

高压 CO₂ 16 微米激光动力学过程的模拟计算

庄斗南 赵东焕

(中国科学院上海光机所)

提要: 从 CO₂ 分子的五能级模型出发, 分别采用点模型近似和较为精确的二维模型微分方程组进行了数值计算, 结果表明在适当条件下用直接放电泵浦的方法可以从高压的 CO₂ 混合气体获得可调谐 16 微米激光输出。

Simulation computation on dynamical processes of high pressure 16 μm CO₂ lasers

Zhuang Dounan, Zhao Donghuan

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

Abstract: Using the special dynamical model for 16 μm CO₂ lasers, we computed the laser intensity at 16 μm. The results show that high pressure CO₂-N₂-He mixture may provide laser output high-power at 16 μm in special conditions.

一、引言

产生 16 微米激光的方法很多, 主要有光泵方法和激光-非线性频移方法。其次还有利用低气压放电泵浦或气动方式。这里我们探讨的是在高压(高达 80~800 托)下, 电子束控制放电的 CO₂ 激光器发射高功率 16 微米激光的条件, 并计算了激光波形等激光参数。

二、CO₂ 16 微米激光动力学模型

有关的 CO₂-N₂ 分子部分振动能级绘于

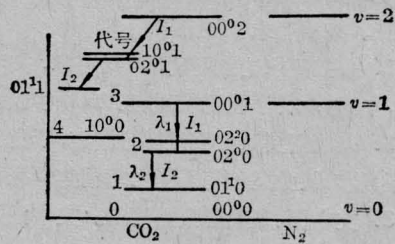


图 1 CO₂-N₂ 部分能级图与代号

图 1。设能级 3→2、2→1 的光强分别为 I₁ 和 I₂, 波长分别相应于 9.6 和 16 微米带。因为激发态寿命以 τ₃ 最长, τ₁ 次之, τ₂ 最短(转动能级寿命更短得多), 能级 1 靠近基态, 室温下占有热分布粒子数约 7%。而能级 2 上的粒

收稿日期: 1983 年 3 月 24 日。

子数比能级 1 上的少, 所以室温以上不易实现能级 1、2 之间的粒子数反转。

我们考虑一个特殊的动力学模型来克服上述困难。

1. 高压 16 微米受激振荡的动力学模型

按照图 1 的能级结构。泵浦和受激跃迁的动力学过程是在适合的泵浦(采用电子束控制的泵浦放电能任意选择 E/P 值, 因此能满足要求)之后, 经适当延迟(延迟时间远比 τ_3 小, 但大于 τ_1), 使能级 1 由自发辐射跃迁而自动抽空, 而能级 3 仍保持足够的粒子数。然后, 用足够强的 λ_1 信号 I_{10} (称清洗脉冲信号)扫过激发区, 使粒子从能级 3 迅速转移到能级 2(转移时间远小于 τ_2), 于是便可以实现 1 与 2 能级之间的粒子数反转。此刻如果我们采用 λ_2 的光信号 I_{20} 通过激发区便能得到增益, 若配以适当的谐振腔便可以得到 λ_2 的受激振荡。

根据上述模型去研制 CO_2 16 微米激光器必须注意如下参数的选择。

2. 最佳 E/P 值

放电泵浦过程中, 各能级的激发效率与 E/P 值密切相关。其中, 对于 N_2 分子振动能级和 $\text{CO}_2(10^00)$ 能级在 $E/P \approx 5$ 千伏/厘米·大气压附近具有最大的激发效率($\text{N}_2(v)$ 为 30%, $\text{CO}_2(00^01)$ 为 15%), $\text{CO}_2(00^01)$ 能级的激发效率随 E/P 值增加单调下降。权衡以上的激发效率关系, 为了提高 16 微米激光效率, 可选择 $E/P \approx 2.7$ 千伏/厘米·大气压。为满足这种要求, 必须采用电子束维持放电的泵浦技术。

3. 气体温度

在 02^00-01^10 跃迁建立 16 微米激光振荡, 必须考虑粒子数按能级的玻尔兹曼分布的影响, CO_2 气体的温度应控制在摄氏零度以下才有可能实现 1、2 能级之间的粒子数反转。当然, 对于 CO_2 序列能级(例如能级 $02^01 \rightarrow 01^11$ 之间的跃迁), 便允许在室温下进

