

# 双电极对脉冲放电时间间隔 $\tau = 0$ s 时的 能量增强效应

李相银 许三南 张永清 伍仕宝 杨 庆

(南京理工大学应用物理系 南京 210094)

**提要** 在同一光学谐振腔内设置两组电极对, 并保持放电区体积、工作电压等参数相同。实验发现, 当两组电极对脉冲放电时间间隔  $\tau = 0$  s 时, 有脉冲能量增强效应, 其输出能量可增加 30% 左右, 并从理论上进行分析, 其结果与实验相符。

**关键词** 双电极对, 气体激光器, 脉冲增强效应

在同一光学谐振腔内设置双电极对 TEA CO<sub>2</sub> 激光器, 已有一些报道<sup>[1~3]</sup>。但双光脉冲对的时间间隔变化对其输出能量的影响已成为关注的问题, 尤其是当双光脉冲对时间间隔  $\tau = 0$  s 时, 有脉冲能量增强效应。

本文在实验基础上, 从理论上进行了分析讨论, 给出了有关表达式, 其结果与实验相符。

## 1 理论分析

对于高压工作的 TEA CO<sub>2</sub> 激光器, 输出的激光能量与激光光脉冲宽度有关, 对于 CO<sub>2</sub> + N<sub>2</sub> 混合气体系统, 一个激光脉冲能得到的能量是

$$\epsilon = (e_1 + X_{N_2} e_2) \frac{hCPV}{\lambda KT} \quad (1)$$

$P$  为总气压,  $T$  为气体温度,  $V$  为工作气体体积,  $e_1$  和  $e_2$  为 CO<sub>2</sub> 分子  $\nu_3$  振动模和 N<sub>2</sub> 分子振动能级的激发速率,  $X_{N_2}$  为混合气体中组分比例。设  $e_1 = e_2 = 0.4$ ,  $P = 37.3$  kPa,  $T = 300$ K,  $CO_2 \cdot N_2 = 1 \cdot 1$ ,  $V = 1$  L, 代入 (1) 式得到  $\epsilon \approx 135.3$  J/L · kPa。实际激光输出能量要低得多, 可能的原因是整个放电体积内未能获得均匀放电,  $e_1$  和  $e_2$  没达到理论上预期的数值。

现在考虑在平-凹腔内放置两组电极对, 如图 1 所示。 $T$  为输出镜,  $R$  为全反镜, 设第一电极对输出能量为  $\epsilon_1$ , 第二电极对输出能量为  $\epsilon_2$ 。

根据四能级速率方程组, 求解得到第一电极对在单位模体积内有用的激光输出能量为

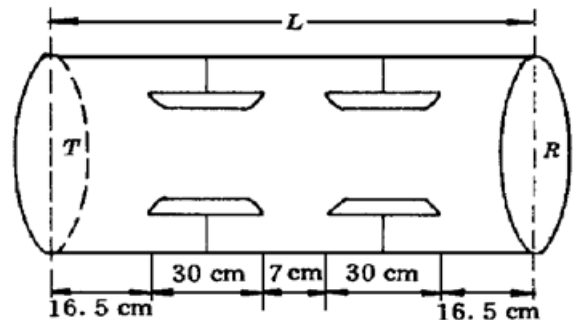


图 1 双电极对激光器结构尺寸  
Fig. 1 Structural diagram of a double-pair-electrodes laser

$$\epsilon_1 = \int - h\nu q \eta \omega dt \tag{2}$$

积分在脉冲持续时间里进行,  $q$  为腔内光子数密度,  $\omega$  为腔体中光子衰变率, 则

$$\omega = - \frac{c \ln \mathcal{Y}}{2L} \tag{3}$$

$\mathcal{Y}$  为反射镜反射率,  $L$  为腔长。谐振腔效率为  $\eta$ , 则

$$\eta = \frac{T}{A + T} = \frac{T}{GL} \tag{4}$$

$T$  为反射镜透过率,  $A$  为谐振腔往返净损耗率

$$A = \delta r_1 + \delta r_2 + 2\delta_a + 2\delta_d + 2\delta_i \tag{5}$$

单电极对激光器振荡阈值条件为

$$G_1 L \geq \delta = T + A \tag{6}$$

当  $\tau = 0$  s, 双电极对同时工作时, (6) 式修正为

$$G_2 L \geq \delta = T + A/x \tag{7}$$

式中  $x$  为电极对个数(正整数), 同时(4) 式可修正为

$$\eta_0 = \frac{T}{A/x + T} \tag{8}$$

$\eta_0$  为  $\tau = 0$  s 时谐振腔效率。

从上几式中可以看出, 在同样工作条件下, 双电极对 ( $\tau = 0$  s) 要比单电极对在腔内往返净损耗率小; 激光振荡阈值条件降低, 改善了双电极对之间介质激活的条件, 从而有利于改善放电的均匀性, 提高了谐振腔的效率。

