

高压横流 CW CO₂ 激光器的效率特性*

陈丽吟 楚泽湘 徐纪华 吴中祥

(中国科学院力学研究所)

Efficiency characteristics for high gas pressure transverse-flow CW CO₂ lasers

Chen Liyin, Chu Zexiang, Xu Jihua, Wu Zhongxiang

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

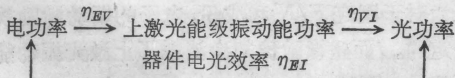
提要: 本文研究 20~1300 Torr 压力范围内激光效率(包括电光效率 η_{EI} 、电-振动能转换效率 η_{EV} 以及振动-光能转换效率 η_{VI})及输出耦合度随压力的变化关系。结果表明,在高压与强辐射场作用下存在电子对激光介质多次振动激发的可能性。

关键词: 高压横流 CO₂ 激光器,效率特性

一、引言

文献[1]曾经研究过低压 ($p=20$ Torr) 自持放电横流连续 CO₂ 激光器的效率特性,得到一些规律性结果。本文进一步研究从数十 Torr 到 1.7 atm 范围内影响激光器效率的一些可能因素,以供高压运转的器件参考。

采用文献[2]的电极结构,用准二维放电模型,将一维流动守恒方程组与 CO₂-N₂-He 体系三振型、三振动温度弛豫方程组联立,在满足稳定振荡条件下用数值模拟办法研究饱和增益和输出功率^[2],然后将器件的总电光效率 η_{EI} 分解成两部份:



η_{EV} 、 η_{VI} 为对应转换效率,且

$$\eta_{EI} = \eta_{EV} \cdot \eta_{VI} \quad (1)$$

$$\eta_{EI} = \frac{P}{W_E}, \quad \eta_{EV} = \frac{W_V}{W_E}, \quad \eta_{VI} = \frac{P}{W_V} \quad (2)$$

式中 W_E 为输入电功率; P 为输出激光功率; W_V 为单位时间流过垂直于气流的放电区某截面的上激光能级(包括 CO₂(ν_3)和 N₂(V))振动能。计算初始条件列于表 1。

二、结果与讨论

2.1 不同压力下电光效率 η_{EI} 与输出耦合度关系

图 1、图 2 都是不同压力下电光效率与输出耦合度 C 关系图(记为 $p \sim \eta_{EI} \sim C$)。区别在于图 1 把光腔前沿放在电激励区进口 1 cm 处(简称光腔 A)图 2 把光腔前沿放在 3 cm 处(简称光腔 B)。图中表明,对给定压力都有一个对应最大输出 P_{max} 的 $(\eta_{EI})_{max}$ 和 C_{max} ; 也有一个与截止出光的 $P = \eta_{EI} = 0$ 对应的 C_{off} 。 C_{off} 的大小表明该器件有效运转的输出耦合度范围。当 $0 < C < C_{off}$, 光强 $I \neq 0$, 有激光输出; 当 $C = 0$ 及 $C > C_{off}$, $I = 0$, 没有输出。 C_{max} 、 C_{off} 和 η_{EI} 一般都随 p 增加而减少。低压下 $\eta_{EI} \sim C$ 曲线比较

表 1 初始条件

放电参数			光腔尺寸 (高×宽×长) (cm ³)	气流进口条件			
J (A)	E/N (V·cm ²)	电极宽度 (cm)		$\psi_{CO_2}:\psi_{N_2}:\psi_{He}$	p (Torr)	T (K)	u (m/s)
10	2.2×10^{-16}	5.5	$3 \times 5 \times 100$	0.05:0.27:0.68	20~1300	293	70

