

均匀照明中光束质量的定量描述*

邓学功 李永平

(中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

丘悦 范滇元

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 利用一种简化模型处理横向电子热传导效应对高功率激光均匀照明靶面光强分布的影响, 同时对传统的量度光束质量的束宽、光强不均匀度和能量利用率三个物理量重新进行了定义。

关键词 均匀照明, 光束质量, 电子热传导

在随机位相板(RPP)^[1]、列阵透镜(LA)技术^[2]、纯位相元件阵列(PPE-A)^[3]等均匀照明方案中, 靶面光强分布均存在高空间频率调制, 用于光束质量描述的参量如 M^2 因子^[4~7]并不适用; 同时由于横向电子热传导效应(TETCE)的存在, 只要高空间频率调制的频率足够高, 光与物质相互作用可以将其“抹平”, 使光强分布达到统计上的平均。然而直到目前, 据我们所知, 实际工作中对高功率激光光束质量(特别是存在 TETCE 时光束质量)的描述, 大致只是定性的。常用的几个物理量, 如光束的束宽、光强的均匀度和能量利用率^[8], 它们的定义很大程度上依赖于工作者个体的经验, 难以进行系统的计算和比较。

本文主要考虑存在 TETCE 时光束质量的定量描述。我们认为此时靶面光强分布是不存在 TETCE 时光强分布的“轮廓”, 我们将 TETCE 的作用表现上等价于一种简单的模型, 即对靶面光场的低通滤波。基于此模型, 针对高功率激光均匀照明的要求, 我们重新定义了光束的束宽、光强的均匀度和能量利用率, 使得均匀照明中光束质量, 在考虑 TETCE 的同时, 可以比较系统地进行定量描述。我们以“神光”装置靶面焦斑为例, 以超高斯光强分布加上白噪声模拟其光强分布, 利用自编的程序对上述物理量作了具体计算, 结果不仅正确描述了 TETCE, 而且也比较真实地描述了光束的均匀程度; 同时它们的量值也与实验个体因素的依赖性很小。

1 描述均匀照明光束质量的几个物理量

关于光束质量的一般定义直到目前依然没有统一^[7]。虽然自 A. E. Siegman 提出 M^2 因子^[4]的定义后, 理论工作者在大多数情况下趋向于采用这一参数, 但在实际工作中往往根据具体的要求, 侧重于光束的某一特性而采用不同的“光束质量”。这一方面是由于“光束质量”本身是一个很含糊的概念, 另一方面也似乎难以用唯一的一个参量描述光束众多方面的行为。本文的讨论仅限于强激光约束核聚变中对均匀照明(此时靶面光强分布往往存在高频调制, M^2

* 本工作得到 863-416 主题的支持。

因子也就无法定义^[7,9,10]“光束质量”的要求,特别针对实验中描述光束质量的几个物理量,如光束的束宽、光强的均匀度和能量利用率。我们首先分析目前实验中对这几个物理量的定义。

1.1 光束的束宽 W_b , 一般用光束的二阶矩定义。设光强的空间分布为 $I(x)$ (为简单仅采用一维符号, 所有定义对二维分布可直接推广), 此时有:

$$\begin{cases} W_b \equiv \sqrt{\bar{x}^2} = \left[\frac{\| (x - x_c)^2 I(x) \|}{E_\Sigma} \right]^{1/2} \\ x_c = \frac{\| x I(x) \|}{E_\Sigma} \\ E_\Sigma = \| I(x) \| \end{cases} \quad (1)$$

其中, 对任意可积函数 $g(x)$, $\| g(x) \| \equiv \int_{-\infty}^{\infty} g(x) dx$, E_Σ 是光束的总能量。对高功率激光均匀照明理论模型中常用的超高斯光束^[7] $I_{sg}(n, \sigma, x)$,

$$I_{sg}(n, \sigma, x) \equiv A_{sg} \exp[-(x/\sigma)^{2n}] \quad (2)$$

在此定义下其束宽 W_b 为(参见附录)

$$W_b = \sigma \left[\Gamma\left(\frac{3}{2n}\right) / \Gamma\left(\frac{1}{2n}\right) \right]^{1/2} \quad (3)$$

