

横流放电 CO₂ 激光器气体热效应 对光轴与横模的影响

程兆谷 沈俊泉 王哲恩 查鸿逵
陈可心 奚全新 王润文

(中国科学院上海光机所)

摘要: 本文讨论了横流放电 CO₂ 激光器气体发热引起的折射率变化对光轴和横模的影响。计算表明, 折射率变化的一阶小量会引起激光振荡轴位置和角度变化; 折射率变化的二阶小量类似于轴对称放电管中的负透镜效应^[1]。这两种效应随着注入电功率、工作气压尤其是增益长度的增加而显著增大。

Influences of gas thermal effects in transverse-flow electrical discharge CO₂ lasers on their optical axis and transverse modes

*Cheng Zhaogu, Shen Junquan, Wang Zheen, Zha Hongkui
Chen Kexin, Xi Quanxin, Wang Runwen*

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

Abstract: This paper discusses the influences of the refractive index change resulting from gas heating in the transverse-flow electrical discharge CO₂ laser on the optical axis and the transverse mode. The calculation indicates that the first order quantity of the refractive index change will vary the position and the angle of the laser axis. The second order quantity of the refractive index change is analogous to the negative lens effect in the axisymmetrical discharge tube¹. Both effects will be enhanced with the increase of injection power and the mixture pressure, especially with the gain length.

一、放电区的气体温升及其分布

横流 CO₂ 激光器的放电区和谐振腔如图 1 所示。气流沿 x 方向, 光轴沿 z 方向, 放

电沿 y 方向(图中未画出)。

注入腔内的电功率 80% 左右用于激发基态 CO₂ 分子和 N₂ 分子分别到 CO₂ 00⁰1 能级和 N₂ 振动激发态; 百分之十几用于弹性

收稿日期: 1983 年 6 月 10 日。

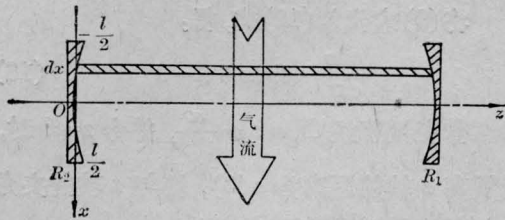


图1 横流 CO₂ 激光器的放电区和谐振腔

碰撞损失、转动激发和 CO₂ 分子的弯曲和对称振动激发；仅有百分之几的电用于电子激发和电离^[2]。其中，CO₂ 00⁰1 振动能级和 N₂ 的振动激发态的能量只有一部分转变为激光能量，而大部分也变为气体升温。

在均匀流场近似情况下，沿气体流向 x 的气体温度分布 $T(x)$ 可表达为：

$$T(x) = T_0 \left(1 + \frac{T_0 - T_1}{\frac{1}{2} l T_0} x \right)^{[3]} \quad (1)$$

其中 T_0 为腔几何轴线 ($x=0$) 上的气体温度， T_1 为放电区上边沿温度 (一般为室温)。

设沿 y 方向有均匀截面 S ，在 dx 区域内，气体升温为 $\Delta T(x)$ ，则气体加热所消耗的功率 dQ 为：

$$dQ = (\sum c_i n_i) \Delta T(x) \quad (2)$$

这里 i 代表 CO₂、N₂ 和 He 三种气体， C_i 为 i 气体的摩尔定压比热 (单位：焦耳/度·克分子)， n_i 为 i 气体单位时间 (秒) 流经放电区的摩尔数，

$$n_i = \frac{\rho_i \psi_i v}{\mu_i \times 760} h L v \quad (3)$$

其中 P_i 为 i 气体的气体密度， ψ_i 为 i 气体分压与混合气体压力之比， μ_i 为 i 气体的克分子量， h 为放电区喉高， L 为 z 方向的放电区长度。实际上，气流速度 v 沿气体流向而增加， ρ_i 随气体流向而减少，但二者乘积为常数。

由 (1) 式很易求得，

$$\Delta T(x) = \frac{2(T_0 - T_1)}{l} dx,$$

将此代入 (2) 式并积分，得到在整个放电区内加热气体所消耗的功率为，

$$Q = \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} (\sum C_i n_i) \frac{2(T_0 - T_1)}{l} dx \quad (4)$$

