利用部分相干光和同心角偏差透镜列阵实现二维靶面均匀辐照*

郑建洲[1)†] 于清旭[2)] 关寿华[1)2)] 董斌[1)] 曹晓君[1)] 芦永军[1)] 吴云峰[1)]

1) (大连民族学院物理与材料工程学院, 大连 116600)

2) (大连理工大学应用物理与光电技术学院, 大连 116024)

(2011 年 12 月 13 日收到; 2012 年 1 月 2 日收到修改稿)

提出利用部分相干光通过透镜列阵系统实现靶面的均匀辐照, 透镜列阵能获得边缘陡峭且顶部较平坦的准近场焦斑, 透镜列阵的适当同心度偏差又使各子束的斑纹相互稍微错开, 使干涉斑纹变密, 而入射的激光是空间相干性减少了的部分相干光, 可进一步抑制了透镜列阵系统焦斑的小尺度不均匀性. 使用广义衍射积分理论, 对高斯 - 谢尔光束通过透镜列阵光学系统的焦斑光强分布进行了详细的二维模拟研究, 比较了完全相干光与部分相干光经过透镜列阵的匀滑效果. 数值模拟表明, 应用同心度偏差和适当离焦时, 可实现焦斑均匀性和能量利用率同时达到最佳的效果.

关键词: 部分相干光, 高斯谢尔光束, 透镜列阵, 同心度偏差

PACS: 42.25.−p, 42.25.Bs, 42.25.Kb

1 引 言

在强激光的一些实际应用中, 例如在惯性约束聚变 (ICF)、激光等离子体相互作用等实验研究中, 要求将入射激光整形为某种特定空间分布光束, 对靶面进行均匀辐照, 以避免靶面激光等离子体的不稳定性 [1]. 已有的光束均匀化方案分为两大类型: 空间域平滑技术和时间域平滑技术 [2]. 空间域平滑技术包括透镜列阵 (LA)[3]、光楔列阵 [4]、随机相位板 (RPP)[5] 等技术. 它们可以有效地控制焦斑的包络形状, 改善靶面焦斑的大尺度不均匀性. 时间域平滑技术包括感应空间非相 (ISI)[6]、谱色散平滑 (SSD)[7]、部分相干光束 (PCL)[8] 等技术. 它们可以有效地改善焦斑内部小尺度空间周期的强度调制. 在应用中也可以采用多种技术组合使用的方法, 通常是将空间域束匀滑技术和时间域束匀滑技术相结合, 取长补短, 以求进一步满足 ICF 物理实验的多方面的要求 [9,10]. 研究表明, 在空间域均匀辐照技术中, 透镜列阵技术在激光束的准近场区的焦斑, 具有比较接近于平顶的焦斑包络, 同时对入射光近场的强度和相位不均匀性不敏感 [3]. 但是该技术存在的问题一是入射光束通过硬边透镜单元时因边缘衍射效应, 产生大尺度的强度起伏. 在惯性约束聚变驱动器的高功率激光系统中, 输出的一般都是多模振荡的空间相干性降低的具有部分相干性的激光 [11,12]. 多模振荡的高功率激光光束可用 PCL 描述, 在准单色场近似下, 可用高斯 - 谢尔光束 (GSB) 表示 [13], 这种光束可以消除激光光束的高相干性对靶面均匀辐照而产生的激光散斑这一有害现象. 本文提出用部分相干光通过透镜列阵系统实现靶面的均匀辐照, 透镜列阵能获得边缘陡峭的准近场焦斑, 部分相干光减少了列阵间子束的相干性, 透镜列阵设计时有考虑了同心度偏差,

* 国家自然科学基金 (批准号: 30470416), 国家民委科研项目 (批准号: 10DL07), 中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: DC12010221) 和大连民族学院博士启动基金资助的课题.

† E-mail: zjz@dlnu.edu.cn

© 2012 中国物理学会 Chinese Physical Society

可使各子束在靶面叠加的瞬时独立斑纹相互错开, 其效果是斑纹变得密集, 进一步抑制了 LA 系统焦斑的高阶模 (小尺度不均匀性). 给出了由 GSB 光束描述的 PCL 通过加上偏心角的 LA 光学系统的交叉谱密度和光强分布的解析公式, 进行了详细的数值计算研究, 比较了完全相干光与部分相干光经过 LA 的匀滑效果, 在提高焦斑均匀性和能量利用率同时达到最佳效果的条件下, 优化了系统的参数.

2 理论分析

2.1 透镜列阵均匀辐照系统设计原理

透镜列阵如图 1 所示, 正六边形透镜可以相互紧密排布, 而且具有旋转对称的结构, 可使该透镜列阵元的边界对入射激光能量损失很小. 正六边形平凸球面透镜的口径为 d(正六边形中两平行边之间的距离), 焦距为 f_{e}. 公差方向按星型排布, 如果列阵各单元透镜的同心度偏差设计时 $0'' \leqslant \theta \leqslant 5''$[14] 小透镜在焦面上的菲涅耳衍射花样完全重叠, 导致焦斑光强边缘的大尺度光强起伏和各子束间的多光束干涉引起的小尺度强度起伏. 所以, 在子透镜设计中有意使同心度偏差控制在 $5'' \leqslant \theta \leqslant 10''$ 范围内, 可以消除焦斑边缘的衍射起伏并使多光束干涉趋于密集, 改善了靶面光强的辐照均匀性. 在实际加工六边形透镜时, 也要考虑到这个问题.