$\Gamma(x)$ 为 Gamma 函数。一个特例是 $n \rightarrow +\infty$, $I_{sg}(n, \sigma, x)$ 成为光强均匀分布的矩形光束, $W_b = \sigma/\sqrt{3}$, 比“真实”的束(半)宽 σ 小很多。虽然基于二阶矩的束宽定义对非高斯光强分布的光束同样提供了一个系统的量度, 但从上述例子来看, 这种定义对光强矩形均匀分布的光束的宽度描述并不准确。

1.2 光强的不均匀度 η , 设光强 $I(x)$ 的最大值和最小值分别为 I_{\max} , I_{\min} , 则

$$\eta \equiv (I_{\max} - I_{\min}) / \bar{I} \quad (4)$$

比较有争议的是上述定义中的 \bar{I} 。按照文献[8]的定义, $\bar{I}(x)$ 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 $[a, b]$

$$\bar{I} \equiv \frac{1}{b-a} \int_a^b I(x) dx \quad (5)$$

这种定义比较突出的一个问题是如何确定这个窗口, 特别是当光强分布存在高频调制时。虽然在均匀照明实验中可以将焦斑上“大致平顶部分”定为窗口, 但是很大程度上要依靠工作者的经验, 缺乏比较系统、定量、准确的量度。另外, 仅用光强分布的两点的值就决定光束的整体性质“不均匀度”, 也是不妥当的。比如图1所给的例子, (a) 与 (b) 相比究竟哪个更“不均匀”呢? 上述定义与均匀照明的要求^[8]显然是不太一致的。

1.3 能量利用率 p , 文献[8]中将其定义为

$$p \equiv \frac{E[I(x) > 0.9\bar{I}]}{E_\Sigma} \quad (6)$$

其中 \bar{I} 的定义与前述一样, $E[I(x) > 0.9\bar{I}]$ 和 E_Σ 分别表示靶面焦斑上光强大于 90% 平均光强部分的能量和焦斑的总能量。基于同样的原因, 既然 \bar{I} 的定义本身就是不确切的, 能量利用率 p 的这种定义的准确性自然不会比光强不均匀度 η 更好。

为了克服上述这些定义的限制性, 以及定量描述 TETCE 对光束质量的影响, 我们将首先提供一种 TETCE 对光束均匀性影响的简化模型。

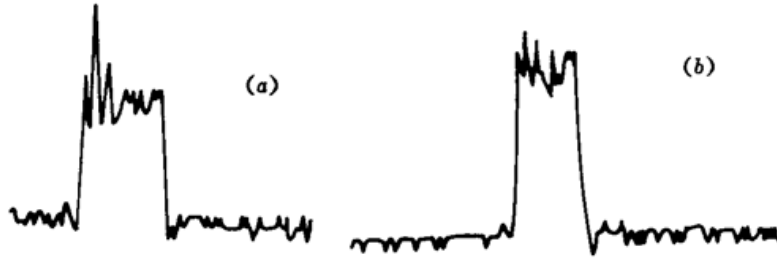


Fig. 1 Measured intensity distributions in ICF experiments

- (a) single lens case in LA technique. The trace is the slice view of the intensity horizontally across the spot center;
 (b) multiple lenses case in LA technique. The trace is the slice view of the intensity horizontally across the spot center

