

## 惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

杨钧兰 钟哲强 翁小凤 张彬

### Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device

Yang Jun-Lan Zhong Zhe-Qiang Weng Xiao-Feng Zhang Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 084207 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182091

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

用于惯性约束核聚变激光驱动器的激光二极管抽运Nd,Y:CaF<sub>2</sub>激光放大器的实验研究

Experimental study of diode-pumped Nd, Y:CaF<sub>2</sub> amplifier for inertial confinement fusion laser driver

物理学报. 2016, 65(20): 204206 <https://doi.org/10.7498/aps.65.204206>

惯性约束聚变中氘氚燃料整体点火与燃烧条件研究

Critical value of volume ignition and condition of nonequilibrium burning of DT in inertial confinement fusion

物理学报. 2015, 64(4): 045205 <https://doi.org/10.7498/aps.64.045205>

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 <https://doi.org/10.7498/aps.65.094207>

基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>

诱导空间非相干束匀滑技术的近区特性及改善技术

Near-field character and improvement technology of induced spatial incoherence

物理学报. 2018, 67(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180533>

用于超快束匀滑的动态波前调控新方案

Novel dynamic wavefront control scheme for ultra-fast beam smoothing

物理学报. 2018, 67(17): 174206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172527>

# 惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法\*

杨钧兰 钟哲强 翁小凤 张彬†

(四川大学电子信息学院, 成都 610064)

(2018年11月26日收到; 2019年1月16日收到修改稿)

在激光驱动的惯性约束聚变装置中, 常采用多种束匀滑手段对焦斑的时空特性进行调控. 光传输链路中涉及的光学元件众多、传输变换复杂, 往往导致光传输模型复杂, 且在运用衍射光学方法分析焦斑形态和特征时面临大量的数据处理和计算, 致使出现计算量大、计算效率低等问题, 亟需寻求快速而简便的新方法来描述焦斑的统计特征. 本文利用光场特性的统计表征方法对靶面光场进行表征, 采用圆型复数高斯随机变量直接描述靶面光场的统计特征, 并基于典型焦斑评价参数对衍射光学方法和统计表征方法得到的远场焦斑进行了对比和分析. 结果表明, 采用衍射光学方法和统计表征方法获得的焦斑的瞬时特征基本一致, 其时间积分的远场焦斑有所不同, 但仍可进一步采用相关系数来表征其远场焦斑的时间变化特征.

**关键词:** 统计光学, 惯性约束聚变, 束匀滑, 焦斑

**PACS:** 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.55.-f

**DOI:** 10.7498/aps.68.20182091

## 1 引言

激光间接驱动的惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 装置中, 靶面辐照均匀性是影响靶丸有效压缩的关键因素<sup>[1]</sup>. 目前已发展多种束匀滑技术, 如一维光谱角色散匀滑技术<sup>[2]</sup> (1D smoothing by spectral dispersion, 1D-SSD)、位相板<sup>[3]</sup> (phase plate, PP) 和偏振匀滑<sup>[4, 5]</sup> (polarization smoothing, PS) 等, 对靶面光斑的时域、空域和偏振特性进行控制. 然而, 由于在对靶面光斑特征进行计算分析时通常需要对大量的光场分布数据进行计算处理, 进而采用各种评价指标对其进行表征, 因而大规模的并行计算必不可少. 例如, 对于不含时间变量, 空间采样数  $N = 1024$  的单束光双精度处理, 需要的储存量约为 16 Gbits; 对于

含时间变量, 时间采样数  $N_t = 64$  的 10 束光双精度处理, 需要的储存量为 10 T. 然而幸运的是, 目前已发展了多种方法对靶面光强的统计特性进行表征, 其中最具有代表性的是在兆焦耳激光 (laser mega Joule, LMJ) 装置的研究中报道了多光束下焦斑的时空统计特征, 并对不同束匀滑方式下焦斑的尺度、脉宽和速度的统计分布进行了分析<sup>[6-9]</sup>. 此外, 在束匀滑技术中, 由于连续位相板 (continuous phase plate, CPP) 的位相分布由随机数多次迭代获得<sup>[10]</sup>, 尽管不同 CPP 得到的焦斑细节不尽相同, 但其均具有类似的统计特征. 因此, 激光束经过 CPP 的传输可视为激光束经过随机表面的传输过程. 尽管靶面散斑在不同位置的光强变化具有很强的随机性, 而且不同束匀滑方式得到的靶面散斑随机分布不相同, 但其整体分布却满足一定的统计规律. 因此, 焦斑不能用常规的函数进行

\* 国家重大专项应用基础项目 (批准号: G2017149, JG2017029, JG2018115) 和科技部创新人才推进计划重点领域创新团队项目 (批准号: 2014RA4051) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangbinff@sohu.com

描述与表征, 而记录每个点的光强十分繁琐且占用空间大, 需要寻求有效的表征方法. 光场特性的统计表征方法可以描述这种随机过程的统计特征, 通过合理的假设和公式推导, 根据近场光场的统计特性, 避开从近场到远场的数值计算, 进而采用满足一定统计规律的解析表达式直接对靶面光场进行描述与表征, 且无需对靶面光场的每个点进行数据处理.

在以美国国家点火装置为代表的 ICF 装置中, 往往采用光谱角色散匀滑技术 (smoothing by spectral dispersion, SSD), CPP 和偏振控制联用的束匀滑方案 [11, 12]. SSD 的基本原理 [13, 14] 是利用光栅对时间相位调制后的光束进行色散, 使激光束在远场的散斑产生扫动, 从而在一定积分时间内抹平焦斑的强度调制. 为了实现对焦斑的超快速匀滑, 还提出了基于光克尔效应的径向匀滑 (radial smoothing, RS) 方案, 即利用光克尔效应实现焦斑尺寸在 ps 量级的超快变化, 从而抹平焦斑强度调制 [15, 16]. 然而, 其焦斑的统计特性尚不清楚. 本文采用光场特性的统计表征方法对靶面光场进行表征, 利用圆型复数高斯随机变量对靶面光强的统计特征进行描述, 并对上述两种束匀滑方案下的瞬时和时间平均下焦斑的统计特征进行了分析.