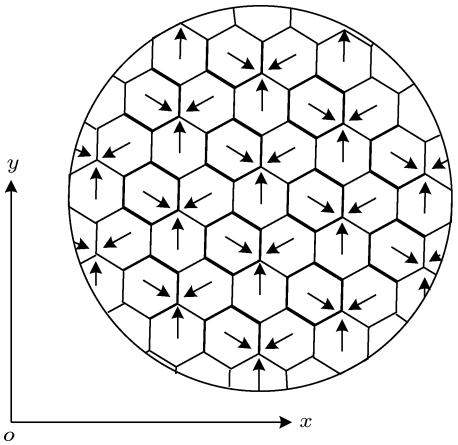

图 1 六边形透镜列阵的结构图

由波动光学得到靶面几何光斑直径为 $l = fd/f_{\mathrm{e}}$. 增加同心度偏差的透镜列阵光学系统的原理如图 2 所示 [9], 是由主聚焦透镜 A 和正六边形透镜列阵 B 组成, C 为靶面, l 为焦斑大小 [3]. 设主聚焦透镜的口径为 D, 焦距为 f, 正六边形透镜元的个数为 $N \times N$(取 N 为奇数), 则 $D = Nd$. 透镜列阵实现均匀辐照的原理是利用多个小正六边形透镜元分割入射光束, 每个子束形成一个菲涅耳衍射焦斑, 通过主聚焦透镜使其各个子光束在靶面上叠加, 光束的分割和子束的叠加消除了入射激光光强分布不均匀性的影响, 实现了对靶面的均匀辐照. 然而, 由于列阵光学系统对入射光场进行了分割, 各子束之间在焦面产生干涉, 形成干涉尖峰, 引起小尺度范围的光强不均匀性, 这对靶面辐照均匀性是不利的. 我们提出利用部分相干光和 LA 系统结合来消除靶面上的高频空间调制的小尺度不均匀性.

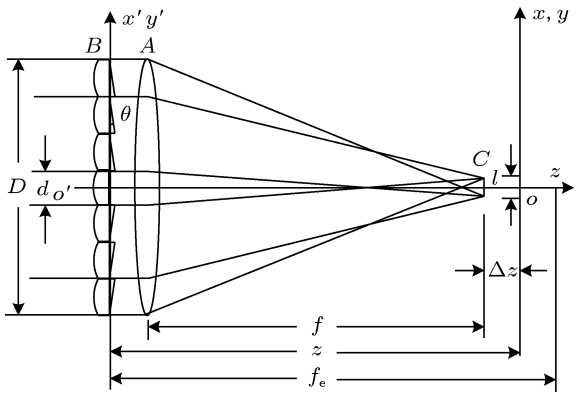

图 2 透镜列阵均匀辐照原理图

2.2 高斯 - 谢尔光束通过透镜列阵模型的理论分析

第 m 子束从参考面 $x'o'z'$ 到参考面 xoz 通过该系统时的失调传输矩阵 M_m 为 [15]

$$M_m = \begin{pmatrix} A_x & B_x & E_x & F_x \\ C_x & D_x & G_x & H_x \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 1 & f+\Delta z & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\dfrac{1}{f} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\times\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\dfrac{1}{f_{\rm e}} & 1 & \dfrac{\varepsilon_{m1}}{f_{\rm e}} & (n-1)(\varepsilon'_{m1}-\varepsilon'_{m2}) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \tag{1}$$

其中, n 为透镜列阵的折射率, 第 m 子光束经过第 m 列阵单元的相对平移失调量为

$$\varepsilon_m = m\cdot d/2, \quad (m=-N/2\cdots+N/2).$$

角失调量 (同心度偏差) 为 $\varepsilon'_{m1}-\varepsilon'_{m2}=\theta$, Δz 为靶面焦斑的离焦量.

