

三列阵射频波导 CO₂ 激光器的远场特性研究

时顺森 林良华 任远 贺耀坤 赵晓晨 钟宁

(西南技术物理研究所, 成都 610015)

摘要: 本文从理论上分析了列阵射频波导 CO₂ 激光器的输出远场特性, 进行了实验验证, 测得了远场光场分布及束散等参数, 理论与实验基本相符。

关键词: 三列阵射频波导 CO₂ 激光器, 合束距离, 凹陷孔脊波导

Far-field characteristics of 3-channel radio-frequency excited waveguide CO₂ laser

Shi Shunsen, Lin Lianghua, Ren Yuan, He Yaokun, Zhao Xiaochen, Zhong Ning

(South-West Institute of Technical Physics, Chengdu)

Abstract: In this paper, we analysed theoretically the far-field characteristics of the radio-frequency excited waveguide CO₂ laser array, and demonstrated the theoretical results using our RF CO₂ laser array (CW 35 W). Several parameters have been measured including the far-field intensity profile and the beam divergence angle. The experimental results are in agreement with the theory.

Key words: 3-channel radio-frequency excited waveguide CO₂ laser array, beam concentration distance, hollow-bore ridge waveguide

列阵器件是通过某种方法使各个单列器件之间输出激光相互位相锁定, 在远场相干迭加, 以提高功率密度及光斑质量。一个二维 ($n \times m$) 列的射频波导列阵器件可获得较高的近场功率以及远场峰值近 $(n \times m)^2$ 倍的增长^[1, 2]。本文将以三列阵为主, 研究二~七列阵的激光远场光场特性, 给出了各种理论曲线及数据, 并以本所研制的三列阵激光器进行实验验证。

一、理论分析

我们的器件采用凹陷孔脊波导, 如图 1。图中 d 较 c 稍大, 但均约为 3 mm。凹陷 a 为 0.4 mm, 脊 b 为 0.4 mm, 增益长度 400 mm, 射频电源工作频率为 100 MHz。一般波导激光器中的激光模式是 EH₁₁ 模。在 $d > c$ 情况下, EH₁₁ 模电场为垂直方向 \hat{y} 方向偏振, 而磁场则为水平方向 \hat{x} 方向偏振。在基模 EH₁₁ 情况下, 我们可用 TEM₀₀ 模 ($\omega_0 = 0.70 d$) 来作为 EH₁₁ 模

的最好近似^[3, 4]。

计算时便可利用 Gauss 光束理论:

$$E_i = \exp(-j\omega t) B_i \hat{y} \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{x_i^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left(-jkz + j \tan^{-1} \frac{z}{z_R}\right) \exp\left(-jk \frac{x_i^2 + y^2}{2R(z)}\right)$$

其中 $\omega^2(z) = \omega_0^2 + (\lambda/\pi\omega_0)^2 z^2$; $R(z) = z + z_R^2/z$; $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$; 而 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $d = 3.0 \text{ mm}$, $\omega_0 = 0.70d$, $i = 1, 2, 3$ 。假设 $B_i = B_0$ (常数), 并略去时间项 $\exp(-j\omega t)$, 在 z 处, 光强为

$$\begin{aligned} I(x, y, z) &= I(x, 0, z) \exp[-2y^2/\omega^2(z)]; \\ I(x, 0, z) &= |(E_1 + E_2 + E_3)_{y=0}|^2 \\ &= \frac{B_0^2 \omega_0^2 \exp[-2x^2/\omega^2(z)] \exp[-d^2/\omega^2(z)]}{\omega^2(z)} \\ &\quad \times \{ \exp(-d^2 + 4dx)/\omega^2(z) + \exp[-(d^2 - 4dx)/\omega^2(z)] \\ &\quad + \exp[d^2/\omega^2(z)] + 2 \exp[-d^2/\omega^2(z)] \cos \frac{2kdx}{R(z)} \\ &\quad + 2 \exp[-2dx/\omega^2(z)] \cos k(d^2 + 2dx)/2R(z) \\ &\quad + 2 \exp[2dx/\omega^2(z)] \cos k(d^2 - 2dx)/2R(z) \} \end{aligned}$$

