

经有限口径均匀加宽放大介质后 基模高斯光束的 M^2 因子变化

华仁忠 梁培辉 丘悦

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 数值计算了基模高斯光束经有限口径的均匀加宽放大介质后, 其 M^2 因子随输入光与放大器各参数的变化的规律。计算表明: 激光放大均使光束质量变坏, 且集中在放大器口径 a 与高斯光束的 ω 的比值处在 1~4 之间时; 低的输入光强, 小的放大器总增益, 和大的饱和光强有利于保持放大器输出光的光束质量。

关键词 M^2 因子, 高斯光束, 均匀加宽放大。

1 引 言

M^2 因子是近年来评价光束质量的一种较成功的方法, 在理论、测量方法和测量仪器等方面均已有不少报道^[1~6]。用 M^2 因子已成功地用于分析氩离子激光中的限模小孔^[7]、激光列阵和波导激光用的二元位相板^[8]、四次波象差对激光光束质量的影响^[9]等问题上。本文采用由 M^2 因子改进而来的光束传播因子 (M^2 因子)^[10], 通过数值计算的途径, 研究基模高斯光束经有限口径的均匀加宽放大介质后, 其 M^2 因子随输入光与放大器各参数的变化的规律, 从而为设计实际的放大系统提供参考。

2 计算模型

为简单起见, 文中的计算仅考虑在 (x, z) 平面内沿 z 轴传输的一维光束, 对于直角坐标或柱坐标中的二维光束的处理是类似的。当满足傍轴传输条件时, 若光场分布为 $\tilde{E}(x, z)$, 其傅里叶变换为

$$\tilde{P}(s_r, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(x, z) \exp(j 2\pi s_r x) dx \quad (1)$$

式中 $s_r = \sin \theta / \lambda \approx \theta / \lambda$ 为空间频率。计算光束在空间传播的位置与空间频率的方差, 它们分别为

$$\sigma_x^2 = 1/P \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 |\tilde{E}(x, z)|^2 dx, \quad \sigma_{s_r}^2 = 1/P \int_{-\infty}^{\infty} (s_r - \bar{s}_r)^2 |\tilde{P}(s_r, z)|^2 ds_r, \quad (2)$$

$$\text{其中 } \bar{x}(z) = 1/P \int_{-\infty}^{\infty} x |\tilde{E}(x, z)|^2 dx, \quad \bar{s}_x = 1/P \int_{-\infty}^{\infty} s_x |\tilde{P}(s_x, z)|^2 ds_x \quad (3)$$

式中 P 为光束的总功率。简单的计算可以证明, 在基模高斯光束束腰处, $\sigma_{x0}\sigma_{s_x} = 1/4\pi$ 。实际光束的 M^2 定义为实际光束的束腰处 ($\sigma_x = \sigma_{x0}$) 与基模高斯光束的 $\sigma_{x0}\sigma_{s_x}$ 值之比

$$M^2 = 4\pi\sigma_{x0}\sigma_{s_x} \quad (4)$$

为了解决 M^2 因子在某些情况(如有限宽狭缝时平面波的衍射)时 σ_{s_x} 发散的困难, 文献[10]中将频率空间的积分限取在 $-1/\lambda$ 到 $1/\lambda$ 之间, 即仅将所有的均匀波(homogeneous wave)^[11]考虑在内, 并把这个定义下的 M^2 因子称为光束传播因子 M_0^2 , 它的表达式为

$$M_0^2 = 4\pi\sigma_{x0} \left[\frac{1}{P} \int_{-1/\lambda}^{1/\lambda} (s_x - \bar{s}_x)^2 |\tilde{P}(s_x)|^2 ds_x \right]^{1/2} \quad (5)$$