在靶面上有

$$\begin{aligned} A_x &= \frac{ff_{\rm e}-(f+\Delta z)(f_{\rm e}-f)}{ff_{\rm e}}, \\ B_x &= f+\Delta z, \\ C_x &= \frac{-f_{\rm e}-f}{ff_{\rm e}}, \\ D_x &= 1, \\ E_x &= \frac{\varepsilon_{m1}(f+\Delta z)}{f_{\rm e}}, \\ F_x &= (n-1)(\varepsilon'_{m2}-\varepsilon'_{m1})(f+\Delta z), \\ G_x &= \frac{\varepsilon_{m1}}{f_{\rm e}}, \\ H_x &= \frac{\varepsilon_{m1}}{f_{\rm e}}(n-1)(\varepsilon'_{m2}-\varepsilon'_{m1}). \end{aligned} \tag{2}$$

假设入射光束为高斯 - 谢尔光束 GSB 描述的部分相干光束, 在准单色场近似下, 描述部分相干入射光束的交叉谱密度函数为 [10]

$$\begin{aligned} &W_0(\rho'_1,\rho'_2,0) \\ =&\sqrt{I_0(\rho'_1,0)}\sqrt{I_0(\rho'_2,0)}\mu(\rho'_1-\rho'_2,0), \end{aligned} \tag{3}$$

式中 $\mu_0(\rho'_1-\rho'_2,0)$ 是复空间相干度. ρ' 为 GSB 光源平面的位置矢量.

GSB 光束通过由 $ABCD$ 光学矩阵表征的 LA 光学系统, 在靶面 $z=f+z$ 上的交叉谱密度函数为 [10]

$$\begin{aligned} &W(\rho_1,\rho_2,z) \\ =&\sum_{m=-(N-1)/2}^{(N-1)/2}\sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} W_{mn}(\rho_1,\rho_2,z), \end{aligned} \tag{4}$$

式中 W_{mn} 为与 LA 列阵第 m, n 单元有关的交叉谱密度函数:

$$\begin{aligned} &W_{mn}(\rho_1,\rho_2,z) \\ =&\left(\frac{k}{2\pi B}\right)^2\iiiint W_0(\rho'_1,\rho'_2,0) \\ &\times\exp\Big\{-\frac{{\rm i}k}{2B}[A({\rho'_1}^2+{\rho'_2}^2) \\ &-2(\rho_1\rho'_1-\rho_2\rho'_2)+D(\rho_1^2-\rho_2^2)]\Big\}{\rm d}\rho'_1{\rm d}\rho'_2, \end{aligned} \tag{5}$$

式中

$$\begin{aligned} &W_0(\rho'_1,\rho'_2,z=0) \\ =&I_0\exp\left(-\frac{{\rho'_1}^2+{\rho'_2}^2}{w_0^2}\right)\exp\left[-\frac{(\rho'_1-\rho'_2)^2}{2\sigma_0^2}\right]. \end{aligned} \tag{6}$$

将 (2) 式和 (5) 式代入 (4) 式积分, 可得系统第 m, n 单元的交叉谱密度为

$$\begin{aligned} W_{mn}(\rho_1,\rho_2,z) =&\left(\frac{w_0}{w}\right)^2\exp\left[-\frac{(\rho_1+\rho_2)^2}{2w^2}\right] \\ &\times\exp\left[-\frac{(w_0^2+\sigma_0^2)(\rho_1-\rho_2)^2}{2\sigma_0^2w^2}\right] \\ &\times\exp\left[-\frac{{\rm i}k(\rho_1-\rho_2)^2}{2R}\right], \end{aligned} \tag{7}$$

式中 $w(z)=w_0[A^2+(B/Z_{\rm R})^2]^{1/2}$ 为 GSB 光束在 z 处的束宽,

$$\sigma(z)=\sigma_0[A^2+(B/Z_{\rm R})^2]^{1/2}$$

为 GSB 光束在 z 处的相关长度,

$$R(z)=\frac{A^2+(B/Z_{\rm R})^2}{AC+BD/Z_{\rm R}^2}$$

为 GSB 光束在 z 处的等相面曲率半径,

$$Z_{\rm R}=\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\beta=\frac{w_0^2\beta}{2c}\omega$$

为瑞利距离, c 是真空中的光速.

在 (4) 式中令 $\rho_1=\rho_2=\rho$, 换为直角坐标系即令 $x_1=x_2=x$ $y_1=y_2=y$, 就得到 x 和 y 方向的光强

$$\begin{aligned} &I(x,y,\Delta z) \\ =&W(x_1=x_2=x,y_1=y_2=y,\Delta z), \end{aligned} \tag{8}$$

GSB 光束的空间相关参数 β 定义为

$$\beta=\left[1+\left(\frac{\sigma(z)}{w(z)}\right)^2\right]^{-1/2}, \tag{9}$$

式中 $\sigma(z)$ 和 $w(z)$ 分别为 GSB 光束在处 z 的相关长度和束宽, $0\leqslant\alpha<+\infty$, $0\leqslant\beta\leqslant1$. 其中, 两个极限情况 $\alpha=0$ ($\beta=0$), $\alpha\to\infty$ ($\beta=1$) 分别对应于完全空间非相干光和完全空间相干光两种情况.

3 数值模拟计算与分析

设入射光束的束宽与 LA 的孔径相等为 $D = 180$ mm, 而且 $2w_0 = D$, 波长 $\lambda = 1.053$ μm, 透镜列阵单元透镜数目 $N \times N = 7 \times 7$. 透镜列阵单元同心度偏差 $\theta = 0$. 透镜元口径 $d = D/N = 26$ mm(正六边形中两平行边之间的距离), 焦距 $f_{\rm e} = 2.6$ m, 焦距一致性 $\Delta f/f < 1.5 \times 10^{-2}$; 聚焦透镜口径等于入射光束口径 D, 焦距 $f = 600$ mm.