## 2 理论模型

### 2.1 衍射积分模型

以 NIF 中单束激光为例, 激光束经过光谱角色散、位相板, 最后传输到焦平面 [17], 如图 1(a) 所示. 图 1(b) 则给出了激光束在径向匀滑方案中的传输示意图.

假设输入光场为具有振幅调制和位相畸变的超高斯光束, 其光场的时空分布表达式为

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

式中  $E_0(t)$  为电场强度,  $\sigma_{\text{random}}$  为随机振幅调制,  $w$  为激光束束腰,  $N$  为空间超高斯阶数,  $\varphi_{\text{initial}}$  为初始位相畸变,  $x$  和  $y$  为近场坐标.

在常规 SSD 匀滑方案中, 临界色散对应的色循环数为 1, 因此取色循环数  $N_c = 1$  [18], 在经光谱角色散匀滑、三倍频和连续相位板后, 近场光场

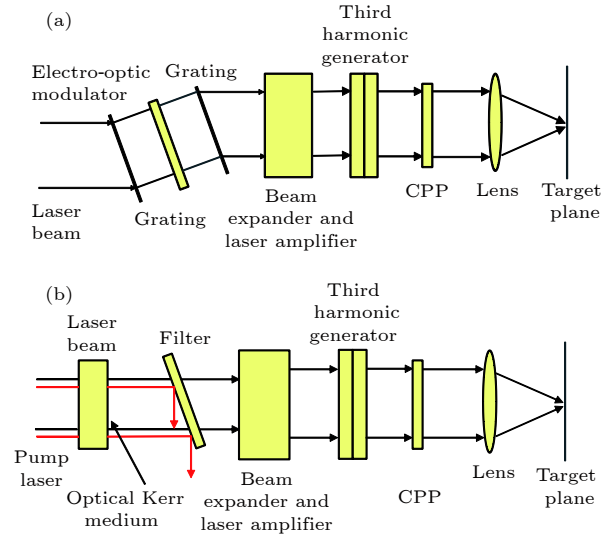


图 1 激光束传输和聚焦光路 (a) SSD+CPP; (b) RS+CPP

Fig. 1. Transmission and focusing light path of laser beam: (a) SSD+CPP; (b) RS+CPP.

$E_{1\text{near}}$  可表示为

$$E_{1\text{near}}(x, y, t) = E(x, y, t) \exp[i3\omega_0 t + i3\delta \sin(2\pi v_m t + \alpha X)] \exp(i\varphi_{\text{CPP}}), \quad (2)$$

式中  $E$  为超高斯光场分布,  $\omega_0$  为入射光中心角频率,  $\delta$  为调制深度,  $v_m$  为调制频率,  $\alpha$  为色散系数,  $\varphi_{\text{CPP}}$  为 CPP 对光场的附加相位.

在 RS 方案中, 经过径向匀滑装置、三倍频和连续相位板后, 激光束的近场光场可表示为

$$E_{2\text{near}}(x, y, t) = E(x, y, t) \exp[i(3\varphi_{\text{RS}} + \varphi_{\text{CPP}})], \quad (3)$$

式中  $\varphi_{\text{RS}}$  为光克尔介质引入的球面位相调制. 可利用含时变光场柯林斯公式 [19] 计算激光束在靶面的瞬时光场分布, 进而计算积分时间内的靶面光强分布. 于是, 远场瞬时光场分布为

$$E_f(x_f, y_f, t) = \frac{\exp(ik_{3\omega}L)}{i\lambda_{3\omega}B} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{j\text{near}}(x, y, t) \times \exp \left[ - \frac{ik_{3\omega}}{B} (xx_f + yy_f) \right] dx dy, \quad (j = 1, 2), \quad (4)$$

式中  $k_{3\omega} = 2\pi/\lambda_{3\omega}$  为三倍频后的激光束的波数;  $L = 2f$ ,  $f$  为聚焦透镜的焦距;  $B = f/\beta_0$ ,  $\beta_0$  为扩束系统的扩束比;  $x_f$ ,  $y_f$  为远场坐标.

在积分时间  $\Delta t$  内的靶面平均光强可表示为

$$I_f(x_f, y_f) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} |E_f(x_f, y_f, t)|^2 dt, \quad (5)$$

式中  $\Delta t$  为积分时间.

## 2.2 光场特性的统计表征方法

在 ICF 装置中, 常采用 CPP 对激光束的焦斑进行空间整形<sup>[20]</sup>. CPP 的随机性主要体现在随机种子数上, 而确定性主要体现在相位滤波函数上. 相位滤波过程中通过改变滤波截止频率可以获得不同最小空间周期的 CPP<sup>[21]</sup>. CPP 的位相分布由随机数多次迭代获得, 保留了一定的随机特征, 同时其位相梯度也具有一定的确定性. 采用最小空间周期一定而随机数种子不同的 CPP, 用相同的统计方法提取不同 CPP 的位相统计特征, 其位相的统计分布如图 2 所示.

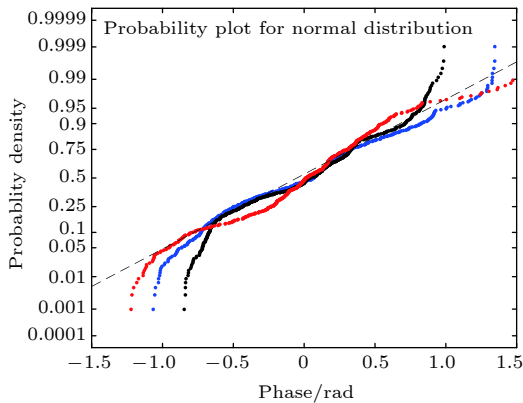


图 2 不同随机数种子得到的 CPP 的位相统计分布  
Fig. 2. Statistical distribution of the phase of CPP obtained from different random number seeds.

