

# 高功率 CO<sub>2</sub> 激光器的输出耦合

唐士清 查鸿逵 杨逸根 王润文

(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 本文对高功率 CO<sub>2</sub> 激光器的输出窗口耦合作了简要的理论分析。讨论了 5、10 kW 激光器的实验结果。提出用控制温度获得最佳耦合。

**关键词:** CO<sub>2</sub> 激光器, 输出耦合, 高功率

## Output coupling of high power CO<sub>2</sub> lasers

*Tang Shiqing, Cha Honkui, Yang Yigen, Wang Runwen*

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

**Abstract:** A theoretical analysis is given briefly on the coupling of output window for high power CO<sub>2</sub> lasers. The experimental results of 5, 10 kW lasers are discussed and a temperature control for optimal coupling is suggested.

**Key words:** output coupling, CO<sub>2</sub> laser, high power

本文从输出窗口透过率( $T_r$ )对激光输出功率( $P_0$ )影响的敏感性出发, 在理论上分析了 ZnSe, GaAs 和 KCl 三种材料作为高功率 CO<sub>2</sub> 激光器输出窗口的有关特性。并结合 5 kW 和 10 kW 横流 CO<sub>2</sub> 激光器的实验结果进行讨论。进行了腔外实验和腔内实验。

### 理论分析

高功率横流 CO<sub>2</sub> 激光器一般采用单端输出, 一端为全反镜( $R_1$ ), 一端为部份反射( $R_2$ ), 透过率为( $T_r$ )。设光在腔内激活介质中经过一次的增益  $G = g_0 L$ ,  $L$  为激活长度,  $g_0$  为小信号增益系数, 腔内损耗为  $\alpha$ , 饱和强度  $I_s$ 。于是可设  $R_1 = 1 - \alpha$ ,  $R_2 = 1 - \alpha - T_r$ 。在均匀加宽情况下, 用行波理论可导出输出功率表达式

$$\frac{P_0}{AI_s} = \frac{T_r(1-\alpha)^{\frac{1}{2}} [g_0 L + \ln [(1-\alpha)(1-\alpha-T_r)]]^{\frac{1}{2}}}{[(1-\alpha)^{\frac{1}{2}} + (1-\alpha-T_r)^{\frac{1}{2}}] \{1 - [(1-\alpha)(1-\alpha-T_r)]^{\frac{1}{2}}\}} \quad (1)$$

其中  $P_0$  为输出功率,  $A$  为输出窗口面积。一般  $G \approx 1 \sim 5$ ,  $T_r \approx 0.1 \sim 0.7$ ,  $\alpha \approx 0.01 \sim 0.1$ ,  $\alpha$  主要是衍射损耗(同光腔的费涅耳数和横模有关)和镜子的反射损耗。计算曲线示于图 1(a) 和(b), 由图可见, 对于不同  $G$  和  $\alpha$ , 存在最佳透过率( $T_{rm}$ )和最佳输出功率( $P_{0m}$ )。

从适于高功率 CO<sub>2</sub> 激光器常用窗口材料 ZnSe, GaAs 和 KCl 中获得所要求的最佳透过率  $T_{rm}$ , 一般须经镀膜, 即一面镀增反(HR), 一面镀增透(AR)。但由于增透膜层的剩余反射作用, 干涉效应仍存在, 因此透过率的温度效应不能忽略。

事实上, 任意一块透明的平行平板, 只要不平行度和粗糙度  $\Delta l \ll \lambda/2n^{[1]}$  ( $\lambda$  为激光波长,  $n$  为材料的折衬率), 由于存在相干光的干涉效应, 其透过率随材料的温度而变。因此, 无论是镀膜的和未镀膜的镜子, 都应考虑温度效应产生的透过率起伏。因而实际寻求最佳耦合就显得非常困难。

