frac{L}{\lambda f_L} y\right), \quad (5)$$

$$A_j(x,y) = F\left\{ \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}D_{\text{CPP}}(x,y) \times (n_j - 1)\right] \right\} \Big|_{f_x=x/\lambda f_L, f_y=y/\lambda f_L}, \quad (6)$$

$$\Delta y_j = \theta f_L (n_j - 1), \quad (7)$$

\otimes 为卷积符号, f_L 为透镜焦距, $A(x,y)$ 为入射方光束对应的近衍射极限远场, $F\{f(x,y)\}$ 为对 $f(x,y)$ 的二维傅里叶变换, $A_j(x,y)$ 代表 CPP 面形的作用, $\delta(x,y)$ 为狄拉克 δ 函数, 该项代表晶体楔角带来的焦斑位移. 由 (4) 式可以看出, 远场焦斑为 o 光, e 光的非相干叠加, 且两光束焦斑具有不同的位移 Δy_j , 位移差

$$\Delta y = \theta f_L \Delta n, \quad (\Delta n = |n_o - n_e|), \quad (8)$$

位移差的存在, 使得 o 光和 e 光的强点相互错开一定距离, 且由于二者互不相干, 所以可以达到降低强点, 匀滑焦斑的效果^[10].

加入相位板整形后的焦斑符合激光散斑的统计规律^[11,12], 设焦斑的平均强度为 I_{mean} , 则强度高于 nI_{mean} 的能量份额为 $F_1(n) \approx (1 + n) \exp(-n)$ ^[13]. 采用偏振匀滑后, 该份额变为 $F_2(n) \approx (1 + 2n + 2n^2) \exp(-2n)$, 可见函数衰减更快, 高强度的焦斑能量份额将显著降低. 焦斑对比度将降为原来的 $1/\sqrt{2}$ 倍^[13].

3 最佳楔角的确定

为求得 Δy 的最佳取值, 需要对 $A_j(x,y)$ 的分布进行研究. 为简便, 研究其一维分布, 由于 $D_{\text{CPP}}(y)$ 为有限区间 $[0, L]$ 上的函数, 所以可用傅里叶级数的形式定义:

$$D_{\text{CPP}}(y) = \sum_{n=1}^N a_n \sin\left(\frac{n\pi}{L} y\right), \quad (9)$$

n 存在上限 N 表示 CPP 由于工程原因存在截止频率 $f_m = N/2L$ ^[6], 代入 (6) 式并利用傅里叶变换的卷积定理可得:

$$\begin{aligned} A_j(y) = & \bigcup_{n=1}^N \left\{ F\left[\exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}(n_j - 1)a_n \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \times \sin\left(\frac{n\pi}{L} y\right) \right] \right] \Big|_{f_y=y/\lambda f_L} \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

其中, $\bigcup_{n=1}^N$ 表示 N 项求卷积, 利用恒等式

$$\exp[i m \sin(2\pi f_0 x)] = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(m) \exp(i 2\pi q f_0 x)$$

可得:

$$A_j(y) = \bigcup_{n=1}^N \left\{ \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n_j - 1)a_n\right] \right\}$$

$$\times \delta\left(\frac{y}{\lambda f_L} - \frac{nq}{2L}\right), \quad (11)$$

其中, J_q 是 q 阶第一类贝塞尔函数, 根据卷积和 δ 函数的性质将其化简得

$$A_j(y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{jm} \delta\left(\frac{y}{\lambda f_L} - \frac{m}{2L}\right), \quad (12)$$

其中 b_{jm} 为与 J_q 和 n 相关的系数, 代入 (4) 式, 得焦斑的一维分布为

$$I_q(y) = \frac{L^2}{2} \sum_{j=0,e} \left| \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{jm} \times \text{sinc}\left\{\frac{L}{\lambda f_L} \left[y - \frac{m\lambda f_L}{2L} - \Delta y_j\right]\right\} \right|^2, \quad (13)$$

可见, 焦斑为一系列 sinc 函数的相干叠加, 其中第 m 个 sinc 函数强度为 b_m , 强点空间位置为 $y_{jm} = m\lambda f_L/2L + \Delta y_j$, 一阶零点位置为 $y'_{jm} = m\lambda f_L/2L + \Delta y_j + \lambda f_L/L$. 如果将 e 光的强点与 o 光零点对齐, 则可得到最佳匀滑效果, 此时 $y_{em} = y'_{om}$, 可得 $\Delta y = \lambda f_L/L$ (将 o 光的强点与 e 光零点对齐可得到相同的结果), 代入 (7) 式可得晶体的最佳楔角为

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{L\Delta n}. \quad (14)$$

4 数值模拟

以某装置参数作为模拟条件, 取脉冲能量为 $E = 3$ kJ, 脉宽 $T = 3$ ns, 波长 $\lambda = 351$ nm, 光束口径 $L = 360$ mm, 透镜焦距 $f_L = 4$ m, 以 KDP 晶体制作相位板, 如图 1 方式切割, 折射率 $n_o = 1.5055$, $n_e = 1.4633$.

