

双节 TEA 二氧化碳激光器的动力学

楼 祺 洪

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文用双节 TEA CO₂ 激光器的动力学计算分析了双节器件的激光输出特性。当双节放电不同步时, 讨论了注入锁定效应对激光脉冲形状的影响。

在 TEA 二氧化碳激光器的许多应用中, 例如激光化学^[1]、激光同位素分离、激光核聚变等, 均需要高能量、高功率的激光脉冲输出。为了提高激光输出, 必须增大激光工作物质的体积。对于横向放电二氧化碳激光器, 由于电极材料的形变不可能将电极做得很长(一般电极尺寸不长于 1m)。因此不少 TEA 激光器是将多节器件串接在一起来获得强的激光输出。实验研究表明, 当二节(或者多节)器件放电同步时, 激光输出特性与单节器件一致, 而激光脉冲的形状与单节也完全一样; 但是当二节放电不同步时, 即放电时间有一个间隔时, 激光输出的脉冲包含两个十分靠近的脉冲对, 而脉冲对中第二个脉冲具有较长的脉冲持续时间。本文的目的是利用一般的单节 TEA 二氧化碳激光器的动力学模型^[2,3], 分析二节器件的动力学过程, 并推导了双节 TEA 器件谐振腔内的激光场方程。计算结果表明, 当二节放电不同步时, 首先放电的一节建立了一个足够强的激光场, 在第二节放电开始时, 这个激光场可以视为注入讯号注入到第二节放电区, 因此使第二个持续时间较长的脉冲尖峰成为被注入锁定的脉冲。上述计算及分析结果可以很好地解释迄今所得到的实验结果。

一、实 验 装 置

图 1 给出双节 TEA 二氧化碳激光的实验装置示意图, 阳极是用铝合金制成的均匀场电极, 其面型根据 Chang^[4]的双曲函数法计算, 取常数 $k=0.02$, 常数 $v=\arccos(-k)$ 。阴极用不锈钢丝网紧固在有机玻璃制成的均匀场电极形的框架上。网后装置五行紫外预电离表面火花阵列, 每行有 28 个火花间隙。紫外预电离的放电时间比激光主放电提早 $1\mu\text{s}$ 左右。图中 B1 为二节麦克斯发生器, 容量为 $0.07\mu\text{f}$, 麦克斯发生器的单节充电电压为 $20\sim 30\text{kV}$; B2 为三级麦克斯发生器, 每节容量为 $0.28\mu\text{f}$, 单节充电电压为 $20\sim 40\text{kV}$ 。D 为时间可调延迟装置, 可调范围为 $0.2\sim 2\mu\text{s}$ 。

激光器每节的放电体积为 $7\times 8\times 55\text{cm}^3$, 当 He:N₂:CO₂ 混合气体压力为一个大气压时, 整个器件可以在很宽的混合比范围内均匀放电, 其中氦气占的百分比可低于 50%。激光电极对安置于直径为 26cm, 长度为 150cm 的有机玻璃筒中, 二端有两块直径为 100mm

的与光轴有 3° 夹角的氯化钠窗口。激光谐振腔由曲率半径为 5m 的全反射镀金腔片及平板镜片组成, 平板镜对 $10.6\mu\text{m}$ 波长激光的反射率由实验测得约为 46%。激光输出波形由置于双重屏蔽室内的 Rofin 7415 光子牵引检测器及 SS-6200 示波器测量。

我们用上述装置测量了总气压为 1 个大气压, 混合比为 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$ 时, 双节放电之间的时间延迟对激光输出的影响, 而且用动力学模型对实验结果进行分析。

二、双节 TEA CO_2 激光器的动力学过程分析

根据 Landau-Teller 方程, 我们可以写出第二节没有放电前, 第一节器件中 CO_2 各振模动 (E_1 、 E_2 和 E_3) 和氮分子振动模 (E_4) 的能量方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} &= N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_1 X_1(t) + \sum_j S_{1j} + h\nu_1 \Delta N_1 W I_\nu, \\ \frac{dE_2}{dt} &= N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_2 X_2(t) + \sum_j S_{2j}, \\ \frac{dE_3}{dt} &= N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_3 X_3(t) + \sum_j S_{3j} - h\nu_3 \Delta N_1 W I_\nu, \\ \frac{dE_4}{dt} &= N_e(t) N_{\text{N}_2} h\nu_4 X_4(t) + \sum_j S_{4j}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

