

文章编号: 0258-7025(2009)07-1643-11

激光光束质量综合评价的探讨

冯国英¹ 周寿桓^{1,2}

(¹ 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064; ² 华北光电技术研究所, 北京 100015)

摘要 综述了现有的 3 类激光光束质量评价方法, 即近场质量、远场质量和传输质量。主要的评价参数包括近场调制制度和对比度、聚焦光斑尺寸、远场发散角、衍射极限倍数 β 因子、斯特列尔比、环围能量比以及 M^2 因子等。讨论了它们各自的适用范围、优点和局限性。提出了采用 M^2 因子矩阵以表述光束的像散特性, 给出了 M^2 因子的不变量。

关键词 激光技术; 光束质量; M^2 因子; β 因子

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20093607.1643

Discussion of Comprehensive Evaluation on Laser Beam Quality

Feng Guoying¹ Zhou Shouhuan^{1,2}

(¹ College of Electronics & Information Engineering, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China)
(² North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China)

Abstract Three types of evaluation on laser beam quality such as near-field quality, far-field quality, and propagation quality are summarized. The parameters include modulation ratio and contrast ratio of near-field, focused spot size, far-field divergence angle, times diffraction limited factor β , Strehl rate, energy circle rate, M^2 factor, etc. The application range, strong point and shortcoming of them especially used in evaluating beam quality of high power laser beam are discussed. Furthermore, a matrix of M^2 factor for comprehensive evaluating astigmatic beam has been proposed, and the invariant value is given.

Key words laser technique; beam quality; M^2 factor; β factor

1 引 言

与灯抽运的固体激光相比, 全固态激光输出功率、光束质量、寿命等都大大提高, 因此开辟了一系列新的重大应用, 特别是在高能激光领域的应用。光束质量是全固态激光应用中的一个极其关键的参数, 通常认为它是从质的方面来评价激光束的传输特性, 对理论分析和激光器的设计、制造、检测、实际应用等方面具有重要意义。国内外学者长期关注有关激光光束质量, 特别是高能激光光束质量的研究^[1~7], 力图建立既能简明反映物理实质, 又能全面评价光束质量的标准。在激光的发展史上, 针对不同的应用目的, 人们对激光的光束质量有许多种定义, 提出了不同的评价参数, 主要有: 聚焦光斑尺寸、远场发散角、斯特列尔比、衍射极限倍数 β 因子、光束参数乘积、桶中功率(能量)和 M^2 因子等, 也形成了多种检测方法^[1~7]。学术界对这些评价标准的合

理性和适用性还不统一, 存在一定的争议^[8~20]。

2 光束质量评价参数

光束质量评价参数归结起来可分为近场质量、远场质量和传输质量 3 类。

2.1 近场光束质量

2.1.1 光强均匀度

光强均匀度可用于描述激光束近场分布均匀性, 定义为近场平顶区域平均强度 I_{avg} 与峰值强度 I_{max} 之比^[21~25]

$$U = I_{\text{avg}} / I_{\text{max}}, \quad (1)$$

$U \leq 1$, U 越大, 近场分布越均匀。光强均匀度可用于判断高功率激光系统的运行安全性。对高功率激光装置, 一般要求 $M \geq 0.7$ 。

2.1.2 光强对比度

光强对比度是对光束近场的统计参数, 其定义为

收稿日期: 2009-05-04; 收到修改稿日期: 2009-05-26

基金项目: 国家自然科学基金重大项目(60890203)和固体激光国家重点实验室基金资助课题。

作者简介: 冯国英(1969—), 女, 博士, 教授, 主要从事新型激光技术方面的研究。E-mail: guoing_feng@scu.edu.cn

$$C = \frac{1}{I_{\text{avg}}} \sqrt{\sum_{i=1}^N (I_i - I_{\text{avg}})^2 / N}, \quad (2)$$

式中 N 为测量点数, I_i 为第 i 点的实测光强。 $C \geq 0$, C 越小, 近场分布越均匀。 光强对比度定量描述了近场光强分布的均匀性, 是评价强激光光束质量的参数之一。 对高功率激光装置, 一般要求 $C \leq 0.1$ 。

2.1.3 波前分布的 RMS 值

波前分布的 RMS (Root-mean-squared) 的定义为

$$\text{RMS} = \sqrt{\iint W^2(x, y) dx dy / \left(\iint dx dy \right)}, \quad (3)$$

式中 $W(x, y)$ 为波前分布函数。 该指标是对光束口径范围内的波前起伏量进行统计, 以波长 λ 为单位。 该指标与光束的散射关系密切, 可用于衡量中高频噪声的扰动深度^[26]。

2.1.4 波前梯度的 RMS (GRMS)^[27]

对波前分布函数 $W(x, y)$ 分别求 x 和 y 方向的一阶导数, 即 $\frac{\partial W(x, y)}{\partial x}$, $\frac{\partial W(x, y)}{\partial y}$, 可得综合波前梯度

$$f(x, y) = \sqrt{\left[\frac{\partial W(x, y)}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{\partial W(x, y)}{\partial y} \right]^2}, \quad (4)$$

从而可得 GRMS

$$\text{GRMS} = \sqrt{\iint f^2(x, y) dx dy / \left(\iint dx dy \right)}. \quad (5)$$

GRMS 可以准确反映低频相位畸变信息, 与光束的聚焦特性密切相关, 影响焦斑的主瓣。

2.1.5 近场功率谱密度

近场功率谱密度 (Power spectral density, PSD) 是一种基于傅里叶变换的评价方法, 它给出了波前空间频率分布特性^[28]。 一维 PSD 的计算公式为

$$\text{PSD} = \frac{|A(m)|^2}{N \Delta x} = \frac{\Delta x}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} A(n) \exp(-i2\pi mn/N) \right|^2, \quad (6)$$

式中 $A(n)$ 为采样线上的强度分布, $A(m)$ 为 $A(n)$ 的傅里叶变换, N 为采样点数, Δx 为采样间隔。

为反映整个样品表面的情况, 一般需对多条采样线的 PSD 值求平均, 即将它们在相同频率上的 PSD 值相加, 然后再除以取样条数 L , 得到平均 PSD

$$\text{PSD}_{\text{avg}} = \sum_{i=0}^L \text{PSD}_i / L. \quad (7)$$

PSD 评价近场可给出调制度、对比度和特征频率等信息。 调制度和对比度用于量化描述近场调制

大小, 特征频率用以描述近场的频域特征。 PSD 与 GRMS 结合, 在 ICF 激光驱动器中用于衡量光学元件以及光束波前的中高频噪声大小。

2.2 远场光束质量

2.2.1 聚焦光斑尺寸和远场发散角

设激光沿 z 轴传输, z 处的束半宽为 $w(z)$, 则远场发散角 θ (半角) 定义为

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z}, \quad (8)$$

实际测量中, 可用焦距为 f 的透镜将光束聚焦, 在焦面上的光斑半径为 w_f , 则可以用 w_f/f 来确定远场发散角。

聚焦光斑尺寸是指激光束经过聚焦光学系统后, 在焦平面上所形成光斑的大小, 是衡量光束质量的一种较为直观而简便的方法^[29~31]。 设均匀平面波经过直径为 $2w_0$ 的光阑, 其振幅分布为

$$f(r) = \text{circ}(r/w_0), \quad (9)$$

式中 circ 为圆孔函数。 经过焦距为 f 的光学系统, 聚焦后的艾里斑半径为

$$w_A = 0.61 \frac{f\lambda}{w_0}. \quad (10)$$

由此可知, 因为衍射限制, 只可将激光束聚焦到波长 λ 的量级。 若实际激光束聚焦光斑尺寸为 w_A 的 N 倍, 则称该光束为 N 倍衍射极限。

聚焦光斑尺寸和远场发散角是较为直观而且简便的衡量光束质量的方法, 其优点是可以整体地反映光束质量, 其缺点是不能反映光强空间分布。 它们是可以通外光学系统 (例如扩束透镜或望远镜) 改变的。 因此, 单独用远场光斑半径或远场发散角来评价光束质量是不够全面的, 它不能作为一个本征量去说明光束质量, 由此易引发争议。