一般情况下, 放大器增益介质的口径有限, 这个口径在横向对输入光束进行截取, 这时, 由于硬边衍射的存在, 受硬边衍射高斯光的 $|\tilde{P}(s_x)|$ 值大于光场强度取其孔径边缘值的受硬边衍射平面波的 $|\tilde{P}(s_x)|$ 值, 故受硬边衍射高斯光的 σ_{s_x} 也是发散的, 此时光束质量用光束传播因子 M_0^2 来描述比较合适。类似于 σ_x^2

$$\sigma_x^2 = (1/P) \int_{-1/\lambda}^{1/\lambda} (s_x - \bar{s}_x)^2 |\tilde{P}(s_x, z)|^2 ds_x \quad (6)$$

(2)式的 σ_x 和(6)式的 σ_x 分别从统计的角度反映了光束的宽度和空间频率宽度。

现设有一维的经准直的基模高斯输入光场, 其光腰处的光场分布为

$$\tilde{E}(x, z) = [\sqrt{2} P / \sqrt{\pi} \omega]^{1/2} \exp(-x^2/\omega^2) \quad (7)$$

式中 ω 为光腰处的尺寸, P 为光束总功率。当 $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, 光束口径为厘米量级时, 其瑞利长度为百米量级, 可以忽略在放大区域长度内光束自由传输的的衍射效应。假设增益介质均匀, 置于束腰附近, 光束通过时径向没有附加相移, 则输入和输出光线在径向可认为是一一对应的, 且 $I(x, z) = |\tilde{E}(x, z)|^2$ 。当放大介质加宽机制为均匀加宽时, 在上述的一一对应的假设下, 输出光不同位置的光强 $I_2(x)$ 与对应输入光强 $I_1(x)$ 的关系为^[12]

$$\ln [I_2(x)/I_1(x)] + [I_2(x) - I_1(x)]/I_{sat} = G \quad (8)$$

式中 $G = gl$ 为增益系数与放大介质长度的乘积, I_{sat} 为饱和光强。由公式(7)和(8)及前述 $\tilde{E}(x, z)$ 与 $I(x, z)$ 的关系, 可得出输出光的振幅与强度分布, σ_{x0} 可由(2)式和(3)式得出, 只是积分限在有限口径决定的坐标范围内进行。又由(5)式, (6)式可算出 M_0^2 和 σ_x 。

计算所采用的程序中, 由输入光强求解输出光强用了二分法; 由空间坐标到空间频率坐标的快速傅里叶变换程序取自 Microsoft 图形与工程工具库中的标准程序, 最大采样点数为 2^{13} , 计算中涉及的步长及离散和连续 Fourier 变换之间的转换系数等问题属于数学范畴, 可参看 Brigham 的书^[13]。

3 结果与讨论

用本文的计算程序算出的无放大时不同腰宽的基模高斯光束在不同截取比例下的 M_0^2 示于图 1, 图中 a 为放大器口径。计算结果与文献[10]中的结果是一致的。当 $a/\omega \leq 1$ 时, 由于此时孔径内光强分布接近均匀分布, σ_x (和 σ_x 均可参看图 2~4 中的实线) 随 a 的增大而线性增加; a 继续增加时, 由于高斯分布的影响, σ_x 的增加变缓, 并较快地接近其无衍射时的 $\omega/2$ 。

对 σ_f 来说, 孔径 a/ω 约大于 4.5 时, σ_f 接近于由无孔径衍射的基模高斯光束决定的值 $1/2\pi\omega$; 孔径变小时, 衍射越强烈, σ_f 越大, 但由于 (6) 式中积分限的限制, 其增长速度趋近 $a^{-1/2}$ 。 M_0^2 为 σ_x 和 σ_f 的乘积, 所以其值随 a/ω 的变化为图中的尖顶状, 而 a/ω 约大于 4.5 时, M_0^2 的值即成为基模高斯光束的 M^2 值 1。

对于经过有限口径放大介质的基模高斯光束来说, 其 σ_x 、 σ_f 和 M_0^2 的变化除了孔径衍射的影响外, 还有激光放大的影响, 图 2~4 为计算结果及其分析。图中各参数均采用国际单位制。

图 2 是 σ_x 、 σ_f 和 M_0^2 与输入光强的关系, 输入光强越强, 放大后光束的 σ_x 增加, 即统计的光束口径变大。图 3 和 图 4 分别为在相同的输入下, 输出光的 σ_x 、 σ_f 和 M_0^2 与放大增益系数及饱和光强的关系。从图中可看出, 增加增益系数与降低饱和光强均使得 σ_x 增大。