由图 2 可知, 采用不同随机数种子设计得到 CPP 的统计位相分布大致吻合, 满足正态分布的统计特性. 位相梯度是影响焦斑分布的关键物理量, 能够较好地反映光学元件引入畸变波前的低频特性. 为了进一步分析不同 CPP 位相分布之间的误差, 采用均方根梯度 (gradient root-mean square, GRMS) 表征 CPP 面形对远场光场的影响<sup>[22]</sup>. 根据梯度的概念, CPP 沿  $x, y$  方向上的位相梯度函数  $g_x(x, y), g_y(x, y)$  分别是 CPP 沿  $x, y$  方向的一阶偏微分:

$$g_x(x, y) = \frac{\partial \varphi_{\text{CPP}}(x, y)}{\partial x}, \quad (6)$$

$$g_y(x, y) = \frac{\partial \varphi_{\text{CPP}}(x, y)}{\partial y}. \quad (7)$$

则 CPP 的总面形梯度为

$$g(x, y) = \sqrt{g_x(x, y)^2 + g_y(x, y)^2}, \quad (8)$$

$g(x, y)$  的均方根值为 CPP 的均方根梯度  $\text{GRMS}_{\text{CPP}}$ <sup>[22]</sup>:

$$\text{GRMS}_{\text{CPP}} = \sqrt{\frac{\left\{ \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m [g_{i,j}(x, y) - \bar{g}(x, y)]^2 \right\}}{(n-1)(m-1)}}, \quad (9)$$

式中  $\bar{g}(x, y)$  为位相梯度的平均值;  $g_{i,j}(x, y)$  为离散点对应的位相梯度值;  $n, m$  分别为离散点对应的行数和列数.

计算最小空间周期相同而随机数种子不同的 CPP 的 GRMS 值, 得到 3 个 CPP 的 GRMS 值分别为 0.4540, 0.4480 和 0.4479, 即采用最小空间周期相同而随机数种子不同的 CPP 得到的 GRMS 值基本一致. 由此可见, 不同随机数种子设计得到不同 CPP 的位相分布在一定误差范围内满足相同的统计规律. 这说明了 CPP 位相分布的随机性与确定性并存. 对于这种不完全随机的统计分布特征, 更有利于我们从其中提取出规律性, 可进一步根据 CPP 面形的统计特征推导出靶面光场的统计特征.

CPP 的面形分布是连续且随机的, 因而可以将其看作一个表面高度为随机函数的衍射光学元件<sup>[23]</sup>. 因此, 激光束经过 CPP 汇聚至靶面可视为光源照明粗糙表面产生散射光的过程, 可以采用统计光学的理论模型对焦斑特性进行统计分析.

如图 3 所示, 将 CPP 看成许多小单元构成的位相元件, 且对激光束的附加位相满足某一类统计分布. 当对位相板划分的单元数足够多时, 可用圆型复数高斯随机变量对瞬时焦平面进行描述:

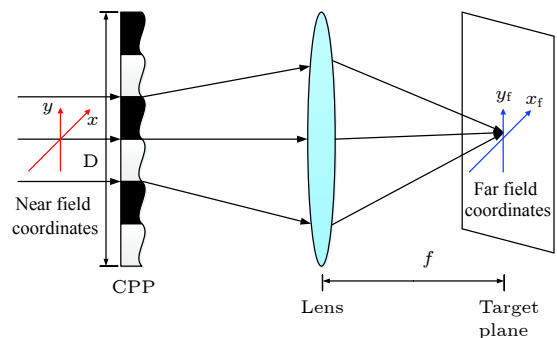


图 3 经 CPP 调制后激光束汇聚至靶面的过程

Fig. 3. The process of the laser beam converged to the target plane after the modulation of CPP.

$$A(x, y) = \sum_{j=1}^N \sum_{l=1}^N A_0(jh, lh) \times \exp(i\phi_{i,j}) \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda F}(jhx + lhy)\right], \quad (10)$$

式中将位相板划分成  $N \times N$  个小单元, 不同小单元之间的振幅分布和位相分布不同;  $j, l$  分别是 CPP 横向和纵向划分的不同单元数,  $h$  是每个子单元的口径,  $F = f/h$  为系统的  $F$  数,  $f$  为透镜焦距.

在利用圆型复数高斯随机变量对瞬时焦斑进行描述时, (10) 式满足以下统计特征: 位相分布  $\phi$  满足与连续位相板位相分布相似的统计分布规律, 而振幅概率密度函数则满足 Rayleigh 分布, 即

$$P_{A_0}(A_0) = \frac{A_0}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{A_0}{\sigma^2}\right). \quad (11)$$

光强概率密度函数满足负指数分布:

$$P_I(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}}\right). \quad (12)$$

束匀滑方式、打靶构型、单束和集束方式均会影响散斑的统计分布, 因而在对瞬时焦平面光场进行描述时, (10) 式中的  $A_0$  和  $\phi$  满足的统计分布会随着不同的束匀滑方式发生变化. 对于不同的束匀滑方式, 如采用 KPP 和 RPP 等空域束匀滑手段

时, 需要根据相应的相位板面形的统计特性分析靶面光场的光强与位相统计特性. 对于实际打靶过程中由于光学器件性能等原因引起的与理论设计之间的偏差, 则需要针对具体的情况对统计光学表征模型加以完善和修正.

