

会聚光束中偏振匀滑的远场特性分析

耿远超^{1,2}, 黄晚晴^{1,2}, 李平^{1,2}, 张颖¹, 刘兰琴¹, 栗敬钦^{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研究生院, 北京 100088

摘要 靶点激光焦斑的偏振匀滑是激光聚变驱动器的关键技术。建立数学模型, 对会聚光束中的偏振匀滑进行理论分析。指出该技术在光束远场纵向的匀滑效果, 推导激光远场横向分离量和纵向分离量分别与偏振匀滑晶体厚度和倾斜角度的关系。通过数值模拟, 给出了激光远场焦斑形态参数与晶体参数之间的关系曲线。结果表明, 当晶体厚度和偏转角度取特定范围时, 焦斑可以得到最佳的匀滑效果。

关键词 激光聚变装置; 惯性约束聚变; 偏振匀滑; 焦斑整形; 会聚光束

中图分类号 TL632+.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS230600

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]。无论是直接驱动还是间接驱动, 为提高靶的辐照均匀性, 减少激光等离子体作用过程中的各种不稳定性, 需获取分布均匀的靶点焦斑, 且要求在一定焦深内保持焦斑的均匀性^[1,3]。为此需要利用连续相位板(CPP)^[4]等衍射器件对焦斑进行整形, 再利用光束匀滑技术降低焦斑对比度。目前光束匀滑技术主要有诱导空间非相干(ISI)^[5-6]、光谱色散匀滑(SSD)^[4,7]、偏振匀滑(PS)^[8-11]、角向匀滑(AS)^[12-14]等方式。其中偏振匀滑利用晶体的双折射性质, 将光束分离为偏振态相互垂直的两束光并进行非相干叠加^[15], 从而降低焦斑对比度^[16-17]。根据匀滑晶体在光路中的不同位置, 偏振匀滑又可分为平行光中的偏振匀滑和会聚光束中的偏振匀滑^[18-19]两种方案。其中, 平行光中的偏振匀滑使用晶体楔板作为偏振元件(以下简称楔板方案), 原理相对简单, 已有大量文献对其进行理论研究和实验报道^[20-22]。而会聚光束中的偏振匀滑使用晶体平板作为偏振元件(以下简称平板方案), 只有少量文献阐述^[18-19], 无系统完整的匀滑光束远场特性分析, 且仅对远场焦斑的横向匀滑效果进行了分析计算, 未对其纵向匀滑效果进行阐述。平板方案相比楔板方案有优势, 也有缺点。楔板方案可以将远场焦斑分解为严格等量的两部分光并进行非相干叠加, 而平板方案只有在特定条件下才能实现等量分解。然而, 楔板方案会使得寻常光和非寻常光在远场分离的同时造成焦斑整体偏移,

且偏移量是其分离量的数倍, 平板方案则没有该问题。另外, 楔板方案要求在制造楔板时其晶轴平行于表面, 而平板方案则要求晶轴垂直于平板表面, 即沿 z 向切割, 因此平板的制造比楔板容易得多。平板方案具有较高的工程应用价值, 所以有必要针对平板方案, 即会聚光束中的偏振匀滑进行进一步的系统研究和分析。

本文针对会聚光束中的偏振匀滑, 建立了能够完整描述光束在偏振匀滑过程中传输特性的数学模型, 并推导了焦斑形态参数与匀滑晶体和透镜参数之间的关系式。在此基础上, 对此关系进行数值模拟, 结合 CPP, 以 KDP 作为匀滑晶体, 得出经偏振匀滑后光束远场的三维空间分布。首次指出所提模型对光束远场的纵向匀滑效果, 并对其进行了定量描述; 计算得到焦斑对比度与晶体参数之间的关系曲线, 找到晶体厚度与倾斜角的最佳取值范围。本文的研究结果能够为激光驱动器偏振匀滑方案的选取和匀滑晶体的设计提供参考。

2 原理及理论分析

会聚光束中偏振匀滑的光路如图 1 所示, 其中, 相位板作为焦斑整形元件, 给光束加入特定波前, 使光束聚焦后具有与波前对应的设定焦斑形状。透镜为薄透镜, 焦距为 f_l 。PS 晶体前后表面平行, 晶轴垂直于前后表面, 厚度为 d , 置于透镜后的会聚光束中, 紧贴透镜。设入射光场为口径为 $L \times L$ 的线偏振单色简谐波, 以光轴正向为 z 方向、入射光偏振方向为 y 方向建立右手笛卡儿坐标系, 如图 1 所示。

收稿日期: 2023-02-27; 修回日期: 2023-03-21; 录用日期: 2023-04-20; 网络首发日期: 2023-06-28

通信作者: *sujingqin@caep.cn

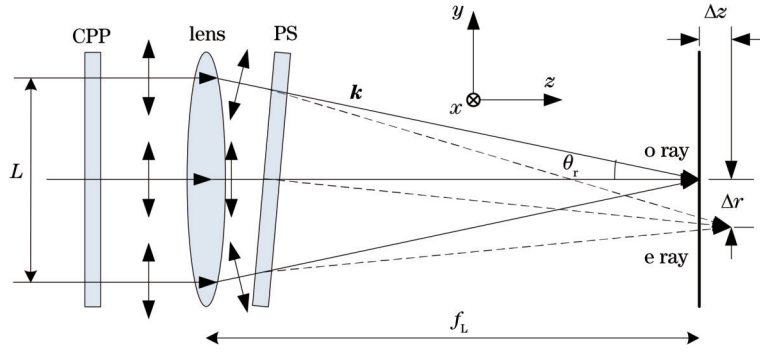


图 1 晶体光轴与入射光偏振方向的关系

Fig. 1 Relationship between optic axis of a crystal and polarization direction of incident light

先忽略相位板,分析透镜和PS晶体对光束近场和远场的作用。光束通过这两个元件,共经历4次界面折射,根据菲涅耳公式^[23],在折射中,对于偏振态在折射面内的P光,其偏振态方向在折射后发生偏转,而对于偏振态垂直于折射面的S光,其偏振态不发生变化。由于光束在透镜各处的折射角和入射角不同,经透镜后的光束在近场各位置的波矢方向和偏振态分布发生变化。经透镜和晶体前表面折射后,进入晶体的光可分解为偏振态垂直于晶轴的o光和与o光正交的e光,且分解量在光束近场各处不同。由于折射率不同,o光和e光通过晶体后产生光程差,且在光束近场不同位置,e光偏振方向与晶轴的夹角不同,导致其折射率也不同,出射晶体后产生了不同于o光的波前。e光携带的倾斜波前和离焦波前最终致使两偏振分量在远场空间分离,达到匀滑效果。

