

一维三通道波导阵列 CO₂ 激光器 输出特性研究*

马养武 陈钰清 杨 希
(浙江大学光仪系, 杭州 310027)

提 要

由理论和实验研究了一维三通道空心桥脊波导阵列 CO₂ 激光器的远场输出特性, 观察到三种不同模式输出的远场光强分布形状。由于实验测量值与通常假定条件下理论值的偏异, 本文对原假定条件进行修正。由此导出的理论表达式较好地描述了实验结果。

关键词 波导阵列, 输出特性。

1 引 言

非流动密封型 CO₂ 激光器以其独特的优势而在工业、医疗、军事等领域中展示着广泛的应用前景。近年来, 密封型 CO₂ 激光器最为引人注目的进展是: 射频(FR)激励 CO₂ 波导激光器阵列, 并已取得令人鼓舞的结果^{[1], [2]}。业已证实, 其输出功率达几百瓦时, 仍可保持结构紧凑、长寿命、非流动和单模输出的特点。这一领域的发展趋势表明, 尚能发展到更高的功率水平, 输出功率大于1千瓦时, 激光器长度不超过1米。无疑, 这将能开拓出密封型 CO₂ 激光器的许多新用途。

采用特定的耦合技术实现各波导元间的相位锁定, 就能使激光器在保持结构紧凑的同时, 输出的远场光强提高到单个波导的 $(p \times q)^2$ 倍(其中 p 、 q 分别是二维阵列单元数)。公认的相位锁定的有效方法是光学耦合法, 其中较成熟的构型是多通道空心桥脊(HBR)波导阵列构型^[3](见图1), 它通过使各波导元间桥脊变短, 形成间隙, 各波导元中的场相互漏泄, 从而实现波导元间的光学耦合。

本文作者进行一维三通道(1×3)空心桥脊波导阵列 CO₂ 激光器的研究, 并已获得同相态和异相态输出运转。本文旨在讨论这种阵列器件的远场输出特性, 从理论描述“1×3”HBR阵列各单元均为 EH₁₁ 模分布时的不同模式输出的远场光强分布, 并与实验结果相比较。由于实验观察值与理论值的偏异, 本文对通常 EH₁₁ 模假定进行修正, 并导出理论表达式, 较好地描述了实验结果。)

2 理 论 分 析

横截面为 $2a \times 2b$ 的单通道矩形空心介质波导管中本征模态场分布具有形式^[3]:

收稿日期: 1991年4月30日; 收到修改稿日期: 1991年12月9日

* 国家自然科学基金资助的项目(863 高技术)。

对于 $E^Y H_{nm}^X$ 模

$$E_{ynm}^i = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{xnm}^i = \begin{cases} \left\{ \begin{matrix} \sin \frac{m\pi X}{2a} \\ \cos \frac{n\pi Y}{2b} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sin \frac{n\pi Y}{2b} \\ \cos \frac{m\pi X}{2a} \end{matrix} \right\} e^{i(\gamma_{nm}z - \omega t)} & n, m \text{ 为偶数} \\ \left\{ \begin{matrix} \sin \frac{m\pi X}{2a} \\ \cos \frac{n\pi Y}{2b} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \cos \frac{n\pi Y}{2b} \\ \sin \frac{m\pi X}{2a} \end{matrix} \right\} e^{i(\gamma_{nm}z - \omega t)} & n, m \text{ 为奇数} \end{cases} \quad (1)$$

管内其余的场量和管外的场都趋于零。

类似地, 对于 $E^X H_{nm}^Y$ 模, 由于其本征函数正交系特性, 也具有与(1)式相应的分布形式。

而对于由 p 个横截面为 $2a \times 2b$ 的单通道波导所构成的“ $1 \times p$ ”波导阵列, 考虑到阵列各波导元所具有的本征函数构成完备正交系的特性, 则其中某一波导元中的场分布可由下列展开式描述^[4]:

$$E_i = \sum_{nm} A_{inm} E_{inm}, \quad i=1, 2, \dots, p, \quad (2)$$

式中, E_{inm} 由(1)式定义, A_{inm} 是展开系数, 表征本征模场的振幅。

由于各波导元间的相互耦合, 每一波导元中的场, 还应包含相邻波导元对它的耦合贡献部分, 因此, 每一波导元中的场应为^[5]:

$$E_i = \sum_{n,n} \sum_{q=1}^p C_{iqnm} A_{qnm} E_{qnm}. \quad (3)$$

式中的 C_{iqnm} , 在 $q=i$ 时, 为自耦合系数 C_{iinm} ; 当 $q \neq i$ 时, 表示互耦合系数 C_{iqnm} , 求解具有式(2)、(3)形式的场分布的亥姆霍兹方程, 并由本征函数的正交归一性^[6], 得到:

$$[C_{iinm} - X_{nm}^2] A_{inm} + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq i}}^p C_{iqnm} A_{qnm} = 0 \quad (4)$$