引入焦斑不均匀度 $\sigma_{\rm rms}$ 和焦斑能量利用率 η 两个参量.

$$\sigma_{\rm rms} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{\bar{I}}. \tag{10}$$

光强 $I(x)$ 的最大值和最小值分别为 $I_{\max}$, $I_{\min}$, $\bar{I}(x)$ 是 "平均光强", 即根据 $I(x)$ 的分布和均匀性的要求取一特定的窗口 $[a, b]$

$$\bar{I}(x) = \frac{1}{b-a}\int_a^b I(x)\,{\rm d}x.$$

焦斑能量利用率定义为

$$\eta = \frac{I_{ab}}{I}, \tag{11}$$

其中, I_{ab} 为平顶部分的能量, I 为焦斑总能量.

图 3(a), (b) 给出 GSB 光束通过由六边形透镜列阵主聚焦透镜的焦平面上 (即 $\Delta z = 0$, $\Delta z = z - f$) 的 $\beta = 0.9$ 时接近完全相干光的焦斑三维二维光强分布图.

可见, 因各透镜元的同心度偏差为 0, 使得各透镜元在焦面上的费涅耳衍射花样完全重叠, 导致焦斑光强边缘的大尺度光强起伏. 图 4(a), (b) 给出 GSB 光束通过六边形透镜列阵后在主聚焦透镜的焦平面上 (即 $\Delta z = 0$, $\Delta z = z - f$) 的 $\beta = 0.1$ 时的部分相干光的焦斑三维二维光强分布图. 焦斑光强边缘的大尺度光强起伏依然存在. 为了更清楚的看清部分相干光对光束的平滑效果, 图 5(a), (b) 给出了 $\beta = 0.9$ 和 $\beta = 0.1$ 时的焦斑的一维光强分布. 与 (5) 式的物理分析一样, 透镜列阵的焦斑呈单元费涅耳衍射包络调制的多光束干涉花样, 多光束干涉的调制深度接近 100%, 而且在焦斑的边缘上存在因各透镜元在焦面上的菲涅耳衍射花样完全重叠, 产生的衍射调制的大尺度的起伏, 此时透镜列阵单元衍射调制的包络和多光束干涉效应起着重要的作用. 比较图 5(b), 当 $\beta = 0.1$ 时, 光强分布主要由衍射调制的包络决定, 多光束干涉的调制深度大大减小了, 但焦斑的边缘上大尺度的衍射起伏仍然存在.

