

非稳腔输出环状激光束的传输特性

杨晓腊 张琦 刘世明 周锦文 万重怡

(中国科学院电子学研究所, 北京 100080)

提 要

本文从菲涅耳衍射积分公式出发研究了激光器非稳腔输出环状光束在空间的传输规律。由轴上光强的极值点位置给出了划分非稳腔传输空间的近场、中场和远场区域公式。理论计算结果表明, 非稳腔输出端环状光束在中场区域激光能量逐渐向轴心方向转移, 而在远场变为爱里型圆盘状光束的过程。在非稳腔脉冲 TEA CO₂ 激光器上测得的实验结果与理论计算结果很好地符合。

关键词: 非稳腔, 传输空间, 环状分布, 爱里型圆盘状分布。

非稳腔输出在近端和远端的光强分布, Siegman 和 Freiberg 等人已作过理论计算^[1~3]和实验测量^[4~5]。但在实际应用中还需要了解非稳腔输出环状光束在空间传输过程中光强分布的变化情况。本文研究非稳腔输出在轴上光强分布的变化规律。

一、非稳腔输出在空间的光强分布

在柱坐标系中如果假定在非稳腔内耦合输出镜上的光波场分布为 $\tilde{u}(r_0, \theta_0)$, 则由菲涅耳衍射积分公式可以得到离非稳腔输出端距离为 z 的平面上光波场分布

$$\tilde{u}(r, \theta, z) = \frac{i}{\lambda z} e^{ikz} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \int_0^{2\pi} r_0 \tilde{u}(r_0, \theta_0) \exp\{-i(\pi/\lambda z)[r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta - \theta_0)]\} d\theta_0 dr_0, \quad (1)$$

式中 $k = (2\pi/\lambda)$ 。在圆形非稳腔内可以认为 $\tilde{u}(r_0, \theta_0)$ 与 θ_0 无关。此时(1)式对 θ_0 积分后变为

$$\tilde{u}(r, z) = \frac{2\pi i}{\lambda z} e^{ikz} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} r_0 \tilde{u}(r_0) \exp[-i\pi(r^2 + r_0^2)/\lambda z] J_0(2\pi r r_0/\lambda z) dr_0, \quad (2)$$

式中 $\tilde{u}(r, z)$ 和 $\tilde{u}(r_0)$ 分别为 $\tilde{u}(r, \theta, z)$ 和 $\tilde{u}(r_0, \theta_0)$ 的简写, J_0 为零价贝塞尔函数。 z 平面上光强分布则为

$$I(r, z) = |\tilde{u}(r, z)|^2 = \left(\frac{k}{z}\right)^2 \left| \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} r_0 \tilde{u}(r_0) \exp\left(-i\frac{k r_0^2}{2z}\right) J_0\left(\frac{k r r_0}{z}\right) dr_0 \right|^2, \quad (3)$$

由(3)式可知, 为了求解 $I(r, z)$ 需要知道 $\tilde{u}(r_0)$ 分布, 一般可通过对非稳腔内模式的具体计算^[1~3]或实际测量^[4~5]得到。虽然存在着许多理论计算方法^[6~8], 但每种方法计算量都很大; 而实际测量又不能给出 $\tilde{u}(r_0)$ 的解析解。由文献[1~5]的结果可知, $\tilde{u}(r_0)$ 的相位几乎不随 r_0 变化, 变化的仅是幅值。因此在计算中可以认为相位是均匀分布的, 而仅考虑 $\tilde{u}(r_0)$ 的幅值 $|\tilde{u}(r_0)|$ 改变。此外文献[1~5]结果还表明, 在有效菲涅耳数 N_e 值小时, $|\tilde{u}(r_0)|$

近似为高斯型分布;而在大 N_c 值下,则为均匀分布,只是其上叠加了 N_c 个菲涅耳衍射环。由此,作者采用下列积分式来作为 $|\tilde{u}(r_0)|$ 的近似表达式,即有

$$|\tilde{u}(r_0)| = 2\pi N_c \left| \int_{a_1}^{a_2} x \exp(-i\pi N_c x^2) J_0(2\pi N_c r_0/a_2) dx \right| \quad (4)$$