对于一块平行平面镜, 忽略材料吸收, 在正入射时的透过率表示为<sup>[2]</sup>

$$T_r = M \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \tag{2}$$

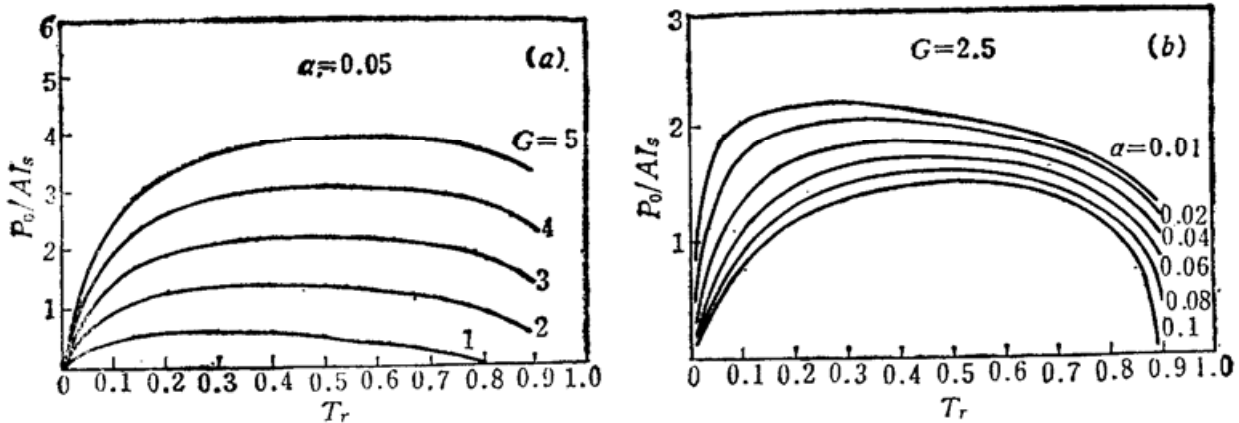


Fig. 1 The relation between the laser output power ( $P_0$ ) and the transmission ( $T_r$ )  
 (a) with  $G$  as a parameter,  $\alpha=0.05$ , constant; (b) with  $\alpha$  as a parameter,  $G=2.5$ , constant

$$M = \frac{(1-r_1)(1-r_2)}{[1-(r_1r_2)^2]^2} \quad F = \frac{4(r_1r_2)^{\frac{1}{2}}}{[1-(r_1r_2)^{\frac{1}{2}}]^2}$$

其中  $r_1, r_2$  为平面镜两界面的反射率,  $\theta = 4\pi nl/\lambda$  为内外界面反射光的位相差,  $l$  为镜厚,  $nl$  即两界面间的光程长。当两界面反射率相同, 即  $r_1=r_2=r$  时, (2) 式变为

$$T_r = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \tag{3}$$

$$F = \frac{4r}{(1-r)^2} = \left(\frac{n^2-1}{n^2}\right)^2$$

上面公式的极限情形为

透过率最大

$$T_{rm} = M \quad \text{当} \quad \theta = 2m\pi (m=0, 1, 2, \dots)$$

$$T_{rm} = 1 \quad r_1 = r_2 = r$$

透过率最小

$$T_{rmin} = \frac{(1-r_1)(1-r_2)}{[1+(r_1r_2)^{\frac{1}{2}}]^2} \quad \theta = (2m+1)\pi$$

$$T_{rmin} = \frac{4n^2}{(n^2+1)^2} \quad r_1 = r_2 = r$$

图 2 是根据上面公式作的几种输出镜的  $T_r \sim \theta$  曲线。由图看出, 当  $\theta$  从  $0 \rightarrow \pi$  改变时, 镀膜镜

透过率变化约 20% 显然, 这种变化是由于窗口材料的温度效应引起的光程变化。可由下式表示

$$\frac{dnl}{dT_e} = n \frac{dl}{dT_e} + l \cdot \frac{dn}{dT_e} \quad (4)$$

即光程变化包含二项: 热膨胀效应, 一般为  $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$  量级; 折射率温度效应, 一般为  $10^{-4} \sim 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$  量级。而透过率( $T_r$ )则引起周期变化。当  $nl$  变化  $\lambda/4$  时,  $\theta$  变化  $\pi$ ,  $T_r$  则从最大至最小(或相反)。而相应的温度变化显然为

$$\Delta T_e = \frac{\lambda/4}{l \left( n \frac{1}{l} \frac{dl}{dT_e} + \frac{dn}{dT_e} \right)} \quad (5)$$