对 $I(x, 0, z)$ 求导 $\frac{dI(x, 0, z)}{dx} = 0$, 可求得在 z 处 x 轴上干涉花样的结构。借助计算机, 我们可画出距激光器中心任意距离 z 处 x 轴上的光强分布曲线, 同时得到干涉条纹间隔。图 2 为计算机绘制的 $z = 4 \text{ m}$ 处的结果。

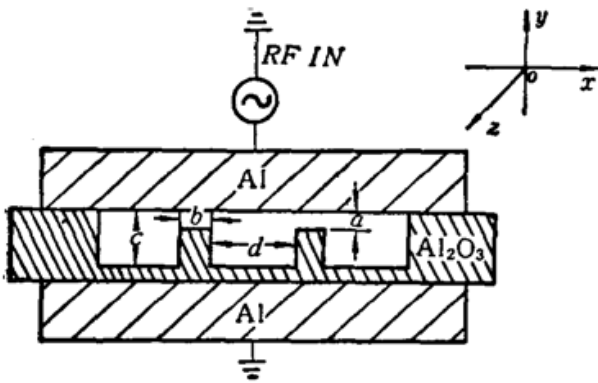


Fig. 1 Cross section of three-channel coupled hollow-bore ridge waveguide CO₂ laser array with RF excitation

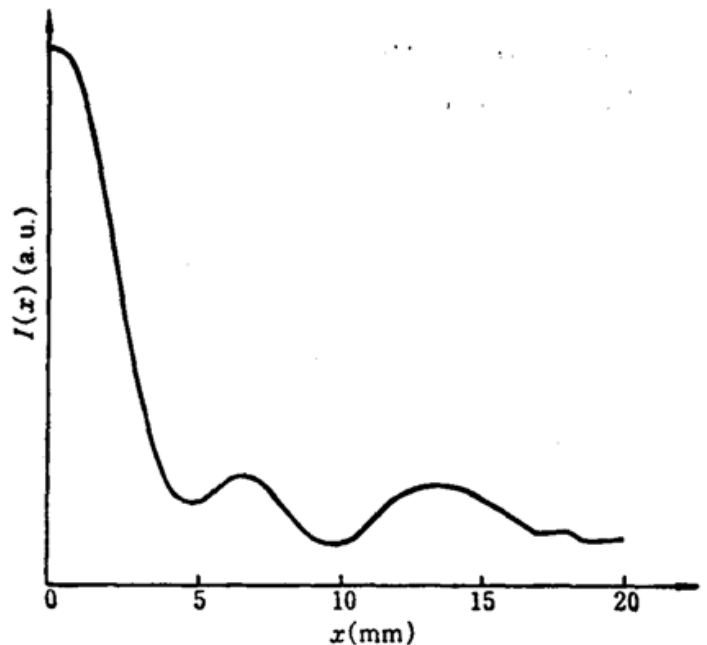


Fig. 2 Theoretical far-field intensity profile along the x -axis for three-channel array at 4m from the array output

1.1 合束距离的计算机分析

利用计算机绘图, 我们能很直观地找出合束距离。在三束光位相同相锁定且各单列输出光振幅 B_i 相等的理想条件下, 当 x 轴光强分布曲线上的 $x = 0$ 点光强幅度为轴上最大值时的距离 z 即为“合束距离”, 如图 3。由此可直接看到合束距离为 $z \approx 1.81 \text{ m}$, 此时三个分立的激光光斑合为一个。合束距离已得到实验验证, 将在后详述。