(4) 式实际上是均匀平面波在非稳腔内的菲涅耳衍射积分表达式。对于不同的非稳腔参数值 (M 和 N_c), 由(4)式可通过数值积分求得 $|\tilde{u}(r_0)|$ 的分布。图 1 是两例计算结果。同文献 [1~5] 的结果比较,发现(4)式较好地模拟了 $|\tilde{u}(r_0)|$ 的实际分布。图中用虚线表示的曲线是用高斯型分布函数拟合的 $|\tilde{u}(r_0)|$ 分布,即有

$$|\tilde{u}(r_0)| = 1.2 \exp(-r_0^2/\omega_0^2), \quad \omega_0 = a_2 \exp(0.05 N_c) \quad (5)$$

从图中可以看到(5)式描述的仅是 $|\tilde{u}(r_0)|$ 分布的平均效果,缺少了(4)式中描述的 $|\tilde{u}(r_0)|$ 分布的细微变化(即没有小的菲涅耳衍射环),但是在 a_1 到 a_2 的环状区域内(图中用破折线表示)(5)式近似等同于(4)式。因此,可以认为两者的差异对非稳腔输出在空间光强分布的计算没有太大影响。

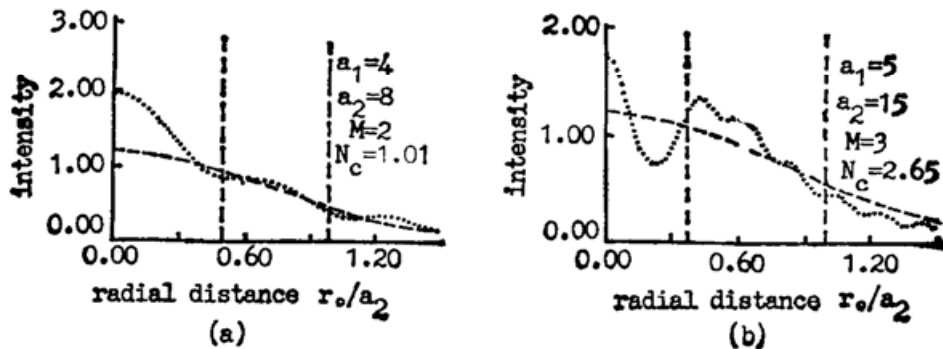


Fig. 1 Optical wave field distribution $|u(r_0)|$ on the surface of output coupler mirror inside unstable resonator

Solid curve: Fresnel' diffraction integral expression;
Dash curve: Gaussian distribution function

二、轴上光强分布以及传输空间划分

把 $r=0$ 代入(3)式且有 $\tilde{u}(r_0) = |\tilde{u}(r_0)|$, 可得到轴上光强分布 $I(0, z)$ 为:

$$I(0, z) = \left(\frac{K}{z}\right)^2 \cdot \left| \int_{a_1}^{a_2} r_0 \cdot |\tilde{u}(r_0)| \cdot \exp\left(-i \cdot \frac{K}{2z} \cdot r_0^2\right) dr_0 \right|^2 \quad (6)$$

把(5)式中的 $|\tilde{u}(r_0)|$ 代入(6)式并积分后得到

$$\left. \begin{aligned} I(0, z) &= Q(z) \{P_1^2 + P_2^2 - 2P_1 P_2 \cos[t_2(z) - t_1(z)]\}, \\ t_1(z) &= a_1^2 k / 2z, \quad t_2(z) = a_2^2 k / 2z, \quad P_1 = \exp(-a_1^2 / \omega_0^2), \\ P_2 &= \exp(-a_2^2 / \omega_0^2), \quad Q(z) = [(2z / k \omega_0^2)^2 + 1]^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