行运转。显然, 这是因为在室温下相应的下激光能级的粒子数少得可以忽略。

4. 气体成分

CO_2 分子的能级寿命与跟它混合在一起的其他气体(如 N_2 和 He 等)的比份有关。最好能选择使 τ_3 和 τ_2 尽可能长, 而 τ_1 尽可能短的气体比份。 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}=1/1/8$ 的混合气体, 总气压为 800 托时, $\tau_1=0.62$ 微秒, $\tau_2=4.17 \times 10^{-3}$ 微秒, $\tau_3=42$ 微秒, 可以满足模型的要求。

三、动力学方程与物理参数

对四个激发态的粒子数密度和二能级跃迁光强(见图 1)可以写出二维偏微分方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_1}{\partial z} = \sigma_{32} I_1 (n_3 - n_2) - \gamma_1 I_1 \\ \frac{\partial I_2}{\partial z} = \sigma_{12} I_2 (n_2 - n_1) - \gamma_2 I_2 \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} = n_2 / \tau_2 + I_2 (n_2 - n_1) \sigma_{21} / h\nu_{21} - n_1 / \tau_1 \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} = I_1 (n_3 - n_2) \sigma_{32} / h\nu_{32} - n_2 / \tau_2 \\ \quad - (n_2 - n_4) / \tau_4 - I_2 (n_2 - n_1) \\ \quad \times \sigma_{21} / h\nu_{21} - n_3 / 2\tau_3 \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} = -I_1 (n_3 - n_2) \sigma_{32} / h\nu_{32} - n_3 / \tau_3 \\ \frac{\partial n_4}{\partial t} = -(n_4 - n_2) / \tau_4 + n_3 / 2\tau_3 \end{cases}$$

上述方程组中, I_1 和 I_2 分别表示 9.6 和 16 微米激光; $n_i (i=1, 2, 3, 4)$ 分别代表第 i 个能级上的粒子数密度; I_{10} 和 I_{20} 分别为由腔外注入激活区内的 9.6 和 16 微米光强。实际计算时分两种特殊情况进行: (1)瞬态注入, 即 $t=0, z=0, I_1=I_{10}, I_2=I_{20}; z=L, I_1=I_1(L/C=t), I_2=I_2(L/C=t)$; (2)恒定注入, 即假定注入信号光强不随时间变化, $0 \leq t \leq t$, 期间外来注入信号分别为 I_{10} 和 I_{20} 。另外, $t \leq z/C, n_3 = n_3(0), n_4 = 0 (i=1, 2, 4); \gamma_1$ 和 γ_2 分别为 9.6 和 16 微米两种激光的腔损耗系数(计算输出激光能量时, 接近于腔耦合系

表 CO₂ 动力学常数和计算时选用的参数

参数名称 气压(托)	振动态时间常数(微秒)				转动时间 常数 τ_r (毫微秒)	16 微米噪 声光强 (瓦/厘米 ²)	受激发射截面(厘米 ²)		储在能级 3 的初始粒子密度 n_{30} (厘米 ⁻³)
	τ_1	τ_2	τ_3	τ_4			σ_{32}	σ_{21}	
800	0.62	4.17×10^{-3}	42	7×10^{-2}	1.4	2.6×10^{-10}	3.53×10^{-18}	7.6×10^{-18}	9.7×10^{17}
80	6.2	4.17×10^{-1}	4.2×10^3	0.7	14	2.6×10^{-11}	3.53×10^{-17}	7.6×10^{-17}	2.9×10^{17}
文 献	[1]、[2]、[3]等				[1]	[4]	[5]		注
其他参数	$h\nu_{32} = 2.1 \times 10^{-20}$ 焦耳, $h\nu_{21} = 1.2 \times 10^{-20}$ 焦耳, 对 I_1 的腔损耗 $\gamma_1 \approx 0.001$ /厘米, $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} \sim 1/1/8$, 气温 $T = 180$ K, γ_2 、初始光强 I_{10} 和 I_{20} 等几种参数标于计算曲线中。								