由于 $\Delta n \ll n_o, n_e$, 由 (11) 式可知 $A_o(y) \approx A_e(y)$, o 光和 e 光形成的焦斑形态近似相等, 仅有整体位移差异. 基于各向同性的玻璃制作 CPP 的理论和

技术已比较成熟, CPP 面形的设计方法可参考文献 [6]. 设介质折射率为 $n = (n_o + n_e)/2 = 1.4844$, 目标焦斑为长轴 $500 \mu\text{m}$, 短轴 $285 \mu\text{m}$ 的椭圆, 利用盖斯贝格 - 撒克斯通 (G-S) 算法对 CPP 面形进行迭代计算, 最终得到分布函数 $D_{\text{CPP}}(x, y)$. 由 (14) 式和 (8) 式可得 $\theta_0 = 23 \mu\text{rad}$, $\Delta y = 3.9 \mu\text{m}$.

将上述参数代入 (2) 式可得到最终的晶体相位板厚度函数 $D(x, y)$. 如图 3 所示, 设计的 PS-CPP 面形为普通 CPP 面形与楔角面形叠加, 最终面形 PV 值为 $9.2 \mu\text{m}$.

利用惠更斯 - 菲涅耳衍射理论分别对光束经过图 3 中普通 CPP 和 PS-CPP 后的远场进行数值计算, 得到焦斑分布如图 4 所示. 可见使用 PS-CPP 得到的焦斑与使用普通 CPP 的焦斑在形状和尺寸上大致相同, 与设计值符合, 符合靶点焦斑的整形需求. 由此可见 $A_o(y) \approx A_e(y)$ 的近似合理. 而 PS-CPP 的焦斑顶部更为均匀, 焦斑的最大功率密度从使用 CPP 的 $8.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 下降至 $4.9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. 画出图 4 中两个焦斑的一维分布, 如图 5 所示, 焦斑的分布具有明显周期性, 这与 (13) 式符合. 采用 PS-CPP 后, 焦斑的调制深度比普通 CPP 有明显降低.

为对比焦斑的匀滑效果, 参考文献 [8] 中的方法计算普通 CPP 和偏振匀滑晶体联合使用得到焦斑. 如图 6 所示. 分别做几种情况下焦斑的 FOPAI 曲线 (高于某强度的能量份额曲线), 其中点划线为普通 CPP 和偏振匀滑晶体联合使用的情况. 可见, 晶体相位板对降低焦斑的峰值强度有显著作用, 高于 4 倍平均强度的能量份额从 5% 降至 0.1% 以下, 其效果与普通 CPP 和偏振匀滑晶体的组合相当.

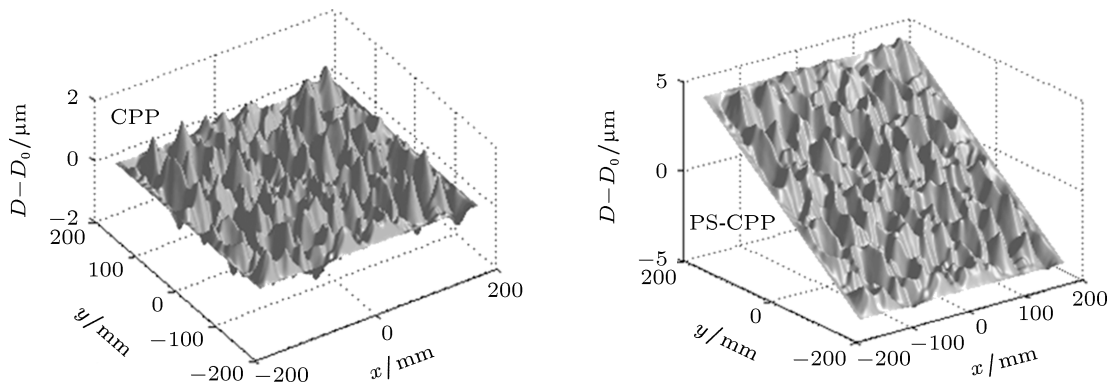


图 3 设计的普通 CPP 和 PS-CPP 面形对比 (扣除基底厚度)