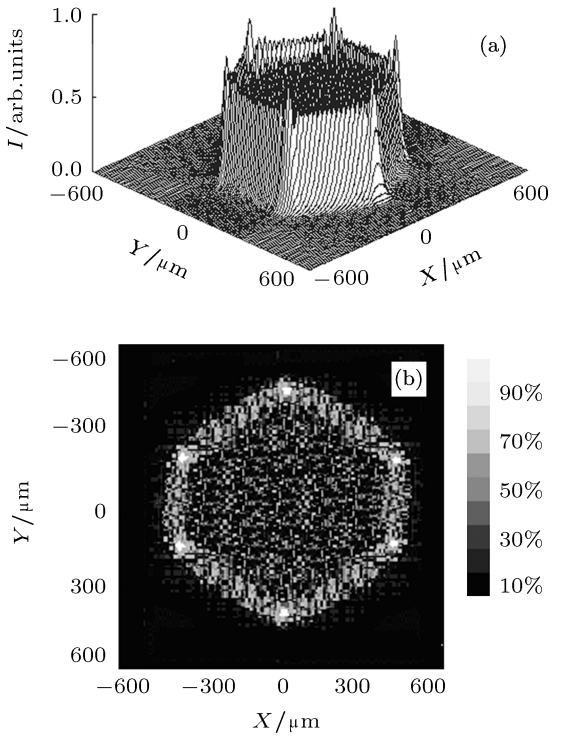

图 3 六边形透镜列阵焦平面上的光强分布, $\beta = 0.9$ (a) 三维图; (b) 二维图

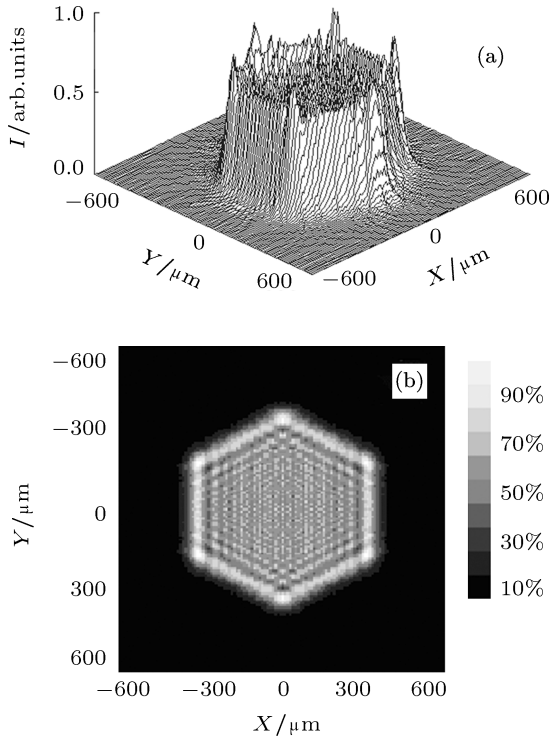

图 4 六边形透镜列阵焦平面上的光强分布, $\beta = 0.1$ (a) 三维图; (b) 二维图

焦斑内的高频空间调制可以通过等离了体的热传导效应消除. 在数值计算中采用 20 μm 对光强进行平均, 可近似地模拟出热传导平滑的效果. 图 6(a), (b) 是考虑热传导平滑效果, $\beta = 0.9$ 和 $\beta = 0.1$ 的一维光强分布, 可见焦斑的边缘的大尺度的衍射起伏及细密的强度调制都被一定程度地抹平, 焦斑具有相当理想的平顶及陡峭的边缘包络, 焦斑的边缘上大尺度的衍射起伏有减小, 但仍然存在. 其对应的不均匀度分别为 11.5%, 4.9%, 能量利用率分别为 84.68%, 84.32%.

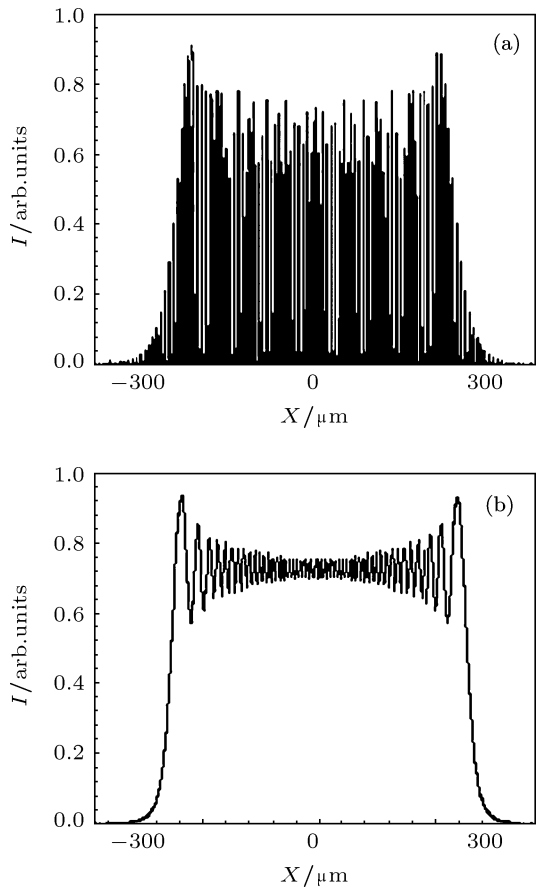

图 5 六边形透镜列阵焦平面上的一维光强分布 (a) $\beta = 0.9$; (b) $\beta = 0.1$

实际应用中, 为了消除衍射调制的大尺度不均匀性, 设计计算时有意使正六边形透镜列阵各单元的同心度有一定的偏差, 同心度偏差范围在 $5'' \leqslant \theta \leqslant 10''$ 范围内, 且各子透镜同心度偏差随机取值. 此外还可适当进行离焦, 使各个子束的衍射斑纹不完全重叠, 可大大抑制焦斑边缘的衍射环, 减少了大尺度的光强起伏, 同时焦斑的中小尺度均匀性也得到明显的改善.