这里 ΔN_1 是第一节放电介质中的粒子数反转值:

$$\Delta N_1 = N_{001}(1) P(J) - \frac{2J+1}{2J+3} N_{100}(1) P(J+1), \quad (2)$$

其中 $N_{001}(1)$ 和 $N_{100}(1)$ 分别是第一节放电介质中 $\text{CO}_2(001)$ 和 $\text{CO}_2(100)$ 振动模的粒子数。

$$P(J) = \left(\frac{2hcB}{KT} \right) (2J+1) \exp(-hcBJ(J+1)/KT), \quad (3)$$

式中, J 为旋转量子数, $B=0.4\text{cm}^{-1}$ 为旋转常数, $N_e(t)$ 是放电中的电子数密度, N_{CO_2} 和 N_{N_2} 分别为 CO_2 和 N_2 的分子密度。

在式 (1) 中 $\nu_i (i=1, 2, 3)$ 为 CO_2 各振动模的振动频率, 而 ν_4 为 N_2 的振动模振动频率。 $\rho_i (i=1, 2, 3, 4)$ 分别代表每个振动模的电子激发速率。 $S_{ij} (i=1, 2, 3, 4)$ 代表弛豫项, 其具体表达式可参见文献 [2], [3]。

令双节放电之间的时间延迟为 t_d , 我们用 E'_1 , E'_2 , E'_3 和 E'_4 来表示第二节放电区中各振动模的能量。

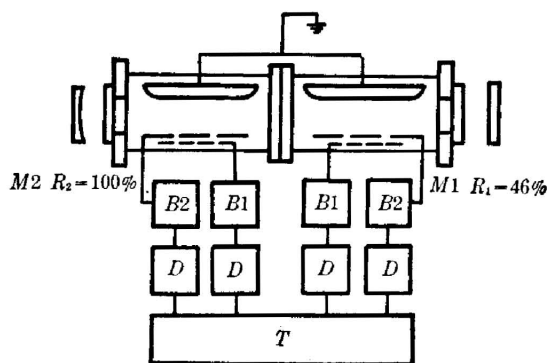


图 1 双节 TEA CO_2 激光器方框图

Fig. 1 Schematic diagram of the laser and discharge circuitry

B1—two stage marx bank; B2—three stage marx bank; D—time delay; T—trigger

$$\left. \begin{aligned} \frac{dE'_1}{dt} &= Ne(t-t_d)N_{CO_2}h\nu_1X_1(t-t_d) + \sum_j S'_{1j} + h\nu_1\Delta N_2WI_\nu, \\ \frac{dE'_2}{dt} &= Ne(t-t_d)N_{CO_2}h\nu_2X_2(t-t_d) + \sum_j S'_{2j}, \\ \frac{dE'_3}{dt} &= Ne(t-t_d)N_{CO_2}h\nu_3X_3(t-t_d) + \sum_j S'_{3j} - h\nu_3\Delta N_2WI_\nu, \\ \frac{dE'_4}{dt} &= Ne(t-t_d)N_{N_2}h\nu_4X_4(t-t_d) + \sum_j S'_{4j}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

对于 $t < t_d$, 腔内光子场强 I_ν 由下式给出:

$$\frac{dI_\nu}{dt} = -\frac{I_\nu}{\tau_c} + chf_L\Delta N_1(WI_\nu + S), \quad (5)$$

这里 τ_c 是激光腔的寿命; f_L 是激光频率; W 是谱线中心受激辐射速率; S 是自发辐射项。

当 $t > t_d$ 时, 公式 (5) 应改写为:

$$\frac{dI_\nu}{dt} = -\frac{I_\nu}{\tau_c} + chf_L\Delta N_1(WI_\nu + S) + chf_L\Delta N_2(WI_\nu + S), \quad (6)$$