由于推导过程中涉及较多矢量运算,建立球坐标系对各矢量进行描述。球坐标系与笛卡儿坐标系的关系规定如图2所示, θ 为矢量与z轴正向的夹角, α 为矢量在xy平面的投影与x正向的夹角。其中晶体姿态如图2(b)所示,其后表面法线的球坐标为 $C=(1, \theta_c, \alpha_c)$ 。根据定义,入射透镜前的光场为

$$E = \left(E(x, y), \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right). \quad (1)$$

设 $(r_{xy}, \frac{\pi}{2}, \alpha_{xy})$ 为笛卡儿坐标 $(x, y, 0)$ 对应的球坐标,其中 $r_{xy} = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。则光束经透镜后的波矢(已归一化)为

$$k_i = (1, \theta_k, \alpha_k) = \left(1, \arctan \frac{r_{xy}}{f_L}, \pi + \alpha_{xy} \right). \quad (2)$$

P光可表示为

$$E_P = (|E_P|, \theta_P, \alpha_P) = \left(E \exp(-i\phi_L) \sin \alpha_{xy}, \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{r_{xy}}{f_L}, \alpha_{xy} \right), \quad (3)$$

S光可表示为

$$E_S = (|E_S|, \theta_S, \alpha_S) = \left(E \exp(-i\phi_L) \cos \alpha_{xy}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} + \alpha_{xy} \right), \quad (4)$$

其中

$$\phi_L = \pi \frac{r_{xy}^2}{\lambda f_L}, \quad (5)$$

式中: ϕ_L 为透镜引起的相位延迟。

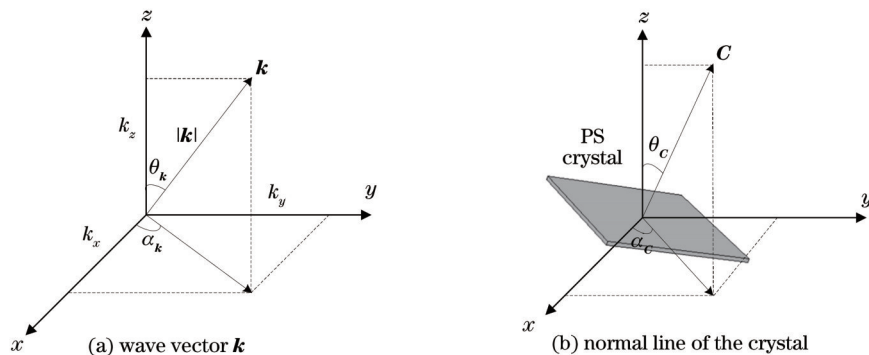


图 2 波矢 k 和晶体法线在球坐标系中的表示

Fig. 2 View of the wave vector k and normal line of the crystal in spherical coordinate

光束经透镜后入射晶体前表面,将光场再次分解为该界面对应的P分量和S分量。由于晶轴与晶体前

后表面垂直,所以晶轴位于入射面内,而S光垂直于入射面且入射晶体后偏振方向不变,所以S光始终垂直

于晶轴,即在晶体中为 o 光,而相应的 P 光即为 e 光,如

图 3(a)所示。

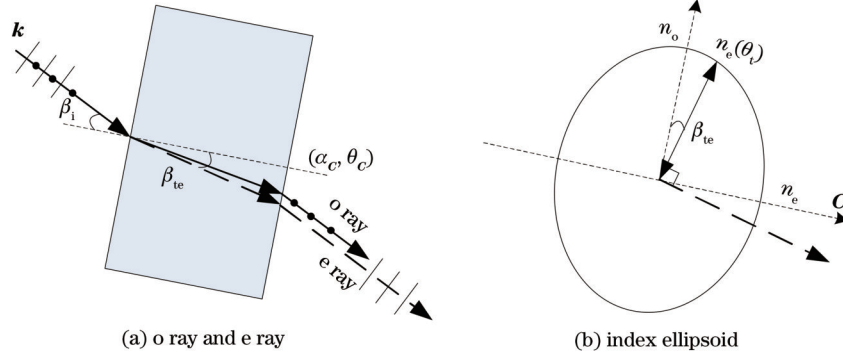


图 3 光束入射晶体时 o 光和 e 光的分离和 e 光折射率在折射率椭球中的表示

Fig. 3 Separation of o-light and e-light when a beam is incident on a crystal and expression of e-light refractive index in a refractive index ellipsoid

o 光可表示为总光场在入射面法向的投影,则有

$$E_o = [(E_p + E_s) \cdot (C \times k_i)] (C \times k_i), \quad (6)$$

而 e 光偏振方向与波矢和入射面法线垂直,可表示为

$$E_e = \{ (E_p + E_s) \cdot [k_i \times (C \times k_i)] \} [k_i \times (C \times k_i)], \quad (7)$$

光束入射角为

$$\beta_i = \arccos(C \cdot k_i). \quad (8)$$

设 e 光的折射角为 β_{te} , 折射率为 $n_{e\beta}$, 则由折射定律和图 3(b) 所示的单轴晶体折射率椭球可得二者之间的关系为

$$n_{e\beta} = \frac{\sin \beta_i}{\sin \beta_{te}}, \quad (9)$$

$$\frac{(n_{e\beta} \sin \beta_{te})^2}{n_o^2} + \frac{(n_{e\beta} \cos \beta_{te})^2}{n_e^2} = 1, \quad (10)$$

式中: n_o 和 n_e 为晶体的主折射率。联立式 (9) 和式

(10), 可解得 β_{te} 和 $n_{e\beta}$, 由于晶体前后表面平行, 所以光束在通过晶体前后的波矢不变, o 光和 e 光的偏振方向不变, 只分别附加了不同的相位延迟。出射晶体后的总光场可表示为

$$E_1 = E_o \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} n_o \frac{d}{\cos \theta_c}\right) + E_e \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} n_{e\beta} \frac{d}{\cos \theta_c}\right). \quad (11)$$

由于 E_o 和 E_e 在光束横截面各处方向各不相同, 所以将它们分解至统一坐标下, 设 e_x, e_y, e_z 分别为 x, y, z 方向的单位矢量, 则各方向的光场分量可表示为

$$E_{1i} = (E_1 \cdot e_i) e_i, \quad i = x, y, z. \quad (12)$$

光束在晶体后自由空间传输至靶平面, 且满足傍轴近似条件, 可利用惠更斯-菲涅耳衍射公式^[24]分别求解 x 和 y 分量的靶面光强分布, 再进行非相干叠加, 结果即为总的焦斑分布。假设 PS 晶体紧贴透镜后, 则焦平面处的光强分布可表示为

$$I_f(u, v) = \frac{1}{\lambda^2 f_L^2} \sum_{i=x, y} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} E_{1i}(x, y) \exp(i\phi_L) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f_L} (xu + yv)\right] dx dy \right|^2, \quad (13)$$