* 国家自然科学基金资助项目。

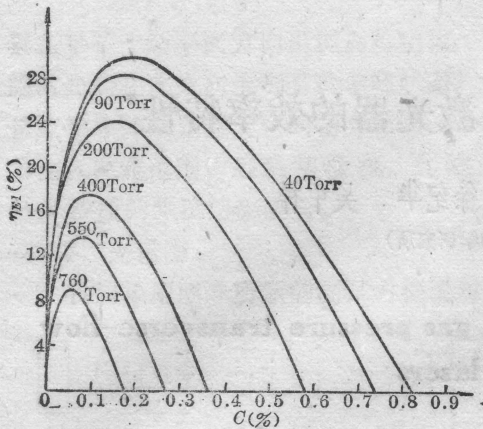


图1 $p \sim \eta_{EI} \sim C$ 关系图
光腔 A

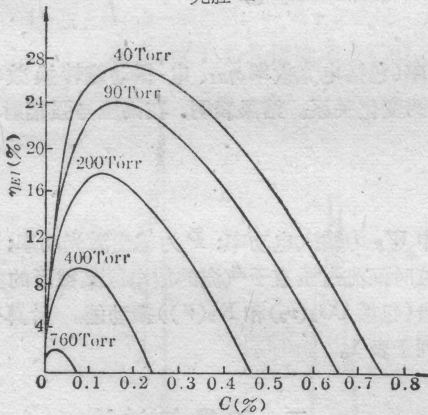


图2 $p \sim \eta_{EI} \sim C$ 关系
光腔 B

平缓, C_{off} 达到 80%, 器件有较宽的耦合度范围。如 $p=20 \sim 40$ Torr, 在 $C=10 \sim 30\%$ 范围输出功率没有明显差别。随 p 增加, η_{EI} 曲线变得越来越陡。如 $p=760$ Torr, 图 1 的 $C_{off} \sim 17\%$, 图 2 的 $C_{off} \sim 8\%$ 。只要偏离 C_{max} 一点点, η_{EI} 就急骤下降。因而高压器件的实用耦合度范围较窄。 C 的选取更为重要。在 $p=760$ Torr, 图 1 $C_{max} \approx 5.5 \sim 6\%$, 图 2 则为 $3 \sim 4\%$, 和文献[3]的实验值 C_{max} 在 $5 \sim 6\%$ 大致相符。高压下 C_{max} 减少是与稳定振荡条件相联系的。随压力增高, 增益相对减少, 只有用较大反射率(较小耦合度)才能满足稳定振荡条件 $\int_0^W G dx = -\frac{W}{2L} \times \ln(\gamma_1 \cdot \gamma_2)$ [2]。式中 G 、 W 、 L 、 γ 分别为增益、光腔的宽度和长度、镜面反射率。

2.2 压力对功率 P 和电光效率 η_{EI} 的影响

在低压范围, 功率随 p 的增加而增加, 并在 700 Torr 附近达到峰值, 然后下降, 在 $p \approx 1.7$ atm 附近降为零。即对于固定运转条件, 有一最佳压力范围。我们的计算说明, 适当提高压力可以增加输出功率,

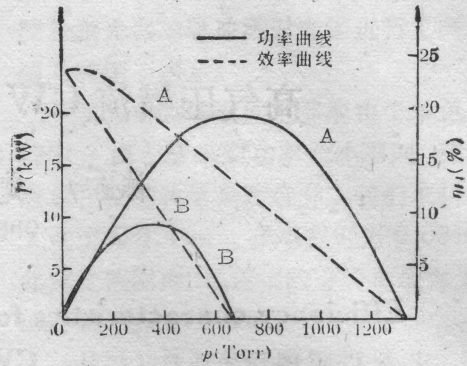


图3 电光效率、输出功率随压力的变化曲线
A—光腔 A B—光腔 B

但有限度。因为激光器中电子对分子的振动激励, 分子间碰撞弛豫和光受激发射诸过程同时并存、相互竞争, 决定上、下激光能级布居数的消长。由于电激励速率系数远大于碰撞弛豫的速率系数, 又因作为主要能源的 N_2 含量远大于 CO_2 以及 $N_2(V=1)$ 和 $CO_2(v_3)$ 有效的 $(V-V)$ 交换以及 He 对 $CO_2(v_3)$ 极其快速的消激发作用等因素使得 p 较低时上激光能级(包括 $CO_2(v_3)$ 和 $N_2(V)$) 的布居数和粒子数反转随压力上升迅速增大。在给定耦合度条件下, 导致光强和功率上升。对于二体碰撞过程, 弛豫速率以 p^2 增长, 当 p 大到一定程度(本文条件 $p \approx 700$ Torr), 上激光能级布居数及可用激光能达到极值。 p 继续加大, 上激光能级布居数增长速率受到抑制。当弛豫效应超过电激励效应, 可用激光能反而开始减少。当 p 大到某个值(如 $p \approx 1.7$ atm), 因粒子数反转而决定的小信号增益系数接近于该稳定振荡条件要求的值, 光强和功率就趋于零了。