2 TETCE 对光束均匀性影响的简化模型

TETCE 主要是不均匀强度分布的光束,在大于一定的强度时与物质相互作用,光的电磁能被物质中的电子迅速、均匀地传导到被辐射表面,使得光强的分布趋向于统计上的平均。它不仅与光强的绝对强度有关,而且与被辐射物质的具体性质、光强在物质表面的切向梯度有关。这也就是说,光能通过 TETCE 可以“扩散”的最大距离 d_c 是受到这些因素的制约的,只有当不均匀光强在空间的分布两个相邻极值之间的距离小于 d_c 时,才可能通过 TETCE 将能量比较均匀地分散开。 d_c 的具体数值目前还只能由实验确定, TETCE 对光束质量的影响也只是定性的描述。从谱分析的角度看,若只有当光强的空间频率 $\nu > 1/d_c$ 时 TETCE 才明显起作用,则不妨将 TETCE 的作用看成是对靶面光场复振幅分布 Fourier 变换的一种低通滤波。假定 d_c 的值已由实验确定,我们通过下面的程序验证我们的观点。

设光场复振幅分布为 $U(x)$, 其 Fourier 变换记为 $U^F(\nu) \equiv \mathcal{F}\{U(x)\}$, TETCE 能起作用的最大尺度为 d_c , 则取低通滤波函数 $W(\nu)$, 使得在频谱宽间中 ν 在窗口 $[-1/d_c, 1/d_c]$ 之外时 $W(\nu)$ 为零; 而在该窗口之内, $W(\nu)$ 的具体形式实际上依赖于光与物质相互作用的具体过程, 我们将其简单化, 认为只有 $\nu > 1/d_c$ 时存在 TETCE。这样我们就不必关心 TETCE 真实的物理过程, 而方便地用频谱分析的语言处理靶面光强分布。定义滤波之后的 $U^F(\nu)$ 为 $U^F(\nu)_w$,

$$U^F(\nu)_w = U^F(\nu)W(\nu) \quad (7)$$

则存在 TETCE 时的靶面光强分布为:

$$I_w(x) = |\mathcal{F}^{-1}\{U^F(\nu)_w\}|^2 \quad (8)$$

如果认为 TETCE 的作用仅是将光能传导开而不存在能量损失, 那么需将上式乘以如下的因子才是靶面的光强分布:

$$a_t = \frac{\| |U(x)|^2 \|}{\| |\mathcal{F}^{-1}\{U^F(\nu)_w\}|^2 \|} = \frac{\| |U(x)|^2 \|}{\| |\{U^F(\nu)_w\}|^2 \|} \quad (9)$$

利用我们引入的符号, 这个模型可以简练地表述为下面的形式:

$$I_w(x) = |\mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{U(x)\}W(\nu)\}|^2 \frac{\| |U(x)|^2 \|}{\| |\{U^F(\nu)_w\}|^2 \|} \quad (10)$$

通过提取光强分布的“轮廓”, 我们得到了存在 TETCE 时靶面光强的分布。用谱分析的语言处理 TETCE, 比以往将数据以 d_c 为长度等间隔平均的方法^[12,8]的优点是不存在“台阶”效应, 所得强度分布曲线(面)是连续的, 而且后面我们将利用这种方法定义光束的束宽、光强的不均匀度和能量利用率, 会进一步看到它的好处。我们先给出上述模型的计算示例。

我们采用如下的超高斯窗 W_{sg} 。这种滤波窗口既有效地消除了不必要的高频部分,又尽可能保持了原有的低频分量,同时可以方便地通过调整超高斯指数 n_s 模拟从高斯窗到方形窗的很多光滑窗口:

$$W_{sg}(n_s, \sigma_f, \nu) = \exp[-(\nu/\sigma_f)^{2n_s}] \tag{11}$$

我们要选择两个参数 n_s 和 σ_f 。根据前面的讨论, $n_s \rightarrow +\infty$ 时 W_{sg} 将等价于方形窗口,所以 n_s 一般取得比较大即可。我们计算了 $n_s = 2, 4, 6, 20$ 的情况,发现这个参数对最后结果的影响不大,一般将其定为 $n_s = 6$; W_{sg} 在 $[-1/d_c, 1/d_c]$ 之外应为零,但由于 W_{sg} 是连续函数不妨令其满足

$$W_{sg}(n_s, \sigma_f, 1/d_c) = \exp\left[-\left(\frac{1}{d_c\sigma_f}\right)^{2n_s}\right] = \varepsilon \tag{12}$$