离焦面处的光强分布为

$$I_f(u, v) = \frac{1}{\lambda^2 f_L^2} \sum_{i=x, y} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} E_{1i}(x, y) \exp(iB) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f_L} (xu + yv)\right] dx dy \right|^2, \quad (14)$$

其中,

$$B = \pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda(f_L + z')}, \quad (15)$$

式中: z' 为离焦量, 远离透镜方向符号为正。

3 关键参数解析

由于式 (12) 过于复杂, 无法分析焦斑形态与晶体参数之间的关系, 所以需要以上部分表达式进行近似化简。设 $f_L \gg L$, 晶体倾斜角度 θ_c 很小, 则由式 (8)

可知 β_i 亦为小角, 从而有 $\sin \beta_i \approx \beta_i$, $\beta_i \ll n_e$, $\sin \beta_{te} \approx \beta_{te}$, $\cos \beta_{te} \approx 1$, 代入式 (9) 和式 (10), 可得

$$n_{e\beta} \approx n_o - \frac{1}{2} b_n \sin^2 \beta_i, \quad (16)$$

其中,

$$b_n = \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o n_e^2}. \quad (17)$$

将式 (16) 代入式 (11), 可得 o 光和 e 光的相位差为

$$\Delta\phi = \phi_e - \phi_o = -\frac{\pi d b_n}{\lambda \cos \theta_c} \sin^2 \beta_i, \quad (18)$$

由式(8)推导,可得

$$\sin^2 \beta_i = 1 - \cos^2 \beta_i \approx \sin^2 \theta_k + \sin^2 \theta_c - 2 \sin \theta_k \sin \theta_c \cos(\alpha_k - \alpha_c), \quad (19)$$

将式(2)代入式(19),再代入式(18),可得相位差为

$$\Delta\phi = \frac{\pi db_n}{\lambda \cos \theta_c} \left[-\frac{r_{xy}^2}{f_L^2} - 2 \sin \theta_c \frac{r_{xy}}{f_L} \cos(\alpha_{xy} - \alpha_c) - \sin^2 \theta_c \right], \quad (20)$$

式中:第一项是离焦相位,第二项是倾斜相位,第三项是固定相位差,对焦斑无影响。第一项表示 o 光和 e 光的焦距具有微小差别,在远场表征两束光焦斑在纵向(z 向)分离,对比式(5),可得 e 光远场相对于 o 光的纵向分离量(图 1 中 Δz)为

$$\Delta z = -\frac{db_n}{\cos \theta_c}. \quad (21)$$

第二项代表波前的线性倾斜,在远场导致焦斑横向平移,倾斜方向即焦斑横移方向,则 e 光远场相对于 o 光的横向分离量(图 1 中 Δr)为

$$\Delta r = db_n \theta_c, \quad (22)$$

平移方向为 $\alpha_{xy} = \pi + \alpha_c$ 。

要获得最佳的匀滑效果,还需要非相干叠加的 o 光和 e 光具有等量的强度。由式(6)和式(7)可知,只

有当 α_c 为

$$\alpha_c = \frac{\pi}{4} + \frac{m\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \quad (23)$$

入射光在晶体中才具有等量的 o 光和 e 光分解。

4 数值模拟

设入射光为口径为 L 的方形超高斯光束,波前为平面。针对现役激光聚变驱动器选取模拟参数,光波长 $\lambda = 351 \text{ nm}$,透镜焦距 $f_L = 4 \text{ m}$ 。以 KDP 作为偏振匀滑晶体,垂直于晶轴切割,厚 10 mm , $n_o = 1.5055$, $n_e = 1.4633$ 。偏振按式(1)描述设置,为沿 y 方向线偏振。按照所述方法建立数值模型,计算远场焦斑分布。

当 $L = 1080 \text{ mm}$ 、 $\theta_c = 0$ 时,可计算得到出射晶体后较大范围内的近场分布图案,如图 4 所示,图 4 分别为式(12)得到的出射晶体后三个偏振分量的强度分布。由于是薄透镜,偏振态方向的改变很小,所以 z 偏振分量的强度比另外两个分量小 3 个数量级,可忽略不计。 x 和 y 两个分量的强度分布实际上是 o 光和 e 光的干涉图案,由图 5 可见:两光的相位差呈中心对称的二次型分布;但是只有在 4 个对角方向上干涉条纹得到充分调制,说明只有在这 4 个方向上 o 光和 e 光才等量,这与式(23)的 α_c 取值吻合。

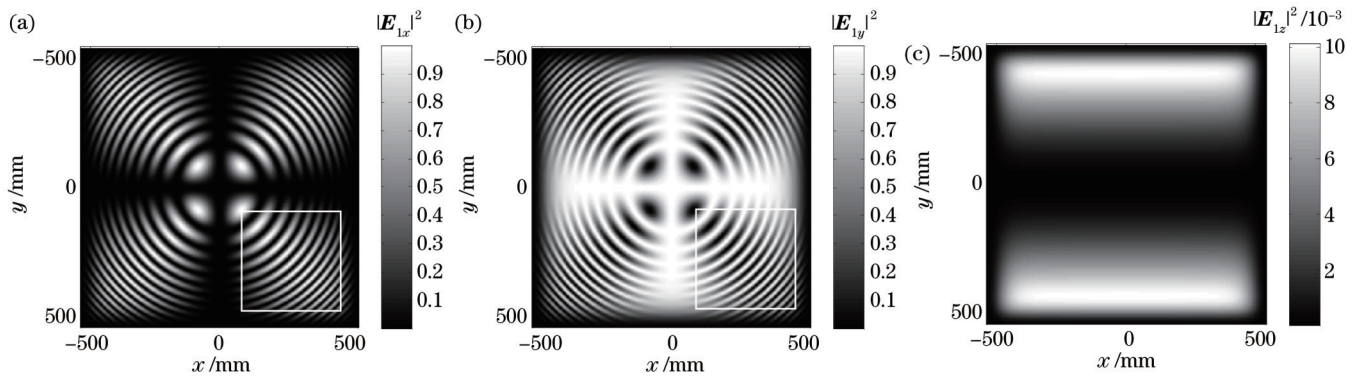


图 4 $L = 1080 \text{ mm}$ 和 $\theta_c = 0$ 时出射晶体的 E_{1x} 、 E_{1y} 、 E_{1z} 的归一化近场强度分布

Fig. 4 Normalized near-field intensity distribution of E_{1x} , E_{1y} , E_{1z} after the crystal when $L = 1080 \text{ mm}$ and $\theta_c = 0$