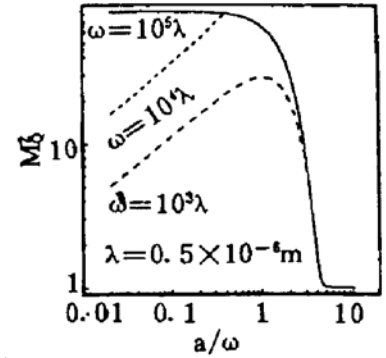


Fig. 1 Calculated curves of M_0^2 of a TEM_{00} Gaussian beam of minimum spot size ω diffracted by a slit widthed a at the beam waist position according to our program. This figure is almost the same as the one in reference [10]

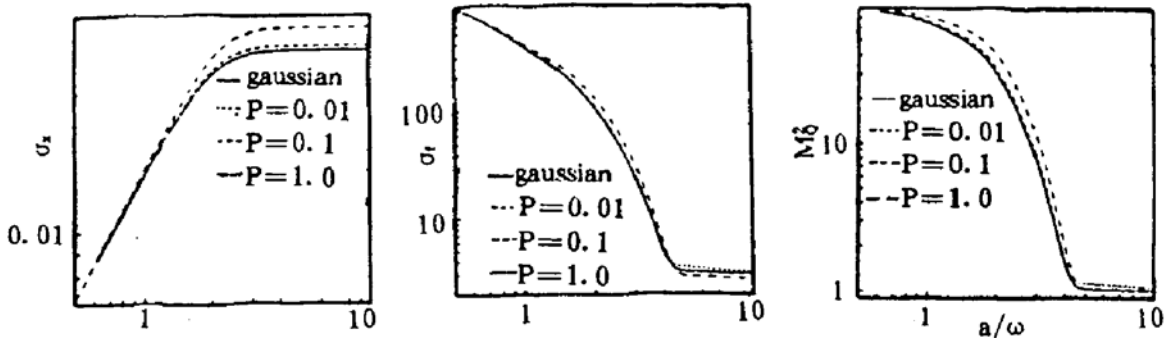


Fig. 2 Dependences of σ_x , σ_f , M_0^2 on a/ω while the total power P of the input TEM_{00} Gaussian beams are various (gain=2.5, $\omega = 0.05$, $I_{sat} = 100$, $\lambda = 0.5 \times 10^{-6}$)

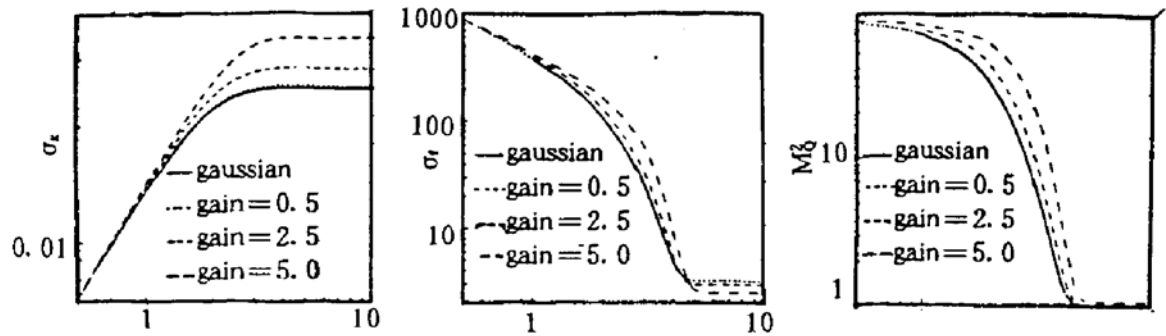


Fig. 3 Dependences of σ_x , σ_f , M_0^2 on a/ω while the total gain G of amplifiers are various ($P = 1.0$, $\omega = 0.05$, $I_{sat} = 100$, $\lambda = 0.5 \times 10^{-6}$)