图 3 表明, 电光效率 η_{EI} 在低压范围变化不大, 当压力超过 100 Torr, η_{EI} 随 p 上升单调下降至零。因为对于固定 E/N 和成份, 电子的振动激励效率是一定的。而碰撞弛豫却净消耗了上激光振动功率而使 η_{EI} 下降。

图 3 还表明, 光腔和电激励区的相对位置对功率、效率也有一定影响。光腔 B 的功率、效率值都比相同条件下光腔 A 的值小得多。这是因为光腔后移使放电与光腔重叠区缩小了。光腔后部有一段非重叠区没有电子能量供给, 不能继续把 CO_2 和 N_2 激励到上激光能级以补充输出激光消耗的可用振动能。与此同时, 上激光能级的快速碰撞弛豫过程仍不断进行, 使可用于出光的 $CO_2(001)$ 、 $N_2(V)$ 的能量直接化为热能。压力越高这种弛豫效应就越显著。所以高压下适当加大光腔与放电重叠区是有利的。低压运转条件下碰撞弛豫速率较慢, 效率随压力变

化不很敏感。

图4是 $p=180$ Torr 时理论结果与相同条件下实验结果^[4]的比较,二者相当一致。

2.3 η_{EV} 、 η_{VI} 与 p 的关系

$I=0$ 时单位时间流过垂直于流动方向放电区截面全部上激光能级振动能量功率最大值为

$$W_V^0 = \rho \mu \Delta E_V^{0**} \quad (3)$$

ρ 为密度; Δ 是垂直于流动方向放电区(或光腔)面积; E_V^0 为 1g 激光介质中含上激光能级振动能(包括 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 和 $\text{N}_2(V)$)。当 $p < 200$ Torr, W_V^0 的最大值在放电区出口处,记为 x_{\max} , 当 $p > 200$ Torr, x_{\max} 移向放电区内部。压力越高 x_{\max} 越小。说明高压下快速的碰撞弛豫更多地消耗了可用激光能,用于转换成光能的振动能近似等于 $I \approx 0$ 时介质受电子激励产生的激光上能级振动能,忽略了光腔中辐射场的影响。计算结果列于表2第I栏。

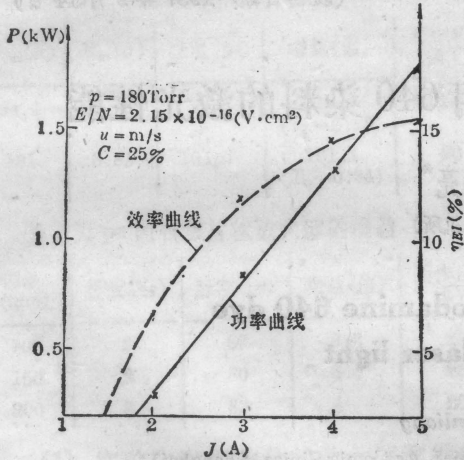


图4 $p \sim \eta_{EI} \sim J(A)$ 关系图, 实验与理论比较
—— 实验曲线; × —— 理论值

为了清除表2中I的反常现象,必须把辐射场的效应考虑在内,为此,我们从输出的激光功率来反推光腔内应有的可用上激光能级振动能。即:

$$W_V^I = P/\eta_a + W_R \quad (4)$$

式中 η_a 为量子效率。 W_R 是光腔出口截面流走的残存上激光能级振动能功率。表示为 $W_R = \rho \mu \Delta(E_{\nu}^0)_{\text{excito}}$ 计算结果表明, $W_V^I > W_V^0$, 所以由方程(2)、(4)算出的 η_{VI} 小于 η_{VI}^0 , 且 η_{VI} 都小于量子效率, 结果示于表2II。