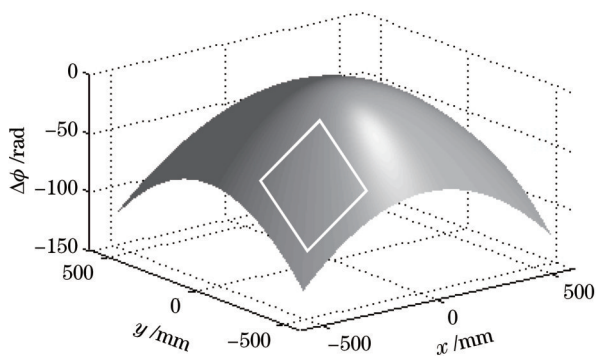


图 5 $L = 1080 \text{ mm}$ 、 $\theta_c = 0$ 时 e 光与 o 光的相位差 $\Delta\phi$

Fig. 5 Phase difference distribution $\Delta\phi$ between e rays and o rays when $L = 1080 \text{ mm}$ and $\theta_c = 0$

参考现役激光聚变驱动器的光束口径,取 $L = 360 \text{ mm}$, $\theta_c = 5^\circ$, $\alpha_c = 45^\circ$ 。计算所得 x 和 y 方向偏振态的近场强度分布分别如图 6 所示, e 光与 o 光的相位差 $\Delta\phi$ 如图 7 所示,对比图 4 和图 5 可知,此时的近场和相位分布相当于前述大光束口径中的一部分(如图 4 和图 5 方框部分所示),该部分的位置由 α_c 和 θ_c 决定。

利用式(13)计算 $L = 360 \text{ mm}$ 、 $\theta_c = 5^\circ$ 、 $\alpha_c = 45^\circ$ 参数下远场的焦斑分布,并与无 PS 晶体的情况进行对比,结果如图 8(a)和图 8(b)所示。加入 PS 晶体后,由于在 o 光焦平面, e 光远场已严重离焦,无法对比,所以展示 o 光和 e 光焦平面距离平分点位置的焦斑分布,如图 8(b)所示。利用式(14)计算 $z' = [-600 \mu\text{m}$,

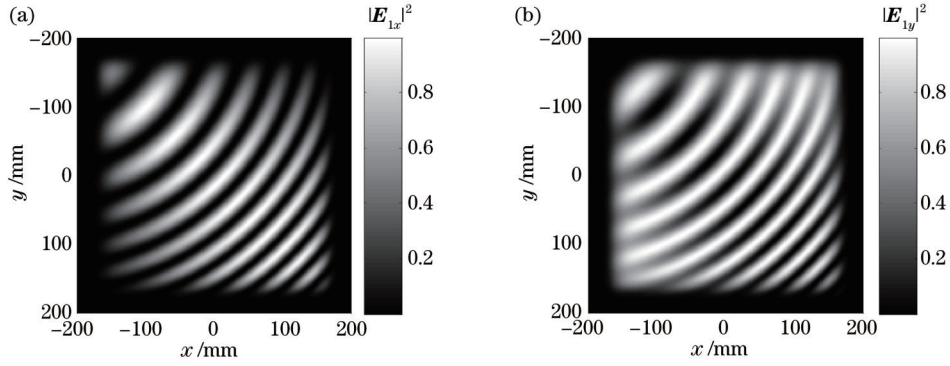


图 6 $L=360\text{ mm}$ 、 $\theta_c=5^\circ$ 、 $\alpha_c=45^\circ$ 时出射晶体的 E_{Lx} 和 E_{Ly} 的归一化近场强度分布

Fig. 6 Normalized near-field intensity distribution of E_{Lx} and E_{Ly} after the crystal when $L=360\text{ mm}$, $\theta_c=5^\circ$, and $\alpha_c=45^\circ$

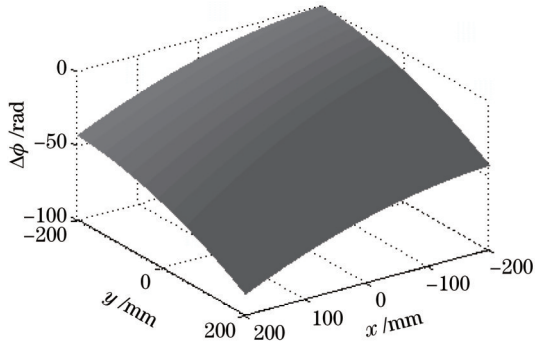


图 7 $L=360\text{ mm}$ 、 $\theta_c=5^\circ$ 、 $\alpha_c=45^\circ$ 时 e 光与 o 光的相位差 $\Delta\phi$
Fig. 7 Phase difference distribution $\Delta\phi$ between e rays and o rays when $L=360\text{ mm}$, $\theta_c=5^\circ$, and $\alpha_c=45^\circ$

200 μm] 范围内各离焦面的焦斑, 形成远场光强三维分布。图 8(c) 为该三维分布在图 8(b) 点划线 p-q 处沿 z 方向的切面 ($z-r$ 平面), 由此可清晰展示两焦斑在 z 方向上的分离量。分别利用数值模拟方法和式 (21) 及式 (22), 计算晶体厚度 d 及其倾斜角度 θ_c 分别取不同值时的焦斑分离量, 如图 9 所示, 其中“点”表示数值模拟得到的结果, “线”表示式 (21) 和式 (22) 计算的结果。从图 9 可见: 横向分离量 Δr 与 θ_c 和 d 基本呈线性关系, 这与式 (22) 符合良好; 纵向分离量 Δz 在 $\theta_c \leq 10^\circ$ 的范围内与式 (21) 计算结果大体一致, 在角度增大的情况下明显偏离, 表明了式 (21) 在晶体小角度倾斜下的准确性。

偏振匀滑晶体通常与连续相位板联合使用, 以实现对焦斑的整形和匀滑^[4,21]。以下仿真计算连续相位板和偏振匀滑对光束远场的共同作用, 以分析偏振匀滑参数对匀滑效果的影响。CPP 放置位置如图 1 所示, 其面形已事先设计, 如图 10 所示, 其作用为将远场焦斑整形成轴为 500 μm 、短轴为 285 μm 的椭圆, 其中 D 表示 CPP 的厚度, D_0 表示 CPP 的平均厚度。

设入射光束不变, $L=360\text{ mm}$, PS 晶体角度不变, $\theta_c=5^\circ$, $\alpha_c=45^\circ$ 。计算有无 PS 晶体的远场焦斑图样, 如图 11 所示, 相对应焦斑的 FOPAI 曲线 (高于某强度的能量份额曲线)^[2] 如图 12 所示。同时计算焦斑