从(7)式可以看到 $I(0, z)$ 是距离 z 的振荡型函数。由 $[dI(0, z)/dz] = 0$ 。且假设 $Q(z)$ 不随 z 改变, 则可得出轴上光强极值位置

$$z_n = (a_2^2 - a_1^2) / n\lambda, \quad (8)$$

式中当 n 为偶数时为极小值点, n 为奇数时为极大值点。为了得到轴上光强极值点位置的精确值, 需要直接求解(6)式。表 1 列出了 $a_1=5$ mm, $a_2=10$ mm, $N_c=1.57$, $M=2.0$ 时

Table 1 The position of extreme value point of laser intensity on optical axis outside unstable resonator. $a_1=5$ mm, $a_2=10$ mm, $N_c=1.57$, $M=2.0$

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9
z_n	7.08	3.54	2.36	1.77	1.42	1.18	1.01	0.88	0.79
z_1	6.95	3.53	2.35	1.77	1.42	1.18	1.02	0.89	0.79
z_2	6.70	3.39	2.34	1.79	1.42	1.21	1.00	0.87	0.79

轴上光强极值点位置的计算结果。表中 z_n 由 (8) 式给出; z_1 由 (7) 式计算得到; z_2 则由 (4) 式代入 (6) 式求得。从表中比较可看到三种计算结果基本一致。这表明轴上光强极值点位置可由 (8) 式近似给出。

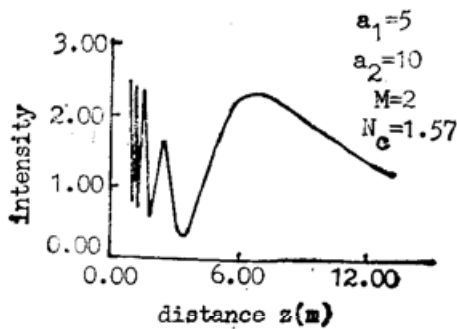


图 2 还给出了轴上光强 $I(0, z)$ 随距离 z 的变化曲线。从图中可看到轴上光强存在着极值点。极值点随 z 的增加由密向疏变化, 经过最后一个极大值点后 ($z=z_1$) 消失; 同时光强也逐渐趋于零。

Fig. 2 Variation of laser intensity on optical axis outside unstable resonator with distance z

在非稳腔高功率激光器应用中, 由于轴上高功率密度的极值点存在且离非稳腔输出端越近极值点越密, 应用光学系统在这些区域很容易受到损坏。因此为了给应用系统提供清晰的非稳腔输出在空间的光强分布, 可以根据 (8) 式把非稳腔输出光束的传输空间划分为下面三个区域:

远场区域: $z \geq z_1$; 中场区域: $z_{10} \leq z \leq z_1$; 和近场区域: $z < z_{10}$ 。其中 $z_1 = (a_2^2 - a_1^2)/\lambda$; $z_{10} = (a_2^2 - a_1^2)/10\lambda$ 。以上划分对不同非稳腔参数来说都是适用的。

远场区域: $z \geq z_1$; 中场区域: $z_{10} \leq z \leq z_1$; 和近场区域: $z < z_{10}$ 。其中 $z_1 = (a_2^2 - a_1^2)/\lambda$; $z_{10} = (a_2^2 - a_1^2)/10\lambda$ 。以上划分对不同非稳腔参数来说都是适用的。

三、传输空间上的径向光强分布

把 (4) 式或 (5) 式中的 $|\tilde{u}(r_0)|$ 代入 (3) 式并数值积分后, 得到了非稳腔输出在近场、中场和远场三个区域的径向光强分布 (如图 3 所示)。从图中 (a) 可以看到在近场区域径向光强为环状分布, 除了轴上极值点外能量主要集中在从 a_1 到 a_2 的环状区域 (图中用破折线表