当  $x = 1$  时,  $\eta_0 = \frac{T}{A + T}$ 。当  $x = 2$  时,  $\eta_0 = \frac{T}{A/2 + T}$ 。假定  $x = 2$ , 当  $T = 0.20, A = 0.10$  时, 则有  $\eta = 0.67, \eta_0 = 0.80$ , 那么  $E = \frac{\eta_0 - \eta}{\eta} = 19.4\%$ ; 当  $T = 0.40, A = 0.10$  时, 则有  $\eta = 0.80, \eta_0 = 0.89$ , 从而  $E = \frac{\eta_0 - \eta}{\eta} = 11.1\%$ 。当  $\tau = 0$  s 时, 设腔内光子数密度为  $q_0$ , 则

$$q_0 = q(1 + x \ln x) \tag{9}$$

当  $x = 1$  时,  $q_0 = q$ ; 当  $x = 2$  时,  $q_0 = 2.386q$ 。在其他条件不变的情况下, 当两组电极对分别工作时, 设  $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$ , 则  $q_1 + q_2 = 2q$ , 当  $\tau = 0$  时, 有  $E = \frac{q_0 - 2q}{2q} = 19.3\%$ 。

$$E = \frac{q_0 - 2q}{2q} = 19.3\%$$

上述表明, 当  $\tau = 0$  s 时, 腔内光子数密度提高了 19.3%。那么当  $T = 0.20, A = 0.10$  时, 则有  $2\eta q = 1.34q, \eta_0 q_0 = 1.90q, E = \frac{\eta_0 q_0 - 2\eta q}{2\eta q} \approx 41.7\%$ ; 当  $T = 0.40, A = 0.10$  时, 则有  $2\eta q = 1.60q, \eta_0 q_0 = 2.11q, E = \frac{\eta_0 q_0 - 2\eta q}{2\eta q} \approx 32.0\%$ 。这说明了当  $\tau = 0$  s 时, 激光输出能量有较大幅度的提高。当  $\tau = 0$  s 时, (2) 式可改写为