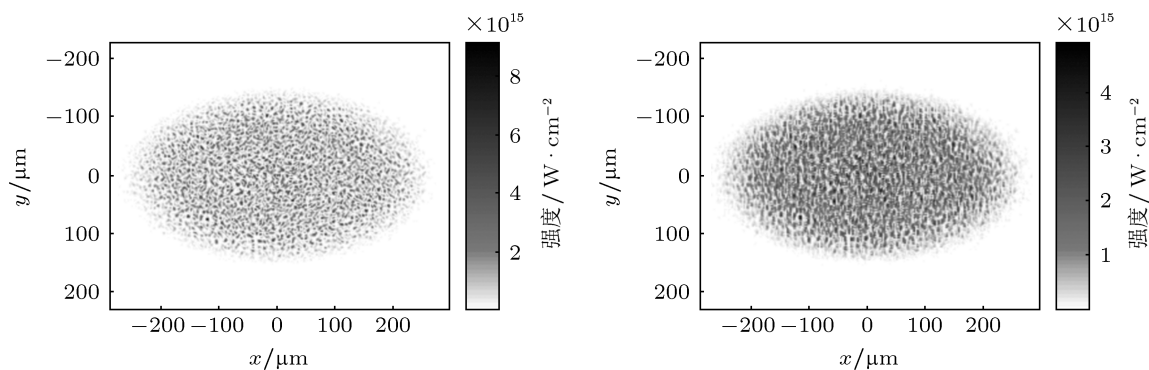


图4 分别使用普通 CPP(左)和 PS-CPP(右)对应的焦斑分布(计算结果)

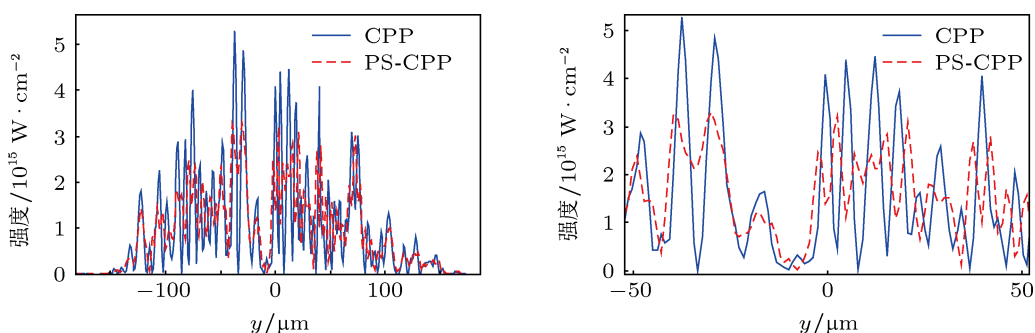


图5 焦斑一维分布局部对比 ($x=0$, 右图为左图的局部放大)

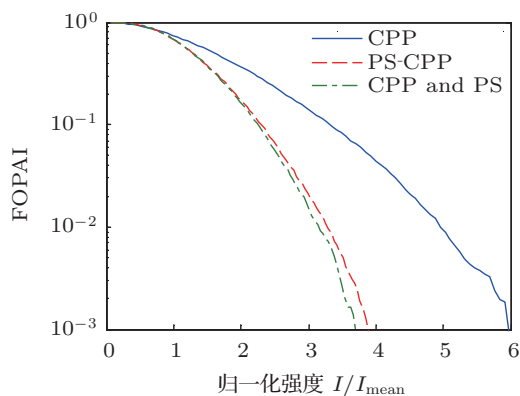


图6 焦斑 FOPAI 曲线(横坐标为相对强度, I_{mean} 为焦斑平均强度)

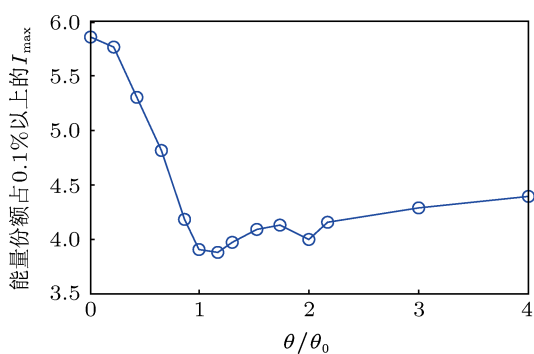


图7 焦斑最大强度值随 PS-CPP 楔角的变化曲线(纵坐标为能量份额占 0.1% 以上的最大相对强度)

改变 PS-CPP 晶体的楔角 θ , 重复上述计算过程, 得到各个 θ 角对应的焦斑 FOPAI 曲线, 取 $\text{FOPAI} = 0.1\%$ 所对应的横坐标. 该横坐标可视作焦斑的最大相对强度 $k_m = I_{\text{max}}/I_{\text{mean}}$, k_m 越小, 表征焦斑分布越均匀, 匀滑效果越好. 做 $k_m(\theta)$ 曲线如图 7 所示, 由图可见, 当 θ 较小时 k_m 随着 θ 的增大而迅速下降, 增大到 θ_0 附近时达到最低, 随后逐渐升高. 所以, 当 θ 取值在 θ_0 附近时可以得到最好的匀滑效果, 这验证了 θ_0 作为最佳楔角的正确性.