的对比度 k_r (焦斑顶部强度与其平均强度的均方根误差)^[16] 和能量集中度 k_e (目标焦斑范围内能量在焦斑总能量的占比)^[4]。在使用 PS 晶体板的情况下, FOPAI 曲线明显左移, k_r 由 86.2% 降低至 68.4%, 说明焦斑中的亮点明显减少, 焦斑更加均匀, 而 k_e 由 98.0% 降至 95.3%, 说明焦斑整体轮廓无显著变化。

图 13 为图 11 焦斑的局部放大和 $z-r$ 平面的强度分布。由图 13 可知: 光束远场同时在 $x-y$ 平面和 $z-r$ 平面得到匀滑; $x-y$ 平面的焦斑亮点 (散斑) 在 $z-r$ 平面呈条纹状分布, 条纹长度在百微米量级。而由图 8 可知, o 光和 e 光在 z 方向的位错为 381 μm , 强度条纹完全错开。所以有 PS 晶体的情况下, 不同于楔板方案, 平板方案下, 在 $x-y$ 平面和 $z-r$ 平面均未观察到焦斑位错而引起的周期性高频调制。且在 PS 晶体不倾斜 ($\theta_c=0^\circ$) 的情况下, 同样可以实现焦斑匀滑。

保持 $\alpha_c=45^\circ$ 不变, 改变晶体厚度 d 和倾斜角度 θ_c , 得到对应的焦斑 FOPAI 曲线。取 FOPAI 为 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。 d 取不同值时, 焦斑最大相对强度 $k_m(\theta_c)$ 、焦斑对比度 $k_r(\theta_c)$ 和焦斑能量集中度 $k_e(\theta_c)$ 曲线分别如图 14、图 15 和图 16 所示。其中, $d=0$ 的曲线表示未加 PS 晶体的效果。由图 14~16 可见: 当 $\theta_c=0^\circ$ 时, PS 晶体同样有匀滑作用; k_m 和 k_r 随 d 和 θ_c 的变化趋势基本一致, 都不是单调线性的, 只有取特定的 d 和 θ_c 时, 才能得到最优的匀滑效果; $d \times \theta_c$ 过大时, 超过 200 $\text{mm} \cdot (\circ)$, 加入 PS 晶体后 k_m 和 k_r 反而下降; k_e 随 $d \times \theta_c$ 增加而单调下降。因为焦斑横向分离量 Δr 与 $d \times \theta_c$ 成正比, 当该分离量大于焦斑内部散斑的平均间距时, 会造成两焦斑内部散斑的堆叠, 从而增加焦斑对比度和最大相对强度。而分离量的增大势必造成焦斑整体轮廓增大, 从而使能量集中度降低。

为了加入 PS 晶体后不明显改变焦斑轮廓, 需使能量集中度 $k_e > 90\%$, 则有 $d \times \theta_c < 100\text{ mm} \cdot (\circ)$ 。 k_m 和 k_r 的最小值均出现在 $\theta_c=6^\circ$ 、 $d=1\text{ mm}$ 的位置附近, 此时, $k_m=3.64$, $k_r=58.5\%$, $k_e=97.9\%$ 。计算得到此

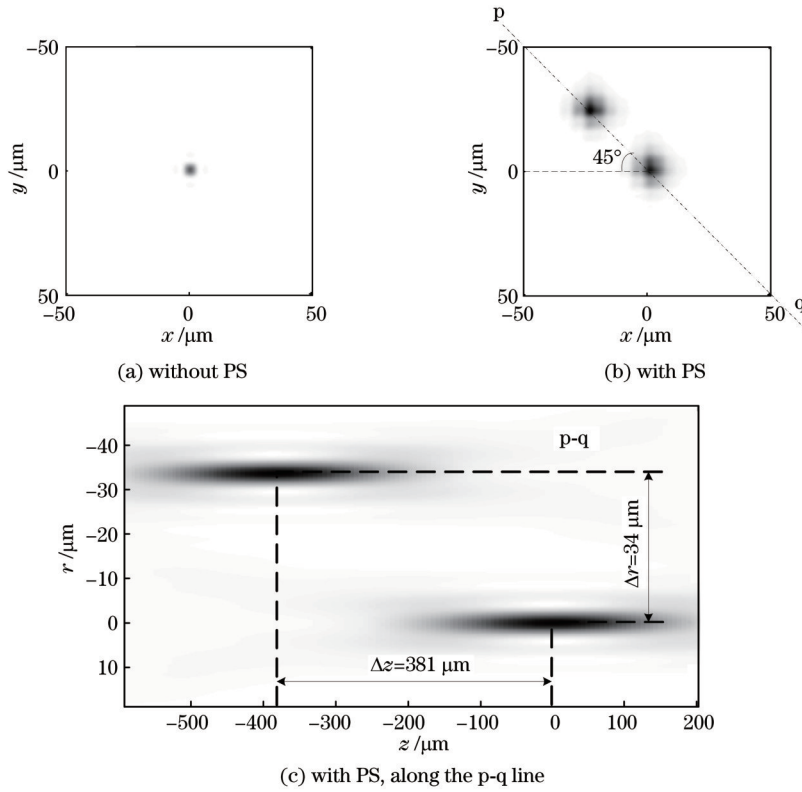


图 8 未加偏振匀滑(PS)和加入偏振匀滑两种情况下光束的远场焦斑分布
Fig. 8 Far-field focal spot of beams without PS and with PS

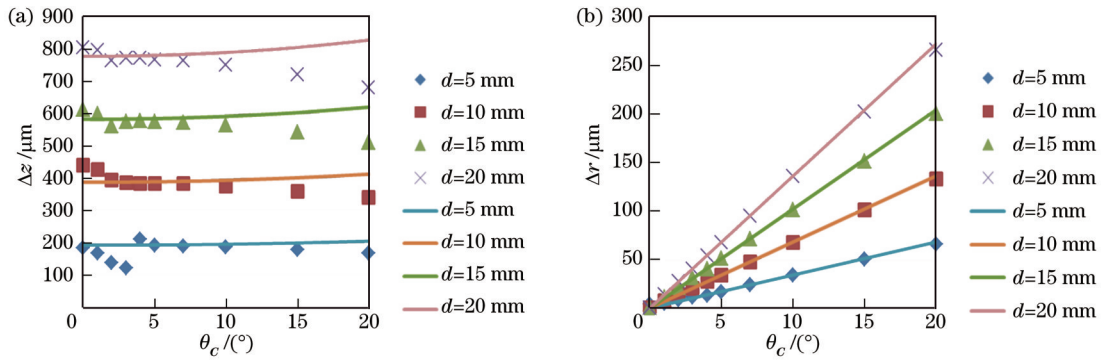


图 9 晶体厚度 d 取不同值时,焦斑分离量随晶体倾斜角度 θ_c 的变化。(a)纵向分离量 Δz ; (b)横向分离量 Δr
Fig. 9 With different d , focal spot separation amount changing with the tilt angle θ_c . (a) Δz ; (b) Δr