式中, $X_{nm}^2 = k_{nm}^2/k^2$, 其中, k_{nm} 、 k 分别是波导模和自由空间模的波矢量。(4)式的展开, 为一齐次线性方程组, 只有当其系数矩阵行列式为零时, 参量 A_{qnm} 才能有确定值。因此, (4)式表明: 对于“ $1 \times p$ ”构型的波导阵列, 存在有 p 种不同本征模分布状态, (4)式也确定了阵列各波导元的场之间的相位和振幅关系。

事实上, 对于图 1 所示的一维 HBR 波导阵列, 波导元间场的耦合作用主要存在于相邻波导元之间, 非相邻波导元间的耦合影响很小以致可忽略。这种简化, 使得(4)式有更简洁形式:

$$(C_{iinm} - X_{nm}^2) A_{inm} + C_{i-1, inm} A_{i-1, nm} + C_{i+1, inm} A_{i+1, nm} = 0 \quad (5)$$

式中, i 的取值是: $i=1, 2, 3, \dots, p$ 。

(5)式是一维 HBR 波导阵列激光器的远场输出特性分析的理论基础。以图 1 的“ 1×3 ”HBR波导阵列为例, 并假定各波导元中的场分布均为最低阶波导 $E_{H_{11}}$ 模, 这样, 由(5)式, 有方程组:

$$\begin{cases} (C_1 - X^2) A_1 + C_2 A_2 = 0 & C_1 = C_{iinm} \\ (C_1 - X^2) A_2 + C_2 A_1 + C_2 A_3 = 0 & \text{其中: } C_2 = C_{iinm} \\ (C_1 - X^2) A_3 + C_2 A_2 = 0 & (j, i=1, 2, 3). \end{cases} \quad (6)$$

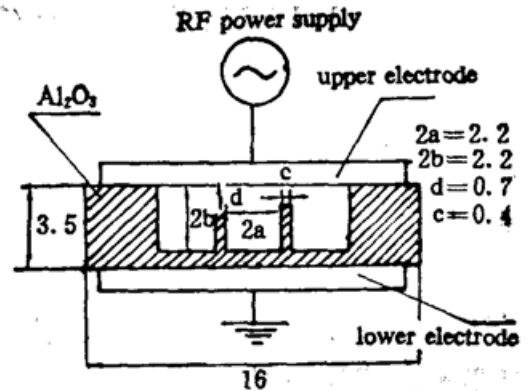


Fig. 1 1×3 HBR waveguide arrays

方程组(6)的解,表明了“1×3”波导阵列可能存在的三种不同的本征态:

$$[1, 0, -1], \left[-\frac{\sqrt{2}}{2}, 1, -\frac{\sqrt{2}}{2}\right], \left[\frac{\sqrt{2}}{2}, 1, \frac{\sqrt{2}}{2}\right] \quad (7)$$

其中, $\left[\frac{\sqrt{2}}{2}, 1, \frac{\sqrt{2}}{2}\right]$ 为同相态,是实际应用中所需的相态,上述阵列的每一种本征态,各波导元的场都看作为子波源,由场的线性迭加原理,即得到波导阵列的远场光强度 $I(\theta)$:

$$I(\theta) = |E_{11}(\theta)|^2 = \left| \frac{\cos(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \right|^2 \cdot \left| \sum_{q=1}^p A_q \cdot \exp \left[j \left(q - \frac{4}{2} \right) kD \sin \theta \right] \right|^2 \quad (8)$$

式中, D 为相邻波导元间的中心距.

(7)式的三组数据代入到(8)式中,得到如图2所示的“1×3”HBR波导阵列的三种本征模态的远场输出光强分布,它们分别对应于同相和异相态.