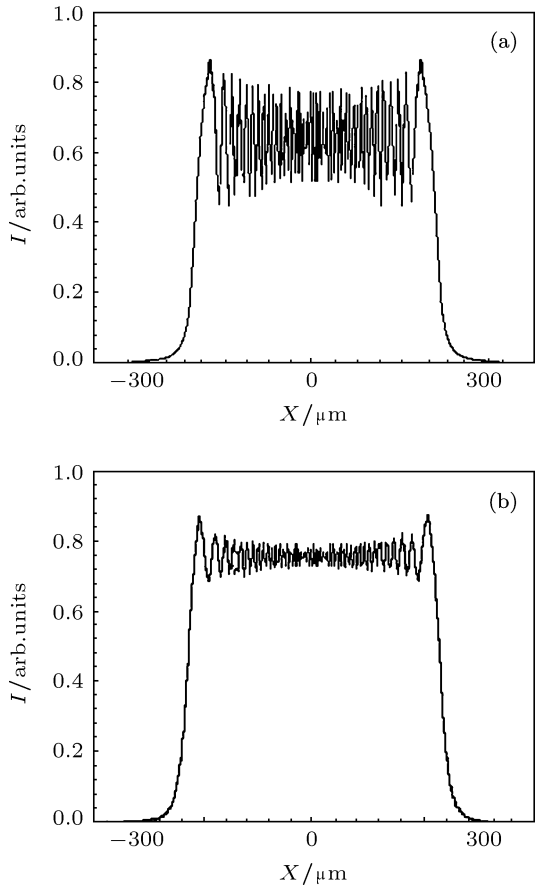

图 6 透镜列阵焦平面上的通过焦斑中心的一维平均光强分布 (a) $\beta = 0.9$, $\Delta z = 0$ mm; $\sigma_{\rm rms} = 11.5\%$, $\eta = 84.68\%$; (b)$\beta = 0.1$, $\Delta z = 0$ mm, $\sigma_{\rm rms} = 4.9\%$, $\eta = 84.32\%$

对于 $\beta = 0.9$ 的光, 当 $\Delta z = 1.0$ mm 时, 其均匀性和能量利用率达到最佳值, 其平均光斑的 2 维和 1 维分布由图 7(a), (b) 给出. 对于 $\beta = 0.1$ 的光, 当 $\Delta z = 1.5$ mm 时, 其均匀性和能量利用率达到最佳值, 二维和一维分布由图 8(a), (b) 给出. 焦斑边缘的大尺度强度调制明显下降, 焦斑具有相当理想的平顶包络和比较陡峭的边缘分布, 不均匀度分别达到最小值 3.26%, 1.72%, 但边缘陡峭的程度有些下降, 能量利用率为 80.6%, 81.3%. 通过数值计算, 比较图 3 至图 8 可知, 对于近似完全相干光 $\beta = 0.9$, 若要求不均匀度 $\sigma_{\rm rms} < 12\%$、能量利用率 $\eta > 80\%$, 则离焦量应在$0.5\ {\rm mm} < \Delta z < 2.0$ mm, 对于部分相干光$\beta = 0.1$, 若要求$\sigma_{\rm rms} < 4\%$、能量利用率$\eta > 80\%$ 离焦量应在 $0.2{\rm mm} < \Delta z < 2.5$ mm. 不均匀度 $\sigma_{\rm rms}$ 随 GSB 光束的相干度 β 的变化关系图 9(a) 给出, 可见, $\sigma_{\rm rms}$ 随 β 的增加而单调

增加. 对于近似完全相干光 $\beta = 0.9$ 和部分相干光 $\beta = 0.1$, 其不均匀度 $\sigma_{\rm rms}$ 随离焦量 Δz 的关系由图 9(b) 给出, 可见, 不均匀度随离焦量 Δz 的增加存在着最佳值, 对于 $\beta = 0.9$, 最佳离焦量 Δz 为 1 mm, 最佳不均匀度为 3.26%. 对于 $\beta = 0.1$, 最佳离焦量 Δz 为 1.5 mm, 最佳不均匀度为 1.72%. 当离焦量超出这个范围, 光强的平顶范围减小并且产生称之为 "塌边" 的现象, 即光强分布的边缘的陡峭程度下降, 同时焦斑的不均匀度也增大.

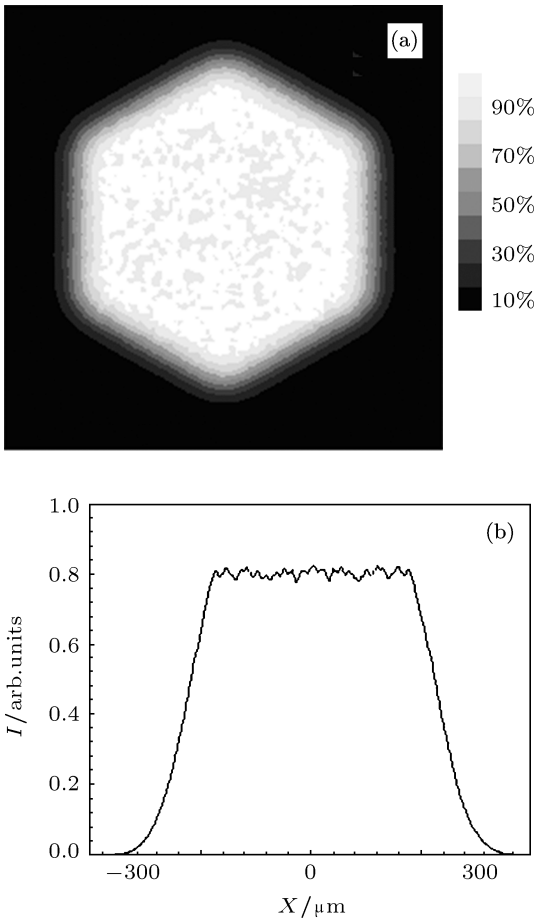

图 7 (a) 二维焦斑的平均光强分布, $\beta = 0.9$, $\Delta z = 1.0$ mm; (b) 经过该焦斑中心的一维平均光强分布图, $\beta = 0.9$, $\Delta z = 1.0$ mm , $\sigma_{\rm rms} = 3.26\%$, $\eta = 80.2\%$