$$\epsilon_0 = \int - h\nu q_0 \eta_0 \omega dt \tag{10}$$

利用公式(8)和(9)可绘出  $A-\eta_0, GL-\eta, x-q_0$  的变化曲线

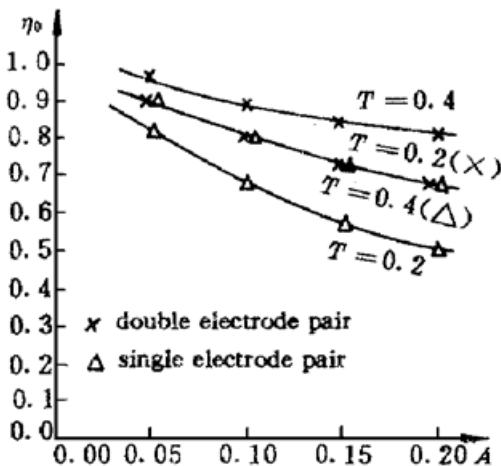


图 2  $A-\eta_0$  关系曲线  
Fig. 2  $A-\eta_0$  relation curve

图, 分别如图 2~ 4 所示。

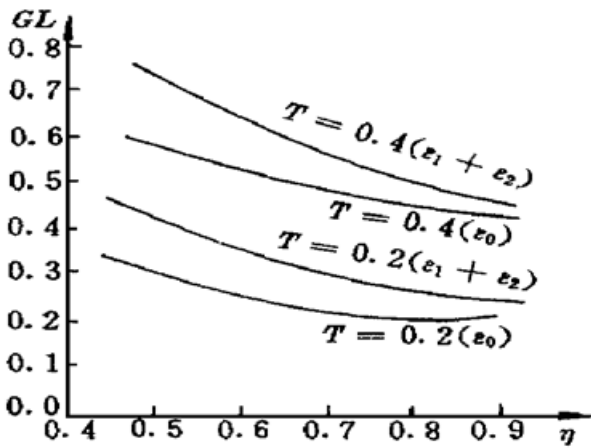


图 3  $GL-\eta$  变化曲线

Fig. 3  $GL-\eta$  relation curve

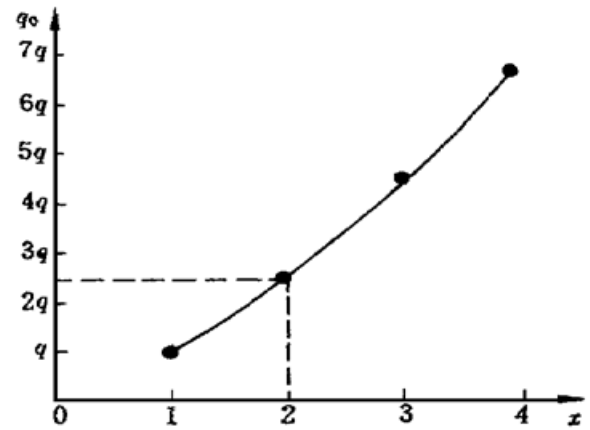


图 4  $\tau = 0$  s 时的  $x-q_0$  关系曲线

Fig. 4  $x-q_0$  relation curve at  $\tau = 0$  s

## 2 实验结果

采用两组电极对均分同一光学谐振腔, 每组电极对有效放电区体积为  $30 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ , 谐振腔长度为 100 cm, 腔型结构为平-凹腔型, 工作气体组分为  $P_{\text{CO}_2} \cdot P_{\text{N}_2} = 1:1$ , 总气压  $P_{\text{CO}_2} + P_{\text{N}_2} = 37.3 \text{ kPa}$ , 充电电压为 18 kV, 储能电容为  $0.1 \mu\text{F}$ ,  $T = 0.40$ , 测试结果为  $\epsilon_1 = 174 \text{ mJ}$ ,  $\epsilon_2 = 227 \text{ mJ}$ ,  $\epsilon_0 = 493 \text{ mJ}$ , 脉冲宽度为 70 ns。所以两组电极对分别工作时获得的总能量为  $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 = 401 \text{ mJ}$ , 当  $\tau = 0$  s 时为  $\epsilon_0$ , 则  $E = \frac{\epsilon_0 - \epsilon}{\epsilon} = 22.9\%$ 。从公式(8) 或  $A-\eta_0$  曲线中查出  $A = 0.1$ , 理论值求出输出能量相对提高了 32.0%。对于平行平面腔输出的双电极对 TEA  $\text{CO}_2$  激光器<sup>[1]</sup>, 其每个电极的有效尺寸为  $11.5 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , 工作气体为  $P_{\text{CO}_2} \cdot P_{\text{N}_2} \cdot P_{\text{He}} = 12:8:80$  混和气体, 充电电压为 23 kV, 当  $\tau = 0$  s 时, 测得输出的能量为  $\epsilon_0 = 180 \text{ mJ}$ , 当分别工作时,  $\epsilon_1 = 66 \text{ mJ}$ ,  $\epsilon_2 = 71 \text{ mJ}$ , 脉冲宽度为 100 ns, 则  $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 = 137 \text{ mJ}$ ,  $E = \frac{\epsilon_0 - \epsilon}{\epsilon} = 31.3\%$ , 从  $A-\eta_0$  曲线或公式(8) 中得到  $A = 0.05$ , 理论值为  $E = 32\%$ 。从上二例可看出实验结果要比理论值低, 原因是在短脉冲时, 脉冲时间为毫纳秒量级, 最大可能提取的能量随脉冲宽度减小而减小, 腔内光子数没有完全参与作用。