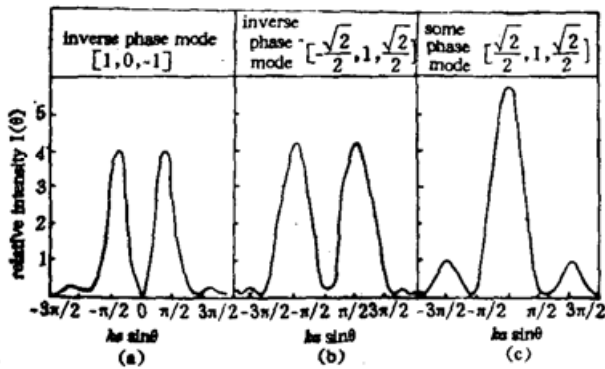


Fig. 2 Far-field intensity of three different calculated by the formula (8)

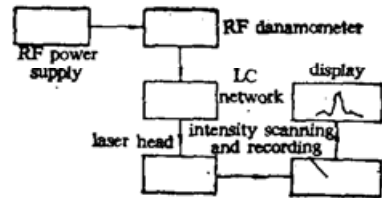
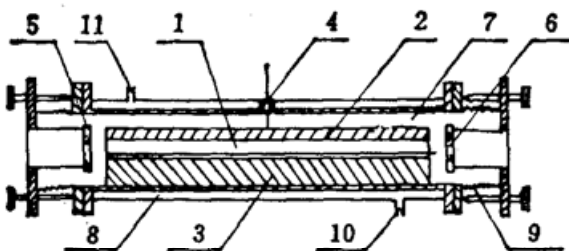


Fig. 3 Schematic diagram of experiment

3 实验研究

3.1 实验装置

图3是实验装置示意图.实验中的RF源采用在100 MHz~150 MHz频带连续可调的宽带射频源,最高输出功率大于300 W,输出阻抗为50 Ω.置于激光头与射频源之间的LC匹配网络为一低通容感匹配电路,在典型的气压、混合比的放电条件下,仔细调节LC网络,实现匹配状态下的电压驻波比小于1:1.03.



- 1—Al₂O₃ arrays, 2—upper electrode, 3—lower elect
- 4—RF entrance, 5—reflector, 6—output mirror
- 7—gas sleeve, 8—water cool sleeve, 9—bellows
- 10—water entrance, 11—water exit

Fig. 4 Waveguide arrays laser head

图4是激光头的纵向截面图.阵列波导谐振腔由一对对称放置的平面镜组成^[7],其中输出镜是ZnSe基底的介质膜镜,透过率为11%,全反镜是Ge基底的介质膜镜,反射率大于

98%。腔镜都配备有精密的二维调准机构。上、下电极均为纯铜板条,与波导通道相接触的表面被抛光并真空镀铝,整个波导阵列器件置于不锈钢圆筒储气套中,储气套也兼作 RF 辐射的屏蔽套,不锈钢套附有水冷却夹层,使得激光器运转时所产生的热量通过腔内的金属电极和陶瓷阵列元件的热传导,为冷却水所带走。

波导阵列元件为 Al₂O₃ 陶瓷片条,由机械加工成三通道 U 形阵列。阵列元长度为 37 cm,光洁度达 ∇6,横截面形状和尺寸如图 1 所示,每个波导元通道的横截面积为 2.2×2.2 mm²,波导元间桥脊厚 c 为 0.4 mm,耦合缝宽 d 为通道高 $2b$ 的 1/3。工作气体的混合比是 CO₂:N₂:He:Xe=1:1:3.5:0.2,总气压 75×133 Pa,RF 源工作频率为 110 MHz。

3.2 实验结果

远场输出光强分布特性是波导阵列激光器最重要的特性之一。图 5 是由光强扫描法记录^[12]的三通道 HBR 波导阵列的远场输出光强分布。其中图 5(c) 对应于同相态运转的情况,图 5(b)、(a) 对应于反相态运转的情况。比较图 5 所示的实验记录图形和图 2 所示的理论计算曲线,可发现,同相态时的远场光强分布与理论值基本相符,而两种反相态输出时的远场光强分布呈现有与理论值的明显偏离,即光强分布失去对称性,以下将就这种结果进行讨论分析。

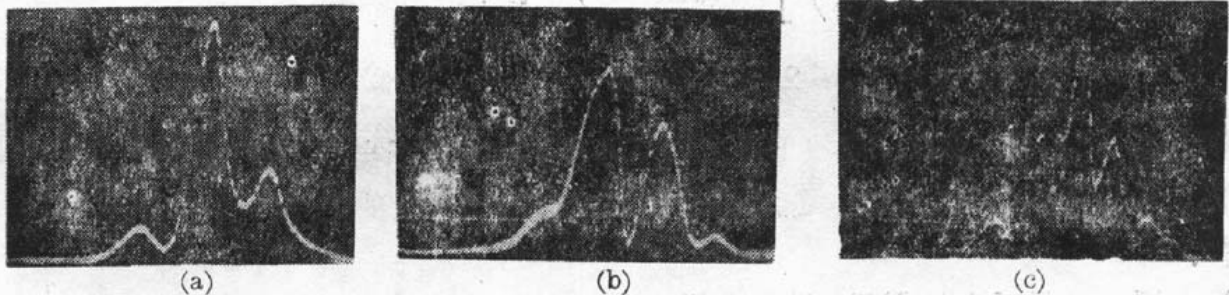


Fig. 5 The three different mode far-field output patterns observed
(a) inverse phase mode, (b) inverse phase mode, (c) same phase mode