而 $0 < \varepsilon \ll 1$ 。则对给定的 $n_s, \sigma_f = (1/d_c)[- \ln(\varepsilon)]^{-1/2n_s}$ 。我们用超高斯强度分布 $I_{sg}(n = 3, \sigma = 250 \mu\text{m}, x)$ 加上幅度为 20% 的白噪声(均匀随机数)模拟高功率激光靶面的强度分布,光斑的“平顶部分”线度大约为 $500 \mu\text{m}$, TETCE 的特征尺度 $d_c \approx 10 \mu\text{m}$, 对滤波函数 $W_{sg}(\nu)$ 取 $n_s = 6, \varepsilon = 1.0e - 6$, 通过式(9) 计算得到的靶面光强分布 $I_w(x)$ 如图 2 所示。可以看出,光强分布的高频振荡绝大部分已经被抹平, $I_w(x)$ 的确反映了 TETCE 存在时靶面光强分布的轮廓;进一步增大 d_c 的值,意味着 TETCE 能影响的范围变大, $I_w(x)$ 的形状会变得更加光滑,这与物理直观也是一致的。

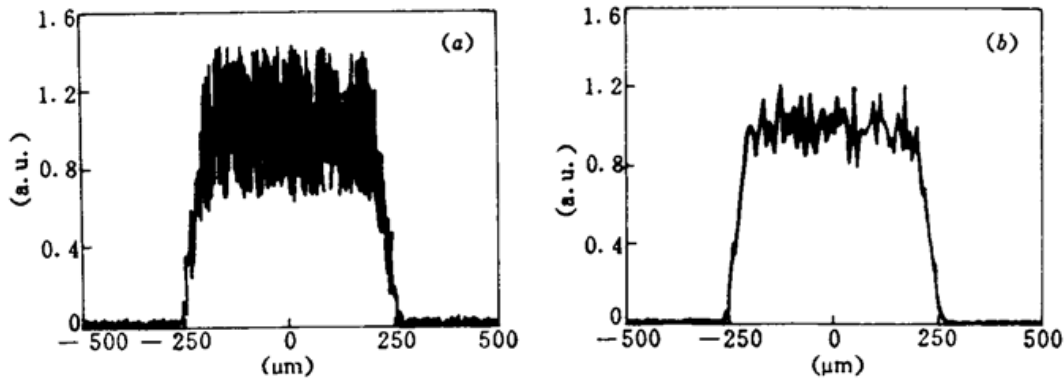


Fig. 2 Simulated results of the TETCE model

- (a) Intensity distribution has high frequency modulations (white noise) without TETCE;
- (b) Equivalent distribution of (a) after TETCE being taken into account

4 定量描述均匀照明光束的质量

基于前述对 TETCE 的处理,下面我们对光束的束宽、光强的不均匀度和能量利用率给予重新定义,为区别我们分别将其记为 W'_s, η' 和 p' 。希望通过以下的定义,对均匀照明实验中存在 TETCE 的靶面光强分布的“光束质量”有一个比较定量和系统的量度。

我们看一下束宽的定义 W'_s 。由于我们已经得到了光强分布的轮廓 $I_w(x)$, TETCE 已经把光强分布中的高频调制部分“抹平”,对 $I_w(x)$ 我们仍然可以用(1)式的二阶矩定义。对高功率激光均匀照明理论模型中常用的超高斯光束 $I'_{sg} \equiv I_{sg}(n_s, \sigma_t, x - x_c)$, 我们认为定义 $W'_s = \sigma_t$ 比二阶矩更准确。 I'_{sg} 的超高斯指数 n_s 通常可以由实验给出,这样其幅度 A_{sg} 也就由(2)式不难确定:

$$\begin{cases} W'_i \equiv \sigma_i = \sqrt{\bar{x}^2} [\Gamma(1/2n) / \Gamma(3/2n)]^{1/2} \\ \sqrt{\bar{x}^2} = \frac{\| (x - x_c)^2 I_w(x) \|}{\| I_w(x) \|} \\ x_c = \frac{\| (x - x_c)^2 I_w(x) \|}{\| I_w(x) \|} \\ A_{sg} = \frac{\| I'_{sg}(x) \|}{\sigma_i} \frac{2n_i}{\Gamma(1/2n_i)} \end{cases} \quad (13)$$