激光束经过位相板整形后再经过透镜聚焦, 不妨定义焦平面处电场的相关函数和相关系数<sup>[24]</sup>为

$$\Gamma_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \overline{A(x_1, y_1) A^*(x_2, y_2)}, \quad (13)$$

$$\mu_A(\Delta x, \Delta y) = \Gamma_A(\Delta x, \Delta y) / \Gamma_A(0, 0), \quad (14)$$

式中  $(x_1, y_1)$  和  $(x_2, y_2)$  是焦平面上的任意两点;  $\Delta x = x_1 - x_2$ ,  $\Delta y = y_1 - y_2$ , 焦平面场的相关函数等于透镜处光强的傅里叶变换, 即满足

$$\Gamma_A(\Delta x, \Delta y) = \frac{\kappa}{\lambda^2 f^2} \iint I(\alpha, \beta) \times \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f}(\alpha\Delta x + \beta\Delta y)\right] d\alpha d\beta, \quad (15)$$

式中  $I(\alpha, \beta)$  为透镜前的近场光强分布,  $\kappa$  是量纲为长度平方的常量. 焦平面的功率谱密度函数  $\text{PSD}_I(\nu_x, \nu_y)$  代表强度涨落功率在二维频率平面上的分布, 它等于近场光强自相关函数的傅里叶变换, 即靶面光场的 PSD 可由近场光强的自相关求得. 由自相关定理,  $\text{PSD}_I(\nu_x, \nu_y)$  可表示为

$$\text{PSD}_I(\nu_x, \nu_y) = \bar{I}^2 \left[ \frac{\delta(\nu_x, \nu_y) + (\lambda f)^2 \iint I(\alpha, \beta) I(\alpha + \lambda f \nu_x, \beta + \lambda f \nu_y) d\alpha d\beta}{\left[\iint I(\alpha, \beta) d\alpha d\beta\right]^2} \right], \quad (16)$$

式中  $\delta$  函数对应于平均强度  $\bar{I}$  所贡献的零频率离散功率, 后一项则表示靶面光强的强度随空间频率的分布.

对于表征靶面光场平整度的评价函数  $\delta_{\text{RMS}}$ , 其定义式为

$$\delta_{\text{RMS}} = \left\{ \frac{\iint_A [I_\nu(x, y) - I_{\text{obj}}(x, y)]^2 dx dy}{\iint_A [I_{\text{obj}}(x, y)]^2 dx dy} \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

式中  $A$  为焦斑的面积,  $I_\nu$  为焦平面的平均光强,  $I_{\text{obj}}$  为焦平面上不同点处的光强.

焦斑的光通量对比度的表达式为

$$C = \frac{1}{I_\nu} \sqrt{\iint_{(x,y) \in A} [I_{\text{obj}}(x, y) - I_\nu]^2 dx dy / A}. \quad (18)$$

从统计光学的角度表述光通量对比度, 则有

$$C = \frac{\sigma_I}{\bar{I}}, \quad (19)$$

式中  $\sigma_I$  为靶面光强的标准差,  $\bar{I}$  是靶面光强的均值. 当目标函数为超高斯分布, 且只对中心平顶区域做统计时, 满足柯西施瓦茨不等式中等号成立的条件, 将 (17) 式中分子和分母同除以焦斑面积  $A$ , 可认为  $\delta_{\text{RMS}} = C$ .

由 Parseval 定理, 可得到 RMS 与 PSD 的关系:

$$\delta_{\text{RMS}}^2 = \iint \text{PSD}_I(\nu_x, \nu_y) d\nu_x d\nu_y = C^2, \quad (20)$$

即光通量对比度的值的平方在一定条件下等于

PSD 的积分.

分析 (20) 式可知, PSD 曲线的面积等于 RMS 的平方, 也在一定条件下等于光通量对比度的平方. 通过 PSD 的值与频率间隔相乘再求和可以得到 RMS 以及光通量对比度. 在建立了靶面光场的衍射积分模型和统计光学模型后, 我们将利用上述模型对激光束在近场和远场的瞬时、积分特性进行分析.

### 3 不同束匀滑方案下的光场统计特征

基于上述理论模型, 我们对靶面光场特性的统计表征方法的可行性进行分析, 并采用衍射积分模型中常规评价函数与统计表征方法中评价函数对不同束匀滑方式的焦斑均匀性进行分析和对比.

#### 3.1 光场特性的统计表征方法表征瞬时焦斑的有效性验证

为了验证采用圆型复数高斯随机变量描述靶面光场的可行性, 先对靶面光场的统计特性进行分析. 输入光场的参数为: 光束束腰半径  $w = 186 \text{ mm}$ ; 超高斯阶数  $N = 6$ ; 中心角频率  $\omega_0 = 1.79 \times 10^{15} \text{ Hz}$ ; 光束波长  $\lambda_0 = 1053 \text{ nm}$ ; CPP 的 PV 值为  $7.3\lambda_0$ . 由于 CPP 面形分布的随机性, 光束通过 CPP 后在靶面形成散斑. 对该散斑的光强和位相的统计特性进行分析, 典型结果如图 4 所示.

从图 4(a) 和 (b) 可知, 激光束经过 CPP 整形之后, 在靶面形成散斑光强的统计分布近似为负指数分布, 振幅的统计分布近似为瑞利分布, 与圆型复数高斯随机变量满足相同的统计特征. 在图 4(c) 中, 拟合曲线服从正态分布, 可见 CPP 位相的统计分布大致为正态分布, 且 CPP 的位相分布的统计特性与靶面散斑的位相分布的统计特性大致一致. 因此, 圆型复数高斯随机变量中的位相分布  $\phi$  应该与 CPP 位相的统计分布一致, 即满足正态分布.

