

文章编号: 1001-3806(2004)05-0476-04

紫外预电离 TEA CO₂ 激光器放电过程的数值模拟

李小芬, 左都罗, 程祖海

(华中科技大学 激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘要: 建立了一数值模型模拟紫外预电离 TEA CO₂ 激光器的放电过程。结合放电电路分析了激光器的动态放电过程, 综合考虑了气体放电中所发生的电离、吸附、复合等粒子反应, 得到了电子密度、放电电流及放电电压随时间变化的波形, 并将模拟结果与实验结果进行了对比。此外, 还模拟并分析了放电回路中部分参量对放电特性的影响, 获得了有利于激光器稳定放电的条件。

关键词: TEA CO₂ 激光器; 数值模拟; 气体放电; 紫外预电离

中图分类号: TN248.2⁺2 **文献标识码:** A

Numerical simulation of discharge processes of a UV-preionized TEA CO₂ laser

LI Xiaofen, ZUO Du-luo, CHENG Zu-hai

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan 430074, China)

Abstract: A numerical model for the discharge processes of a UV-preionized transversely excited atmospheric pressure (TEA) CO₂ laser is presented, in which the discharge circuit and the discharge area are considered in detail, and the temporal evolution of discharge voltage, current and electron density are given. Comparisons of the simulation results with the related experimental results are presented together with discussions of the factors affecting the stability of gas discharge in the laser.

Key words: TEA CO₂ laser; numerical simulation; gas discharge; UV-preionized

引 言

气体放电的稳定性影响 TEA CO₂ 激光器工作效率、输出能量和工作寿命等重要性能。深入了解气体放电过程有助于探究放电不稳定性的发展, 寻找影响放电稳定性的因素。通过对 TEA CO₂ 激光器的放电过程的数值模拟, 可以得到激光器放电电压、放电电流、电子数密度等参量随时间的变化特性, 进一步可以得到外电路因素对上述参量的影响, 从而为放电过程的优化提供理论依据。

近年来, 国内外不少研究者对激光器的运行过程尤其是放电特性进行了研究, 针对不同放电电路的 TEA CO₂ 激光器建立了相应的理论模型。国外, 如 TRTICA 等人^[1]对 TEA CO₂ 激光器在工作气体含氮和含氢的情况进行了模拟, 将预电离源所产生

的电子数变化率设为恒定, 没有模拟电路参数变化的差异。DADELSEN 等人^[2]利用电场分析软件 TETRAelf 对 TEA CO₂ 激光器的放电特性进行了模拟运算, 从放电空间电场分布的角度分析激光器的放电过程。国内李玲芝等^[3]对 TEA CO₂ 激光器放电电路的研究模型较简单, 未考虑尖峰电容和充电电感的特殊影响; 奚惠江等^[4]则采用将预电离与主放电过程完全分离的建模方式, 难以从整体模拟放电过程的发展。文中针对实验室紫外预电离 TEA CO₂ 激光器的脉冲放电电路, 综合考虑了气体放电中所发生的电离、吸附、复合等过程, 建立了放电回路的理论模型。该模型将预电离源所产生的电子数与预电离之路的电流联系起来, 选择了合理的微观放电系数, 精确地模拟了从放电电路触发到最终残余振荡的全过程。

1 激光器放电电路的数值模型

图 1 为激光器放电电路。主放电电极为近罗可夫斯基面型的铜板电极。阴阳极板两侧布置有 17 对预电离钨针。每对钨针的间距为 6 mm, 每个钨针

基金项目: 国家八六三计划资助项目 (2002A722105)

作者简介: 李小芬 (1979-), 女, 硕士研究生, 主要从事高功率激光器的研究。

E-mail: freesky572@ynmail.com

收稿日期: 2003-11-03; 收到修改稿日期: 2003-12-17

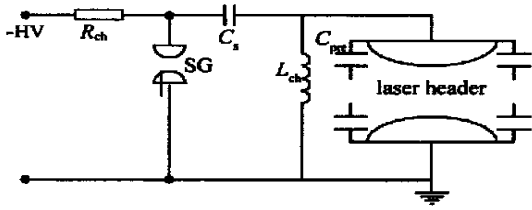


Fig. 1 Schematic of discharge circuit

R_{ch} and L_{ch} —charge resistance and inductance; C_s —storage capacitance; SG—spark gap