图 3 是计算得到的根据三种材料的  $n$ ,  $\frac{1}{l} \frac{dl}{dT_e}$ ,  $\frac{dn}{dT_e}$  参数, 温度变化  $\Delta T_e$  随  $l$  变化的曲线, 这里  $\frac{1}{l} \frac{dl}{dT_e}$  即热膨胀系数。由图可看出三种材料的不同特性, 在相同厚度( $l$ )下 KCl 的  $\Delta T_e$

最大, 表示温度效应较轻, GaAs 最小, 表示温度效应较严重, 其次是 ZnSe。显然, 为了抑制温度效应, 降低厚度应是极为有效的。但是在选择窗口厚度时还须考虑激光通过它时是否引起光学失真, 以及能否忍受大气压力。这就是 Patel 的两个极限因子  $t_0$  和  $t_f$ 。图 4 就是三种材料的极限因子曲线, 也可以看成是安全使用的厚度。由图可见, KCl 要求的厚度最大, 依次是 ZnSe 和 GaAs, 但是非常巧合的是, 当把前面的温度效应同这里的安全使用厚度结合起来考虑时, 正常运转下的三种窗口材料的温度效应所产生的透过率起伏却非常接近。

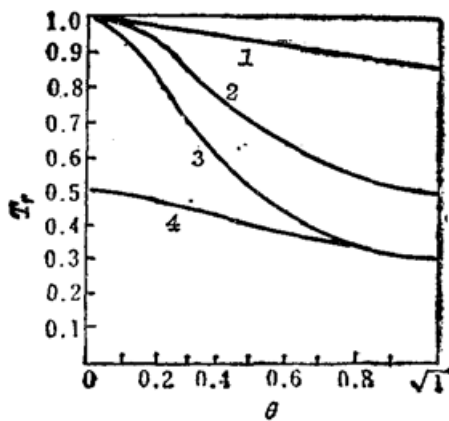


Fig. 2 Transmission as a function of the phase difference ( $\theta$ ) for several windows

1—KCl; 2—ZnSe; 3—GaAs; 4—Coated mirror,  $r_1=0.6$ ,  $r_2=0.02$

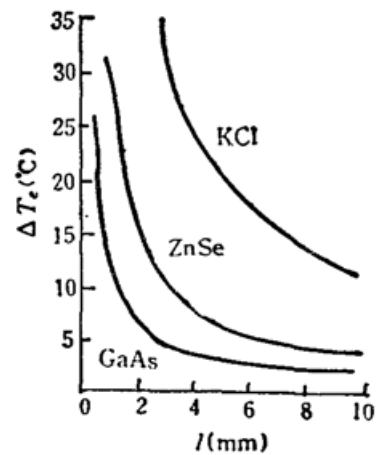


Fig. 3 Material thickness ( $l$ ) dependence of temperature shift ( $\Delta T_e$ ) as a peak-to-peak transmission variation for three infrared materials

上面的计算都是认为激光产生的光波是单色的, 仅  $10.6 \mu\text{m}$  一条谱线。而实际 CO<sub>2</sub> 激光光谱中可产生数百条谱线, 分布在  $9.1 \sim 11.3 \mu\text{m}$  的波长范围内。但由于存在转动带的竞争效应和光腔的限模作用, 最强的谱线也只有一条或几条。一般以  $P(20)$ ,  $\lambda=10.59 \mu\text{m}$ 。因此, 上述理论的假定和结果应基本符合实际。究竟有多大差异, 要由实际情况而定。Miles<sup>[1]</sup>指出, 当波长宽  $\Delta\lambda \gg \frac{\lambda^2}{2nl}$  的非相干光条件时, 上述干涉效应引起的透过率周期变化将受到抑制。透