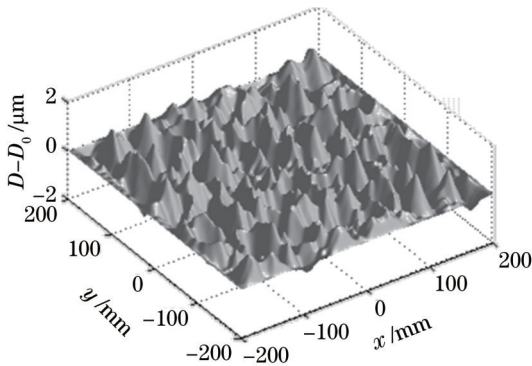


图 10 模拟所用的 CPP 面形分布
Fig. 10 CPP surface distribution used for simulation

时的纵向分离量 $\Delta z = 38.9 \mu\text{m}$, 与数百微米的散斑纵向长度相比可忽略。而焦斑横向分离量 $\Delta r = 4.1 \mu\text{m}$, 对比文献[21]推导的焦斑最佳横向分离量 $\lambda f_L / L = 3.9 \mu\text{m}$ 可知, 此时的焦斑分离与楔板方案的作用类似。所以, 选择合适的晶体厚度和晶体倾斜角度同样重要。实际应用中, 由于相位板的口径较大, 考虑其力学强度和装校形变等工程因素, 相位板的厚度不能太小, 而由图 14 和图 15 可以看出, 厚度太大时匀滑效果有限, 所以晶体板的厚度 d 的取值范围为 5~10 mm 为佳, 对应的倾斜角 θ_c 取值范围为 $5^\circ \sim 10^\circ$ 。

由于 d 和 θ_c 的取值与焦斑高频调制(散斑)的横向和纵向周期相关, 而散斑尺寸与系统的数值孔径相关,

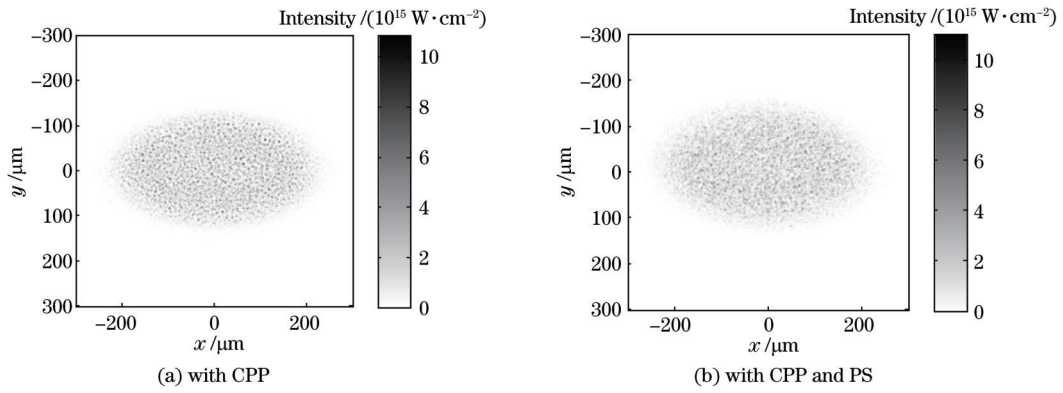


图 11 CPP 单独作用及 CPP 与 PS 晶体共同作用情况下的远场焦斑强度分布
 Fig. 11 Far-field focal spot intensity distribution with CPP and with CPP+PS

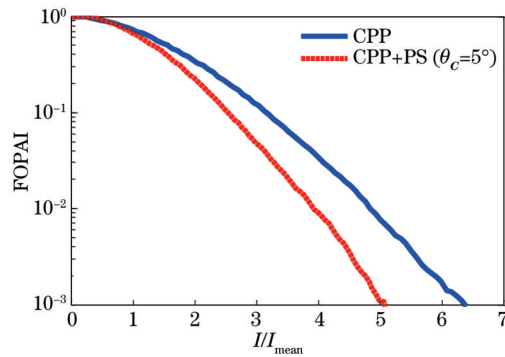


图 12 CPP 单独作用及 CPP 与 PS 晶体共同作用情况下焦斑的 FOPAI 曲线, 横坐标为相对强度, I_{mean} 为焦斑平均强度
 Fig. 12 FOPAI curves of focal spot with CPP and with CPP+PS, the horizontal axis represents the relative strength, I_{mean} is the average intensity of the focal spot

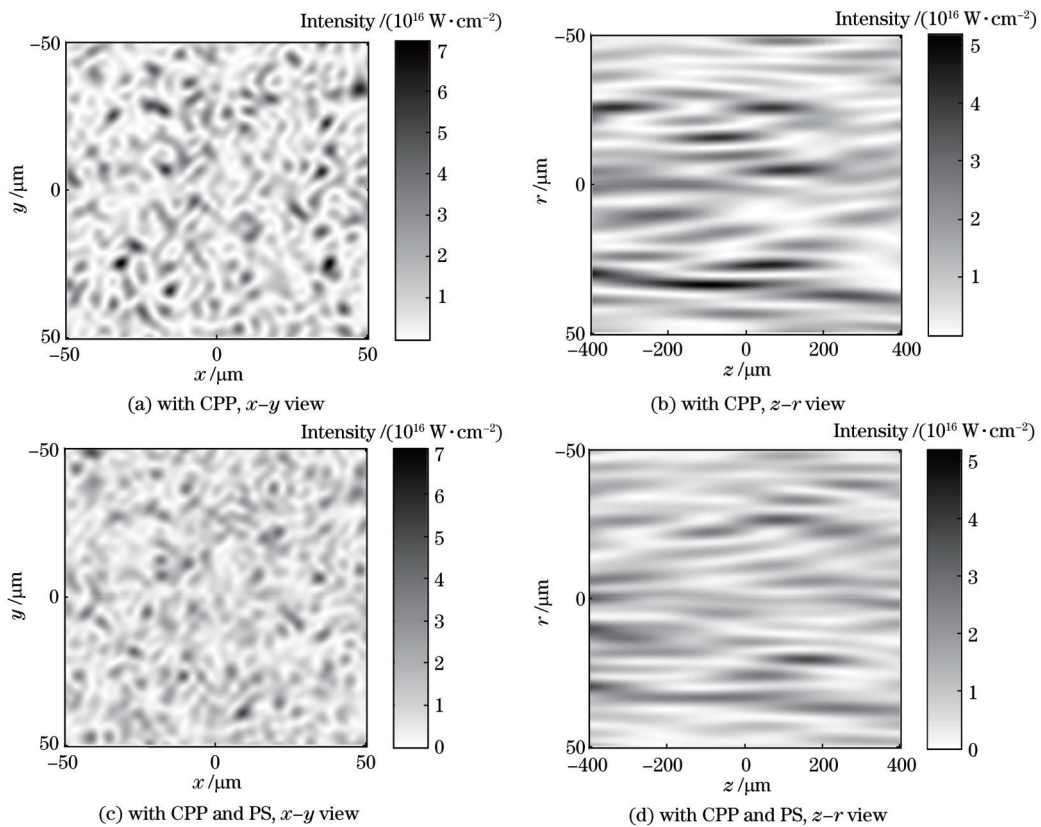


图 13 CPP 单独作用及 CPP 与 PS 晶体共同作用下光束的远场局部强度分布
 Fig. 13 Partial enlarged view of the far-field pattern of beams with CPP and with CPP+PS