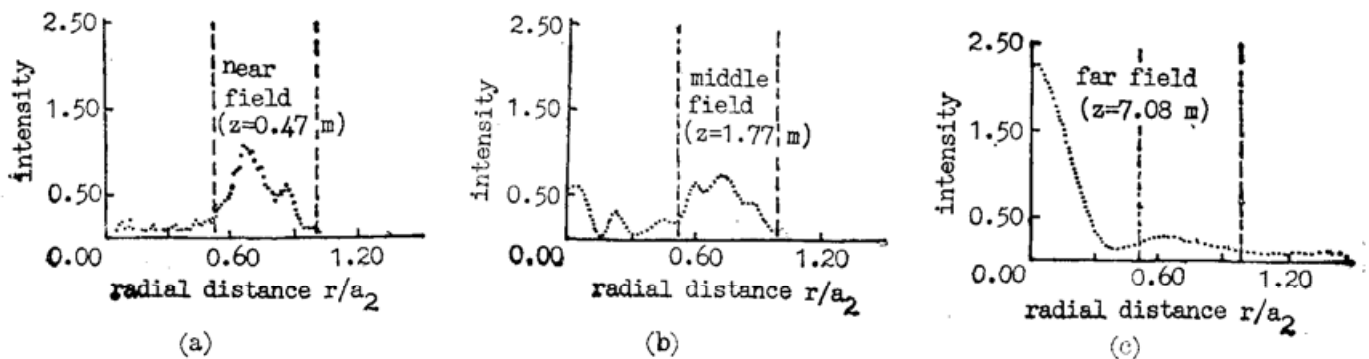


Fig. 3 Radial distribution of laser intensity for unstable resonator output beam on near field, middle field and far field

$a_1=5$ mm, $a_2=10$ mm, $N_c=1.57$, $M=2.0$

示)。定义环状区域内能量占总能量的比例为

$$P = \frac{\int_{a_1}^{a_2} I(r, z) 2\pi r dr}{\int_0^{\infty} I(r, z) 2\pi r dr} \quad (9)$$

与近场相比,在中场区域(图中(b)所示)环内能量不断减少,而能量逐渐向轴心方向转移。在远场区域(图中(c)所示)径向光强已不再是环状分布而为爱里型圆盘状分布。由此可见把 $z \geq z_0$ 划为远场区域是有实际物理意义的。

根据(9)式定义,文中计算了非稳腔输出从近场到中场的传输过程中环内能量占总能量的比例随距离 z 的变化,其结果所示在图4中。 P 随着 z 的增加而减小,与前面分析结果一致。当 $z = z_{10}$ 时(图中左边破折线所示) P 约等于90%。从环内能量随 z 变化规律来看,所谓近场区域就是光束分布为环状、环内能量占总能量大于90%的区域。这就给出了划分近场区域的另一种形式。

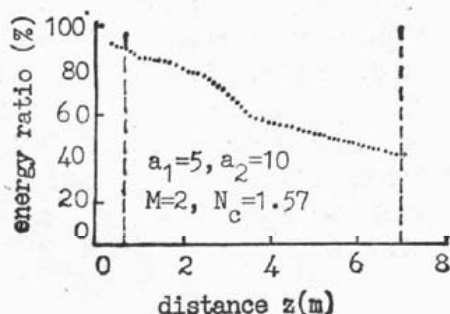


Fig. 4 Variation of energy ratio in annular beam region with distance z from near field to middle field

四、非稳腔输出环状光束空间传输特性的实验研究

实验结果是在 TEA 脉冲 CO_2 激光器上获得的。所用非稳腔为正支共焦腔结构。腔长为 2.0 m, 凸镜曲率半径为 4 m, 凹镜为 8 m。45° 耦合输出镜内外半径分别为 5 mm 和 10 mm, 放在靠近凸镜处。三个镜片都是金属铜镜。由于腔镜都采用了金属镜,因而这种非稳腔结构具有很高的激光损坏阈值,尤其适合于高功率 CO_2 激光器应用。为了测量 10.6 μm 红外波段脉冲 CO_2 激光束强度分布,作者使用了英国公司生产的红外阵列式激光束测量仪,它由 64 个红外探测线列阵组成,每个探测器尺寸为 $0.375 \times 2.67 \text{ mm}^2$, 间隔 0.4375 mm。作者对空间不同位置的光强分布进行了测量,图 5 所示的是测得的整个径向范围内光强分布图。图中每条曲线都是由 64 个点组成,每点横向坐标对应每个探测器位置,两点之间横向距离为 0.4375 mm。纵向坐标为探测器响应的相对光强大小。与图 3 的理论计算波形相比,可以发现两者很好地符合。测量波形中光强峰值大小不对称(但峰值位置是对称分布的)是由非稳腔对准容差^[2,9]造成。由于轴上光强对距离 z 的变化很敏感,因此距离测量误差