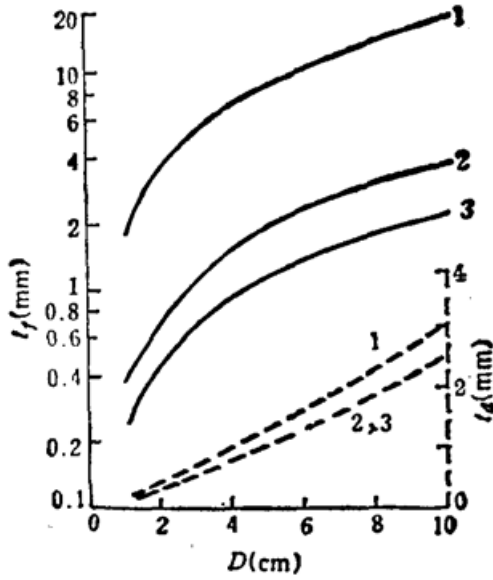


Fig. 4 Plot of the limited thickness ( $t_0$ ,  $t_f$ ) vs the mirror diameter ( $D$ ) for three materials  
1—KCl; 2—ZnSe; 3—GaAs

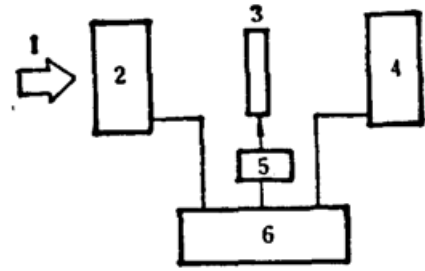


Fig. 5 Extracavity experimental arrangement

1—5kW laser beam; 2—laser power meter (I);  
3—window material; 4—laser power meter (II); 5—semiconductor thermometer; 6—x-y recorder

过率将取平均值

$$T_{rav} = \frac{16(n^2 + k^2)e^{-\frac{4\pi kl}{\lambda}}}{[(n+1)^2 + k^2]^2 - [(n-1)^2 + k^2]^2 e^{-8\pi kl}} \quad (6)$$

其中  $k$  为消光系数。当忽略损耗时,  $k=0$ , 则

$$T_{rav} = \frac{2n}{n^2 + 1} \quad (7)$$

根据上式计算的三种材料的平均透过率为: GaAs: 0.555; ZnSe: 0.71; KCl: 0.93。用光谱仪测量这些材料的透过率时, 与其符合得很好。

## 实 验

### 一、腔外实验

实验布置示于图 5, 5 kW 激光器输出的激光束通过透射式功率计 I (功率显示为  $P_0$ ) 照射在窗口材料上, 窗口平板面的法线同光轴有一小角度。透过的激光束由功率计 II (功率显示为  $P_1$ ) 接收。镜子侧边用半导体点温计监视温度  $T_s$ 。当激光束通过窗口材料而加温时, 记录  $T_s$ ,  $P_0$  和  $P_1$ , 则得  $T_r = P_1/P_0$ 。几种镜子获得的  $T_s \sim T_r$  关系曲线示于图 6。由图看出, 二块平行平面镜都存在透过率的周期变化效应。而曲率半径很大的非平行平面镜无此变化。且可看出,  $\Delta T_s$  稍偏低于图 3 理论计算值, 可能是由于温度测量误差, 监测点在镜子边沿, 低于镜子中心温度。  $\Delta T_r$  也偏低于图 2 计算值, 可能是激光波长的非单性所致。

### 二、腔内实验

腔内实验是在 10 kW 横流 CO<sub>2</sub> 激光器上进行的, 采用半共焦腔。以不同输出耦合镜的输出功率和激光效率的实验结果示于图 7。实验结果表明,  $T_{rav} = 52\%$  最佳,  $T_{rav} = 61\%$  次之。由