由此，求得谐振腔几何轴线上的温度 T_0 为

$$T_0 = \frac{Q}{2 \sum c_i n_i} + T_1 = \frac{\eta W}{2 \sum c_i n_i} + T_1 \quad (5)$$

W 为注入腔内的电功率， $\eta (= \frac{W}{Q})$ 为效率。

在存在激光输出时，实际上气体发热受电光效率 η_{e0} 的影响，效率 η 需作修正。

$$T_0 = \frac{(\eta - \eta_{e0}) W}{2 \sum c_i n_i} + T_1 \quad (6)$$

理论计算与实验测量结果见图 2。

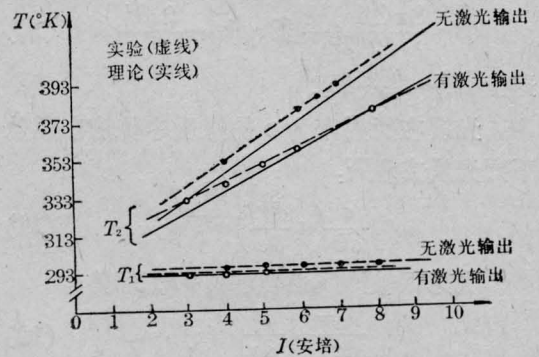


图2 在无激光作用和有激光作用下横流放电 CO₂ 激光器放电区上沿温度 T_1 和下沿温度 T_2 随注入电功率的变化

实验条件： $P=60$ 托 (CO₂:N₂:He=1:7:16)，放电长度 $L=90$ 厘米，顺流电极长度 $l=4$ 厘米，喉高 $h=3.4$ 厘米，流速 $v=3500$ 毫米/秒，极间电压 $V=1630$ 伏， $\eta_{e0}=15\%$

二、横流放电 CO₂ 激光器激活媒质折射率的计算和光线传输矩阵

如果流场和电场基本均匀，我们可以假定沿光轴方向 (z 方向) 和放电方向 (y 方向) 具有均匀的温度分布，而在气流方向 (x 方向) 具有均匀的温度分布梯度 $T(x)$ 。

混合气体的折射率 $n(x)$ 可表达为^[4]，

$$n^2 - 1 = 4\pi \sum N_i \alpha_i \quad (7)$$

这里 N_i 、 α_i 分别为 CO₂、N₂、He 的单位体积 (厘米³) 分子数目和电极化率。由 Boyle 定律，加之 $n \approx 1$ ，可知^[1]，

$$n - 1 = \frac{2\pi}{kT(x)} (\sum p_i \alpha_i) \quad (8)$$

其中 k 为玻尔兹曼常数， p_i 为 i 气体分压，

这里, α_i 为近似不变量^[4]。在上述实验条件下, $\frac{\Delta P}{P}$ (压强的相对变化) 在千分之几以内, p_i 也为近似不变量。

将(1)式代入(8)式并进行泰勒展开, 得

$$n(x) = n_0 - \alpha x + \beta x^2 \quad (9)$$

这里 n_0 为 $x=0$ 处 (气体温度为 T_0) 的气体折射率, α 、 β 分别为:

$$\alpha = \frac{4\pi\Delta TP}{kT_0^2} \sum \alpha_i \psi_i, \quad \beta = \frac{8\pi(\Delta T)^2 P}{kT_0^3 l^2} \sum \alpha_i \psi_i = \frac{2\Delta T}{T_0 l} \alpha \quad (10)$$

这里 $\Delta T = T_0 - T_1$ 。

光线在折射率为 n 的媒质中传输应遵从下列光线方程^[4]:

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n \quad (11)$$

利用近轴光线近似和 $n \approx 1$, 可得

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{\partial}{\partial x} n(x) \quad (12)$$

$$\begin{pmatrix} x(z) \\ x'(z) \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{2\beta}z) & \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}z) & \frac{-\alpha}{2\beta} [\cosh(\sqrt{2\beta}z) - 1] \\ \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}z) & \cosh(\sqrt{2\beta}z) & \frac{-\alpha}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}z) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (15)$$