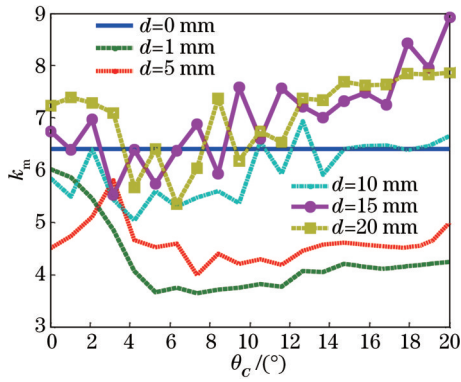


图 14 晶体厚度取不同值时, 焦斑最大相对强度 k_m 随晶体倾斜角度 θ_c 的变化

Fig. 14 k_m changing with θ_c under different crystal thicknesses

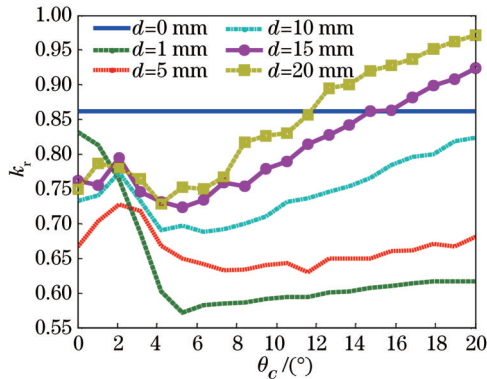


图 15 晶体厚度取不同值时, 焦斑对比度 k_r 随晶体倾斜角度 θ_c 的变化曲线

Fig. 15 k_r changing with θ_c under different crystal thicknesses

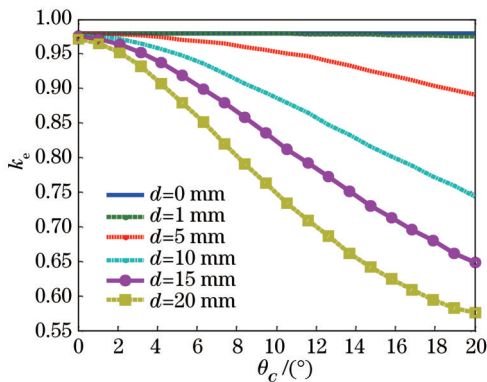


图 16 晶体厚度取不同值时, 焦斑能量集中度 k_e 随晶体倾斜角度 θ_c 的变化曲线

Fig. 16 k_e changing with θ_c under different crystal thicknesses

所以对于不同的系统参数, d 和 θ_c 的最优取值不同。

5 结 论

建立了数学模型, 对会聚光束中的偏振匀滑进行理论分析。推导了焦斑横向分离量和纵向分离量分别与偏振匀滑晶体厚度和倾斜角度的关系式。对该模型进行数值计算, 给出了焦斑形态参数与晶体参数之间的关系曲线。数值模拟结果表明, 当晶体厚度和倾斜

角取特定范围时, 焦斑可以得到最佳的匀滑效果。匀滑效果与系统其他参数的关系有待进一步地理论分析。

参 考 文 献

- [1] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility[J]. Physics of Plasmas, 2004, 11(2): 339-491.
- [2] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, et al. National Ignition Facility laser performance status[J]. Applied Optics, 2007, 46(16): 3276-3303.
- [3] Skupsky S, Craxton R S. Irradiation uniformity for high-compression laser-fusion experiments[J]. Physics of Plasmas, 1999, 6(5): 2157-2163.
- [4] 张锐, 李平, 粟敬钦, 等. 采用光谱色散平滑和连续相位板实现靶面均匀辐照的实验研究[J]. 物理学报, 2012, 61(5): 054204.
- [5] Zhang R, Li P, Su J Q, et al. Experimental research of target uniform illumination using smoothing by spectral dispersion and continuous phase plate[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(5): 054204.
- [6] 高妍琦, 李福建, 季来林, 等. 高功率激光驱动器光束匀滑技术研究(特邀)[J]. 红外与激光工程, 2020, 49(12): 20201074.
- [7] Gao Y Q, Li F J, Ji L L, et al. Research of beam smoothing technology in high power laser driver(Invited)[J]. Infrared and Laser Engineering, 2020, 49(12): 20201074.
- [8] 吴世江, 熊皓, 张寅瑞, 等. 基于宽带激光拍频的瞬时束匀滑技术[J]. 光学学报, 2023, 43(5): 0514001.
- [9] Wu S J, Xiong H, Zhang Y R, et al. Instantaneous beam smoothing technique based on beat frequency of broadband laser[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(5): 0514001.
- [10] 贺军, 李平, 柴向旭, 等. 光谱色散匀滑光束焦斑动态特性的实验研究[J]. 中国激光, 2022, 49(11): 1105001.
- [11] He J, Li P, Chai X X, et al. Experimental study on dynamic characteristics of focal spot of spectral dispersion smooth beam[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(11): 1105001.
- [12] Rothenberg J E. Polarization smoothing for the national ignition facility[J]. Proceedings of SPIE, 1999, 3492: 980-990.
- [13] 任广森, 孙全, 吴武明, 等. 径向偏振调制对聚焦光斑匀滑及偏振特性的影响[J]. 强激光与粒子束, 2015, 27(12): 122008.
- [14] Ren G S, Sun Q, Wu W M, et al. Effect of radial polarization modulation on smoothing and polarization properties of focal speckle[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27(12): 122008.
- [15] Wang Y C, Wang F, Zhang Y, et al. Polarization smoothing for single beam by a nematic liquid crystal scrambler[J]. Applied Optics, 2017, 56(29): 8087-8091.
- [16] Huang X X, Jia H T, Zhou W, et al. Experimental demonstration of polarization smoothing in a convergent beam[J]. Applied Optics, 2015, 54(33): 9786-9790.
- [17] 黄媛, 张寅瑞, 钟哲强, 等. 基于涡旋圆偏振干涉的偏振快速旋转束匀滑方案[J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0905003.
- [18] Huang Y, Zhang Y R, Zhong Z Q, et al. Rapid polarization rotation smoothing scheme based on interference of circularly polarized vortex beamlets[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0905003.
- [19] 邹冬岩, 熊皓, 钟哲强, 等. 基于相位板旋转排布的超快束匀滑方案[J]. 中国激光, 2022, 49(4): 0405003.
- [20] Zou D Y, Xiong H, Zhong Z Q, et al. Ultrafast beam smoothing scheme based on rotation arrangement of phase plates[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(4): 0405003.
- [21] Yi M Y, Huang Y F, Zhong Z Q. A simple method for ultrafast smoothing and polarization rotation by interfering beamlets with spatial phase difference[J]. Optics Communications, 2021, 480: 126509.