注 $n_{30} = \eta_p (E/P) \epsilon_\lambda / E_{00^2 1}$, η_p 为泵浦效率, $E_{00^2 1}$ 为 4 能级能量, ϵ_λ 为泵浦能量密度, n_{30} 为能级 3 的初始量子数值密度。

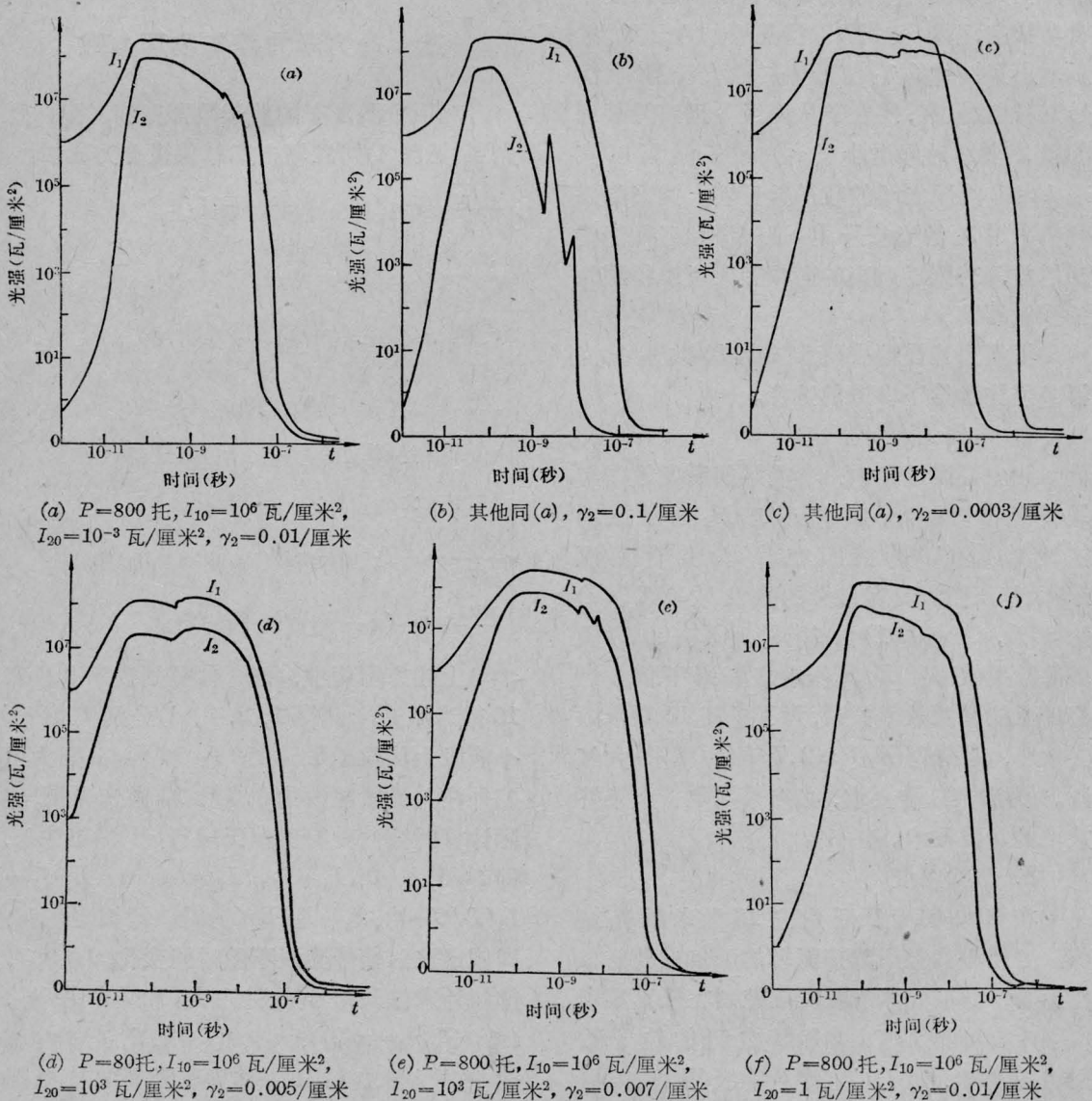
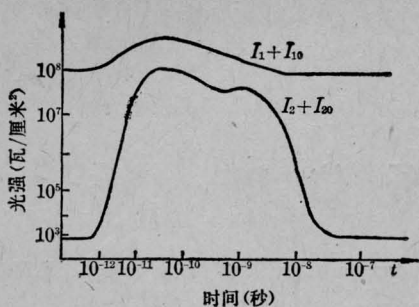
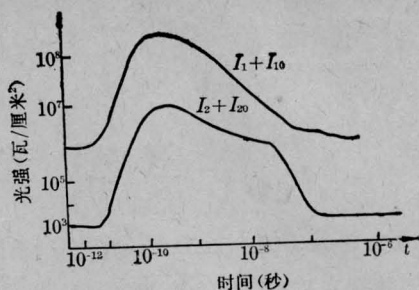