(15) 式为光线在非轴对称非均匀媒质中的光线传输矩阵。如果 $\alpha=0$, 即折射率变化的一阶小量消失, 矩阵(15)退化为轴对称的

将(9)式代入(12)式, 得:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} - 2\beta x + \alpha = 0 \quad (13)$$

作变量替换 $X = x - \frac{\alpha}{2\beta}$, 并令 $z=0$ 时,

光线离 z 轴的距离为 $x(0)$, 而与 z 轴的夹角为 $x'(0)$, 则方程(13)的解为,

$$\begin{cases} x(z) = \cosh(\sqrt{2\beta}z)x(0) \\ \quad + \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}z)x'(0) \\ \quad - \frac{\alpha}{2\beta} [\cosh(\sqrt{2\beta}z) - 1] \\ x'(z) = \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}z)x(0) \\ \quad + \cosh(\sqrt{2\beta}z)x'(0) \\ \quad - \frac{\alpha}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}z) \end{cases} \quad (14)$$

这里 $x'(z)$ 为 $x(z)$ 的导数, 其物理意义为在 z 点, 光线离 z 轴的距离为 $x(z)$, 与 z 轴的夹角为 $x'(z)$ 。

(14) 式可以写成 3×3 阶矩阵形式^[5, 6],

类负透镜媒质中的光线传输矩阵^[7]。如果 $\beta = \alpha = 0$, 则(15)式退化为均匀媒质中的光线传输矩阵^[8]。

三、横流放电 CO₂ 激光器的基模尺寸畸变

对于如图 1 所示的谐振腔, 如果设腔长等于 z 方向的放电长度 L , 利用 3×3 阶增广

矩阵, 我们可以写出横流 CO₂ 激光器谐振腔光线往返矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A & B & \Delta x \\ C & D & \Delta x' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{-\alpha}{2\beta} [\cosh(\sqrt{2\beta}L) - 1] \\ \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}L) & \cosh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{-\alpha}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{-\alpha}{2\beta} [\cosh(\sqrt{2\beta}L) - 1] \\ \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}L) & \cosh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{-\alpha}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (15')$$

很易求得,

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) \\ \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}L) & \cosh(\sqrt{2\beta}L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) \\ \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}L) & \cosh(\sqrt{2\beta}L) \end{pmatrix} \quad (16)$$

矩阵(16)表示横流放电 CO₂ 激光器谐振腔横模光线往返矩阵, 在形式上, 它和圆柱形管壁水冷 CO₂ 激光管类负透镜谐振腔的光线往返矩阵完全一致^[1,7], 但是, 在横流 CO₂ 激光器中, 类负透镜效应不再是轴对称的。从上面的分析可知, 基模尺寸增大只相对于气体流向 x 方向而言。

对于腔片 R_1 (窗口或全反镜) 上的基模尺寸 ϕ_1 (直径) 可表达为^[8]:

$$\phi_1^2 = \frac{8\lambda B}{\pi} \sqrt{4 - (A+D)^2} \quad (17)$$

其中 λ 为激光输出波长, $\lambda = 10.6 \times 10^{-4}$ 厘米。值得指出的是, 如果要求 R_2 上的光斑直径, 必须用 R_2 来置换(16)式中的 R_1 , 求得相应的 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$, 再代入(17)式中。

下表给出了在不同实验条件下, 利用上述公式求出的横流 CO₂ 激光器的输出基模直径 $\phi_1 (R_1 = \infty)$, 并和均匀介质腔的基模直径 ϕ_1' 进行比较, 这里假设顺流电极长度 l 都

R_2 (厘米)	L (厘米)	P (托)	α_m (瓦/克/秒)	β (厘米 ⁻²)	ϕ_1 (毫米)	ϕ_1' (毫米)
700	250	50	150	8.9×10^{-9}	6.73	6.72
2100	750	50	150	8.9×10^{-9}	11.73	11.66
2100	750	100	150	26.9×10^{-9}	11.90	11.66
2100	750	50	300	28.3×10^{-9}	11.91	11.66
2100	750	10	300	81.0×10^{-9}	12.47	11.66

