

# 高功率 CO<sub>2</sub> 激光双弯曲截面波导的研究

王 涛 郑启光 陶星之 辜建辉 夏厚情  
(华中理工大学激光技术国家重点实验室 武汉 430074)

**提要** 通过亥姆霍兹方程研究了双弯曲截面柔性波导的本征模式;运用光学方法计算了波导的传输效率。制作出双弯曲截面柔性波导。进行了激光传输实验,并成功地传输了 1040 W CO<sub>2</sub> 激光。

**关键词** 高功率,激光,双弯曲,波导

## 1 引 言

在利用波导传输亚毫米波段激光方面,已见到一些国内外报道,如采用空芯圆形或矩形氧化物光纤或金属波导来传输 CO<sub>2</sub> 激光<sup>[1~3]</sup>。但因工艺复杂、技术难度高而使研究和应用受到了一定的限制。作者研究了一种较新颖的横截面为双弯曲面的柔性金属波导,探讨了波导的本征模式和波导传输效率,并在实验中传输了较高功率的 CO<sub>2</sub> 激光。

## 2 光波导的本征模式

H. Nishihara 等人在研究矩形直波导 CO<sub>2</sub> 激光器时发现<sup>[4]</sup>:如果与电场平行的壁面略微弯曲,则波导中模向波导中心靠近,在沿轴向传输时具有自聚焦能力,且弯曲半径越小,聚焦能力越强,双弯曲截面波导正是具有了这种特点。与矩形波导相比,它的模主要集中在波导轴的中心附近。下面采用有限元法求解波导本征模式,双弯曲波导半截面如图 1 所示,波导中光的传播规律由亥姆霍兹方程

$$\begin{cases} \nabla^2 E + k^2 E = 0 \\ \nabla^2 H + k^2 H = 0 \end{cases}$$

决定。假设波导中为无源均匀介质,且  $E = E e^{i\alpha z}$ ,  $H = H e^{i\alpha z}$ ,  $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ 。这是一个二阶椭圆型偏微分方程,在波导中求解电磁场本质上就是求亥姆霍兹方程在特定边界条件下的解,对金属波导壁,损耗可以先忽略不计,则边界条件要求  $E$  的切向分量和  $H$  的法向分量为零:

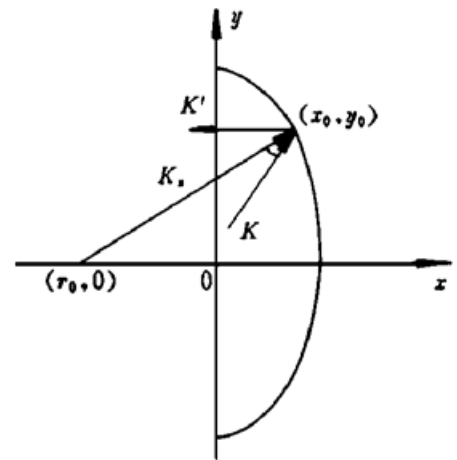


图 1 光线在曲面上的反射  
Fig. 1 The reflection of a light ray on the curved surface

$$\begin{cases} E_z|_s = 0 \\ \left. \frac{\partial H_z}{\partial n} \right|_s = 0 \end{cases}$$

对于主要考虑的 TE 波  $E_z = 0; H_z \neq 0$ 。其边界条件自然满足。从数学角度看,亥姆霍兹方程可写为下述一般形式

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + k_c^2 E = 0$$

与此偏微分方程相对应的泛函求极值的变分形式为<sup>[5]</sup>

$$T = \iint \left[ \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2 \right] dS - \frac{1}{2} k_c^2 \iint E^2 dS = \min$$

将双弯曲波导按三角形区域划分近似,得

$$\sum_e T^e = \sum_e \frac{1}{2} \iint \left[ \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2 - k_c^2 E^2 \right] dx dy = \min$$