串接一个 500pF 的电容,构成了预电离电极。放电区激活体积为:3cm × 4cm × 61cm,其中两主电极板间距为 3cm。图 2 为激光器的等效放电电路。其中, R_{pre} 为预电离钨针之间气隙的等效电阻,当气隙击穿时,其值迅速减小。 C_{pre} 为预电离电极中 17 × 4 个 500pF 小电容串并联后的等效电容。 C_{peak} 为电路的分布电容,可等效为小尖峰电容。

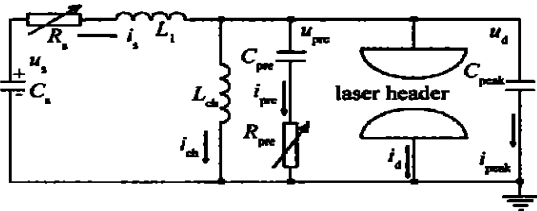


Fig. 2 Equivalent discharge circuit

R_s and L_1 —equivalent resistance and inductance of loop and spark gap; C_{pre} —equivalent capacitance of preionization part; R_{pre} —equivalent resistance of the spark gap between tungsten pins; C_{peak} —loop distributed capacitance

对照图 2,得到下列回路方程。其中, $i_s, i_{ch}, i_{pre}, i_d, i_{peak}$ 代表各支路的电流, i_{pre} 表示预电离支路电流, i_d 则表示主放电区的电流, u_s 表示充电电容两端电压, u_{pre} 表示预电离电容两端电压, u_d 代表主放电电压。

$$\frac{di_s}{dt} = -\frac{R_s}{L_1} i_s - \frac{u_d}{L_1} + \frac{u_s}{L_1} \quad (1)$$

$$\frac{di_{ch}}{dt} = \frac{u_d}{L_{ch}} \quad (2)$$

$$\frac{du_s}{dt} = -\frac{i_s}{C_s} \quad (3)$$

$$\frac{du_{pre}}{dt} = \frac{u_d}{R_{pre} C_{pre}} - \frac{u_{pre}}{R_{pre} C_{pre}} \quad (4)$$

$$\frac{du_d}{dt} = \frac{i_s}{C_{peak}} - \frac{i_{ch}}{C_{peak}} - \frac{i_d}{C_{peak}} - \frac{u_d}{R_{pre} C_{peak}} + \frac{u_{pre}}{R_{pre} C_{peak}} \quad (5)$$

式中,球隙和回路的等效电阻 R_s 在球隙触发导通后迅速减小^[5]:

$$R_s = R_{s0} + R_{s1} \exp(-t/\tau) \quad (6)$$

取 $R_{s0} = 1\Omega, R_{s1} = 100\Omega$,时间常数 $\tau = 5ns$ 。同时,用随气体电子数密度变化的电流来模拟放电气体的电气特性^[1]:

$$i_d = S q v_d N_e(t) \quad (7)$$

式中, S 代表有效的放电横截面积, q 为电子电量。对放电系数的不同描述造成电子数密度方程也存在着较大差异^[1,2,5,6]。本文中采用如下的电子数密度方程:

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = (K_i - K_a) v_d N_e(t) - \gamma N_e^2(t) + W_p(t) \quad (8)$$