我们不妨看一个例子。 $n_i \rightarrow +\infty$ 时, I'_{sg} 成为均匀分布的矩形光束, 其(半)宽度自然应为 σ_i ; 另一方面, $n_i = 1$ 时, I'_{sg} 成为高斯基模光束, 其“宽度”如果用 σ_i 定义, 则与光束宽度的 $1/e$ 定义^[7] 不谋而合。与二阶矩的定义相比, 这样定义的束宽更适合于描述高功率激光均匀照明实验中常遇到的类超高斯光束^[12]。

其次, 我们定义光束的不均匀度 η' 。由于均匀照明中理想的光束可以用 I'_{sg} 来近似, 所以我们不妨用存在 TETCE 时的 $I_w(x)$ 与 I'_{sg} 的相关度 $\text{Corr}(\sqrt{I'_{sg}}, \sqrt{I_w(x)})$ 定义光束的“质量”:

$$\eta' = \frac{\| (\sqrt{I'_{sg}} - \sqrt{I_w(x)})^2 \|}{\| I_w(x) \|} = 2\{1 - \text{Corr}[\sqrt{I'_{sg}}, \sqrt{I_w(x)}]\} \quad (14)$$

由于 I'_{sg} 在区间 $[-\sigma_i + x_c, \sigma_i + x_c]$ 之外几乎为零, 这样定义的不均匀度基本反映了光束“平顶”的程度, 比较好地体现了光强分布的整体性质。

最后, 能量利用率 p' 也就不难通过 I'_{sg} 进行定量计算了。设实验中允许的最小光强与最大光强之比为 $\delta \approx 1$, 则有

$$\begin{cases} \frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \exp\left[-\left(\frac{x_{\text{cut}} - x_c}{\sigma_i}\right)^{2n_i}\right] = \delta \\ x_{\text{cut}}^{\pm} = x_c \pm \sigma_i [-\ln(\delta)]^{1/2n_i} \\ p' = \frac{1}{\| I_w(x) \|} \int_{x_{\text{cut}}^-}^{x_{\text{cut}}^+} I_w(x) dx \end{cases} \quad (15)$$

现在 $[x_{\text{cut}}^-, x_{\text{cut}}^+]$ 即为光强基本为平顶的位置。对于一般的 δ 值, 比如 0.9, $n_i = 6$, $x_{\text{cut}}^+ - x_{\text{cut}}^- = 2 \times 0.83\sigma_i$, 很接近于光束的(全)宽度 $2\sigma_i$ 。

对于图 2 的例子, 我们自编程序计算了它的束宽 W'_i 、光强分布不均匀度 η' 和能量利用率 p' , 具体数值为 $x_c = -0.3 \mu\text{m}$, $W'_i = 251.4 \mu\text{m}$, $\eta' = 0.5\%$, $p' = 66.1\%$ 。然而不考虑 TETCE 时的 $\text{Corr}(\sqrt{I_w(x)}, \sqrt{I'_{sg}}) = 98.6\%$, 如果也以式(14)定义光强不均匀度, 则相应的 $\eta' = 2.9\%$, 从这两个数据来看, TETCE 的确把光束“质量”提高了。我们还计算了列阵元件(如, PPE 列阵, LA, 柱面镜列阵)干涉在靶面上形成的光强分布被 TETCE 均匀化后的“轮廓”, 与等间隔平均法^[8,11]得到的轮廓一致。