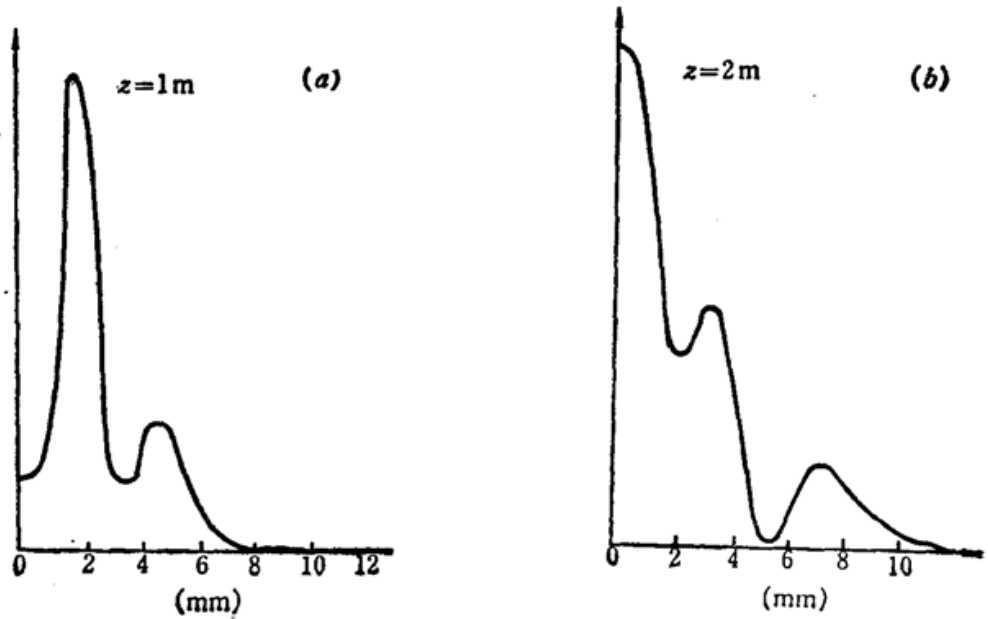


Fig. 3 Beam concentration distance survey of three-channel RF laser array by using computer

1.2 三列阵远场参数

(1) 横向模式

$$I(x, y, z) = I(x, 0, z) \exp[-2y^2/\omega^2(z)];$$

其平面上光强分布曲线如图 4; 光斑形状如图 5, 为分离的沿 $\pm \hat{y}$ 方向衰减的带条状光斑。

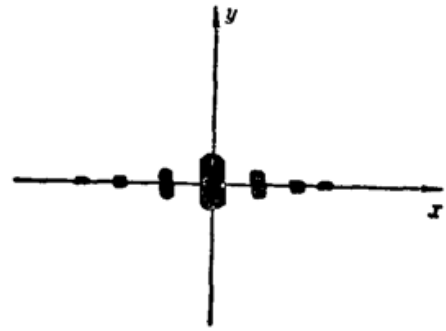
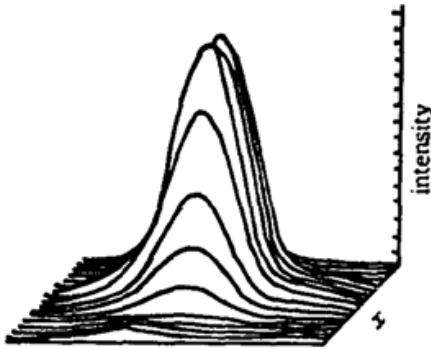


Fig. 4 Intensity profile scheme in the $x-y$ plane

Fig. 5 Transverse mode scheme in the $x-y$ plane

(2) 束散

因光强分布在 x 、 y 方向不对称, 故束散角也不相同。

x 方向束散: 由计算机所绘曲线, 以衰减 77% 处为光斑大小, 则 $z=4$ m, 半宽 3.0 mm; $z=6$ m, 半宽 4.5 mm; $z=10$ m, 半宽 7.5 mm, 故束散 $\theta_x=1.5$ mrad;

y 方向束散: y 方向仍为 Gauss 分布, 故束散 $\theta_y = \frac{2\lambda}{\pi\omega_0} = 6.4$ mrad。