2.2.2 斯特列尔比 S_R

斯特列尔比 (Strehl ratio, S_R) 定义为实际光束轴上的远场峰值光强与具有同样功率、相位均匀的理想光束轴上的峰值光强之比, 考虑到实际光场的振幅和相位分布, S_R 可表示为^[12]

$$S_R = \frac{\left| \iint A(x, y) \exp[i\varphi(x, y)] dx dy \right|^2}{\left| \iint A(x, y) dx dy \right|^2}, \quad (11)$$

式中 $A(x, y)$ 和 $\varphi(x, y)$ 为实际光束的振幅和相位分布。 如波前畸变具有高斯分布, 对小像差系统, 斯特列尔比的表达式为

$$S_R \approx \exp\left[-\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\Phi\right)^2\right] \approx 1 - k^2 \Delta\Phi^2, \quad (12)$$

式中 $k\Delta\Phi$ 为激光光束的波前差, λ 为激光波长, $k =$

$2\pi/\lambda$ 为波数, $\Delta\Phi$ 为光程起伏的 RMS 值。 S_R 反映了远场轴上的峰光强, 它取决于波前误差, 能较好地反映光束波前畸变对光束质量的影响。 $S_R \leq 1$ 。 S_R 越接近于 1, 表明能量越集中, 光束质量越好。

S_R 常用于大气光学中, 主要用来评价自适应光学系统对光束质量的改善性能。 S_R 对高能激光武器系统自适应光学修正效果的评价有重要作用, 可在一定程度上反映某些光束焦斑上的能量集中度, 还可以反映光束波前相位误差的大小, 但它作为光束质量评价标准的局限性也是很明显的, 因为它只反映焦斑中央峰值光强, 不能反映轴外的光强分布情况, 而实际光束总是有各种各样复杂的轴外光强分布, S_R 不适于评价一般光束的光束质量。

2.2.3 桶中功率和桶中功率比

1) 桶中功率

桶中功率 (Power in the bucket, PIB), 也称为环围功率 (能量), 它表征光束的能量集中状态, 反映了实际激光在远场的可聚焦能力。其定义为在远场给定尺寸的“桶”中包围的激光功率占总功率的百分比^[32]。设“桶”的半宽度为 b , 则有

$$PIB = \frac{\int_0^{b/2\pi} \int_0^{2\pi} |E(x, y)|^2 r dr d\theta}{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} |E(x, y)|^2 r dr d\theta}, \quad (13)$$

不难看出, $0 \leq PIB \leq 1$; 光束质量越好, PIB 越接近于 1。

2) 桶中功率比

桶中功率比, 也称为环围能量比或靶面上功率比, 定义为: 规定桶尺寸内理想光斑环围功率 (或能量) 与相同桶尺寸内实际光斑环围功率 (或能量) 比值的方根^[13]。即

$$BQ = \sqrt{\frac{P_{ideal}}{P_{real}}}, \quad \text{或} \quad BQ = \sqrt{\frac{E_{ideal}}{E_{real}}}, \quad (14)$$

BQ 专门用于评价目标处强激光的光束质量, 其特点是把光束质量和功率密度联系在一起, 直观反映激光束在目标靶面上的能量集中度, 对强激光与目标的能量耦合和破坏效应的研究有实际意义。BQ 综合了在激光能量运输过程中影响光束质量的包含大气在内的各个因素, 是从工程应用、破坏效应的角度描述光束质量, 是激光武器系统受大气影响的动态指标, 对强激光与目标的能量耦合和破坏效应的研究有着非常实际的意义。

2.2.4 衍射极限倍数 β 因子

衍射极限倍数 β 因子是评价光学系统能量传输

性能的重要指标之一^[33], 能够较合理地评价光束质量, 反映了实际激光束能量传输效率和可聚焦能力。在激光系统中, 为了能在远场目标上获得高的辐照度, 除了要求激光束要有高的功率, 还要求激光束聚焦到远场目标上的光斑要小, 即光束在远场的功率集中度高。为使激光束具有小的远场发散角, 首先要选择较短的激光波长和大的发射口径。当波长和口径确定后, β 成为激光束到远场目标上的辐照度的决定因素, 是光束可聚焦程度的量度。 β 值一般大于 1; β 值越小, 则光束质量越高。在使用聚焦光束或远场应用中, 这是简明直观评价光束质量的参数之一。 β 因子与聚焦系统及光束束宽都无关, 非常适合于不同光束之间的横向比较, 在大型激光装置上得到了广泛采用。

1) 基于远场发散角的 β 因子

β 因子的定义式为

$$\beta = \theta_{real} / \theta_{ideal}, \quad (15)$$

式中 θ_{real} 为实际光束的远场发散角, θ_{ideal} 为理想光束的远场发散角。 β 越接近于 1, 光束质量越高; $\beta = 1$ 为衍射极限光束。

2) 基于焦斑的 β 因子

衍射极限倍数 β 也可以用焦斑半径来定义

$$\beta = w / w_0, \quad (16)$$

式中 w 和 w_0 分别为被测光束和理想光束通过同一聚焦光学系统后的焦斑半径。实际激光束的远场焦斑越小, β 越接近于 1, 光束质量越好。

3) 基于 PIB 的 β 因子

β 值还可定义为

$$\beta = \sqrt{A_m / A_0}, \quad (17)$$

式中 A_m 和 A_0 分别为桶中功率比 $PIB = 63\%$ 时, 实际光束和理想光束所对应的面积^[13, 20]。

4) 基于统计光学原理的 β 因子

基于统计光学原理, 激光远场光斑形状可以用能量归一化的圆对称高斯函数表示

$$I(\theta) = \sqrt{d} \exp[-\pi(\theta/d)^2], \quad (18)$$

式中 θ 为角坐标, 以 λ/H 为单位, λ 为光波长, H 为通光孔径; d 是该实际光束的发散半角, 也以 λ/H 为单位, 它决定了光束的发散大小和峰值亮度。 d 与理想光束的发散角之比即为 β 因子。

5) 基于 BQ 的 β 因子

对理想高斯光斑, 环围能量占总能量的比例为

$$F(\theta) = \frac{\int_0^{2\pi\theta} I(\alpha) d\alpha}{\int_0^{\infty} I(\alpha) d\alpha} = 1 - \exp[-\pi(\theta/d_0)^2], \quad (19)$$