4 修正的理论表达式

分析(8)式,不难看出,(8)式的光引假设条件,即假定阵列的各波导元中的场分布均为最低阶波导 EH₁₁ 模分布,是值得斟酌的。事实上,对于三通道 HBR 波导阵列,其耦合缝部分呈现为截面积“ $6a \times d$ ”的通道波导元,由于通道的较大的横面菲涅尔数,就将趋于形成较高阶的波导模^[8],最有可能出现的是 EH₁₂ 模。因此,阵列器件的远场输出光强分布也必然应包含有高阶波导模的影响,基于这种分析,应对(8)式的光引假设条件进行修正,即,考虑到通道存在的影响,三通道 HBR 阵列的各波导元的场模分布应是包含有 EH₁₁ 模和 EH₁₂ 模,这样,在根据波导理论的只能是同阶模耦合的原则,原方程组(6)应改写为:

$$\begin{cases} [C_{11,11} - X_{11}^2] A_{1,11} + C_{12,11} A_{2,11} = 0 \\ [C_{11,21} - X_{21}^2] B_{1,21} + C_{12,21} B_{2,21} = 0 \\ [C_{22,11} - X_{11}^2] A_{2,11} + C_{12,11} A_{1,11} + C_{23,11} A_{3,11} = 0 \\ [C_{22,21} - X_{21}^2] B_{2,21} + C_{12,21} C_{1,21} + C_{23,21} B_{3,21} = 0 \\ [C_{33,11} - X_{11}^2] A_{3,11} + C_{23,11} A_{2,11} = 0 \\ [C_{33,21} - X_{21}^2] B_{3,21} + C_{22,21} B_{2,21} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

式中, $A_{i,11}$ 和 $B_{i,21}$ 分别是 EH_{11} 和 EH_{12} 模的展开系数, 方程组(9)的解是:

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} A_{1,11} & A_{2,11} & A_{3,11} \\ 1 & 0 & -1 \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & 1 & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & 1 & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_{1,21} & B_{2,21} & B_{3,21} \\ 1 & 0 & -1 \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & 1 & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & 1 & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (10)$$

基于辐射场的线性迭加原理, 波导列阵激光器的远场输出光强分布应表示为:

$$I(\theta) = I(\theta)|_{\text{EH}_{11}} + I(\theta)|_{\text{EH}_{12}} + \text{交叉项} \quad (11)$$

其中, $I(\theta)|_{\text{EH}_{11}}$ 表示 EH_{11} 模的贡献部分, 其形式如(8)式所述. $I(\theta)|_{\text{EH}_{12}}$ 表示 EH_{12} 模的贡献部分, 形式为:

$$I(\theta)|_{\text{EH}_{12}} = \left| \frac{\sin(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - \pi^2} \right|^2 \cdot \sum_{q=1}^3 B_q \cdot \exp[j(q-2)KD \sin \theta] \quad (12)$$

而交叉项的贡献是:

$$\begin{aligned} \text{交叉项} = & 2 \frac{\sin(ka \sin \theta) \cdot \cos(ka \sin \theta)}{\left[(ka \sin \theta)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \right] \cdot [(ka \sin \theta)^2 - \pi^2]} \cdot \left| \sum_{q=1}^3 A_q \cdot \exp[j(q-2)kD \sin \theta] \right| \\ & \cdot \left| \sum_{q=1}^3 B_q \cdot \exp[j(q-2)KD \sin \theta] \right| \end{aligned} \quad (13)$$

(8)式和(12)式表明, EH_{11} 模和 EH_{12} 模都具有对称的远场光强分布(包括同相和反相两态), 但由于交叉项(13)的存在, 就势必会影响由(11)式所示的列阵器件的远场光强分布的对称性.