- [15] Boehly T R, Smalyuk V A, Meyerhofer D D, et al. Reduction of laser imprinting using polarization smoothing on a solid-state fusion laser[J]. *Journal of Applied Physics*, 1999, 85(7): 3444-3447.
- [16] Lefebvre E, Berger R L, Langdon A B, et al. Reduction of laser self-focusing in plasma by polarization smoothing[J]. *Physics of Plasmas*, 1998, 5(7): 2701-2705.
- [17] Fuchs J, Labaune C, Depierreux S, et al. Modification of spatial and temporal gains of stimulated Brillouin and Raman scattering by polarization smoothing[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(14): 3089-3092.
- [18] Munro D H, Dixit S N, Langdon A B, et al. Polarization smoothing in a convergent beam[J]. *Applied Optics*, 2004, 43(36): 6639-6647.
- [19] Dixit S N, Munro D, Murray J R, et al. Polarization smoothing on the national ignition facility[J]. *Journal De Physique IV (Proceedings)*, 2006, 133: 717-720.
- [20] Rothenberg J E. Polarization beam smoothing for inertial confinement fusion[J]. *Journal of Applied Physics*, 2000, 87(8): 3654-3662.
- [21] 耿远超, 刘兰琴, 王文义, 等. 利用晶体相位板同时实现焦斑整形和偏振匀滑[J]. *物理学报*, 2013, 62(14): 145201. Geng Y C, Liu L Q, Wang W Y, et al. A new method of simultaneous focal spot shaping and polarization smoothing using crystal phase plate[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(14): 145201.
- [22] Edgell D H, Radha P P, Katz J, et al. Nonuniform absorption and scattered light in direct-drive implosions driven by polarization smoothing[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(7): 075001.
- [23] Born M, Wolf E. *Principles of optics*[M]. 7th ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 1987.
- [24] Goodman J W. *Introduction to Fourier optics*[M]. 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2006.

Far-Field Characteristics of Polarization Smoothing in Convergent Beams

Geng Yuanchao^{1,2}, Huang Wanqing^{1,2}, Li Ping^{1,2}, Zhang Ying¹, Liu Lanqin¹, Su Jingqin^{1*}

¹Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China;

²Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China

Abstract

Objective In laser-driven inertial confinement fusion (ICF) drivers used in fusion experiments, shaping and smoothing the target focal spot are key technologies. To improve the irradiation uniformity of the target and reduce various instabilities related to laser-plasma interaction, a distributed and uniform target focal spot is necessary. Moreover, the uniformity of the focal spot must be maintained up to a certain focal depth. Hence, diffractive devices such as continuous phase plates (CPPs) are used to shape the focal spot and beam smoothing techniques are utilized to reduce contrast of the focal spot. Furthermore, polarization smoothing utilizes the birefringence of crystals to separate the beam into two orthogonally polarized beams that are incoherently superimposed, thus reducing the contrast of the focal spot. This study focuses on polarization smoothing in converging beams and presents a mathematical model that fully describes the transmission characteristics of the beam during polarization smoothing. Moreover, this study demonstrates the relationship between the focal spot shape parameters and the smoothing crystal and lens parameters. Furthermore, the longitudinal smoothing effect of the beam far field is quantitatively described for the first time in this study. Herein, the relationship curve between the contrast of the focal spot and crystal parameters is determined and the optimum range of crystal thickness and tilt angle is calculated. The research obtained from this study can provide a reference for the selection of polarization smoothing techniques and the design of smoothing crystals used in laser drivers.

Methods A theoretical and numerical model for realizing polarization smoothing in convergent beams is presented in this study. A CPP is used for shaping the focal spot of a thin lens. The front and back surfaces of the polarization smoothing crystal are parallel and the crystal axis is perpendicular to these surfaces. This crystal is placed in the path of the convergent beam behind the lens. The incident light field is a square aperture that is linearly polarized and comprises a monochromatic harmonic wave. The wave vector of the transmitting beam passing through the above elements is calculated with respect to a spherical coordinate system. The vector expression of the crystal output light field is obtained by combining the ellipsoid equation of crystal refractive index with the wave vector. Then, the far-field distribution near the focus of the lens is calculated using the Huygens-Fresnel diffraction formula. Using small-angle approximation, a simplified relationship between the longitudinal separation of far-field focal spots and crystal thickness and angle is derived based on a simplified vector expression. Numerical simulations are conducted to verify the correctness of the simplified expression.

Results and Discussions The longitudinal separation of the far-field focal spots is proportional to crystal thickness and is not substantially affected by the crystal tilt angle [Eq. (21), Fig. 9(a)]. By contrast, the transverse separation is

proportional to the crystal thickness and tilt angle [Eq. (22), Fig. 9(b)]. The polarization crystal smooths the far-field focal spot distribution in the transverse and longitudinal directions (Fig. 13), without significant change in the overall shape of the focal spot. The maximum relative intensity and contrast of the smoothed focal spot vary with crystal thicknesses and tilt angles (Fig. 14, Fig. 15). Moreover, the polarization smoothing effect obtained using a crystal with small thickness is similar to that obtained using a wedge-based solution.

Conclusions This study presents a mathematical model to analyze polarization smoothing in convergent beams. Herein, the formulas for the transverse and longitudinal separations of the focal spot with respect to the thickness and tilt angle of the polarization smoothing crystal are derived. Numerical calculations are performed with respect to the proposed method, and the relationship curves between the focal spot shape parameters and crystal parameters are provided. The numerical-simulation results show that the best smoothing effect with respect to the focal spot can be achieved when the crystal thickness and tilt angle are within the desired range. Further theoretical analysis is required to investigate the relationship between the smoothing effect and other parameters of the system.

Key words laser fusion facility; inertial confinement fusion; polarization smoothing; focal spot shaping; convergent beam