这里 ΔN_2 是第二节放电区中 CO_2 的激光上、下能级间的粒子数反转数。我们用 Runge-Kutta 法求解上述方程组。显然, 当 $t_d = 0$ 时, 其结果与单节器件完全一致, 激光输出脉冲是一个尖的增益开关脉冲加上一个持续时间较长的尾部, 它来源于氮分子与二氧化碳分子之间的共振能量转移。当 $t_d = 0.75 \mu s$ 时, 在第二节放电开始时, 第一节放电区已在激光腔内建立了足够强的光子场, 它会在第二节放电一开始就抽运激光上能级的粒子到激光下能级, 因此不会发生很强的增益开关效应。图 2 给出了 $t_d = 0.75 \mu s$ 时, 双节器件中的激光上、下能级粒子数分布随时间的变化。从图中我们可以看到第二节放电区不出现很大的粒子数反转值。图 3 给出相应的激光脉冲形状, 在计算中引用了文献 [3] 所采用的全部动力学过程常数, 而仅引入新的参数 t_d 。由文献 [3] 可知, 虽然不同的泵浦水平, 混合比会影响激光输出波形, 但仅仅是幅度较低的尾部受到较大的影响, 而开始部分增益开关脉冲的变化不大。图 3

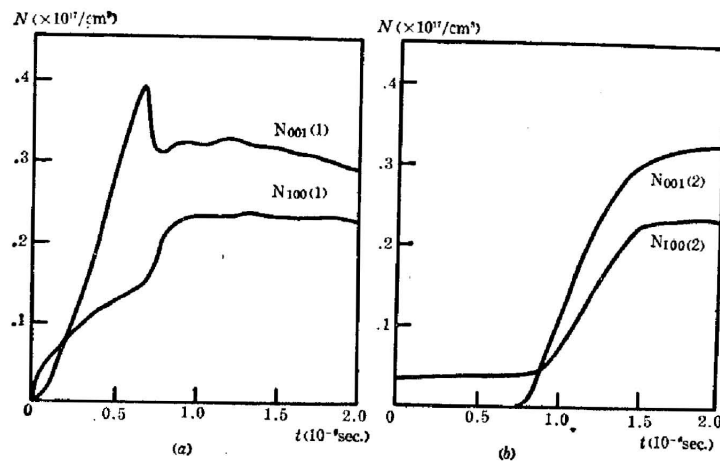


图 2 双节 TEA 二氧化碳激光器当两节放电不同步时激光上、下能级粒子数分布
(a) first section, discharge beginning at $t=0$ (b) the second section discharge at $t=0.75 \mu s$
 $P=1 \text{ atm}, CO_2:N_2:He=1:1:8$

Fig. 2 The density of population for two sections as function of time

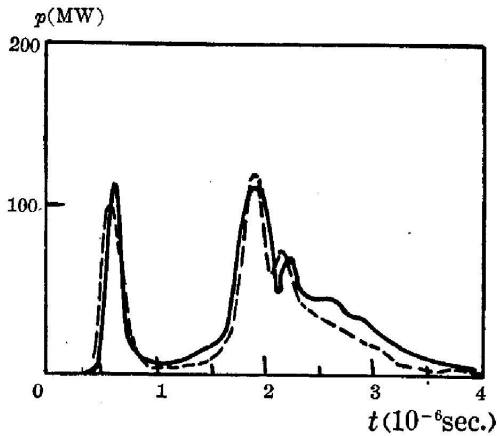


图3 双节 TEA 二氧化碳激光器的输出波形。
Fig.3 The profile of the two-section TEA CO₂ laser,
——calculated result,
.....experimental result.