可见, 列阵器件在 x 方向束散角压低了半个数量级, 虽然功率密度两横向截面不对称, 但总功率密度比单列要高。

(3) 峰值光强

在任意 $z(z > z_0)$ 处列阵峰值光强与单列相比为

$$\frac{I(0, 0, z)}{I_0(0, 0, z)} = 1 + 4 \exp[-2d^2/\omega^2(z)] + 4 \exp[-2d^2/\omega^2(z)];$$

其中

$$I(0, 0, z) = |(E_1 + E_2 + E_3)_{x=0, y=0}|^2;$$

$$I_0(0, 0, z) = |(E_1)_{x=0, y=0}|^2.$$

由计算机运算有如下结果: $z=4\text{ m}$, 7.57810; $z=6\text{ m}$, 8.33900; $z=10\text{ m}$, 8.75644; $z=100\text{ m}$, 8.99753; $z=\infty$, 9.00000。

可见远场时峰值光强为单列的 $(1 \times 3)^2$ 倍。这里 $n=1$, $m=3$, 为一维三列阵。

(4) 中心光斑能量比

$$\frac{E_{\text{中心}}}{E_{\text{总}}} = \frac{\int_0^{RT(2)} \int_0^{\infty} I(x, 0, z) \exp[-2y^2/\omega^2(z)] dx dy}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} I(x, 0, z) \exp[-2y^2/\omega^2(z)] dx dy}$$

$$= \frac{\int_0^{RT(2)} I(x, 0, z) dx}{\int_0^{\infty} I(x, 0, z) dx}$$

其中 $RT(2)$ 为 $\frac{dI(x, 0, z)}{dx} = 0$ 的第 2 个根, 也即第 1 个为非零根。这些计算均在已合束的前提下进行。计算机运算计算如下:

$$z=4\text{ m}, 70.66\%; z=6\text{ m}, 74.93\%; z=10\text{ m}, 77.17\%.$$

可见, 除峰值光强增大约 9 倍外, 中心光斑能量比较单列增大约 $3 \times 80\% = 2.4$ 倍。现已有一种“窗口填充”(Aperture Filling) 技术可将旁瓣光斑压制使能量集中到中心光斑中去, 理论上可达 100%, 实际已能集中 92%^[5]。

(5) 主、次极大之比

在 x 轴光强分布曲线上有一主极大(峰值)以及很多次极值, 主、次极大之比分别为

$$\frac{I(0, 0, z)}{I(RT(3), 0, z)}, \frac{I(0, 0, z)}{I(RT(5), 0, z)}, \frac{I(0, 0, z)}{I(RT(7), 0, z)}, \dots;$$

其中 $RT(i)$, $i=1, 2, \dots$ 为 $\frac{dI(x, 0, z)}{dx} = 0$ 的第 i 个根, $RT(1) = 0$ 。计算运行结果:

$$z=1.81\text{ m}, 1.60174; 5.28453; \infty.$$

$$z=4\text{ m}, 7.31048; 8.46453; 4408.6.$$

$$z=10\text{ m}, 13.81979; 9.08575; 1135.7.$$

可见远场时不仅能量比提高, 主、次极大之比均相应提高, 光束质量更好。

以上从理论上借助计算机分析了三列阵器件的光场远场特性, 我们利用自己研制的三列阵射频器件做了各项实验, 观察了实际光场。

二、实验验证

实验装置如图 6 所示。利用光强分布仪及函数记录仪, 可测出光强分布曲线。4 m 处 x 轴上光强分布曲线示于图 7。从图可见, x 方向束散: $\theta_x \sim 3.5\text{ mrad}$ (以衰减 77% 计); y 方向束散: $\theta_y \sim 8\text{ mrad}$ (以衰减 77% 计)。主极大与第 1 次极大之比 $\sim 8.5/1$, 峰值光强之比 $\sim 6.8/1$ 。