我们进一步利用衍射积分模型对激光束通过 CPP 后的靶面光强分布进行数值模拟, 并对由圆型复数高斯随机变量描述的靶面光强分布进行统计分析. 将连续位相板视为由  $512 \times 512$  位相单元组成, 进而采用常规评价参数对两种方法得到的瞬时焦斑的光强和位相两个方面进行比较, 并运用 FOPAI 曲线比较两者靶面瞬时光强的不同峰值功

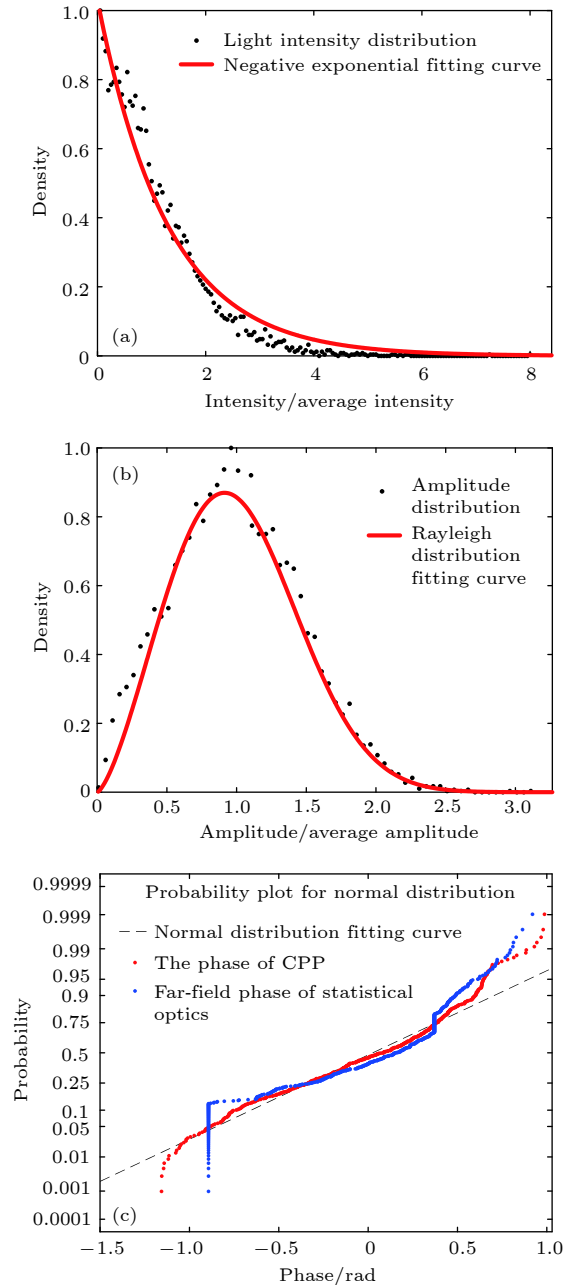


图 4 激光束经过 CPP 整形后靶面光强和位相统计特征 (a) CPP 整形后的靶面光强分布; (b) CPP 整形后的靶面振幅分布; (c) CPP 位相与远场位相统计分布

Fig. 4. The statistical characteristics of the laser beam's intensity and phase of the target plane after CPP's shaping: (a) Intensity distribution of the target plane after CPP's reshaping; (b) amplitude distribution of the target plane after CPP's shaping; (c) statistical distribution of CPP's phase and far field phase.

率占总功率的份额, 采用位相统计分布规律来比较数值求解的远场位相分布与光场特性的统计表征方法得到的远场位相分布. 典型结果如图 5 所示.

从图 5 可以看出, 在满足统计光学假设的前提下, 数值求解与统计分析得到的瞬时远场光强分布

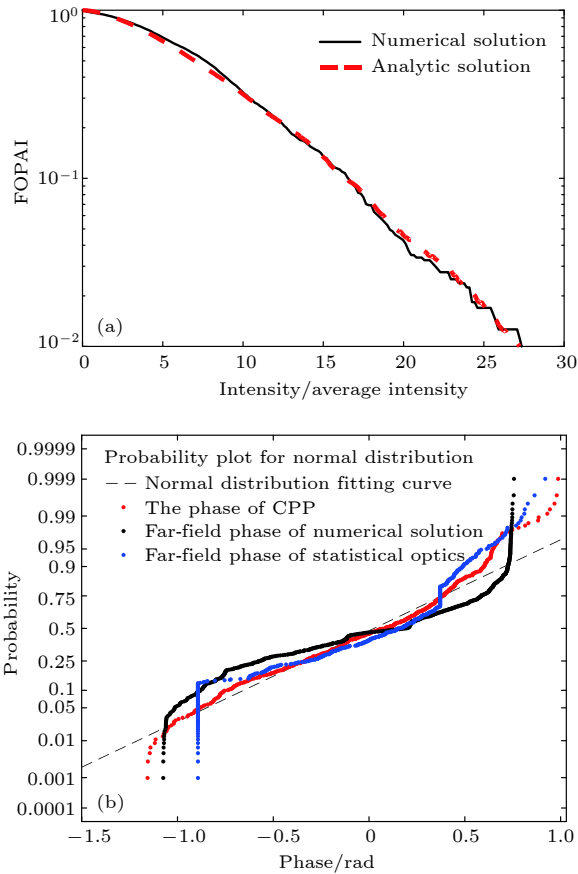


图5 数值求解与的瞬时远场光强特性比较 (a) 瞬时焦斑光强 FOPAI 对比; (b) 数值求解远场位相与解析求解远场位相统计特性

Fig. 5. Comparison of characteristics of instantaneous far-field intensity solved by numerical analysis and that Solved by analytical solution: (a) FOPAI's comparison instantaneous focal spot intensity; (b) statistical characteristics of numerical solution far-field phase and analytical solution far-field phase.