式中 d_0 为理想光束的发散角。由(19)式可以求出对应于环围能量 $F(\theta) = \eta$ 的角半径 $b_0(\eta)$ 为

$$b_0(\eta) = d_0 \sqrt{-\ln(1-\eta)/\pi}. \quad (20)$$

若实际光束的发散角为 d , 对应于环围能量 $F(\theta) = \eta$ 的角半径为 $b(\eta)$, 根据衍射极限倍数 β 因子的定义, 有

$$\beta = b(\eta)/b_0(\eta) = d/d_0. \quad (21)$$

6) 综合光束质量

对高功率激光系统, 人们往往关心在特定圆孔内的功率, 则可采用综合光束质量 (Vertical beam quality, VBQ) 的定义^[34]

$$\text{VBQ} = \sqrt{\alpha_0/\alpha_1}, \quad (22)$$

式中 α_0 定义为计算得到的理想光束在远场特定“桶”中的总功率, α_1 是测量得到的实际光束在该“桶”中的总功率。一般情况下, $\text{VBQ} > 1$; VBQ 越接近于 1, 光束质量越好。具体测量 VBQ 的方法是, 用透镜将输出激光聚焦, 直接测量透过焦平面上特定直径圆孔的功率。2008 年, 诺-格公司演示了光束质量优异的 30 kW 激光输出, 其综合光束质量 VBQ 达到 2.15^[30]。

上述 6 种 β 因子都主要适用于评价刚从谐振腔发射出的激光束, 它是描述激光系统光束质量的静态性能指标, 并没有考虑大气对激光的散射、湍流和热晕等作用。 β 值的测量依赖于光束远场发散角的准确测量, 对探测系统要求较高。

2.3 光束传输质量

2.3.1 束参数积与空间束宽积

虽然束宽和远场发散角都可以通过光学系统来改变, 但对确定的光束, 其束腰宽度 w_0 和远场发散角 θ 的乘积 (光束参数乘积, beam parameter product, BPP) 是保持不变的

$$\text{BPP} = w_0\theta. \quad (23)$$

对基模高斯光束, $\text{BPP} = \lambda/\pi \approx 0.318\lambda$; 对实际激光束, $\text{BPP} \geq \lambda/\pi$ 。BPP 值越大, 光束质量越差。

光束的空间束宽积 (Space-beam width product), 是指光束在空间域中的半宽度 (束腰半宽度) 和在空间频率域中的角谱半宽度的乘积。

束参数积与空间束宽积的物理内涵是相同的, 但需注意 BPP 用的是远场发散角 θ , 空间束宽积使用的是空间频域 (角谱) 半宽的 λ 倍。

2.3.2 M^2 因子和 K 因子

根据 ISO 标准, M^2 因子定义为^[2,35]

$$M^2 = w'_0 w'_s / (w_0 w_s), \quad (24)$$

或

$$M^2 = w'_0 \theta / (w_0 \theta_0), \quad (25)$$

式中分子为实际光束的参数, 分母为理想光束的参数。 M^2 因子的倒数, 即光束传输因子 K

$$K = 1/M^2. \quad (26)$$

用二阶矩定义 M^2 因子^[20] 为

$$M^2 = 2k \sqrt{\langle x_1^2 \rangle \langle \theta_1^2 \rangle - \langle x_1 \theta_1 \rangle^2} = 2k \sqrt{\langle x_2^2 \rangle \langle \theta_2^2 \rangle - \langle x_2 \theta_2 \rangle^2}. \quad (27)$$

由于它同时考虑光束的近场和远场分布特性, 且是一个传输不变量, 被国际标准化组织 (ISO) 推荐为评价光束质量的重要标准。在以基模高斯光束为理想光束的应用中, M^2 因子可作为“光束质量因子”来衡量光束质量。

对基模高斯光束,

$$E(x)E_1 = \exp(-x^2/w_0^2), \quad (28)$$

式中 E_1 为振幅, w_0 为光场腰斑半径, 对应的空间频谱表达式为

$$\hat{E}(s) = E_2 \exp(-\pi^2 w_0^2 s^2), \quad (29)$$

式中 E_2 为频谱振幅, s 为空间频率, 在傍轴近似下有

$$s = \frac{\sin \theta}{\lambda} \approx \frac{\theta}{\lambda}, \quad (30)$$

则光束的重心和二阶强度矩为

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x I(x) dx / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) dx \right] = 0, \quad (31)$$

$$\sigma_x^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 I(x) dx / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) dx \right] = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \exp\left(-\frac{2x^2}{w_0^2}\right) dx / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{2x^2}{w_0^2}\right) dx \right] = w_0^2/4, \quad (32)$$

其空间频域的重心和二阶矩为

$$\bar{s}_x = \int_{-\infty}^{+\infty} s \hat{I}(s) ds / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{I}(s) ds \right] = 0, \quad (33)$$

$$\sigma_s^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (s - \bar{s}_x)^2 \hat{I}(s) ds / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{I}(s) ds \right] = \int_{-\infty}^{+\infty} s^2 \exp(-2\pi^2 w_0^2 s^2) ds / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-2\pi^2 w_0^2 s^2) ds \right] = \frac{1}{4\pi^2 w_0^2}, \quad (34)$$

式中 $I(s_x, s_y, z)$ 为 $I(x, y, z)$ 在空间频率域中的傅里叶变换, 而 σ_{0x}, σ_{sx} 和 σ_{0y}, σ_{sy} 分别为光腰处 x 和 y 方向上的空间域和空间频率域的光强分布的二阶矩(均方差)^[36], 它们与空间频谱宽度、远场发散半角和束腰半宽度的关系为

$$\Delta S_x = 2\sigma_{sx}, \quad (35)$$

$$\Delta S_y = 2\sigma_{sy}, \quad (36)$$

$$\theta_{0x} = 2\lambda\sigma_{sx}, \quad (37)$$

$$\theta_{0y} = 2\lambda\sigma_{sy}, \quad (38)$$

$$W_{0x}(z) = 2\sigma_{0x}(z), \quad (39)$$

$$W_{0y}(z) = 2\sigma_{0y}(z), \quad (40)$$

式中 λ 为激光波长。在傍轴近似下, 空间频率 S_x, S_y 与发散角 θ_x, θ_y 的关系为

$$S_x = \frac{\sin \theta_x}{\lambda} \approx \frac{\theta_x}{\lambda}, \quad (41)$$

$$S_y = \frac{\sin \theta_y}{\lambda} \approx \frac{\theta_y}{\lambda}. \quad (42)$$

对于标准的基模高斯光束, $\omega_0 \theta = \lambda/\pi, \omega_0 \omega_s = 1/\pi$ 。

可以证明, 光束通过无像差光学系统时, 光束的 M^2 因子是一个传输不变量, 且 $M^2 \geq 1$ ^[37]。 M^2 偏离 1 越远, 激光光束质量越差。

原则上用 3 个不同位置的束宽就可以计算出 M^2 因子, 更多位置的测量是用来相互校核以减小误差。沿传播轴 z 测量光束在不同位置处的束宽半宽度 w , 用双曲线拟合确定光束的传输轮廓, 最后确定光束质量因子。根据 ISO 标准, 为了保证测量精度, 至少测 10 次, 必须有至少 5 次处于光束瑞利长度之内。束宽的双曲线拟合公式为

$$w^2 = Az^2 + Bz + C, \quad (43)$$

式中 A, B 和 C 为拟合系数。

可求出光束质量因子为

$$M^2 = \frac{\sqrt{AC - B^2/4}}{4\lambda/\pi}. \quad (44)$$

M^2 因子有如下特点:

1) 以理想高斯光束作为度量光束质量的基准, 这对大多数追求基模工作的激光器来说更为直接和方便。

2) 可用于评价不同波长、不同束腰半宽度、不同模式(含多模)激光的光束质量。

3) 以二阶矩束宽定义为基础的 M^2 因子在自由空间中满足光束传输方程, 特别适合于理论上处理有关光束质量的问题。除了用二阶矩定义的测量结果外, 不能称为 M^2 。 M^2 是光束传输因子(Beam

propagation factor)而不是光束质量因子^[38]。

4) M^2 因子和光束传输理论是建立在空间域和空间频率域中束宽的二阶矩定义基础上的, 并且 $M^2 \geq 1$ 。当系统包含有硬边光阑时, M^2 因子会变为无穷大, 即出现发散困难。需采用截断光束的 M^2 因子^[39]。截断光束广义强度二阶矩经理想光学系统传输时, 其传输规律仍满足 ABCD 定律^[40, 41]。

M^2 因子主要反映光束的衍射性质, 在某些实际应用中, 使用 M^2 因子评价光束质量是不恰当的。Siegman 也认为, M^2 因子相差不大的两束激光, 按照不同的应用目的, 光束质量可能相差很大, 甚至优劣互换位置^[42, 43]。并且, M^2 的测定需要完整的光强空间分布信息, 对测量仪器要求较高, 这限制它的实用性, 特别是对于强激光不适合采用 M^2 因子来评价光束质量。例如, 在激光约束核聚变中, 要求尽可能均匀分布的光强剖面; 由非稳腔产生的高能激光, 输出光束一般不规则, 将不存在“光腰”; 对于能量分布离散型光束, 由二阶矩定义计算得到的光斑半径将与实际相差很远。因此, 国内外的大型激光装置上未采用 M^2 因子作为评价标准, 而是依据应用目的有针对性地提出自己的评价指标^[44~48]。

2.3.3 M^2 因子矩阵

在实际测量中我们发现对于非旋转对称光束, 在不同的 xy 坐标轴取向上, 相应的 M_x^2 和 M_y^2 是不同的, 在光斑的主方向上分别取最大和最小值, 这说明单纯用 M^2 或 M_x^2 和 M_y^2 来描述激光束的光束质量存在缺陷。文献[5]采用 M^2 因子矩阵, 即 $\begin{bmatrix} M_{xx}^2 & M_{xy}^2 \\ M_{xy}^2 & M_{yy}^2 \end{bmatrix}$ 表示了非旋转对称光束的光束质量。

以厄米-高斯光束 TEM_{nm} 为例, 设在 x, y 方向的束半宽及其交叉项为 w_{xx}, w_{yy}, w_{xy} , 远场发散角及其交叉项为 $\theta_{xx}, \theta_{yy}, \theta_{xy}$, 光束重心位于 $\bar{x} = 0, \bar{y} = 0$; 若光束相对于测量系统旋转角度 α 后, 其光束重心、束半宽及交叉项、远场发散角及交叉项分别为

$$\bar{x}(z) = \bar{x} \cos \alpha + \bar{y} \sin \alpha = 0, \quad (45)$$

$$\bar{y}_1(z) = -\bar{x} \sin \alpha + \bar{y} \cos \alpha = 0, \quad (46)$$

$$w_{xx_1}^2(z) = w_{xx}^2(z) \cos^2 \alpha + w_{yy}^2(z) \sin^2 \alpha, \quad (47)$$

$$w_{yy_1}^2(z) = w_{xx}^2(z) \sin^2 \alpha + w_{yy}^2(z) \cos^2 \alpha, \quad (48)$$

$$w_{xy_1}^2(z) = w_{xy}^2(z) = [w_{yy}^2(z) - w_{xx}^2(z)] \sin \alpha \cos \alpha, \quad (49)$$

$$\theta_{xx_1} = [(2m+1) \cos^2 \alpha + (2n+1) \sin^2 \alpha]^{1/2} \theta_{00}, \quad (50)$$

$$\theta_{yy_1} = [(2m+1) \sin^2 \alpha + (2n+1) \cos^2 \alpha]^{1/2} \theta_{00}, \quad (51)$$

$$\theta_{xy_1} = \theta_{xy_1} = \sqrt{|(m-n) \sin 2\alpha|} \theta_{00}. \quad (52)$$

进一步可求得一般取向的厄米-高斯光束的 M^2 因子矩阵的对角元和反对角元分别为

$$M_{xx_1}^2 = M_{xx}^2 \cos^2 \alpha + M_{yy}^2 \sin^2 \alpha, \quad (53)$$

$$M_{yy_1}^2 = M_{xx}^2 \sin^2 \alpha + M_{yy}^2 \cos^2 \alpha, \quad (54)$$

$$M_{xy_1}^2 = M_{xy}^2 = (M_{yy}^2 - M_{xx}^2) \sin \alpha \cos \alpha, \quad (55)$$

由上式直接可得旋转前后 M^2 矩阵的主对角元之和为一不变量,即

$$M_{xx_1}^2 + M_{yy_1}^2 = M_{xx}^2 + M_{yy}^2 = J. \quad (56)$$

3 讨 论

3.1 束宽的定义

确定 M^2 因子的很重要的问题是确定光束的束宽。常使用的几种束宽定义有: $1/n$ (n 常取 $e, e^2, 2$ 等值)、环围功率(常选用 86.5%, 63% 等值)、二阶矩、嫡束宽^[5]和高斯拟合束宽定义。

Siegman 提出的“4 σ 准则”^[49]通过一阶矩定光束中心(重心),二阶矩定束半宽,是比较严格的束半宽定义。

直角坐标系中,在 z 处光束的重心坐标位置定义为

$$\bar{x} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy}, \quad (57)$$

$$\bar{y} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy}. \quad (58)$$

根据 ISO 光斑半径的平方定义为光场分布均方差值的 4 倍,束半宽定义为

$$W_x^2(z) = \frac{4 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy}, \quad (59)$$

$$W_y^2(z) = \frac{4 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (y - \bar{y})^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy}. \quad (60)$$

Siegman 基于空间频谱分析,证明了对于光束横截面上任意分布的实际光束,用光束强度分布的二阶矩表示束半宽(即 $w^2 = 4\sigma^2$),则光束束宽的变化遵循传输方程^[20]

$$w_x^2(z) = w_{0x}^2 + M_x^4 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_{0x}^2} (z - z_{0x})^2, \quad (61)$$

$$w_y^2(z) = w_{0y}^2 + M_y^4 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_{0y}^2} (z - z_{0y})^2, \quad (62)$$

式中 z_{0x} 和 z_{0y} , w_{0x} 和 w_{0y} 分别是光束在 x 和 y 方向上的光腰位置和束腰宽度。

柱坐标系中,束半宽定义为

$$w^2(z) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(r, \theta, z) r^3 dr d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(r, \theta, z) r dr d\theta}, \quad (63)$$

则光束束宽的变化遵循传输方程

$$w^2(z) = w_0^2 + M^4 \left(\frac{\lambda}{\pi w_0} \right)^2 (z - z_0)^2, \quad (64)$$

式中 w_0 和 z_0 为实际激光束的束腰半宽度和束腰位置, M^4 为衍射极限倍数。

可以证明,当束腰位于 $z = 0$ 处,远场发散角为 θ_{01} ,束宽半宽度为 w_{01} 的光束经传输矩阵为 $ABCD$ 的光学系统后,束宽半宽度 w_{02} 和远场发散角 θ_{02} 为

$$\langle w_{02}^2 \rangle = A^2 \langle w_{01}^2 \rangle + B^2 \langle \theta_{01}^2 \rangle, \quad (65)$$

$$\langle \theta_{02}^2 \rangle = C^2 \langle w_{01}^2 \rangle + D^2 \langle \theta_{01}^2 \rangle. \quad (66)$$