最初处于基态的 CO_2 和 N_2 分子在自由电子作用下被大量激发到 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 和 $\text{N}_2(V)$ 能级, 一般通过两个途径回到基态: ① 在光的受激发射下 $\text{CO}_2(001)$ 放出一个 $10.6 \mu\text{m}$ 的光子跃迁到 $\text{CO}_2(100)$ 。因电子对上激光能级的振动激励时间 τ_e 和

表2 压力对效率的影响

p (Torr)	η_{EI} (%)	I				II		
		x_{\max} (cm)	η_{EV}^0 (%)	η_{VI}^0 (%)	T_{exit}^0 (K)	η_{EV} (%)	η_{VI} (%)	T_{exit} (K)
760	12	2.8	9.4	126	363	34	35	360
600	15	3.5	11.6	129	363	41.5	36	358
400	19	4.3	16.4	114	359	51.2	36.7	356
200	22.5	5.5	29.0	78	349	61	37	353
90	24	5.5	45.5	53	336	65	37	351
40	24	5.5	58.5	41	326	67.5	35.5	349
20	22.5	5.5	65.5	34	320	67.6	33	347

注: $C=8\%$, 光腔 $D[0.5 \sim 5.5]$

I—按方程(3)计算结果($I=0$)

II—按方程(4)计算结果($I \neq 0$)

光的受激发射时间 τ_I (这里 $I > 10^3 (\text{W}/\text{s} \cdot \text{cm}^2)$) 远小于气流停留在放电区时间 τ_F (表3), $\text{CO}_2(001)$ 分子经历一次电子激励, 一次光子发射后跃迁到 $\text{CO}_2(100)$, 并与 $\text{CO}_2(\nu_2)$ 进行费米共振迅速转移到 $\text{CO}_2(010)$, 然后弛豫到基态, 仍留在放电区内。② 上激光能级通过 $(V-V)$ 、 $(V-T)$ 过程碰撞弛豫到基态, 当 p 较大时, 也可能留在放电区内。而 $\text{N}_2(V)$ 和 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 二者近共振, $(V-V)$ 交换时间很短, ($\tau_{V-V} \approx 10^{-5}$ s/Torr)。 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 通过 $\text{CO}_2(\nu_2)$ 弛豫, 时间相对较长 ($\tau_{V-T}^{001} \approx 1 \times 10^{-2}$ s/Torr), 由于弛豫速率系数 $k(T) = \frac{1}{p\tau}$ (Torr $^{-1}$, s $^{-1}$), 当 T 变化不大时, $k(T)$ 近于常数, $p \propto \frac{1}{\tau}$ 。压力增大, τ 成比例减少。当 $p=15$ Torr, (τ_{V-T}^{001}) $_{p=15\text{Torr}} \approx 7 \times 10^{-4}$ s $\approx \tau_F$; 当 $p=40$, (τ_{V-T}^{001}) $_{p=40} = 2.5 \times 10^{-4}$ s $< \tau_F$; (τ_{V-T}^{10}) $_{p=40} \ll (\tau_{V-T}^{001})_{p=40}$, 因此消激发过程主要取决于 τ_{V-T}^{001} (各种特征时间见表3, 4)。 p 很大时, (τ_{V-T}^{001}) $_p \gg 40 \ll \tau_F$ 。上述二过程返回基态的 CO_2 和 N_2 分子仍有机会接受电子第二次激励而重返 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 和 $\text{N}_2(V)$ 。于是因出光而减少的 $\text{CO}_2(001)$ 和 $\text{N}_2(V=1)$ 的分子布居数由于电子的再激励

表3 动力学过程特征时间值(按表1条件)

	τ_e	τ_I	τ_F
τ (s)	$\sim 1 \times 10^{-8}$	$\sim 4 \times 10^{-6}$	$\sim 7 \times 10^{-4}$

注: τ_e : 每Torr混合物中, $\text{CO}_2(\nu_3)$ 、 $\text{N}_2(V)$ 的平均电子振动激励时间

τ_I : 场强 $I=10^3 (\text{W}/\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ 时上激光能级的受激发射时间