该式表述了电子数密度随时间变化的关系。 $W_p(t)$ 代表由预电离产生的电子数密度的源项。 YOSHIRO 等^[7]通过测量单个弧光放电通道所产生的光电子密度得到如下结论:当弧光放电电流达到一定程度时,光电子密度几乎随弧光电流的强度线性增加,故可设 $W_p(t) = k i_{pre}$, k 为常数(模拟中取为 1×10^{20}), i_{pre} 为预电离支路的电流。 γ 为复合系数,取 $3 \times 10^{-13} m^3/s$ 。 K_i 为电离系数, K_a 为附着系数, v_d 为电子漂移速率,这三者均是 E/N 值的函数(E 为放电电极板间的电场强度, N 为气体粒子密度)。实验所用的工作气体配比为 $V(CO_2) : V(N_2) : V(He) = 125$; 气体温度设为 300K。根据前人的实验曲线^[8,9],在 $10^{-20} V \cdot m^2 < E/N < 4 \times 10^{-19} V \cdot m^2$ 的范围内,通过最小二乘曲线拟合方法得到了对应上述实验条件的 K_i, K_a, v_d 等放电系数所满足的关系式,如下:

$\log(K_i/N) = A_{10} + A_{11} \epsilon_n + A_{12} \epsilon_n^2 + A_{13} \epsilon_n^3$; $\log(K_a/N) = A_{20} + A_{21} \epsilon_n + A_{22} \epsilon_n^2 + A_{23} \epsilon_n^3$; $\log v_d = A_{30} + A_{31} \epsilon_n + A_{32} \epsilon_n^2 + A_{33} \epsilon_n^3$ 。其中, $\epsilon_n = \log(E/N)$; $A_{10} = 62081.63782$; $A_{11} = 9886.11426$; $A_{12} = 524.71441$; $A_{13} = 9.28549$; $A_{20} = 21818.93152$; $A_{21} = 3501.9822$; $A_{22} = 187.11007$; $A_{23} = 3.33155$; $A_{30} = 438.27264$; $A_{31} = 64.88299$; $A_{32} = 3.26308$; $A_{33} = 0.05516$ 。

考虑到气体成分^[8,9]和气压^[10]的差异,将上述表达式确定的 K_i 和 K_a 分别乘以修正因子 0.11 和 0.30,得到合适的放电系数。

2 模拟结果和分析

2.1 模拟数据及结果

针对上述模型,选用龙格库塔算法,利用 C++ 编程语言进行模拟计算。模拟时除储能电容 C_s 的充电电压为一给定的初始值 U_c 外,其它各量均为 0。图 3 中给出了一组典型的模拟结果,放电电压和

电流的测量结果同时示于图中。放电电压波形是利用 Tektronix 公司的 P6015A 高压探头和 TDS430 数字示波器测量得到的。由于主电极和预电离电极在机械结构上紧密连接,二者置于激光头中,由一宽