## 3 讨论

上述分析了在同一光学谐振腔内设置两组电极对, 当  $\tau = 0$  s 时, 从理论及实验证实了其光子数密度  $q_0$  及谐振腔效率  $\eta_0$  有较大的提高, 从而提高了激光输出能量, 并给出了同一腔型的  $q_0$  及  $\eta_0$  的表达式, 作出了  $A-\eta_0$ ,  $GL-\eta$ ,  $x-q_0$  的变化曲线, 其实验结果与理论值基本相符。实验中还发现, 第二电极对(靠近全反镜) 输出能量  $\epsilon_2$  大于第一电极对(靠近输出镜) 输出能量  $\epsilon_1$ , 这可能是腔内第一放电区光子数未倒空所致, 目前正在研究之中。

## 参 考 文 献

1 Jay. A. Fox. A double-electrode-pair-pulsed laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1980, 37(7): 590~ 591

- 2 Li Xiangying, Sun Ning, Shi Zhengbang. A double-pulse TEA CO<sub>2</sub> laser with adjustable pulse interval. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1990, **10**(2): 168~ 173 (in Chinese)
- 3 Li Xiangying, Shi Zhengbang, Sun Ning. Configuration analysis of the resonator in a double-pulsed TEA CO<sub>2</sub> Laser. *Opt. Comm.*, 1992, **90**(4~ 6): 292~ 296

## Energy Enhancement Effect in Synchronous Two-pair-electrodes Pulse Discharge

Li Xiangying Xu Sannan Zhang Yongqing Wu Shibao Yang Qing

(Applied Physics Department, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094)

**Abstract** Installing two pairs of electrodes in an optical resonant cavity, while keeping the of operating voltage and the volume of the discharge zone indentical, we found that when the time interval of the pulse-discharges of the two pairs of electrodes is  $\tau = 0$  s, an effect of pulse energy enhancement occurs, the output energy increases by about 30%. Theoretical result obtained is in accord with that of the experiment.

**Key words** double-electrode-pair, gas laser, pulse enhancement effect

## 钛宝石激光器泵浦 Yb·YAG 晶体薄片产生连续激光输出

目前, 惯性约束核聚变(ICF)激光驱动器前端系统中使用 1.053  $\mu\text{m}$  激光波长。掺 Yb<sup>3+</sup> 激光介质由于 Yb<sup>3+</sup> 离子的吸收带位于 0.9~ 1.1  $\mu\text{m}$  波长范围, 能与 InGaAs 二极管泵浦源有效耦合, 可获得 1.053  $\mu\text{m}$  的激光输出, 并具有较高的提取效率和长的荧光寿命等特点, 将成为未来核聚变激光驱动器前端系统选择的最佳增益介质之一。其中 Yb·YAG 由于优异的热力学性能, 可进行高浓度掺杂, 生长工艺成熟, 成为掺 Yb<sup>3+</sup> 材料的最佳候选者。

用引上法(CZ)沿 (111)方向生长了 Yb<sup>3+</sup> 掺杂浓度为 10at-% 的 Yb·YAG 晶体, 经 1400 $^{\circ}\text{C}$  退火, 获得了无色心、低位错密度的高质量单晶。用 Ar<sup>+</sup> 离子激光泵浦的钛宝石激光器作为泵浦源。激光腔设计为平-平腔。940 nm 的泵浦光经过一个焦距为 4 cm 的透镜和腔镜, 聚焦在 8 mm $\times$ 8 mm $\times$ 1 mm 的 Yb·YAG 晶体薄片上。腔镜紧贴晶体并固定在热沉板上, 热沉板通循环水冷却。腔镜的一面镀 940 nm 增透膜, 另一面镀 940 nm 增透膜和 1.053  $\mu\text{m}$  的高反膜。晶体的输入面镀 1.053  $\mu\text{m}$  和 940 nm 的增透膜, 另一面镀 1.053  $\mu\text{m}$  和 940 nm 的高反膜。在室温下, 当输入功率为 1410 mW 时, 晶体实际吸收的泵浦功率为 792 mW, 得到 320 mW 1.053  $\mu\text{m}$  的高效连续激光输出, 晶体的阈值功率约为 203 mW, 斜率效率为 54%。

下一步我们将采用 LD 泵浦, 平-凹腔设计以获得更高功率的激光输出, 有关工作正在进行中。

此项工作得到国家自然科学基金(69578026)和国家高技术 863-416 项目资助。

中国科学院上海光机所

邓佩珍 杨培志 陈伟 刘玉璞 张影华 谢兴龙 徐军

1998-11-9 收稿