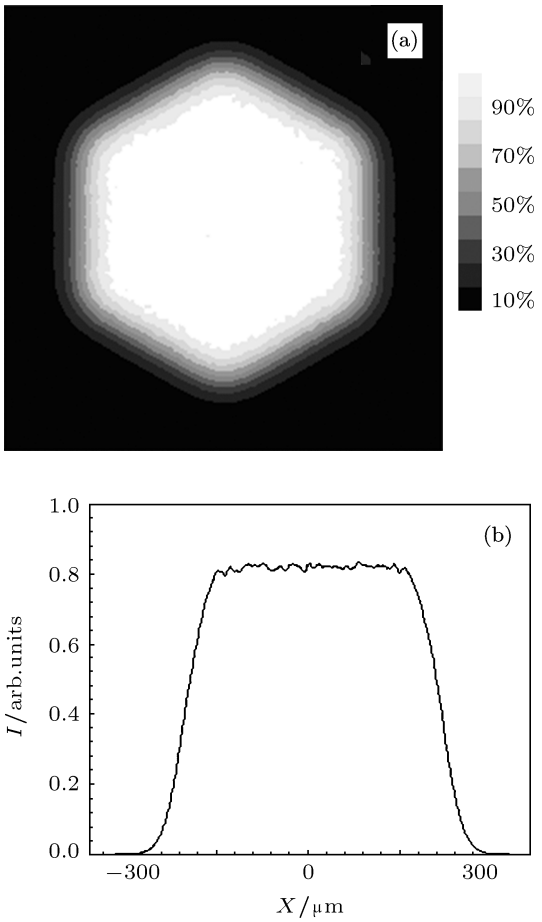

图 8 (a) 二维焦斑的平均光强分布, $\beta = 0.1$, $\Delta z = 1$ mm; (b) 经过该焦斑中心的一维平均光强分布图, $\beta = 0.1$, $\Delta z = 1.5$ mm , $\sigma_{\rm rms} = 1.72\%$, $\eta = 81.3\%$

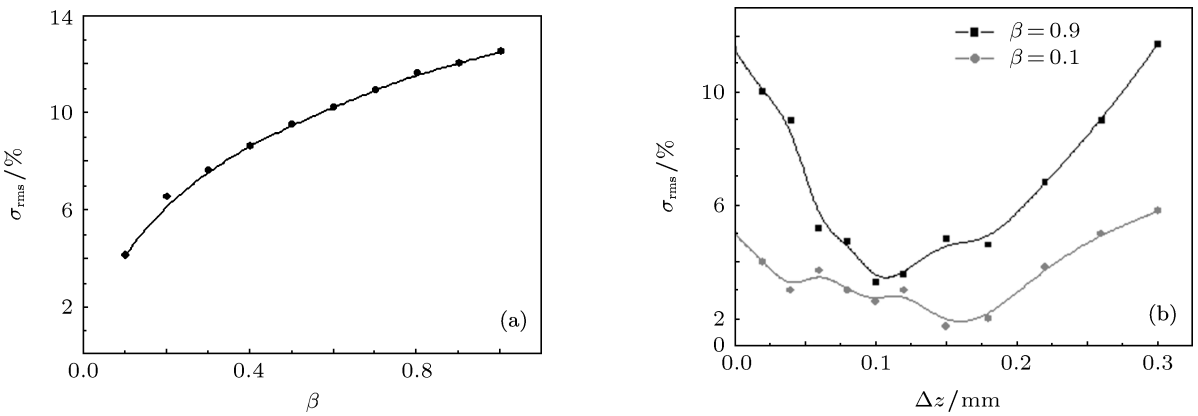

图 9 (a) 不均匀度 $\sigma_{\rm rms}$ 随 GSB 光束的相干度 β 的变化关系; (b) 不均匀度 $\sigma_{\rm rms}$ 随离焦量 Δz 的变化关系

4 结 论

提出了靶面均匀辐照的一种新方法 —— 部分相干光 PCL 通过同心角偏差透镜列阵的平滑技术, 用高斯 – 谢尔光束描述部分相干的多模激光的物理模型, 通过控制 GSB 光束的空间相关参数, 对 GSB 光束通过 LA 系统后的聚焦特性作了详细的理论分析和三维数值计算. 结果表明, GSB 光束入射透镜列阵 LA 光学系统后, 通过适当地选择光学系统的参数, 可明显地降低靶面激光焦斑的辐照小尺度不均匀性, 能获得平顶分布的边缘陡峭的准近场焦斑, 可以达到实际应用的要求. PCL 能在很大程度上抹平光斑上细密的干涉斑纹. 考虑了热平滑效应和正六边形透镜元的同心度存在一定微小偏差以及采用适当离焦措施后, 还可以进一步改善透镜列阵单元衍射引起的硬边衍射调制和多光束干涉引起的高频调制, 得到顶部较平坦的光强分布, 降低焦斑的大、小尺度不均匀性. 数值计算显示, PCL 和 LA 系统结合使用可以获得顶部不均匀度接近 1%, 能量利用率大于 80%的焦斑光强分布, 焦斑的不均匀度 $\sigma_{\rm rms}$ 和能量利用率 η 随离焦量 Δz 之间存在着最佳值. 另外, 通过理论分析和数值计算的表明, 透镜列阵系统对相干度 $\beta = 0.9$ 的近似完全相干光也可以有效地降低靶面焦斑的不均匀度.