图 2 在 t_0 时刻注入激活区 I_{10} 和 I_{20} 信号的条件下一组典型运转参数下的光强 I_1 和 I_2 随时间变化的曲线



(a) $P=800$ 托, $I_{10}=10^3$ 瓦/厘米², $I_{20}=10^3$ 瓦/厘米²
(恒定注入), $\gamma_2=0.01$ /厘米



(b) $P=800$ 托, $I_{10}=10^6$ 瓦/厘米², $I_{20}=10^3$ 瓦/厘米²
(恒定注入), $\gamma_2=0.01$ /厘米

图3 注入光信号不随时间变化时, 光强随时间变化的典型结果

数); τ_i ($i=1, 2, 3, 4$) 为第 i 个振动能级的弛豫时间常数, 其它参数和计算时所选用的数值列于表中和曲线中。计算时假定腔长和激发长度相同。

四、计算结果

1. 最高效率

结果是 $\text{CO}_2(02^00) \rightarrow (01^10)$ 跃迁 16 微米激光的最高效率为 2.5%, 可能获得的最大脉冲能量密度约为 7.5 焦耳/升·大气压。

2. 瞬态注入讯号的计算结果

我们用二维偏微分方程组计算了气压为 800 托和 80 托两种典型情况, 计算结果绘于图 2, 各曲线上的光强均表示腔内参数。激光脉冲能量可以对光束截面和振荡时间积分。计算结果还包括各能级粒子数密度随时间的变化信息, 这里从略。

分析计算结果可得知如下的规律:

(1) 16 微米腔损耗系数增加, I_2 峰值下降, 脉冲延续时间缩短(参见图 2(a)、(b)和(c))。但如果仅考虑输出腔外的 16 微米激光, 需要考虑 $\gamma_2 I_2$ 值。图 2 曲线显然表明, γ_2 增加到 0.1/厘米, $\gamma_2 I_2$ 增加到 6×10^6 瓦/厘米²。

(2) 气压增加, I_2 增加(参见图 2(d)和(e)), 但远不及 9.6 和 10.6 微米 CO_2 激光功率随气压增加而增加的速度(平方倍增加)。例如, 气压从 80 托增加 10 倍到 800 托, 而 I_2 仅增加约 1 倍左右, 这是因为能级 2 寿命随气压增加而下降的效应强烈影响 n_2 与 n_1 之间的反转所导致的结果。

(3) I_2 与 I_{20} 几乎无关(参见图 2(a)、(f))。

3. 恒定注入光信号计算结果

在注入光信号为恒定值 I_{10} 和 I_{20} 的情况下, 方程组中的 I_1 和 I_2 分别加上常数 I_{10} 与 I_{20} , 初始条件改为零光强, 典型结果示于图 3(a)和(b)。由图可见 I_{10} 增加, I_1 随之而增加, 但脉冲持续时间缩短。比较两种注入信号的情况知道, 恒定注入情况下 I_2 延续时间更长, 这标志着激光能量增加。

参 考 文 献

- [1] U. S. Patent, 4, 053, 851; 4, 053, 852.
- [2] Steven J. Kast; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, No. 4, 1631.
- [3] Ralph R. Jacobs; *Phys. Rev.*, 1975, **A11**, No. 1, 54.
- [4] A. Yariv; *Introduction of Optical Electronics*, 1971, p. 61.
- [5] B. F. Kuntsevich; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1978, **8**, No. 3, 313.