我们利用一种简化的模型, 处理横向电子热传导效应对高功率激光均匀照明靶面光强分布的影响, 同时对传统的量度光束质量的束宽、光强不均匀度和能量利用率三个物理量重新进行了定义。虽然横向电子热传导效应本身很复杂, 与光的绝对强度、光在物质表面的强度梯度、材料的具体性质等多方面的因素有关, 但只要能从实验上确定 TETCE 起作用的最大范围, 从理论上依然可以得到光强分布的轮廓。这对由小功率、演示性实验预测高功率激光均匀照明打靶试验有重要意义; 描述“光束质量”的三个量的重新定义, 避免了原来定义的模糊性, 提供了比较系统和量化的光束均匀性的量度。此外, 采用光场分布的 Fourier 空间的低通滤波方法,

而避开了对 TETCE 物理过程的直接描述,仅着重于最后结果的等价性。

参 考 文 献

- 1 Y. Kato, K. Mima. Random phase shifting of laser beam for absorption profile smoothing and instability suppression in laser produced plasmas. *Appl. Phys. B*, 1982, 29(3): 186
- 2 邓锡铭,梁向春,陈泽尊等. 用透镜列阵实现大焦斑面的均匀照明. 中国激光, 1985, 12(5): 257
- 3 Deng Xuegong, Li Yongping, Que Yue *et al.*. Phase-mixture algorithm applied to design of pure phase elements. *Chinese J. of Lasers B*, 1995, B4(5): 447
- 4 A. E. Siegman. New developments in laser resonators. *Proc. SPIE*, 1990, 1224: 1~12
- 5 A. E. Siegman. Binary phase plates cannot improve beam quality. *Opt. Lett.*, 1993, 18(9): 675
- 6 R. Martinez-Herrero, P. M. Mejias, G. Piquero. Quality improvement of partially coherent symmetric-intensity beams caused by quartic phase distortions. *Opt. Lett.*, 1992, 17(23): 1650
- 7 钱列加,范滇元等. 有关光束质量的若干基本问题及其新进展. 中国激光, 1994, A21(12): 981
- 8 丘悦,钱列加,黄宏一等. 用消衍射方法改善透镜列阵的辐照均匀性. 中国激光, 1995, A22(1): 27
- 9 A. C. Ashmead. Watch out for diffraction effects on laser beam profiles. *Laser Focus World*, 1991, 27(3): 83
- 10 程晓峰. 圆环光束质量的评价标准分析. 激光杂志, 1995, 16(5): 209
- 11 陈泽尊,梁向春,邓锡铭. 用透镜阵聚焦实现均匀辐照的计算机分析. 中国激光, 1986, 13(2): 65
- 12 范滇元,钱列加. 激光聚变驱动器的光束质量研究. '94ICF 光束传输研讨会, 深圳, 1994. 12

Quantitative Description of Beam Quality in Uniform Illumination Experiments

Deng Xuegong Li Yongping

(Physics Department, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Qiu Yue Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Science, Shanghai 201800)

Abstract We present a simple model to treat the transverse electron thermal conductivity and its influence on the homogeneity of the high power laser beam used in uniform illumination experiments. Furthermore, the parameters such as the beam width, the intensity inhomogeneity and the energy utilization ratio are redefined to give a quantitative measure of the beam quality.

Key words uniform illumination, beam quality, transverse electron thermal conductivity effect, intensity inhomogeneity

附录: 超高斯强度分布的二阶矩

考虑下面的 Gamma 函数

$$J(m, n) = \int_0^{+\infty} x^{2m} \exp\left[-\left(\frac{x}{\sigma}\right)^{2n}\right] dx = \frac{\sigma^{2m+1}}{2n} \int_0^{+\infty} t^{(2m+1)/2n} \exp[-t] dt = \frac{\sigma^{2m+1}}{2n} \Gamma\left(\frac{2m+1}{2n}\right) \quad (a)$$

对于超高斯强度分布 $I_{SG}(n, \sigma, x)$, 其二阶矩为:

$$\sqrt{\bar{x}^2} = \left[\frac{J(1, n)}{J(0, n)}\right]^{1/2} = \sigma \left[\frac{\Gamma(3/2n)}{\Gamma(1/2n)}\right]^{1/2} \quad (b)$$