3.2 桶系列

“桶系列”是具有规范尺寸的几个同心圆孔,也可选用具有规范尺寸的矩孔或方孔。规范尺寸可取为理想光束远场光斑上的几个特征尺寸,或用几个规范的能量百分比所相应的光斑尺寸评价远场光束质量。在大型激光装置 NIF 中,使用总能量的 50%, 63%, 80%, 90%, 95% 等能量百分比作为规范“桶”^[20]。

对直径为 H 的圆形光束,远场分布为

$$I(r) = \left(\frac{kH^2}{8f} \right)^2 \left[\frac{2J_1(Z)}{Z} \right]^2, \quad (67)$$

式中 f 为远场距离, $J_1(Z)$ 为一阶贝塞耳函数, $Z = kHr/(2f)$ 。可选取规范尺寸为理想光束衍射光斑各级暗环对应的桶中区域。例如,远场衍射角 $\theta_0 = 0.52\lambda/H$ 对应的环围区域,包含了光束总能量的 50%;远场一级暗环衍射角 $\theta_0 = 1.22\lambda/H$ 对应的环围区域,包含了光束总能量的 83.8%;二级暗环衍射角 $\theta = 2.23\lambda/H$ 对应的环围区域,包含了光束总能量的 91.1%;三级暗环衍射角 $\theta = 3.24\lambda/H$ 对应的环围区域,包含了光束总能量的 93.6%。

对长和宽的尺寸分别为 a 和 b 的矩形光束,远场分布为

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad (68)$$

式中 $\alpha = \pi xa / (\lambda f)$, $\beta = \pi yb / (\lambda f)$ 。在 x 方向上, $\alpha = \pi$ 和 $-\pi$ 时出现第一暗点, 则中央亮斑的半宽为 $\Delta x = \lambda f / a$, 衍射角为 $\theta_x = \lambda / a$; 同理 $\Delta y = \lambda f / b$, $\theta_y = \lambda / b$ 。对 PIB 表示式积分可得, 在 x, y 轴上 4 个第一暗点限定的方形区域内包含光束总能量的 81.9%; 在 x, y 轴上 4 个第二暗点限定的方形区域内包含光束总能量的 90.7%; 在 x, y 轴上 4 个第三暗点限定的方形区域内包含光束总能量的 93.9%。

对实际激光束, 如板条激光输出的矩形光束, 为了反映实际激光在远场的两个不同方向上的可聚焦能力, 可定义缝中功率, 即在远场给定尺寸的“缝”中包围的激光功率占总功率的百分比^[50]。设“ x 方向缝”和“ y 方向缝”的半宽度为 a 和 b , 则有

$$\text{PIB}_x = \frac{\int_{-a}^a \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy}, \quad (69)$$

$$\text{PIB}_y = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-b}^b |E(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy}$$

不难看出: $0 \leq \text{PIB}_{x,y} \leq 1$; 光束质量越好, $\text{PIB}_{x,y}$ 越大。

对 x 方向(或 y 方向)的条状光束, 对 $\text{PIB}_{x,y}$ 表示式积分可得, 在 x (或 y)轴上两个第一暗点限定的狭缝区域内包含光束总能量的 90.5%; 在 x (或 y)轴上两个第二暗点限定的狭缝区域内包含光束总能量的 95.2%; 在 x (或 y)轴上两个第三暗点限定的狭缝区域内包含光束总能量的 96.9%。

3.3 理想光束的选取

值得注意的是衍射极限倍数与“理想光束”模型的选取有关^[13]。在 Siegman 的 M^2 因子理论中, 基模高斯光束作为理想光束, 其束参数乘积为傅里叶变换的极小值, 这在理论上是自洽的, 对某些应用也是合适的。但在实际工作中, 如 ICF 驱动器和高能激光的输运等, 高斯光束并不是所追求的理想光束。理想光束模型应该根据实际情况而定, 有的文献中采用平行平面波, 有的采用超高斯光束, 还有的采用与被测光束面积相同的实心或空心均匀光束为参考光。对同一实际光束, 若理想光束有多种选取方法, 这样得到的衍射极限倍数因子 β 将会有不同的值,

甚至出现“优于衍射极限”的实际光束。因此, “理想光束”应根据具体应用要求或实际光束的类型而定。

3.4 亮度与 M^2 因子, β 因子的关系

通常, 激光束的亮度 B 定义为

$$B = \frac{P}{\Delta S \cdot \Delta \Omega}, \quad (70)$$

即亮度 B 表示了光束在单位面积 ΔS , 单位立体角 $\Delta \Omega$ 内的总功率 P 。又由于

$$\Delta S = \pi \omega_0^2, \quad \Delta \Omega = \pi \theta^2, \quad (71)$$

式中 ω_0 和 θ 分别为光束聚焦光斑尺寸和远场发散角。根据(70)式和(71)式可得

$$B = \frac{P}{M^4 \lambda^2}, \quad (72)$$

进一步可得到

$$B \propto P / \beta^4, \quad (73)$$

可见, 为提高激光系统的亮度, 光束质量比输出功率更为重要。

3.5 相干与非相干光的光束质量比较

Siegman 给出了相干和非相干光在远场的“桶中功率”曲线^[51]。由图 1 可知^[13], 若根据实际需要取不同的桶半径描述远场光束质量(能量集中度), 相干光和非相干光的光束质量谁为优是没有定论的, 而 M^2 (相干光) = 4.138, M^2 (非相干光) = 4.155。

文献[13]给出了低阶 LP 模相干和非相干叠加后的光束质量。结果表明, 非相干叠加时, 高阶模成分越大, M^2 越大, 光束质量越差。而相干叠加时, M^2 因子则与模叠加时的相位差有关, 混合模的 M^2 因子可大于高阶模成分的 M^2 , 如图 2 所示^[6]。

3.6 桶中功率与 M^2 矩阵的比较

作为计算例, 在图 3 中给出了不同旋转角度下的厄米-高斯 TEM_{05} , TEM_{13} , TEM_{22} , TEM_{38} , TEM_{40} , TEM_{54} , TEM_{61} 模。它们的桶中功率曲线和缝中功率曲线如图 4 所示。图 4(a)中, TEM_{05} , TEM_{13} 和 TEM_{40} 的桶中功率曲线非常靠近, 但这 3 种模式的模场分布及传输特性是完全不同的。由图 4(b)所示的在 x 方向的缝中功率曲线可见, TEM_{05} 与 TEM_{13} 和 TEM_{40} 的缝中功率曲线分开了, 但 TEM_{13} 和 TEM_{40} 的缝中功率曲线还是非常靠近。由图 4(c)所示的在 y 方向的缝中功率曲线可见, TEM_{05} 与 TEM_{13} 和 TEM_{40} 的缝中功率曲线也是分开的, 但 TEM_{13} 和 TEM_{40} 的缝中功率曲线还是非常靠近。