5 结论

理论分析和数值模拟表明, 利用单轴晶体制作相位板, 在配置特定的晶体切割角度和刻蚀面形时, 可同时实现对焦斑的整形和偏振匀滑. 该技术在保持设计焦斑轮廓的前提下, 相比普通 CPP 降低了焦斑的对比度, 且显著降低了高强度散斑的能量份额. 与普通 CPP 和偏振匀滑晶体同时工作的模式相比, 其整形和匀滑效果相当, 只用单一元件就可实现两个元件的功能, 降低了光路的非线性 B 积分和元件损伤风险.

- [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] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, Bowers M W, Dixit S N, Erbert G V, Heestand G M, Henesian 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, Wonerghem B M 2007 *Appl. Opt.* **46** 3276
- [3] LLE Review Quarterly Report 78, 62, Laboratory for Laser Energetics, University of Rochester, Rochester, NY, 1999, LLE Document No. DOE/SF/19460-295
- [4] Tricard I M, Dumas I P, Menapace J 2008 *Proc. of SPIE* **7062** 70620V-1
- [5] Li P, Jia H T, Wang F, Liu L Q, Su J Q 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 318 (in Chinese) [李平, 贾怀庭, 王芳, 刘兰琴, 粟敬钦 2009 中国激光 **36** 318]
- [6] Li P, Ma C, Su J Q, Cheng W Y, Liu L Q, Wang W Y, Mo L, Zhou L D 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1114 (in Chinese) [李平, 马驰, 粟敬钦, 程文雅, 刘兰琴, 王文义, 莫磊, 周丽丹 2008 强激光与粒子束 **20** 1114]
- [7] Zhang R, Li P, Su J Q, Wang J J, Li H, Geng Y C, Liang Y, Zhao R C, Dong J, Lu Z G, Zhou L D, Liu L Q, Lin H H, Xu D P, Deng Y, Zhu N, Jing F, Sui Z, Zhang X M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054204 (in Chinese) [张锐, 李平, 粟敬钦, 王建军, 李海, 耿远超, 梁樾, 赵润昌, 董军, 卢宗贵, 周丽丹, 刘兰琴, 林宏旻, 许党朋, 邓颖, 朱娜, 景峰, 隋展, 张小民 2012 物理学报 **61** 054204]
- [8] Rothenberg J E 1998 *Third Annual International Conference on Solid State Lasers for Application (SSLA) to Inertial Confinement Fusion (ICF)* Monterey, California, June 7–12, 1998 p129769
- [9] Goodman J W 2006 *Introduction to Fourier Optics* (3rd Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p88
- [10] Boehly T R, Smalyuk V A, Meyerhofer D D, Knauer J P, Bradley D K, Craxton R S, Guardalben M J, Skupsky S, Kessler T J 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3444
- [11] Berger R L, Langdon A B, MacGowan B J, Rothenberg J E, Williams E A 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2701
- [12] Fuchs J, Labaune C, Depierreux S, Baldi H A, Michard A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3089
- [13] Goodman J W 1984 *Laser Speckle and Related Phenomena* (1st Ed.) (Berlin: Springer-Verlag) pp12–29

A new method of simultaneous focal spot shaping and polarization smoothing using crystal phase plate

Geng Yuan-Chao Liu Lan-Qin Wang Wen-Yi Zhang Ying Huang Wan-Qing
Su Jing-Qin Li Ping[†]

(Research Center of Laser Fusion, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 16 January 2013; revised manuscript received 26 March 2013)

Abstract

A new method is proposed in which uniaxial crystal is used to fabricate the phase plate, with which shaping and polarization smoothing of the target focal spot can be achieved simultaneously in the laser driver of inertial confinement fusion. The principle of crystal phase plate (PS-CPP) is analyzed using the scalar diffraction theory. The solution of crystal surface shape is obtained from the distribution characteristics of the focal spot. Numerical simulation is developed to analyze the application of PS-CPP. The results show that under the conditions of particular crystal cutting angle and surface shape, PS-CPP can be obviously effective for focal spot shaping and smoothing, and the effectiveness is as good as that of the combination of continuous phase plate and the polarizing smoothing crystal.

Keywords: phase plate, uniaxial crystal, focal spot shaping, polarization smoothing

PACS: 52.57.–z, 42.30.Kq, 42.30.Ms

DOI: 10.7498/aps.62.145201

[†] Corresponding author. E-mail: liping1984@tsinghua.org.cn