当在同一波导元中的 EH_{11} 模和 EH_{12} 模为同相态时, 交叉项(13)的后二项的乘积, 即

$$\left| \sum_{q=1}^3 A_q \cdot \exp[j(q-2)KD \sin \theta] \right| \cdot \left| \sum_{q=1}^3 B_q \cdot \exp[j(q-2)KD \sin \theta] \right|,$$

呈现偶函数性质, 而(13)式的前项, $\sin(Ka \sin \theta) \cdot \cos(Ka \sin \theta)$, 却呈现为奇函数性质, 因此, 以轴上点为中心的列阵器件的远场光强分布会出现如图 5 所示的两种偏离理论计算值的不对称的光强分布, 在 $Ka \sin \theta > 0$ 时, 远场光强峰值增大, 在 $Ka \sin \theta < 0$, 远场光强峰值减小.

而当在同一波导元中的 EH_{11} 模和 EH_{12} 模为反相态时, 交叉项(13)的后二项的乘积呈现为奇函数性质. 这时, 虽然(13)式的前项仍为奇函数, 但整个交叉项却呈现了偶函数性质, 因此, 交叉项的贡献就不会影响到列阵器件的对称的远场光强分布. 如图 5(c) 所示, 列阵器件具有与图 2(c) 的理论曲线十分相似的输出光强分布.

5 讨 论

三通道 HBR 波导列阵 CO_2 激光器的研究结果是引人兴趣的. 在 37 cm 长的静态增益介质中, 获得 25 W 的稳定输出功率, 转换效率 $> 10\%$. 使得单位长度输出功率和效率, 都明显超过通常的 CO_2 波导激光器. HBR 波导列阵器件的远场输出特性的理论分析和实验研究表明, 当波导元数大于 2 时, 由于桥脊耦合缝通道的横向尺寸增大, 就可能使列阵的各

波导元中除了存在有波导基模 EH₁₁ 模外, 还出现其他较高阶的波导模, 例如, EH₁₂ 模. 因此, 就必须考虑到高阶模场以及高、低阶波导模间的交叉项场对列阵器件远场光强分布的影响. (11)式描述了考虑综合影响后的三通道 HBR 波导阵列远场输出光强的分布状态. 本文为以后的由光学元件进行列阵外的相位补偿^[11]来实现相位锁定的稳定态输出提供了理论和实验研究基础.

参 考 文 献

- [1] L. A. Newman, R. A. Hart, J. T. Kennedy *et al.*, High power coupled CO₂ waveguide laser array. *Applied Physics Letters*, 1986, **48** (25), 1701
- [2] Allan G. Ashmead, Coherent Medical, Technological trends in CO₂ medical lasers. *SPIE*, 1987, **737**:67.
- [3] E. S. J. Marcatili, *Bell System Technology Journal*, 1969, **48** (22): 2071
- [4] J. K. Bulter, D. E. Ackley, D. Botez, Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser array. *Applied Physics Letters*, 1984, **44** (3): 293
- [5] K. Yasumpato, three-mode coupling in a dielectric slab waveguide with doubly periodic surface corrugations. *Journal of Applied Physics*, 1985, **57** (3): 755
- [6] E. Marom, O. G. Ramer, S. Ruschin, Relation between normal-mode and coupled-mode analyses of parallel waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1984, **QE-8** (12): 1311
- [7] R. L. Abrams, Coupling losses in hollow waveguide laser resonators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1972, **QE-8**(11): 838
- [8] R. A. Syms, Characteristic mode theory of coupled waveguide arrays with periodically varying properties. *Applied Optics*, 1986, **25** (5): 724
- [9] M. Taneya, M. Matsumoto, S. Matsui *et al.*, Stable quasi 0° phase mode operation a laser array diode nearly aligned with a phase shifter, *Applied Physics Letters*, 1987, **50** (11): 783
- [10] R. A. Hart, L. A. Newman, J. A. J. Cantor *et al.*, Staggered hollow-bore CO₂ waveguide laser array. *Applied Physics Letters*, 1987, **51** (14): 1057
- [11] G. J. Swanson, J. R. Leger, M. Holz, Aperture filling of phase-locked laser arrays. *Optics Letters*, 1987, **12** (4): 245

The output characteristics of three-channel waveguide arrays CO₂ laser

MA YANGWU CHEN YUQING YANG XI

(Optical Engineering Department, Zhejiang University, Zhejiang 310027)

(Received 30 April 1991; revised 9 December 1991)

Abstract

The far-field output characteristics of three-channel hollow bore ridge (HBR) waveguide arrays CO₂ laser are investigated theoretically and experimentally. The far-field patterns of three different output modes are observed. Since there is a difference between the experimentally measured values and the theoretical values at normal hypothesis, the normal hypothesis conditions are revised in this paper, and the theoretical expression is derived. It is in agreement with experimental results.

Key words waveguide arrays, output characteristics.