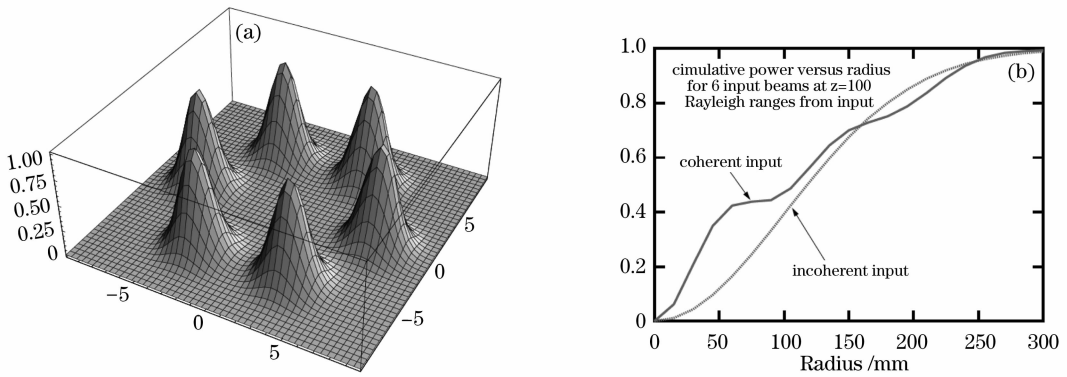


图 1 (a) 6 个高斯光束以六角形孔排列; (b) 相干和非相干光束桶中功率曲线

Fig. 1 (a) Six Gaussian input beams arranged in a “bolt hole” beam pattern; (b) power-in-the-bucket curves for coherent and incoherent bolt-hole beams

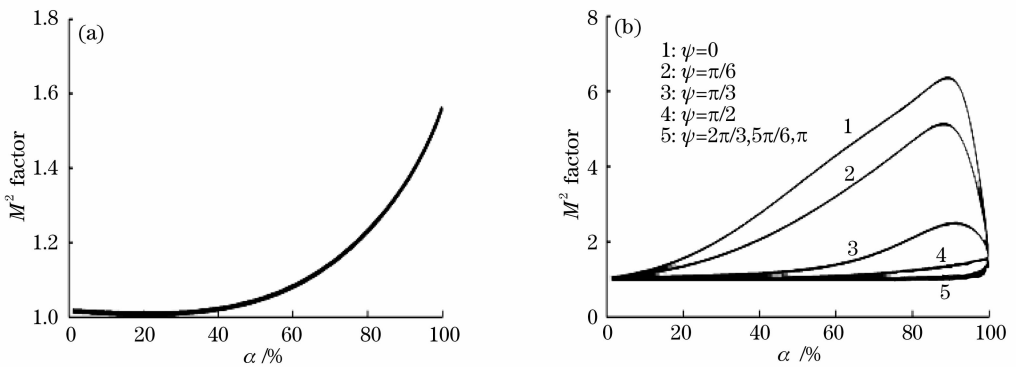


图 2 LP₀₁ 模与 LP₀₂ 模叠加后的 M² 因子随 LP₀₂ 模所占比例 α 的变化。(a) 非相干叠加; (b) 相干叠加 (ψ 为相位差)

Fig. 2 Beam quality factor of coherent mixed modes versus the fraction of the total light intensity carried by the higher-order mode. (a) Incoherent and (b) coherent superposition of LP₀₁ and LP₀₂ modes. ψ is the phase difference between the two constituent modes

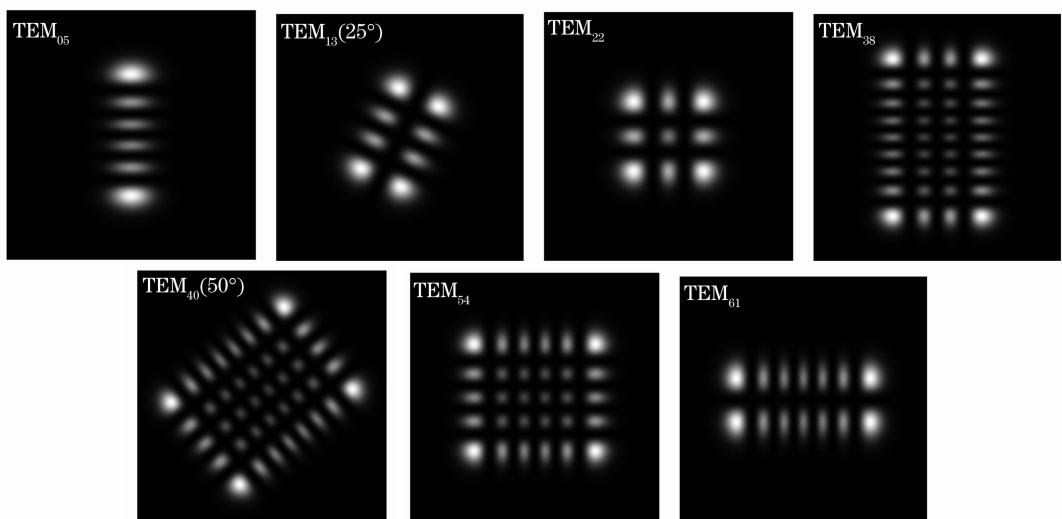


图 3 厄米-高斯光场 TEM₀₅, TEM₁₃(25°), TEM₂₂, TEM₃₈, TEM₄₀(50°), TEM₅₄, TEM₆₁ 的模场分布

Fig. 3 Intensity distribution of M²-factor of Hermite-Gaussian TEM₀₅, TEM₁₃(25°), TEM₂₂, TEM₃₈, TEM₄₀(50°), TEM₅₄, TEM₆₁ modes

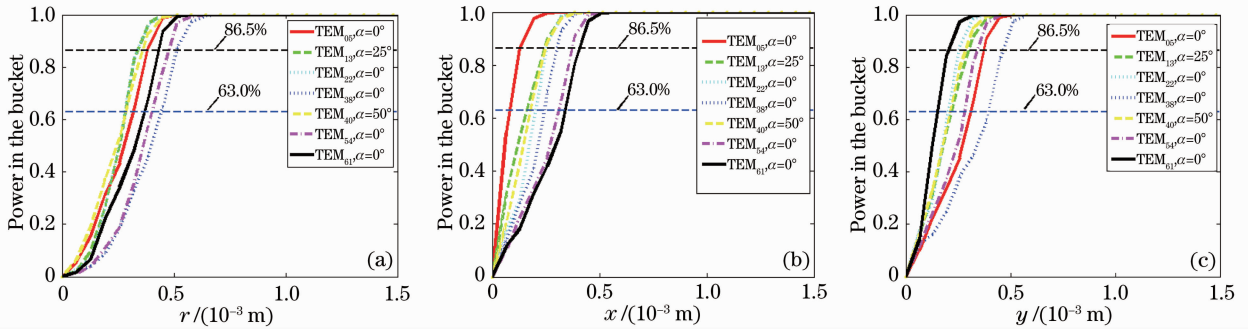


图 4 计算所得 TEM_{05} , TEM_{13} , TEM_{22} , TEM_{38} , TEM_{40} , TEM_{54} , TEM_{61} 模的桶中功率(a), x 方向的缝中功率(b)和 y 方向的缝中功率(c)

Fig. 4 Calculated curves of (a) power-in-the-bucket, (b) power-in-the- x -direction-slit and (c) power-in-the- y -direction-slit for Hermite-Gaussian TEM_{05} , TEM_{13} , TEM_{22} , TEM_{38} , TEM_{40} , TEM_{54} , TEM_{61} modes

所得 M^2 因子矩阵对角元素的轨迹曲线如图 5 所示。由图 5 可见, M^2 因子矩阵对角元随旋转角 α 的变化轨迹呈圆形, 椭圆形或 8 字形, 根据该曲线可很方便地得出光场在任意坐标轴取向下的 M^2 因子。光束一旦确定, 其 M^2 因子矩阵随即确定。光束旋转, 其光束质量并不发生改变, 其 M^2 因子矩阵也不会发生变化, 只是相应地转动相同的角度。即 M^2 因子矩阵不会因观察角度的变化而变化, 它适用于旋转对称和非旋转对称光束, 较之 M^2 因子有更丰富的物理意义, 能更为全面地反映光场的光束质量。