因 CO_2 激光波长为 $10.6\ \mu\text{m}$, 处于红外区域, 光斑不易直接准确地观察测量, 故我们做了沿 x, y 平面内与 x 轴成一定角度的轴线扫描光斑的实验, 比较理论与实验结果即可判断光斑

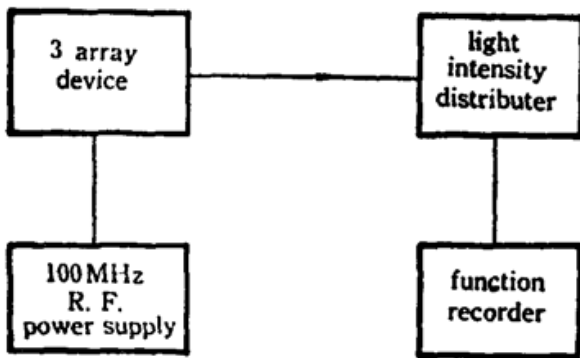
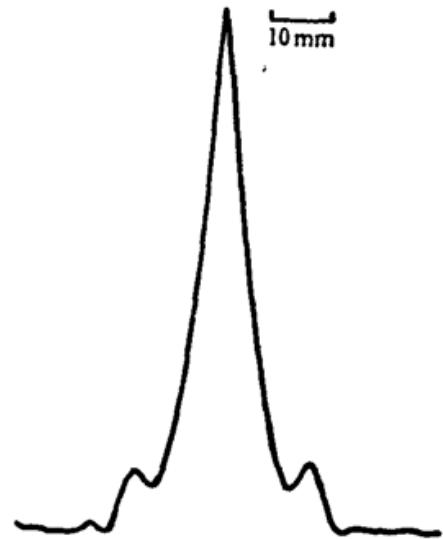
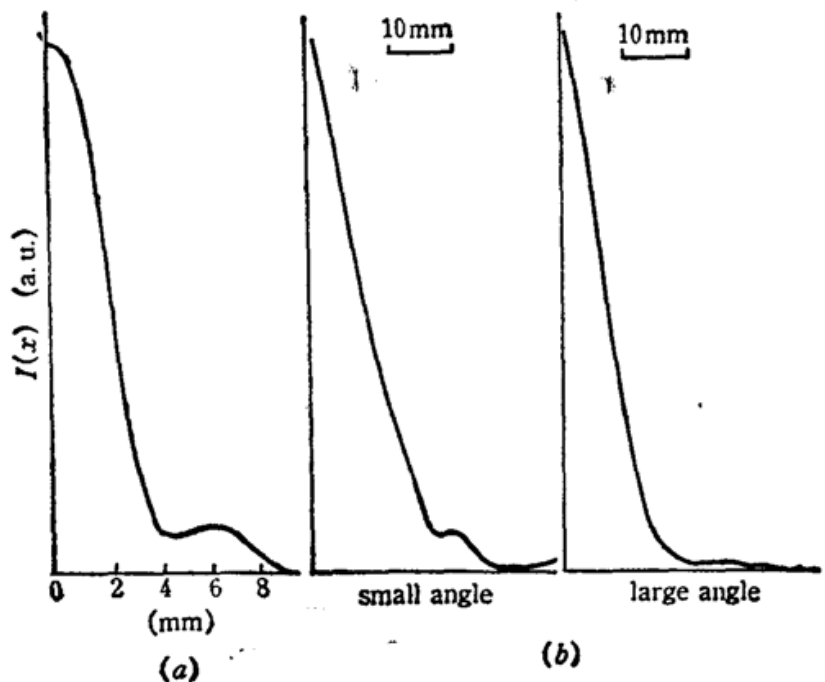