上述的三个图中, 当 $a/\omega \leq 1$ 时, 由于此时孔径内光强分布接近均匀分布, 放大后只是光强的幅值发生变化, 故 σ_x 因激光放大引起的变化可忽略。当 a 增大时, 输出光光强分布的不均匀性增加, σ_x 也增加, 但由于高斯光束边缘光强下降的很快, 边缘处的光强被放大后其值也不会太大, 对 σ_x 的影响较小, 故即使在输入光和放大器的参数取得比较极端的情况下, σ_x

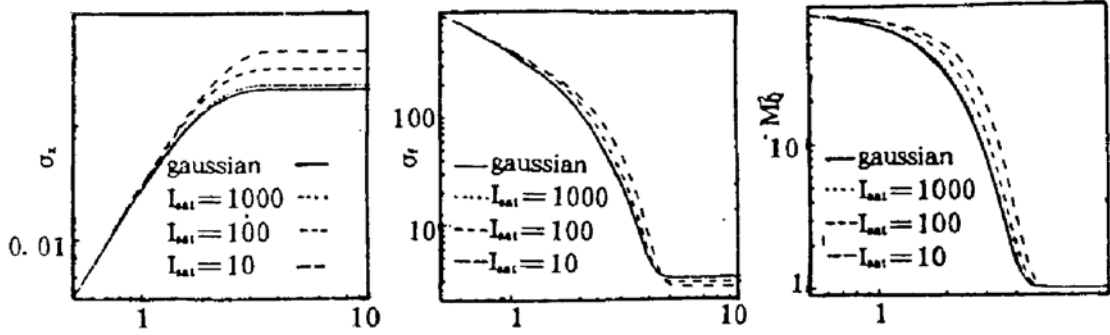


Fig. 4 Dependences of σ_x , σ_y , M_0^2 on a/ω while the saturation intensity I_{sat} of the amplifiers are various ($P = 1.0$, gain = 2.5, $\omega = 0.05$, $\lambda = 0.5 \times 10^{-6}$)

的值也没有超过未放大时的二倍。上述图中，在 a/ω 约小于 4.5 时， σ_y 的变化趋势与 σ_x 相似，反之，则其变化显得有些混乱，这是因为 σ_y 是由 (6) 式所示的较为复杂的变换得来的。经放大后的光束谱强度发生变化，使得 σ_y 值可能小于受硬边衍射的基模高斯光的相应值。对 M_0^2 来说，截取孔径较小时，其内部的光强分布在放大前后均接近均匀分布， M_0^2 的值基本不变；截取孔径大于 4~5 时，高斯光束经放大后，在数学上，其光强分而可用另一个参数不同的高斯函数去拟合， M_0^2 的值变化也不大；而 $a/\omega \sim 1$ 时，激光放大对 M_0^2 的影响最大，其值变化可达未放大时的几倍。无论如何，基模高斯光束经放大后，其 M_0^2 均有所增加，这是因为基模高斯光束具有光束质量测不准关系中的最小值^[14]，任何对它的操作均不能使光束质量变得更好。另外，图中 M_0^2 和 σ_y 变化规律的不一致提示我们，仅用远场发散角来表征光束质量不如 M_0^2 全面，因为后者同时包含了光束的近场和远场信息。