为 5 厘米。

上表说明, 在横流放电 CO₂ 激光器中, 基模扩展是微不足道的, 只有当腔长 L 特别长, 工作气压 P 足够高, 并且注入比功率 α_m 特别大时, 基模扩展才显著。

四、横流放电 CO₂ 激光器谐振腔光轴偏移和光轴近似表达式

经过简单的运算, 我们不难求得, 光线往返矩阵(15')中的 Δx 、 $\Delta x'$ 满足下列关系^[5]:

$$\begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{2\beta}L) & \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) \\ \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}L) & \cosh(\sqrt{2\beta}L) \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{-\alpha}{2\beta} [\cosh(\sqrt{2\beta}L) - 1] \\ \frac{-\alpha}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) \end{pmatrix}$$

$$+ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\frac{\alpha}{2\beta} [\cosh(\sqrt{2\beta}L) - 1] \\ -\frac{\alpha}{\sqrt{2\beta}} \sinh(\sqrt{2\beta}L) \end{pmatrix} \quad (18)$$

设光轴在腔片 R_1 上的位置和斜率(即与几何光轴 z 轴的夹角)分别为 x_0 、 x'_0 , 按照光轴定义^[5,6],

$$\begin{pmatrix} A & B & \Delta x \\ C & D & \Delta x' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (19)$$

由(19)式, 我们很易求得:

$$x_0 = \frac{(1-D)\Delta x + B\Delta x'}{2-A-D},$$

$$x'_0 = \frac{C\Delta x + (1-A)\Delta x'}{2-A-D} \quad (20)$$

由(18)式、(20)式可知, 若 $\alpha=0$, $x=x'_0=0$, 表明谐振腔的光轴沿 z 轴(如图1), 这相当于均匀介质腔或轴对称类负透镜效应腔。但在横流放电 CO_2 激光器中, 一般情况下, $\alpha \neq 0$, 实际光轴在位置和角度两方面都起了变化。

同时值得指出的是, 如果要求腔片 R_2 上的 x_0 和 x'_0 , 在利用公式(16)、(18)来求 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ 和 Δx 、 $\Delta x'$ 时, 必须用 R_2 来置换 R_1 。

计算表明, 一般情况下, 横流 CO_2 激光器的 β 值都很小, 比圆柱形水冷放电管的 β 值^[9] 小一个数量级以上。如果令 $\beta=0$, 光线传输矩阵(15)变为,

$$\begin{pmatrix} x(z) \\ x'(z) \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z & -\alpha z^2/2 \\ 0 & 1 & -\alpha z \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (21)$$

横流放电 CO_2 激光器谐振腔如图3所示。设二腔片的曲率半径分别为

$$R_1 \left(f_1 = \frac{R_1}{2} \right), \quad R_2 \left(f_2 = \frac{R_2}{2} \right).$$

对于实际光轴上的任意点 A , 它到腔片 R_1 和 R_2 的距离分别为 z 和 $(L-z)$ (如图3)。对

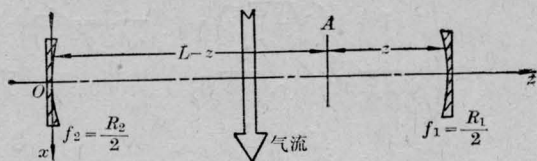


图3 横流放电 CO_2 激光器谐振腔光轴

于过 A 点且垂直于几何光轴 z 轴的平面, 它的光线往返矩阵为,

$$\begin{pmatrix} A & B & \Delta x \\ C & D & \Delta x' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z & -\alpha z^2/2 \\ 0 & 1 & -\alpha z \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & L & -\alpha L^2/2 \\ 0 & 1 & -\alpha L \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & L-z & -\alpha(L-z)^2/2 \\ 0 & 1 & -\alpha(L-z) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (22)$$

(22)式中的 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ 和 Δx 、 $\Delta x'$ 可分别表
达为^[5],

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & L-z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (23)$$

$$\begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} -\alpha(L-z)^2/2 \\ -\alpha(L-z) \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned}
 & + \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \\
 & \times \begin{pmatrix} -\alpha L^2/2 \\ -\alpha L \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\alpha z^2/2 \\ -\alpha z \end{pmatrix} \quad (24)
 \end{aligned}$$