τ_F : 气流通过光腔时间。

**: 低压下 $I=0$ 时 E_V^0 是 x 的线型函数。文献[1]方程[3]与本文方程[3]全同。

表4 碰撞弛豫特征时间(表1条件)

	τ_{V-V}	τ_{V-V}^{010}	τ_{V-T}^{010}	τ_{V-T}^{001}
$\tau(s)$	$\sim 6 \times 10^{-5}$	$\sim 1 \times 10^{-5}$	$\sim 4 \times 10^{-4}$	$\sim 1 \times 10^{-2}$

注: τ_{V-V} —CO₂(ν_3)和 N₂(V)的(V—V)碰撞交换时间(每Torr)

τ_{V-V}^{010} —CO₂(ν_1)和 CO₂(ν_2)的(V—V)费米共振时间(每Torr)

τ_{V-T}^{010} —CO₂(010)的(V—T)弛豫时间(每Torr)

τ_{V-T}^{001} —CO₂(001)的(V—T)弛豫时间(每Torr)

不断得到补充。随压力增大,电子激励和光受激发射过程可以进行多次,从而提高了电能转化为激光上能级的效率 η_{EV} 。使表2 II的 η_{EV} 大于I的 η_{EV}^0 ,且压力越高,增加的幅度也越大。与此同时,高压下碰撞弛豫速率随 p 上升而迅速增加,更多地消耗上激光能级振动能, η_{EV} 、 η_{EV}^0 于是随压力上升而减少。光腔与放电重叠区中各动力学过程是同时进行、相

互制约的,表2结果是总的综合效应。由于多次电子激励的存在, $W_{\text{eff}}^{\text{I}}$ 必然大于 W_{eff}^0 ,得出合理的 η_{VI} 。说明高压运转条件下不能忽略辐射场对各种效率的影响。只有当光强很小,压力较低(如 $p < 20$ Torr)时用方程(3)估算 W_{eff}^0 才近似正确^[1]。另外表2中 $I=0$ 的光腔出口温度 T_{exit}^0 在低压下小于II栏 $I \neq 0$ 的 T_{exit} 而在高压下(400 Torr)则大于 T_{exit} ,也是电能更有效利用的一种表现。

参 考 文 献

- 1 徐纪华 *et al.*, 光学学报, 5(12), 1097(1985)
- 2 陈丽吟 *et al.*, 光学学报, 5(2), 135(1985)
- 3 R. Mcleary, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-9(8), 828 (1973)
- 4 H. Nagai *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-18(3), 416(1982)

(收稿日期: 1987年9月14日)

XeCl 准分子激光泵浦若丹明 640 染料的激光性能

舒菊坪 纪金亮*

(中国科学院上海光机所)

Laser performances of rhodamine 640 dye pumped by XeCl laser light

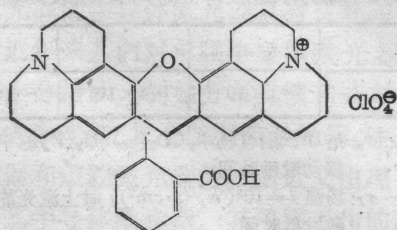
Shu Juping, Ji Jinliang

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

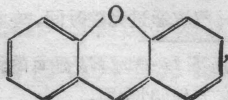
提要: 本文报道 XeCl 准分子激光器泵浦若丹明 640 乙醇溶液可调激光染料的实验结果, 调谐激光线宽为 0.011 nm, 调谐范围为 603 到 646 nm。

关键词: 准分子泵浦染料激光器

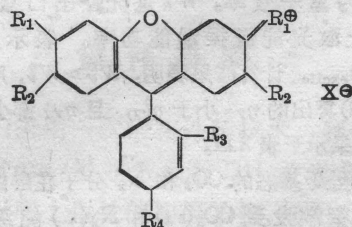
激光染料若丹明 640 的结构式为下



属于咕吨染料, 母核结构为氧杂蒽



由它衍生出来的若丹明类染料, 其基本骨架为



式中 $R_1 \sim R_4$ 为取代基, X^- 为阴性负离子。

* 浙江大学光仪系实习生。