1, 可知该激光器输出激光的光束质量接近基模; 由于激光增益介质采用板条形状, 当增益系数不断增加时, 输出光场呈明显的非旋转对称分布, 在宽度方向上仍接近基模分布, 而在长度 y 方向上出现高阶模。由 M^2 因子轨迹图可见, 在板条的宽度方向上 M^2 约为 1, 光束质量仍然很好; 而长度方向的 M^2 约为 5, 光束质量明显变差。

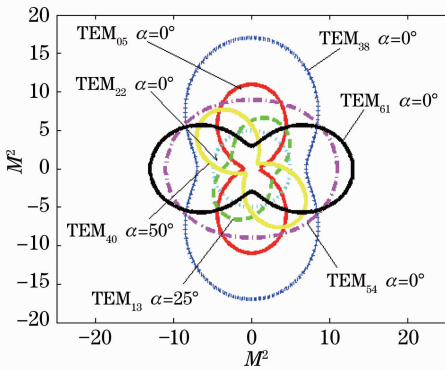


图 5 厄米-高斯光场 TEM_{05} , TEM_{13} (25°), TEM_{22} , TEM_{38} , TEM_{40} (50°), TEM_{54} , TEM_{61} 的 M^2 因子矩阵主对角元随光场旋转角度 α 变化的轨迹

Fig. 5 Tracks for M^2 -factor of Hermite-Gaussian TEM_{05} , TEM_{13} (25°), TEM_{22} , TEM_{38} , TEM_{40} (50°), TEM_{54} , TEM_{61} modes

作为计算例, 利用文献[6]给出的均匀抽运时输出激光模场分布随增益系数变化的情况, 画出了在不同增益系数下激光模场的 M^2 因子矩阵主对角元的轨迹图, 如图 6 所示。在阈值附近, 输出模场呈对称分布, 其光束质量轨迹图接近圆形, 半径接近于

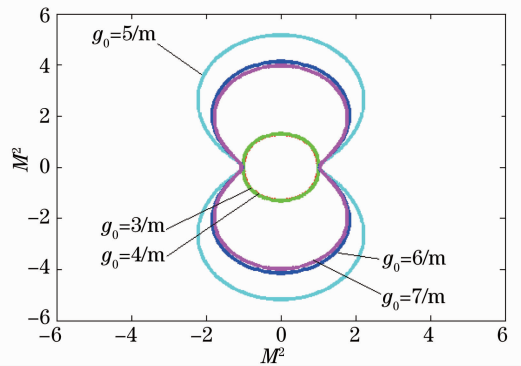


图 6 计算得到不同小信号增益下 M^2 因子矩阵对角元素随旋转角变化的轨迹曲线

Fig. 6 Calculated tracks of M^2 -factor at different gain coefficient

4 结 论

将现有的光束质量评价参数归纳为 3 类: 即, 近场光束质量、远场光束质量和光束传输质量。实际激光光束质量的好坏应针对具体的应用情况选用合适的参数作出评价。

1) 当关注高功率激光系统中光场近场的特性及系统的安全运行时, 可选用光强调制度、光强对比度、波前 RMS, PSD 等参数进行评价。

2) 当关注高功率激光器输出激光的能量集中度等特性时, 建议选用桶中功率, β 因子等; 当关注

高功率激光经过大气传输后远场光斑的峰值功率时,可选用斯特列尔比。

3) 当关注激光的传输特性时,可选用远场发散角、束宽积或空间束宽积或 M^2 因子; M^2 因子可用于评价不同波长的低功率高斯型激光束的传输特性,但它不适合用于高功率/能量的激光光束质量的评价。

4) 对于远场光束质量和传输光束质量这两类评价参数来说,都存在“理想光束”选取问题。高平均功率激光系统常采用非稳腔,其输出模场为非高斯光束,用基模高斯光束作比较标准有失“公平”。对实际应用而言,“理想光束”的选取不是唯一的,可选择与实际光束口径或面积相同的实心平面波或环形光束。

5) 当需要表征光束的非旋转对称特性时,建议选用 M^2 因子矩阵。 M^2 因子矩阵表示了光束的整体光束质量,与参考坐标系的选择无关。

6) 现有的光束质量参数一般描述的是激光系统输出光束的静态性能指标,并没有考虑对输出激光的动态特性的影响。对高平均功率激光器,如热容激光器,在热效应、自作用模场等因素的综合作用下,光束的近场和远场分布一般是非对称的,其光束质量也将随时间发生变化。为此,应考虑到激光的像散特性和随时间变化的特性,可采用含时间因子的光束质量参数,如 $M(t)^2$ 因子矩阵或 $\beta_x(t)$ 和 $\beta_y(t)$ 因子等来描述光束质量。

参 考 文 献

- 1 Jun Dong, Akira Shirakawa, Ken-ichi Ueda *et al.*. Near-diffraction-limited passively Q-switched Yb: Y₃Al₅O₁₂ ceramic lasers with peak power >150 kW[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **90**(13): 131105
- 2 Jay Marmo, Hagop Injeyan, Hiroshi Komine *et al.*. Joint high power solid state laser program advancements at Northrop Grumman[C]. *SPIE*, 2009, **7195**: 719507
- 3 J. V. Sheldakova, A. V. Kudryashov, V. Y. Zavalova *et al.*. Beam quality measurements with Shack-Hartmann wavefront sensor and M^2 -sensor: comparison of two methods[C]. *SPIE*, 2007, **6452**: 645207
- 4 Hongru Yang, Lei Wu, Xuexin Wang *et al.*. Evaluation of beam quality for high-power lasers[C]. *SPIE*, 2007, **6823**: 682316
- 5 W. Li, G. Feng, Y. Huang *et al.*. Matrix formulation of the beam quality of the Hermite-Gaussian beam[J]. *Laser Physics*, 2009, **19**(3): 1~6
- 6 Yuqing Fu, Guoying Feng, Dayong Zhang *et al.*. Beam quality factor of mixed modes emerging from a multimode step-index fiber[J]. *Optik*, 2009, (in press)
- 7 Amiel Ishaaya, Vardit Eckhouse, Liran Shimshi *et al.*. Improving the output beam quality of multimode laser resonators [J]. *Opt. Express* 2005, **13**(7): 2722~2730
- 8 D. Wright, P. Greve, J. Fleischer *et al.*. Laser beam width, divergence and beam propagation factor—an international standardization approach [J]. *Opt. and Quantum Electron.*, 1992, **24**(9): 993~1000
- 9 Anthony E. Siegman. Defining, measuring, and optimizing laser beam quality[C]. *SPIE*, 1993, **1868**: 2~12
- 10 G. D. Boyd, J. P. Gordon. Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers[J]. *Bell. Sys. Technol.*, 1961, **40**: 489~508
- 11 Zhang Xianliang, Yan Gaoshi, Cao Yuansheng. Exact measure and error analysis of far-field divergence angle of He-Ne laser beams[J]. *Opto-Electronic Technology*, 2007, **27**(1): 66~70
- 12 张宪亮, 严高师, 曹永生. He-Ne 激光束远场发散角的精确测量及误差分析[J]. *光电子技术*, 2007, **27**(1): 66~70
- 13 V. N. Mahajan. Strehl ratio for primary aberration: some analytical results for circular and annular pupils[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1982, **72**(9): 1258~1266
- 14 A. E. Siegman. How to (maybe) measure laser beam quality [J]. *OSA Trends in Optics and Photonics Series*, 1998, **17**(2): 184~199
- 15 ISO/TC 172/SC9/WG1 N14, 1991
- 16 ISO/TC 172/SC9/WG1 N15, 1992
- 17 SO/TC 172/SC9/WG1 N16, 1993
- 18 International Standard. Lasers and laser-related equipment—Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios-Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams [S]. ISO, 2005. 11146-1
- 19 International Standard. Lasers and laser-related equipment—Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios-Part 2: General astigmatic beams [S]. ISO, 2005, 11146-2
- 20 International Standard. Lasers and laser-related equipment—Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios-Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation and details of test methods[S]. ISO/TR, 2004. 11146-3
- 21 A. E. Siegman. New developments in laser resonators [C]. *SPIE*, 1990, **1224**: 2~14
- 22 C. Gao, H. Weber. The problems with M^2 [J]. *Optics & Laser Technology*, 2000, **32**: 221~224
- 23 Baida Lü, Xiaoling Ji, Shirong Luo. The beam quality of annular lasers and related problems[J]. *J. Modern Optics*, 2001, **48**(7): 1171~1178
- 24 Lü Baida, Kang Xiaoping. Some aspects of laser beam quality [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, **36**(1): 47~51
- 25 吕百达, 康小平. 对激光光束质量一些问题的认识 [J]. *红外与激光工程*, 2007, **36**(1): 47~51
- 26 Lü Baida, Ji Xiaoling, Luo Shirong *et al.*. Parametric characterization of laser beams and beam quality [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2004, **33**(1): 14~17
- 27 吕百达, 季小玲, 罗时荣 等. 激光的参数描述和光束质量 [J]. *红外与激光工程*, 2004, **33**(1): 14~17
- 28 M. A. Porras. Experimental investigation on aperture-diffracted laser beam characterization [J]. *Opt. Commun.*, 1994, **109**(1): 5~9
- 29 Xiangwan Du. Four factors describing of the beam quality of high-power lasers [C]. *SPIE*, 2005, **5777**: 650~653
- 30 Wang Fang. Study on the transformable characteristic of 3ω laser beam quality from ICF driver [D]. China Academy of Engineering Physics, Masters dissertation, 2007
- 31 王 芳. ICF 驱动器 3ω 光学系统光束质量变化特性研究 [D]. 中国工程物理研究院, 硕士论文, 2007
- 32 J. K. Lawson, J. M. Auerbach, R. E. English *et al.*. NIF optical specifications—The importance of RMS gradient [C]. *SPIE*, 1999, **3492**: 336~343
- 33 J. M. Elosn, J. M. Bennett. Calculation of the power spectral