对(23)式、(24)式进行矩阵运算,代入(20)式,可求得光轴上任意点 z 的位置 $x_0(z)$ 和斜率 $x'_0(z)$ 的一般表达式,

$$\begin{cases}
 x_0(z) = -\alpha \left[2L - \frac{z}{2f_1} (2L - z) - \frac{1}{2f_2} (L^2 - z^2) + \frac{zL}{4f_1f_2} (L - z) \right] / \left(\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{L}{2f_1f_2} \right) \\
 x'_0(z) = -\alpha \left[-\frac{1}{f_1} (L - z) + \frac{z}{f_2} + \frac{L}{4f_1f_2} (L - 2z) \right] / \left(\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{L}{2f_1f_2} \right) \quad (25)
 \end{cases}$$

对于平凹镜腔,若腔片 R_1 为平镜(窗口),则在窗口($z=0$)上的光轴位置 $x_0(0)$ 和斜率 $x'_0(0)$ 分别为:

$$\begin{cases}
 x_0(0) = -\alpha \left(LR_2 - \frac{L^2}{2} \right) \\
 x'_0(0) = 0 \quad (26)
 \end{cases}$$

而反射镜 $R_2(z=L)$ 上,

$$\begin{cases}
 x_0(L) = -\alpha LR_2 \\
 x'_0(L) = -\alpha L \quad (27)
 \end{cases}$$

(26)式、(27)式给出了平凹镜腔情况下,两块腔片上的实际光轴位置和斜率。若 $\alpha=0$,光轴沿 z 轴。

五、实验观测与横流 CO_2 激光器谐振腔的设计、调整

1. 在一般情况下,我们可以利用(26)式、(27)式来估算光轴变化。光轴位移除了随 L 、 P 、 α_m 增大外,还随曲率半径 R_2 增大而

增大。举例,取 $L=250$ 厘米, $l=5$ 厘米, $v=4000$ 厘米/秒, $P=50$ 托, $\alpha_m=150$ 瓦/克/秒,在存在激光输出时, $\alpha=2.8 \times 10^{-7}$ 厘米 $^{-1}$, R_1 为平镜(窗口), $R_2=700$ 厘米,可以求得窗口和反射镜上的光轴位移和角度变化分别为:

$$\begin{cases}
 x_0(0) = -0.40 \text{ 毫米} \\
 x'_0(0) = 0 \\
 x_0(L) = -0.49 \text{ 毫米} \\
 x'_0(L) = -14.3''
 \end{cases}$$

这里 $x_0(0)$ 和 $x_0(L)$ 前边的负号表示相对于几何光轴($\alpha=0$)而言,光轴向上游移动(如图3)。 $x'_0(L)$ 前边的负号表示实际光轴从 R_2 反射镜上反射时,其方向不再沿 z 轴,而是微微偏向下游(如图3)。

事实上要观测1毫米以下的激光振荡轴位移是困难的。下列实验间接证明这种位移是存在的(如图4)。

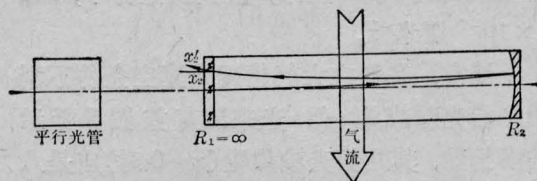


图4 观测横流 CO_2 激光器光轴位移实验装置

R_1 为透明玻璃板($R_1=\infty$),一束准直光线从 R_1 入射,通过激活介质往返一周再回到 R_1 上,它的往返矩阵应为

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \\ 1 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & L & -\alpha L^2/2 \\ 0 & 1 & -\alpha L \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} 1 & L & -\alpha L^2/2 \\ 0 & 1 & -\alpha L \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (28)
 \end{aligned}$$

这里 L 为激活媒质长度, x_0 、 x'_0 和 x_2 、 x'_2 分别为光线入射 R_1 时和回到 R_1 时的位置和斜

率,若 $x_0 = x'_0 = 0$, 则

$$\begin{cases} x_2 = -\alpha\left(2L^2 - \frac{L^3}{R}\right) \\ x'_2 = -\alpha\left(2L - \frac{L^2}{R}\right) \end{cases} \quad (29)$$