$e$  表示第  $e$  个三角形区域,对等式两边求导即可得

$$\sum_e \frac{\partial T^e}{\partial E_i} = \sum_e \iint \left[ \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial E_i} \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial E}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial E_i} \left( \frac{\partial E}{\partial y} \right) - k_c^2 E \frac{\partial E}{\partial E_i} \right] dx dy = 0$$

假定电场矢量在网格单元内是坐标的线性函数

$$E = a + bx + cy$$

在三个顶点  $i, j, m$  上  $E_n = a + bx_n + cy_n (n = i, j, m)$ , 由行列式法则解得  $a, b, c$  并代入上式

$$E = N_i E_i + N_j E_j + N_m E_m$$

其中  $N_i = (a_i + b_i x + c_i y)/2S, (i, j, m \text{ 轮换}), a_i = x_i y_m - x_m y_j, b_i = y_i - y_m, c_i = -x_j + x_m, S$  为三角形的面积,且

$$S = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_m & y_m \end{vmatrix}$$

利用如下关系式

$$\iint dx dy = S \quad \iint N_i dx dy = S \quad \iint N_i N_j dx dy = \begin{cases} \frac{S}{12} & i \neq j \\ \frac{S}{6} & i = j \end{cases}$$

则有

$$\frac{\partial T^e}{\partial E_i} = [K_{ii} \quad K_{ij} \quad K_{im}] [E]^e$$

这里

$$[E]^e = [E_i \quad E_j \quad E_m]^e$$

它代表了第  $e$  个单元上三个节点的  $E$  值,

$$\begin{cases} K_{ii} = \frac{1}{4S}(b_i^2 + c_i^2) - \frac{S}{6}k_c^2 \\ K_{ij} = \frac{1}{4S}(b_i b_j + c_i c_j) - \frac{S}{12}k_c^2 \\ K_{im} = \frac{1}{4S}(b_i b_m + c_i c_m) - \frac{S}{12}k_c^2 \end{cases}$$

对波导区域中的所有单元求和可得

$$\sum_e \frac{\partial T^e}{\partial E_i} = \sum_e [K_{ii} \quad K_{ij} \quad K_{im}] [E]^e = 0$$

把它展开成一般的矩阵可得

$$KX = \lambda MX$$

即

$$M^{-1}KX = \lambda X$$

通过求解矩阵, 可得到各节点上的电场强度。图 2 为计算机计算所得本征模光强分布。在模场中心具有一个主峰, 中心附近有好几个极大值, 而在壁上和离轴心较远处强度很小。

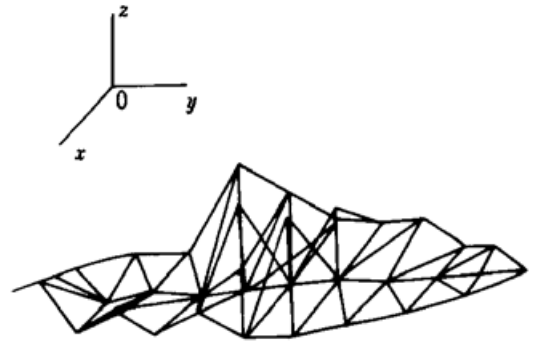


图 2 波导本征模

Fig. 2 The eigenmode of waveguide

### 3 光波导的透过率

设金属的复折射率为  $n' = n(1 + iK)$ ,  $n$  和  $K$  均为实数,  $K$  为衰减指数, 共知的 TE 波、TM 波反射率公式

$$R_{TE} = \frac{(\cos\alpha - p)^2 + q^2}{(\cos\alpha + p)^2 + q^2}$$

$$R_{TM} = \frac{[n^2(1 - K^2)\cos\alpha - p]^2 + [2n^2K\cos\alpha - q]^2}{[n^2(1 - K^2)\cos\alpha + p]^2 + [2n^2K\cos\alpha + q]^2}$$

其中

$$\left\{ \begin{array}{l} p^2 = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{[n^2(1 - K^2) - \sin^2\alpha]^2 + 4n^4K^2} + [n^2(1 - K^2) - \sin^2\alpha] \right] \\ q^2 = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{[n^2(1 - K^2) - \sin^2\alpha]^2 + 4n^4K^2} - [n^2(1 - K^2) - \sin^2\alpha] \right] \end{array} \right.$$