的 FOPAI 曲线和位相分布的统计特征均能够较好地符合, 由此初步验证了采用圆型复数高斯随机变量对靶面光强分布进行描述和表征是可行的.

### 3.2 不同束匀滑方案下焦斑的统计特征

下面利用光场特性的统计表征方法, 对 1D-SSD+CPP 和 RS+CPP 两种不同束匀滑方案得到的焦斑进行统计特性分析. 1D-SSD+CPP 方案计算时所采用的参数<sup>[13]</sup>为: 光束束腰半径  $w = 186$  mm; 超高斯阶数  $N = 6$ ; 中心角频率  $\omega_0 = 1.79 \times 10^{15}$  Hz; 调制深度  $\delta = 2.33$ ; 调制频率  $\omega_m = 17$  GHz; 光栅色散系数  $d\theta/d\lambda = 2156.8$   $\mu\text{rad}/\text{nm}$ ; 光束波长  $\lambda_0 = 1053$  nm; 三倍频后的波长  $\lambda = 351$  nm; 激光调制带宽  $\Delta\lambda = 0.3$  nm; SSD 积分时间为 20 ps; 透镜

焦距  $f = 7.7$  m. RS 方案中计算所采用的参数<sup>[25]</sup>为: 抽运光的束腰宽度  $w = 148.8$  mm; 抽运光的峰值强度  $I_p = 16$  GW/cm<sup>2</sup>, 子脉冲之间的延迟时间  $T_d = 10$  ps; 子脉冲脉宽  $T_w = 4.5$  ps; 光克尔介质选用硝基苯, 其光克尔系数  $n_2 = 2 \times 10^{-18}$  m<sup>2</sup>/W, 中心厚度  $d = 100$  mm; 主激光束的计算参数与 1D-SSD+CPP 方案中的参数相同; 积分时间为 20 ps (两个抽运光周期); 光通量对比度的积分区域为焦斑 86.5% 环围能量. 1D-SSD+CPP 和 RS+CPP 两种束匀滑方案下的瞬时和积分时间后的焦斑 PSD 曲线如图 6 所示.

由图 6 可知, 经过 CPP 整形后得到的两种瞬时焦斑统计特性十分相似但又不尽相同. 经过时间积分后, 1D-SSD+CPP 方案得到的焦斑内部出现了沿光栅色散方向的条纹状强度调制, 而 RS+CPP 方案因快速变焦使焦斑内部散斑在径向方向上产生扫动, 其焦斑在径向方向更为均匀, 因

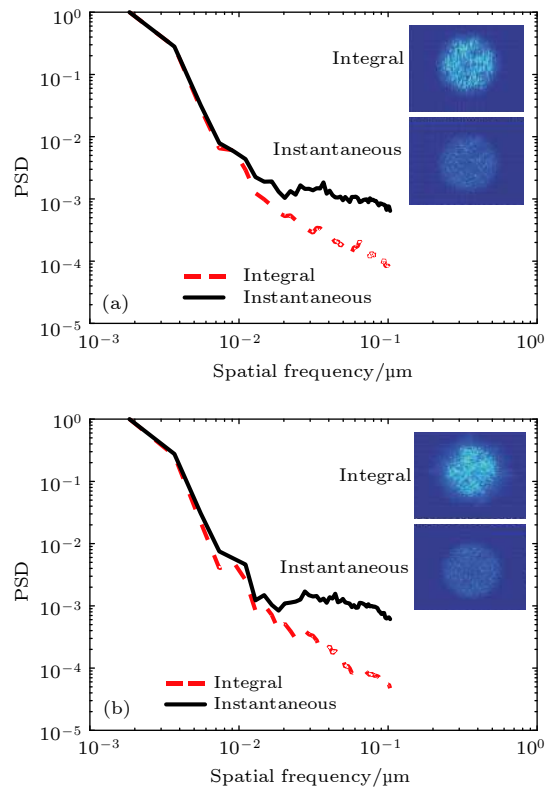


图6 不同束匀滑方案下瞬时与积分焦斑的统计特性 (a) 1D-SSD+CPP 瞬时、积分焦斑及其 PSD; (b) RS+CPP 瞬时、积分焦斑及其 PSD

Fig. 6. Statistical characteristics of instantaneous and integral focal spots obtained by different beam smoothing schemes: (a) Instantaneous, integral focal spots and their PSD of 1D-SSD+CPP; (b) instantaneous, integral focal spots and their PSD of RS+CPP.

表 1 瞬时与积分焦斑的 PSD 积分与光通量对比度的统计关系

Table 1. Statistical relationship between PSD integral and luminous flux contrast of instantaneous and integral focal spots.

Statistics	PSD integral square value of instantaneous	Instantaneous luminous flux contrast	PSD integral square value of time integral	Integrated luminous flux contrast
CPP	1.069	1.094	—	—
Statistical optical	0.979	0.987	—	—
SSD+CPP	1.079	1.093	1.067	0.514
RS+CPP	1.077	1.090	1.056	0.478

而时间积分后两种方案得到的焦斑在细节上不再具有相似性. 由此可见, 采用圆型复数高斯随机变量只能对瞬时的靶面光场进行描述. 此外, 由于 CPP 在设计过程中抑制了部分高频成分, 因而 1D-SSD+CPP 和 RS+CPP 两种不同束匀滑方案的瞬时与时间积分后的 PSD 曲线的中低频部分均能够基本重合, 但高频部分却存在差异. 根据 (20) 式, 分别对瞬时焦斑与积分时间后的焦斑 PSD 在频率域进行积分, 进而再对其进行开方. 对于 1D-SSD+CPP 方案, 瞬时焦斑范围内 PSD 积分开方值为 1.079, 积分时间后焦斑范围内 PSD 积分开方值为 1.067. 对于 RS+CPP 方案, 瞬时焦斑范围内 PSD 积分开方值为 1.077, 积分时间后焦斑范围内 PSD 积分开方值为 1.056. 由此可见, 上述两种方案的瞬时与积分时间后的焦斑 PSD 积分再开方值均近似相等.