Fig. 6 Experimental set-up

Fig. 7 The measured far-field intensity profile along the x -axis for the three-channel array at 4m from the array output (recorder: y : 0.5 mV/cm, x : 10s, gain: $\times 100$, P_{in} : 200 W)Fig. 8 Intensity profile along the slant line with a small angle to the x -axis for the array at 4m from the array output. (a) Theoretical curve; (b) Experimental curves (the experimental condition is the same as that in Fig. 7)

形状。图 8 列出了倾斜角为 $\pi/4$ 的光强分布理论曲线 (a) 以及小角度及稍大角度的光强分布实验曲线。从趋势上看理论与实验完全符合, 并可知光斑非圆形, 而是呈长条状。

在 y 轴上理论上光强呈 Gauss 分布:

$$I(0, y, z) = I_0 \exp[-2y^2/\omega^2(z)];$$

实验测量表明的是 Gauss 分布。

图 9 表示距离分别为 0.5m 和 2m 时三列阵激光在耐火砖及金相砂纸上烧出的光斑, 由此可清楚地看出合束距离约为 2m。

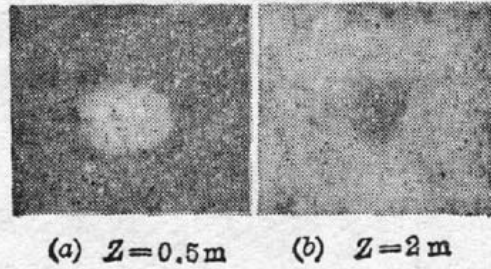


Fig. 9 Detection of the beam concentration distance

为了进一步研究列阵激光输出的远场光场特性,我们编制了能模拟一至七列阵激光输出的计算机程序,可人为控制各列的输出光振幅及初位相,并能画出任意距离处 w 轴上的光强分布曲线。

参 考 文 献

- 1 D. G. Youmans, *Appl. Phys. Lett.*, **44**(4), 365(1984)
- 2 L. A. Newman *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **48**(25), 1701(1986)
- 3 K.D. Laakmann, W. H. Sterier, *Appl. Opt.*, **15**, 1334(1976)
- 4 D.M. Henderson, *Appl. Opt.*, **15**, 1066(1976)
- 5 Gary J. Swanson *et al.*, *Opt. Lett.*, **12**(4), 245(1987)

(上接第 510 页)

璃,其实际泵浦功率密度极限约 300 W/cm^2 , 激光功率密度极限约 3 W/cm^2 , 但稳定的输出功率密度小于 1.5 W/cm^2 ; 相应磷酸盐玻璃的泵浦功率密度极限约 $90 \sim 100 \text{ W/cm}^2$, 激光功率密度极限近 1.5 W/cm^2 , 稳定的激光输出功率密度高于 1.2 W/cm^2 。

2. 发展增强型磷酸盐玻璃是开拓激光玻璃在高平均功率激光器中应用的有效途径。

参 考 文 献

- 1 周 烽 *et al.*, *物理学报*, **38**, 617(1989)
- 2 顾绍庭 *et al.*, *物理学报*, 待发表
- 3 中国科学院上海光机所研究报告集第二集:“激光玻璃”。1974, 257
- 4 Joseph S. Hayden *et al.*, *Proc. SPIE*, **1021**, 36(1989)
- 5 HOYA Laser Glasses(catalog)
- 6 Laser Glasses (catalog, Owens-Illinois, U. S. A.)
- 7 KIGRE. INC, Product Catalog
- 8 朱从善 *et al.*, *中国激光*, **17**(7), 429(1990)
- 9 Laser Program Annual Report 1985, LLNL UCRL-50021 85(1986), 9~58
- 10 K. A. Cerqua *et al.*, *Appl. Opt.*, **27**(12), 2567(1988)
- 11 Zhu Congshan *et al.*, *J. Non-Cryst. Solids*, **112**, 368(1989)