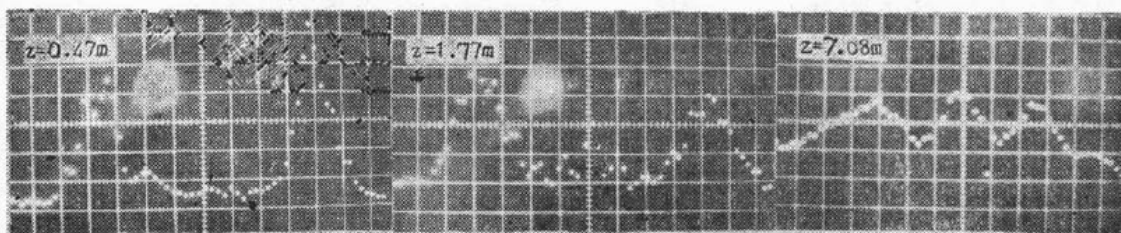


Fig. 5 Radial laser intensity profile for unstable resonator output beam on different distance z measured on TEA pulsed CO_2 laser

Abscissa: radial distance, 1.75 mm/div, Ordinate: relative laser intensity; $a_1=5 \text{ mm}$; $a_2=10 \text{ mm}$; $N_c=1.57$; $M=2.0$

是造成测量波形中中心强度同理论计算结果偏差的主要原因;同时还因为中心光强分布范围小而探测器具有一定尺寸也是造成中心光强测量误差的一个原因。

参 考 文 献

- [1] A. E. Siegman *et al.*; *Appl. Opt.*, 1970, **9**, No. 12 (Dec), 2729~2736.
- [2] D. B. Rensch *et al.*; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 5(May), 957~1010.
- [3] T. R. Ferguson *et al.*; *Appl. Opt.*, 1986, **25**, No. 5 (Mar), 672~677.
- [4] R. J. Freiberg *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**, No. 12 (Dec), 882~892.
- [5] H. Granek *et al.*; *Appl. Opt.*, 1974, **13**, No. 2 (Feb), 363~373.
- [6] S. H. Cho *et al.*; *J. O. S. A.*, 1979, **69**, No. 10 (Oct), 1377~1384.
- [7] M. E. Smithers *et al.*; *J. O. S. A.*, 1983, **73**, No. 1 (Jan), 76~79.
- [8] C. Santana; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 16 (Aug), 2852~2855.
- [9] K. E. Oughstun; *J. O. S. A.(A)*, 1986, **3**, No. 8 (Aug), 1113~1140.

Propagation properties of output annular beam from unstable laser resonator

YANG XIAOLA, ZHANG QI, LIU SHIMIN, ZHOU JINWEN AND WAN CHONGYI
(*Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

(Received February 1991; revised 4 October 1991)

Abstract

The spatial propagation properties of output annular laser beam from an unstable resonator are studied based on Fresnel diffraction integral. According to the position of extreme value point of laser intensity on the axis, the formula used to divide the propagation space of output beam from unstable resonator into near field, middle field and far field is derived. The numerical calculation shows the variation process of output laser beam of unstable resonator from annular pattern on near field, with gradual transition of laser energy in the annular region to the beam's center, to Airy disk pattern on far field. The experimental results obtained in TEA pulsed CO₂ laser with unstable resonator are in good agreement with theoretical results.

Key words: unstable resonator; propagation space; annular beam Airy disk beam.