在下述实验条件下, $L = 240$ 厘米, $h = 3.5$ 厘米, $l = 5$ 厘米, $v = 4000$ 厘米/秒, $P = 40$ 托 ($\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:8:11$), $I = 10$ 安培, $V = 1600$ 伏, $R_2 = 700$ 厘米。计算表明,这束准直光线往返一周回到平行光管向上位移 0.7 毫米,这与我们实际观察到的向上大约 1 毫米的位移(在突然停止放电瞬间观察到的)大致相符。

2. 实际情况下,横流 CO_2 激光器沿 z 方向(如图 1)的放电长度在 100 厘米左右。为了提高光电转换效率和改进模式,常采用折迭的方法来提取激光功率^[10,11]。举例,如图 5 所示的七折腔,总增益长度为 700 厘米,顺流电极长度 $l = 10$ 厘米,在典型条件下, $\alpha \approx 2 \times 10^{-7}$ 厘米⁻¹。

通常,我们在大气情况或真空条件下利用平行光管或 He-Ne 光来准直如图 5 所示的多折腔,其几何光轴位置($\alpha = 0$ 时)应是八块腔片的中心。如果 R_1 (窗口)为平镜, $R_2 = 2100$ 厘米,其余六块转折镜为平镜,利用公式(25),我们很易求得实际光轴在八块腔片上的位置分别为:

$$\begin{aligned} x_0(A) &= -2.94 \text{ 毫米} \\ x_0(B) &= -2.81 \text{ 毫米} \\ x_0(C) &= -2.70 \text{ 毫米} \\ x_0(D) &= -2.61 \text{ 毫米} \\ x_0(E) &= -2.54 \text{ 毫米} \\ x_0(F) &= -2.49 \text{ 毫米} \\ x_0(G) &= -2.46 \text{ 毫米} \\ x_0(H) &= -2.45 \text{ 毫米} \end{aligned}$$

可见,实际光轴位置全部偏离腔片中心

移向上游 2.5~3 毫米。光轴在八块腔片上的斜率为 $x'_0(z) = -\alpha z$, 其值在窗口上为零,在反射镜 R_2 上达最大。

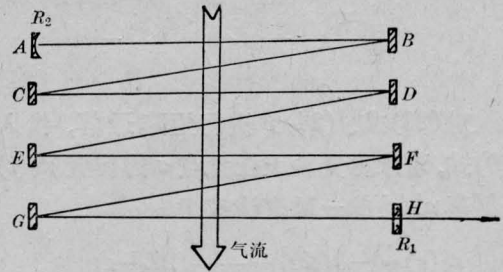


图 5 横流 CO_2 激光器多折腔示意图

综上所述,在横流放电 CO_2 激光器中,如果上述两种效应都不能忽略时,实际振荡光轴会向上游位移,横模尺寸会以新的光轴沿气体流向扩展。模式发生畸变,调整容限变小,从而对激光束质量有所影响。这种影响,在设计与调整大功率、高气压、基模、多折迭横流放电 CO_2 激光器谐振腔时应予以重视。

参 考 文 献

- [1] H. H. Witte; *Optics and Laser Technology*, 1971, 3, No. 1, 31.
- [2] I. V. Kochetov et al.; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1979, 9, No. 7, 847.
- [3] "Gas-Flow and Chemical Laser", Edited by John F. Wendt, p. 140.
- [4] Max Born, Emil Wolf; "Principles of Optics", Fifth Edition (1975), p. 89, p. 122.
- [5] A. Gerrard, J. M. Burch; "Introduction to Matrix Methods in Optics", 1975, p. 286.
- [6] 王绍民;《杭州大学学报》,1979, No. 3, 42.
- [7] 张瑞林;《物理学报》,1974, 23, No. 6, 437.
- [8] H. Kogelnik, T. Li; *Appl. Opt.*, 1966, 5, No. 10, 1550.
- [9] H. K. Lotsch et al.; *Appl. Opt.*, 1970, 9, No. 12, 2725.
- [10] Г. Абильснитов и др.; *Кван. электр.*, 1979, 6, No. 1, 204.
- [11] Herb J. J. Seguin et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, QE-15, No. 1, 50.