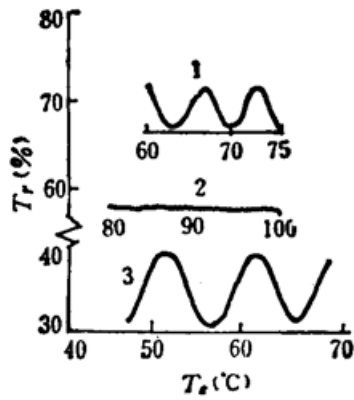


Fig. 6 Extracavity experimental results, transmission as a function of the temperature ( $T_e$ ) for some common laser windows

1—ZnSe flat  $l=6.4$  mm; 2—coated ZnSe; 3—ZnSe spherical mirror,  $\bar{r}_1^*=-6$  m,  $\bar{r}_2^*=6$  m,  $l=3.8$ ,  $r_1^*$ -curvature radius

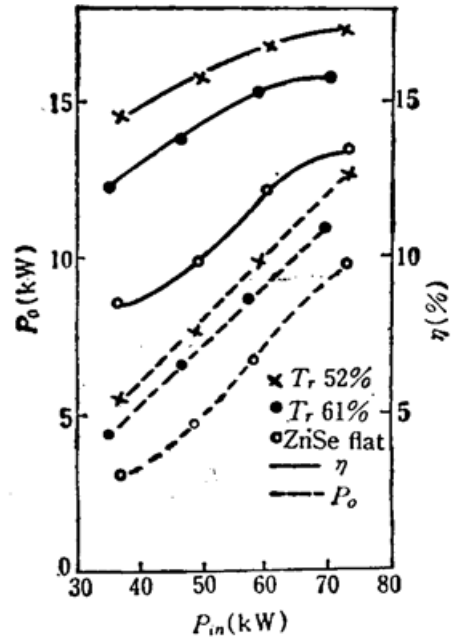


Fig. 7 Intracavity experimental results, output power and laser efficiency ( $\eta$ ) as a function of input power ( $P_{in}$ ) with the transmission as a parameter

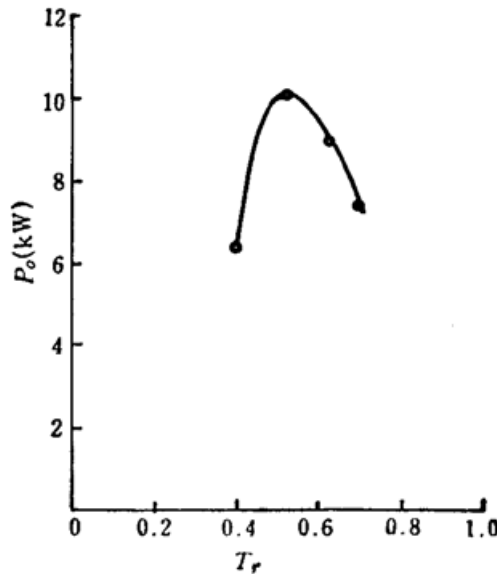


Fig. 8 The relation between the laser power and the transmission for experimental curve  $P_{in}=60$  kW,  $G=2$

此看出,最佳耦合偏向  $T_{rov}$  小的方向,而基板 ZnSe 的  $T_{rov}$  偏大,故功率和效率都低于前者。

在相同输入功率(60 kW)下的输出功率( $P_o$ )同输出窗口透过率( $T_r$ )的关系示于图 8。由图看出,  $T_r$  的变化对激光输出功率影响比理论计算的图 1 大,可能是由于光腔不稳定性使腔内损耗( $\alpha$ )变化较大所致。其中  $T_r=0.4$  的实验点由于光腔元件的改变,估计  $\alpha$  明显偏大,故  $P_o$  偏低。激活区总增益  $G \approx 2$ 。

参 考 文 献

- 1 Perry Miles, Handbook of Science and Technology, 15~19
- 2 RVDLF King Slake, Applied Optics and Optical Engineering, New York and Lendon, 1965, 295,1965, by Academic press Inc.