为求激光在光波导中的透过率, 我们借用 D. Mendlovic 光束分解方法<sup>[6]</sup>。先将基模高斯光束离散成光线簇。即在高斯光斑上分割出多个小光元, 每个小光元用一根光线来代表, 小光元行进的方向设定为光线的方向, 光元的光通量

$$P_{in} \propto E^2 r \sin(\theta) dr d\theta$$

其中  $(r, \theta)$  代表光线在高斯光束中的位置, 每根光线在行进过程中与光波导相交(同时满足光线方程与波导面方程), 通过交点得到入射面。令入射面的法矢  $\vec{k}$  为  $(k_x, k_y, k_z)$ , 将光线矢量沿平行于入射面方向和垂直于入射面方向进行矢量分解, 得

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{TE} = (E \cdot \vec{k}) \vec{k} \\ \vec{E}_{TM} = E - \vec{E}_{TE} \end{array} \right.$$

通过计算机可计算出每根光线经反射后的光强

$$I = \vec{E}_{TE}^2 \cdot R_{TE} + \vec{E}_{TM}^2 \cdot R_{TM}$$

最终得出激光光簇经过  $L$  长光波导若干次反射后的透过率

$$T = \frac{\sum I_{out}}{\sum I_{in}}$$

计算结果见图 3, 图 3(a), (b) 分别显示入射光偏振方向平行和垂直于波导长边时传输效率与

波导宽  $a$  的关系。从图可得沿波导长轴方向振动的入射光的透过率高。垂直长轴方向振动的入射光的透过率低, 它们都随  $a$  增大而升高, 其情况与矩形波导相似。

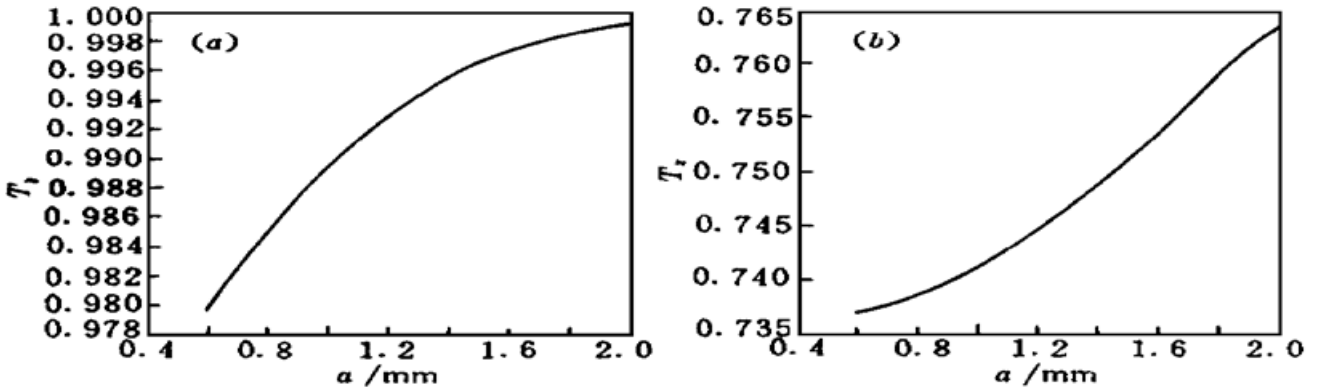


图3 传输效率与波导宽度的关系,  $\omega_0 = 0.6, b = 6, L = 500 \text{ mm}$

(a) 偏振方向平行波导长轴; (b) 偏振方向垂直波导长轴

Fig. 3 The transmitting efficiency vs the width of waveguide

(a) The polarization paralleling the major axis of the waveguide; (b) The polarization perpendicular major axis of waveguide