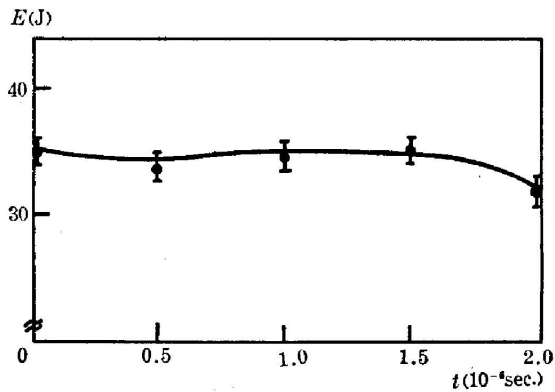


图4 激光输出能量与 t_d 的关系曲线
Fig. 4 The output energy of two section
laser as the function of delay time (t_d)
between two sections

给出的典型计算结果显示第二个脉冲明显的加宽现象，这种现象可以由注入锁定效应解释，且能与实验结果大致符合。为了给出计算结果与实验比较的重复性，我们计算了不同 t_d 下的激光输出，此时，保持其它参数不变，它的变化趋势同样能与实验结果符合(图4)。

三、讨 论

Lachambre^[4]对注入锁定 TEA 二氧化碳激光器的分析表明，当注入场足够强(例如，大于 5 kW/cm^2)，且注入场与被注入场的谐振腔之间失调角 $\phi = 2\pi\Delta f/df$ 十分小 ($\phi < 100/\pi$)，时被锁定的激光脉冲的持续时间要比自由振荡长 5 倍以上。这里 df 是谐振腔的模之间的频率间隔， Δf 是注入激光频率及谐振腔纵模之间的频率差。在上述的双节器件条件下，只要 $t_d > 500 \text{ ns}$ ，第一节放电区形成的光子场 I_v 就已足够强，而当 $t_d = 0.75 \mu\text{s}$ 情况下，总气压为 1 atm ， $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$ ，泵浦功率密度为 100 J/l 时，计算结果表明 $I_v = 500 \text{ kW/cm}^2$ ，远远大于 Lachambre 分析所要求的值。另一方面，在双节器件中，两节器件共用一个谐振腔，不存在频差 Δf ，因此 $\phi = 0$ 。我们可以把第一节放电区产生的光场视为对第二节放电区的注入场，从而使第二节放电区不再累积成很大的粒子数反转，如图 2(b) 所示，一旦第二节放电区由注入讯号建立了激光场，两节放电区在同一个谐振腔内振荡，使激光输出的持续时间增加。

根据以上分析，我们对双节 TEA 二氧化碳激光器动力学过程的计算能很好地同实验结果符合。在两节放电之间有一定的时间间隔时，第一节放电区建立的光场已足以在第二节放电区放电开始时刻使其产生受激辐射，因此使第二节放电区产生的激光脉冲不存在很强的增益开关效应而具有较长的脉冲持续时间。自从 TEA 二氧化碳激光器出现以来，不少研究者希望将激光脉冲的持续时间增长，但由于其增益开关效应的限止，除非将激光介质的增益降低或者增大谐振腔的损耗，很难在放电型器件中得到高功率长脉冲输出，而低增

益高损耗腔又减低了激光输出强度。本文的方法使脉冲持续时间有所增长,又能维持较高的输出功率,提供了获得较长激光脉冲的新方法。

这种方法亦可应用于其它类型的短脉冲激光器中,例如准分子激光器,来增加脉冲输出的持续时间。

参 考 文 献

- [1] T. A. Horsley *et al.*; *IEEE J. OF QUANTELECTRON*, 1980, **16**, No. 3 (Mar), 412.
- [2] K. R. Manes, H. J. Suguin; *J. APPL. PHYS.*, 1972, **43**, No. 12 (Dec), 5073.
- [3] Q. H. LOU, S. S. YU *et al.*; *LASER JOURNAL*, 1979, **6**, No. 9 (Sep), 5.
- [4] T. Y. CHANG; *REV. of SCI. INSTRUM.*, 1973, **44**, No. 4 (Apr), 405.
- [5] J. L. Lachambre *et. al.*; *IEEE J. OF QUANT. ELECTRON.*, 1976, **12**, No. 12 (Dec), 756.

Kinetics of a two-section TEA CO₂ laser

LOU QIHONG

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

(Received 1 April 1983)

Abstract

The kinetic calculation of a two-section TEA CO₂ laser was used to analyse the laser output characteristics. When the firing times of two-section is not synchronized, the effects of injection locking on the laser pulse profile are discussed.