鉴于目前国内惯性约束聚变驱动器主要是利用透镜列阵技术实现大焦斑均匀辐照, 本文所得结论对 “神光 III” 装置中光束匀滑的实际设计提供了意义的理论参考.

[1] Xiao J, LÜ B D, Jiang M 2000 *Acta Phys. Sin.* **47** 1998 (in Chinese) **49** 2383 [肖峻, 吕百达, 姜明 2000 物理学报 **49** 2383]

[2] Jiang X J, Lin Z Q 2010 *Laser & Optoelectronics Progress* **47** 22 (in Chinese) [江秀娟, 林尊琪 2010 激光与光电子学进展 **47** 22]

[3] Deng X M, Liang X C, Cheng Z Z, Yu W Y, Ma R Y 1986 *Appl. Opt.* **25** 377

[4] Villeueuve D M, Enright G D, Baldis H A 1991 *Opt. Commun.* **81** 54

[5] XiaoJ, Lü B D, Jiang M 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1891 (in Chinese) **48** 1891 (in Chinese) [肖峻, 吕百达, 姜明 1999 物理学报 **48** 1891]

[6] Lehmberg R H, Schmitt A J, Bodner S E 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 2680

[7] Zhou S L, Lin Z Q, Jiang X J 2007 *Appl. Opt.* **46** 3164

[8] Nakano H, Miyanaga N, Yagi K, Tsubakimoto K, Kanabe T, Nakatsuka M, Nakai S 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 580

[9] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q, Zhu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2571 (in Chinese) [江秀娟, 周申蕾, 林尊琪, 朱俭 2006 物理学报 **55** 5824]

[10] Zhang B, Lü B D, Xiao J 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1998 (in Chinese) [张彬, 吕百达, 肖峻 1998 物理学报 **47** 1998]

[11] Wolf E, Collett E 1978 *Opt. Commun.* **25** 293

[12] Foley J T, Zubairy M S 1978 *Opt. Commun.* **26** 297

[13] Gase R J 1991 *Mod. Opt.* **38** 1107

[14] Cheng Z Z, Liang X C, Deng X M 1989 *Chinens Journal of Laser* **13** 65 (in Chinese) [陈泽尊, 梁向春, 邓锡铭 1986 中国激光 **13** 65]

[15] Zheng J Z, Yu Q X, Lu Y J 2007 *Chinens Journal of Laser* **34** 331 (in Chinese) [郑建洲, 于清旭, 卢永军 2007 中国激光 **34** 331]

Two-dimensional performance of uniform irradiation with the use of a concentricity deviation lens array and partially coherent light*

Zheng Jian-Zhou[1)†] Yu Qing-Xu[2)] Guan Shou-Hua[1)2)] Dong Bin[1)]
Cao Xiao-Jun[1)] Lu Yong-Jun[1)] Wu Yun-Feng[1)]

1) (*College of Physics and material Engineering, Dalian Nationalities University, Dalian* 116600*, China*)

2) (*School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian* 116024*, China*)

(Received 13 December 2011; revised manuscript received 2 January 2012)

Abstract

A method of employing a lens array (LA) and partially coherent light (PCL) is presented for uniform irradiation on targets in inertial confinement fusion. Quasi-near field spots with a profile of sharp edge and flat top can be obtained with an LA, while the spatial coherence of the incidence beam is reduced by PCL. An appropriate concentricity deviation (CD) of LA results in the superposition of beamlets at the focus dislocated by a small amount each other and the CD and PCL reduce the fringe separations, thus the interference fringes become denser and the small-scale intensity non-uniformity of intensity distribution is suppressed. Based on the generalized diffraction integral theory, the intensity distribution of a Gaussian Schell Beam (GSB), point focused by an LA and a spherical lens is investigated in detail by two-dimensional simulation. And irradiation uniformity effects are compared with coherent light and partially coherent light after the LA. Numerical results indicate that using an appropriate CD and moving the target slightly from the exact focal plane of the principal focusing, a well-irradiated laser spot and great energy efficiency can be obtained.

Keywords: partially coherent light, Gaussian Schell beam (GSB), lens array, concentricity deviation

PACS: 42.25.−p, 42.25.Bs, 42.25.Kb

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 30470416), the Scientific Research Project of State Ethnic affairs Commission of the People's Republic of China (Grant No. 10DL07), the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. DC12010221), and the Dalian Nationalities University Doctoral Sustentation Fund.

† E-mail: zjz@dlnu.edu.cn