- density from surface profile data[J]. *Appl. Opt.*, 1995, **43**(1): 201~208
- 30 D. M. Aikens, C. R. Wolfe, J. K. Lawson. Use of power spectral density (PSD) functions in specifying optics for the National Ignition Facility[C]. *SPIE*, 1995, **2576**: 281~291
- 31 J. K. Lawson, D. M. Aikens, R. E. English Jr. *et al.*. Power spectral density specifications for high-power laser systems[C]. *SPIE*, 1996, **2775**: 345
- 32 P. J. Wegner, M. A. Hnesian, J. T. Salmon *et al.*. Wavefront and divergence of the beamlet prototype laser[C]. *SPIE*, 1999, **3492**: 1019~1030
- 33 Du Xiangwan. Factors for evaluating beam quality of a real high power laser on the target surface in far field[J]. *Chinese J. Lasers*, 1997, **A24**(4): 327~332
杜祥琬. 实际强激光远场靶面上光束质量的评价因素[J]. *中国激光*, 1997, **A24**(4): 327~332
- 34 A. Garay. Continuous wave deuterium fluoride laser beam diagnostic system[C]. *SPIE*, 1998, **888**: 17~22
- 35 G. D. Goodno, H. Komine, S. J. McNaught *et al.*. Coherent combination of high-power zig-zag slab lasers[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(9): 1247~1249
- 36 H. Weber. Propagation of higher-order intensity moments in quadratic-index media[J]. *Opt. and Quantum Electron.*, 1992, **24**(9): 1027~1049
- 37 R. Simon, E. C. G. Sudarshan, N. Mukunda. Generalized rays in first-order optics: Transformation properties of Gaussian Schell-model fields[J]. *Phys. Rev. A*, 1984, **29**(6): 3273~3279
- 38 Chen Peifeng, Qiu Junlin. The comparison of the propagation factor M^2 of various practical light beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 1995, **A22**(2): 139~143
陈培锋, 丘军林. 各种实际光束的 M^2 参数特性比较 [J]. *中国激光*, 1995, **A22**(2): 139~143
- 39 Lü Baida. Recent developments in novel high-power solid-state laser drivers for application to ICF and laser beam quality[J]. *Laser Journal*, 1999, **20**(1): 1~8
吕百达. 新一代 ICF 固体激光驱动器和光束质量研究的进展 [J]. *激光杂志*, 1999, **20**(1): 1~8
- 40 C. Paré, P. A. Bélanger. Propagation law and quasi-invariance properties of the truncated second-order moment of a diffracted laser beam[J]. *Opt. Commun.*, 1996, **123**(4~6): 679~693
- 41 S. Amarande, A. Giesen, H. Hügel. Propagation analysis of self-convergent beam width and characterization of hard-edge diffracted beams[J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(22): 3914~3924
- 42 M. Ibnchaikh, L. Dalil-Essakali, Z. Hricha *et al.*. Parametric characterization of truncated Hermite-cosh-Gaussian beams[J]. *Opt. Commun.*, 2001, **190**(1~6): 29~36
- 43 R. Martinez-Herrero, P. M. Mejias, M. Arias. Parametric characterization of coherent, lowest-order Gaussian beams propagating through hard-edged apertures[J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(2): 124~126
- 44 B. M. van Wonterghem, J. A. Caird, C. E. Barker. Recent results of the National Ignition Facility beamlet demonstration project[R]. UCRL-JC-120917, 1995
- 45 P. J. Wegner, C. E. Barker, J. A. Caird. Third-harmonic performance of the beamlet prototype laser[C]. *SPIE*, 1996, **3047**: 370~380
- 46 J. E. Rothenberg, J. M. Auerbach, S. N. Dixit. Focal spot conditioning for indirect drive on the NIF[C]. *SPIE*, 1998, **3492**: 65~77
- 47 Chen Jiabin, Zheng Zhijian, Tang Daoyuan. A new measure to improve laser energy injection efficiency[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1998, **10**(2): 239~242
陈家斌, 郑志坚, 唐道远. 提高腔靶激光能量注入的新途径[J]. *强激光与粒子束*, 1998, **10**(2): 239~242
- 48 R. A. Zacharias, N. R. Beer, E. S. Bliss *et al.*. Alignment and wavefront control system of the National Ignition Facility[J]. *Opt. Eng.*, 2004, **43**(12): 2873~2884
- 49 Miguel A. Porrás, Medina Rafael. Entropy-based definition of laser beam spot size[J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(36): 8247~8251
- 50 Zhao Junpu. Study on high power solid-state laser beam quality diagnosis[D]. Sichuan University, Master's, dissertation, 2006
赵军普. 高功率固体激光光束质量诊断方法研究[D]. 四川大学, 硕士论文, 2006
- 51 Gao Wei. Definition of laser beam quality β -factor [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(9): 1038~1040
高卫. 激光束衍射极限倍数 β 的确定方法 [J]. *光子学报*, 2003, **32**(9): 1038~1040