下面进一步对 1D-SSD+CPP 和 RS+CPP 两种方案下的瞬时和积分焦斑统计特性进行了分析 (表 1).

由表 1 可知, 对于四种不同方案, 瞬时焦斑范围内的 PSD 积分开方值与瞬时光通量对比度均近似相等, 和理论分析一致. 对于 1D-SSD+CPP 和 RS+CPP 两种束匀滑方式时间积分后, 焦斑范围内的 PSD 积分下降相对较缓, 而光通量对比度下降较快, 两者不再近似相等, 即积分时间后 PSD 积分与光通量对比度之间不再满足统计等价关系.

### 3.3 近场时间相关性与远场均匀性

为了进一步阐明瞬时和积分时间后 PSD 积分与光通量对比度之间的统计关系, 我们采用近场、远场光强分布的时间相关系数表征 SSD+CPP 和 RS+CPP 两种束匀滑方案在不同时刻焦斑光强的关联程度 (图 7).

由图 7 可以看出, 1D-SSD+CPP 与 RS+CPP

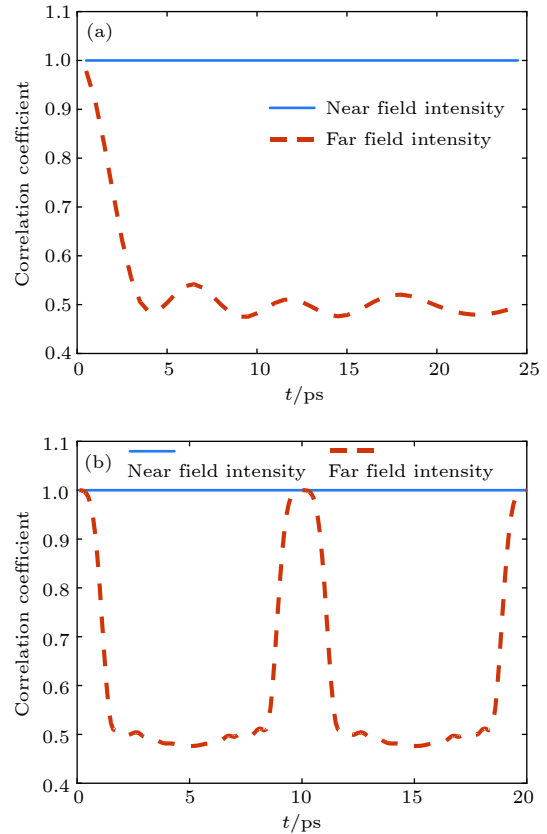


图 7 不同束匀滑方案的近场、远场的时间相关特性 (a) 1D-SSD+CPP 时间相关特性; (b) RS+CPP 时间相关特性

Fig. 7. The near-field, far-field temporal and spatial correlation characteristics of different beam smoothing schemes: (a) Temporal correlation of 1D-SSD+CPP; (b) temporal correlation of RS+CPP.

的近场光强时间相关性强, 几乎不随时间变化. 不同时刻的近场光强相关系数均近似为 1, 即不同时刻的近场光强相似性很大, 可视为近场光强在不同时刻的分布基本不变. PSD 等于近场光强的自相关, 且 PSD 曲线的面积随积分时间基本不变, 与近场光强时间相关性强相互验证.

在 1D-SSD+CPP 方案中, 远场时间相关性随时间增加而迅速减小, 随后在小幅度范围内呈周期性变化, 即不同时刻远场光场的分布不尽相同, 因



此,低相关性的远场光强叠加可使远场光场在时间积分后分布更均匀,其光通量对比度会随积分时间增大而减小.而在RS+CPP方案中,远场光强时间相关性随时间呈周期性变化,且其周期与抽运光周期一致,与子脉冲之间的延迟时间 $T_d$ 相等,积分时间后远场光场分布更均匀,光通量对比度降低.这一结果与积分时间后PSD积分和光通量对比度之间不再满足统计等价关系的结论相互验证.

## 4 结 论

为了寻求快速而简便的新方法来描述焦斑的特征,提出了用于描述和表征靶面焦斑光场特性的统计表征方法.采用圆型复数高斯随机变量描述靶面光强的统计分布,且与衍射积分模型得到焦斑的FOPAI曲线和位相分布进行对比,其统计特征均能较好符合,说明了光场特性的统计表征方法能够用于描述靶面光强的统计特征.通过合理的假设和公式推导,得到了部分评价指标的解析表达式,如焦斑PSD和焦斑RMS.在此基础上,分析了时间积分后的不同束匀滑方案下的远场特性,得出了焦斑的功率谱密度和光通量对比度之间的统计关系,说明了光场特性的统计表征方法能够很好地反映焦斑特征.与衍射积分的方法相比,光场特性的统计表征方法在数值计算过程中仅需根据CPP面形的统计特性直接获得靶面光场统计分布的解析表达式,避免了从近场到远场的数值计算过程,且无需对靶面光场的每个点进行数据处理,简洁有效且无需大规模数据储存及处理.