图 5 给出了输入中心强度相同，束宽不同的基模高斯光束的放大结果。由图可知，不同束宽时的变化规律是相似的。

结 论 本文用数值模拟的方法研究了基模高斯光束经均匀加宽放大介质后的 M_0^2 、 σ_x 、 σ_y 的变化，其中考虑到了放大器与输入光束的口径，放大器的增益系数和饱和光强等因素的影响。这些计算有助于选择合适的光学系统，尽量控制输入光经放大器后光束质量的变劣。在实际的激光放大系统中，要减轻光束质量的变坏，要尽量避免 a/ω 处在 1~4 之间；限制输入光的光强也是有效的，但对于高增益的金属蒸气激光器，象铜蒸气激光器，由于存在着强烈的自发辐射，输入光必须具有足够的强度以抑制自发辐射。在高功率激光系统中，为了提高放大器的效率和避免强激光的非线性效应对放大介质的破坏，系统中所传输的光束光强分布接近平顶型，用 M_0^2 因子评价时，放大器对光束质量的影响规律表明了这种光强分布是优越的。由快速傅里叶变换算出光强的远场分布后，可用 $1/e^2$ 、“套孔法”和 Strehl 比等标准来衡量输出光束的质量，并可与 M_0^2 相比较。另外，给出输入光光场分布(高阶高斯光束或任意光束)和详细的增益分布后，可用此程序计算更为普遍的放大问题，还可将上一级放大器的输出光作为下一级的输入光，从而研究多级放大问题。

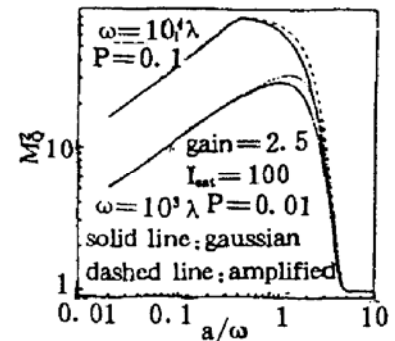


Fig. 5 Dependences of M_0^2 on a/ω while the beam widths of the input TEM₀₀ Gaussian beams are various

本所沈琪敏博士在使用计算机方面给予了很大的帮助,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] A. E. Siegman, New developments in laser resonators. *Proc. SPIE*, 1990, **1224** : 2~20
- [2] A. E. Siegman, Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(5) : 1146~1148
- [3] M. W. Sasnett, T. F. Johnston. Jr., Beam characterization and measurement of propagation attributes. Laser Beam Diagnostics, R. N. Hindy and Y. Kohanzadeh, Eds., *Proc. SPIE*, 1991, **1414** : 21~32
- [4] A. E. Siegman, M. W. Sasnett, T. F. Johnston. Jr., Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(4) : 1098~1104
- [5] J. A. Ruff, A. E. Siegman, Single-pulse laser beam quality measurements using a CCD camera system. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(24) : 4907~4909
- [6] A. E. Siegman, S. W. Townsend, Output beam propagation and beam quality from a multimode stable-cavity laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1993, **QE-29**(4) : 1212~1217
- [7] T. F. Johnston Jr., M. W. Sasnett, Jean-Dluc Doumont *et al.*, Laser beam quality versus aperture size in a cw argon-ion laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(3) : 198~200
- [8] A. E. Siegman, Binary phase plates cannot improve laser beam quality. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(9) : 675~677
- [9] A. E. Siegman, Analysis of laser beam quality degradation caused by quartic phase aberrations. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(30) : 5893~5901
- [10] Pierre-André, Bélenger, Yves Champagne *et al.*, Beam propagation factor of diffracted laser beam. *Opt. Commun.*, 1994, **105**(3, 4) : 233~242
- [11] M. Born, E. Wolf, *Principle of Optics*. Pergamon Press., Oxford, 1980 : 561
- [12] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, CA, 1986 : 298
- [13] E. O. Brigham, *The Fast Fourier Transform*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1974
- [14] M. J. Bastianns, The Wigner distribution function and its application to first order optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 1979, **69**(12) : 1710~1716

Change of M_Q^2 of a TEM₀₀ Gaussian Beam After Homogeneously Saturating Amplification

Hua Renzhong Liang Peihui Qiu Yue

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 20 September 1994; revised 19 October 1994)

Abstract Numerical simulating the change of M_Q^2 of a TEM₀₀ Gaussian beam after homogeneously saturating amplification versus parameters of the input beam and the amplifier was performed. Calculation shows that, laser amplification always deteriorates the input beam quality, especially when the ratio of the amplifier bore diameter a to the spot size ω of the Gaussian beam ranges about 1~4. To get an amplified laser beam with better beam quality, low input intensity, low total gain and large saturation intensity of the amplifier is preferred.

Key words M_Q^2 factor, Gaussian beam, homogeneously saturating amplification.