### 4 光波导实验及结果

实验采用截面为弧形的薄钢带, 薄钢带同时具有很好的弹性、良好的化学稳定性和导热性。为便于抛光和焊接, 材料选碳钢为宜。波导管壁的表面质量对传输效率影响很大, 材料表面的划痕、缺陷或不洁均会引起光的散射损耗大幅度提高, 降低传输效率。我们通过粗磨、精磨到精抛一系列工序得到内表面光亮的钢带。将两条弧形钢带对合后用  $\text{CO}_2$  激光焊接起来, 形成一条截面为双弯曲的波导, 波导长 530 mm, 其长轴为 12 mm, 短轴为 1.5 mm。

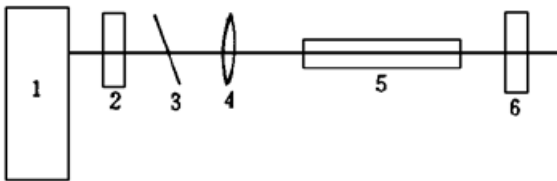


图4 实验装置图

- 1: 激光器; 2: 功率计 1; 3: 光闸; 4: 会聚透镜;
- 5: 实验波导管; 6: 功率计 2

Fig. 4 Arrangement of the experimental setup

- 1: laser; 2: power meter 1; 3: light switch;
- 4: lens; 5: waveguide; 6: power meter 2

为防止在传输高功率激光情况下波导管壁被烧坏, 在波导外面加了水冷却套, 水从波导两端的耦合头里进出。耦合头除了导入冷却水以外, 它的主要作用是将激光耦合进波导内; 保护波导端口不被激光烧坏。我们采用 370 mm 焦距的 GaAs 会聚透镜将激光束耦合进波导内, 实验装置见图 4。

我们使用了一台输出千瓦级的激光器, 激光功率 0~ 1200 W 可调, 其激光的输出模式为  $\text{TEM}_{01}$ 。实验过程中波导通水冷却, 流量约为 0.8 L/min。冷却水从激光输入的一端耦合头进, 从另一端耦合头出, 实验中光波导输入 1123 W 激光功率, 传输效率

达 80.73%/m, 传输时间为 1 min 30 s, 波导没有发现被破坏, 可重复使用。

### 参 考 文 献

- 1 N. Croitoru, J. Dror, I. Gannot. Characterization of hollow fibers for the transmission of infrared radiation. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(12) : 1805~ 1809
- 2 F. E. Vermeulen, C. R. James, A. M. Robinson. Hollow microstructural waveguides for propagation of infrared radiation., *J. Lightwave Tech.*, 1991, **9**(9) : 1053~ 1060

- 3 Ricky K. Nubling, James A. Harrington. Hollow-waveguide delivery systems for high-power, industrial CO<sub>2</sub> lasers. *Appl. Opt.*, 1996, **34**(3) : 372~ 380
- 4 H. Nishihara, T. Inoue, J. Koyama. Low-loss parallel-plate waveguide at 10.6  $\mu\text{m}$ . *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**(7) : 391~ 393
- 5 Xu Yongxing. Theory and Computation of Electromagnetic Field. Shanghai : Press of Tongji University, 1994, 46~ 49 (in Chinese)
- 6 D. Mendlovic, E. Goldenbery, S. Ruschin *et al.*. Ray model for transmission of metallic-dielectric hollow bent cylindrical waveguides. *Appl. Opt.*, 1989, **28**(4) : 708~ 712

## **The Investigation of a High Power CO<sub>2</sub> Laser Waveguide with Two Curved Surfaces**

Wang Tao   Zheng Qiguang   Tao Xingzi   Gu Jianhui   Xia Houqin

(*National Key Lab. of Laser Tech., Huazhong Univ. of Sci. and Tech., Wuhan 430074*)

**Abstract** The eigenmode of a hollow waveguide with two curved surfaces was analyzed with Helmholtz equation and the transmitting efficiency of the hollow waveguide was analyzed with a ray optics approach. The hollow waveguide was fabricated and the experiment of laser propagation in it was carried out. Finally, the CO<sub>2</sub> laser power of 1040 W was delivered through the waveguide.

**Key words** high power, laser, two curved surfaces, waveguide