## 参考文献

- [1] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S C, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [2] Regan S P, Marozas J A, Kelly J H, Boehly T R, Donaldson W R, Jaanimagi P A, Keck R L, Kessler T J, Meyerhofer D D, Seka W, Skupsky S, Smalyuk V A 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1483
- [3] Yang C L, Yan H, Wang J, Zhang R Z 2013 *Opt. Express* **21** 11171
- [4] Lin Y, Kessler T J, Lawrence G N 1996 *Opt. Lett.* **21** 1703
- [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] Garnier J, Videau L, Gouedard C, Migus A 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 1928
- [7] Garnier J, Videau L 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4914
- [8] Le Cain A, Riazuelo G, Sajer J M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 082711
- [9] Le Cain A, Riazuelo G, Sajer J M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 102704
- [10] Lin Z X, Zhang R Z, Yang C L, Xu Q 2010 *High Power Laser and Partical Beams* **22** 2634 (in Chinese) [林中校, 张蓉竹, 杨春林, 许乔 2010 *强激光与粒子束* **22** 2634]
- [11] Marozas J A 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 74
- [12] Kline J L, Glenzer S H, Olson R E, Suter L J, Widmann K, Callahan D A, Dixit S N, Thomas C A, Hinkel D E, Williams E A, Moore A S, Celeste J, Dewald, E, Hsing W W, Warrick A, Atherton J, Azevedo S, Beeler R, Berger R, Conder A, Divol L, Haynam C A, Kalantar D H, Kauffman R, Kyrala G A, Kilkenny J, Liebman J, Le Pape S, Larson D, Meezan N B, Michel P, Moody J, Rosen M D, Schneider M B, Van Wousterghem B, Wallace R J, Young B K, Landen O L, MacGowan B J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 085003
- [13] 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)]
- [14] Skupsky S, Short R W, Kessler T, Craxton R S, Letzring S, Soures J M 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 3456
- [15] Zhong Z Q, Hou P C, Zhang B 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 094207 (in Chinese) [钟哲强, 侯鹏程, 张彬 2016 *物理学报* **65** 094207]
- [16] Zhong Z Q, Hou P C, Zhang B 2015 *Opt. Lett.* **40** 5850
- [17] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, et al. 2007 *Appl. Opt.* **46** 3276
- [18] Rothenberg J E 1997 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **14** 1664
- [19] Li J C 2008 *Chinese Journal of Computational Physics* **25** 330 (in Chinese) [李俊昌 2008 *计算物理* **25** 330]
- [20] Lü C, Zhang R Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 164203 (in Chinese) [吕晨, 张蓉竹 2014 *物理学报* **63** 164203]
- [21] Wen S L, Tang C X, Zhang Y H, Yan H, Hou J, Luo Z J 2015 *Chinese Journal of Lasers* **42** 0908001 (in Chinese) [温圣林, 唐才学, 张远航, 颜浩, 侯晶, 罗子健 2015 *中国激光* **42** 0908001]
- [22] Feng Y J, Lin Z X, Zhang R Z 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104202 (in Chinese) [冯友君, 林中校, 张蓉竹 2011 *物理学报* **60** 104202]
- [23] Yang C L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 085201 (in Chinese) [杨春林 2018 *物理学报* **67** 085201]
- [24] Joseph W G 2009 *Speckle Phenomena in Optics* (Beijing: Science Press) pp62-71
- [25] Li T F, Hou P C, Zhang B 2016 *Acta Opt. Sin.* **36** 1114002 (in Chinese) [李腾飞, 侯鹏程, 张彬 2016 *光学学报* **36** 1114002]

# Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device<sup>\*</sup>

Yang Jun-Lan    Zhong Zhe-Qiang    Weng Xiao-Feng    Zhang Bin<sup>†</sup>

(*College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

( Received 26 November 2018; revised manuscript received 16 January 2019 )

## Abstract

In the laser-driven inertial confinement fusion facilities, the irradiation uniformity of the laser beams on the target is a key factor affecting the effective compression of the target. At present, a variety of beam-smoothing techniques have been developed to control the spatiotemporal characteristics of the focal spots. However, many optical components involved in optical transmission links and complex transmission transformations often lead to complex optical transmission. Moreover, when using the diffraction optical method to analyze the shape and characteristics of the focal spots, a lot of data are needed to be processed and calculated, resulting in large calculation and low computational efficiency. It is urgent to find a new and fast method to describe the statistical properties of the focal spots. In addition, in the beam-smoothing technique, since the phase distribution of the continuous phase plate is obtained by multiple iterations of random numbers, although the details of focal spots obtained by different continuous phase plates are not the same, they all have similar statistical properties. Therefore, the modulation of the laser beam by the continuous phase plate can be regarded as the transmission process of the laser beam through a random surface. Although the intensities of the speckle within the focal spot at different locations have the strong randomness, and the random distributions of the target speckles obtained by different beam-smoothing methods are different, the overall distribution satisfies a certain statistical law. In this paper, the light-field properties of the focal spot are described by the statistical characterization method. The circular complex Gaussian random variables are used to directly describe the statistical properties of the target surface light field, and the far-field focal spots obtained by the diffractive optical method and those by the statistical characterization method are compared with each other and analyzed based on the typical focal spot evaluation parameters. The results show that the instantaneous properties of the focal spots obtained by the diffractive optical method and those obtained by the statistical characterization method are basically identical, but their time-integrated far-field focal spots are different. The correlation coefficient can be further used to describe the time-varying properties of the far-field focal spots. Compared with the diffractive optical method, in the numerical calculation process, the statistical characterization method of light field properties can directly obtain the analytical expression of the statistical distribution of the light field according to the statistical properties of the continuous phase plate surface shape. Secondly, this method can avoid the numerical calculation process from near field to far field. Last but not least, there is no need to perform data processing on each point of the light field, which makes things simple and effective and does not require large-scale data storage and processing.

**Keywords:** statistical optics, inertial confinement fusion, beam smoothing, focal spot

**PACS:** 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.55.-f

**DOI:** 10.7498/aps.68.20182091

<sup>\*</sup> Project supported by the Basic Research Program of the National Major Project of China (Grant Nos. G2017149, JG2017029, JG2018115) and the China Innovative Talent Promotion Plans for Innovation Team in Priority Fields (Grant No. 2014RA4051).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zhangbinff@sohu.com