铜皮与外部连接,故直接测量通过主电极的放电电流比较困难。实验中所测电流为用罗可夫斯基线圈测得的主放电和预电离电流之和。

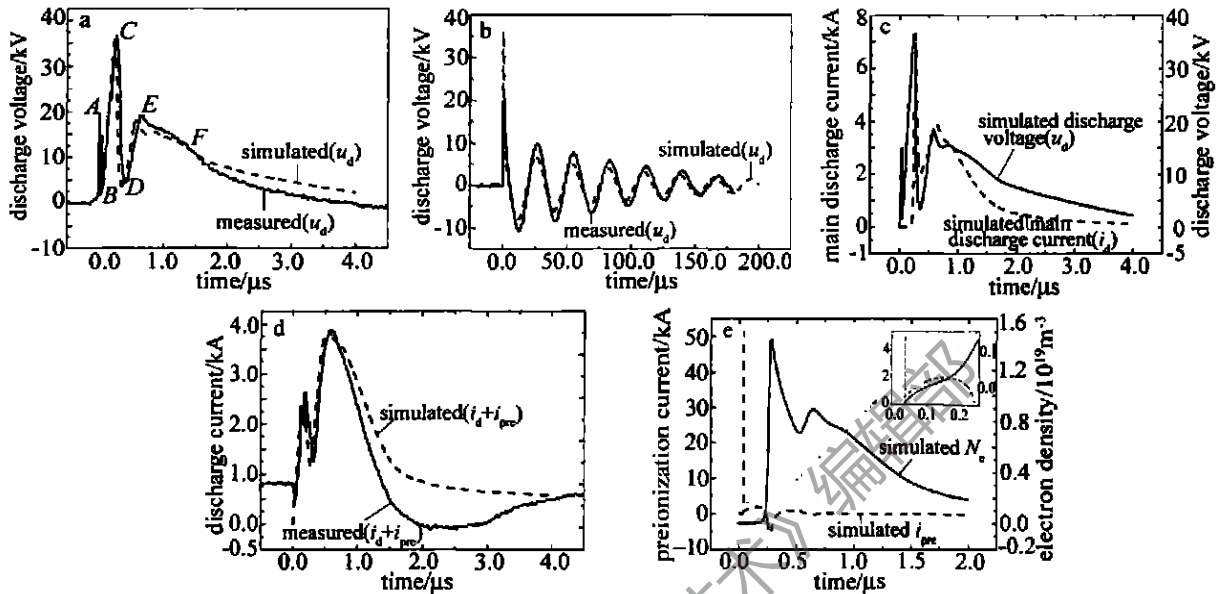


Fig. 3 Results of simulations and experiments

$C_s = 0.25 \mu\text{F}$; $L_{ch} = 75 \mu\text{H}$; $U_c = 25 \text{ kV}$; $C_{pre} = 8.5 \text{ nF}$; $C_{peak} = 1 \text{ nF}$; $L_1 = 1 \mu\text{H}$; $p \approx 30.4 \text{ kPa}$

a—voltage of main discharge b—whole voltage waveform of discharge c—current and voltage waveforms of main discharge d—the sum of main discharge current and preionization current e—current of preionization and electron density

从图 3a、图 3b、图 3d 可知,模拟与实测的放电电压波形及电流波形吻合较好。结合图 3,可将激光器放电过程分解如下:球隙触发导通瞬间,储能电容上的高压通过分布电感 L_1 和电容 C_{peak} 加在主电极和预电离针上。预电离针和主电极上的电压迅速上升,达到一定值之后(见图 3a 中的 A 点,该电压值与放电气体的种类、气压有关),由于预电离针之间的气隙小于主电极板间的气隙间距,预电离气隙首先击穿,发生弧光放电,预电离针间电压迅速降低(即图 3a 中的 AB 段)。预电离的弧光放电开始后,便在整个放电气体中产生了一定量的初始电子数。随后预电离电容有一充电过程,极板间电压又开始回升(见图 3a 中 BC 段),同时电子数密度开始迅速增加(见图 3e 中局部图)。当 C_{pre} 充电达到一定程度时,主极板之间的电压达到最高点 C,主极板间隙开始击穿。主放电电流和电子数密度在电压达到最高值后经约几十纳秒的延时也达到峰值,见图 3c、图 3e。最后 C_{pre} 、 C_s 和 C_{peak} 一起对主极板放电,完成主放电过程,见图 3a 中 CDEF 段。测量和模拟所得的放电电压波形尾端均有明显的振荡现象,见图 3b,这是此类放电电路的固有特性。只要放电不彻底,主极板放电结束后储能电容中有残压,该残压使

得储能电容与充电电感谐振产生振荡。作者对模拟所得的主放电电流电压、预电离电流电压和电子数密度关系做了对比,发现:预电离与主放电之间的延迟约为 200ns;预电离电流首次过零时刻偏离起点(球隙导通瞬间) 237 ns;主放电电流和电子数密度几乎同时达到最大值(电子数密度峰值约 $1.4 \times 10^{19} / \text{m}^3$);预电离电流在预电离气隙击穿后的反向部分正说明此时预电离电容和储能电容一起对主极板放电。根据预电离电容的充放电过程,可以认为其在放电过程中充当了尖峰电容的角色。

2.2 电路参数的影响

为了探索电路参数对激光器放电特性的影响,验证该电路模型的合理性,笔者改变参数 C_s 、 C_{pre} 、 L_1 、 L_{ch} 以及 U_c 做了大量模拟工作,模拟结果如下。

(1) 储能电容 C_s 、预电离电容 C_{pre} 和充电电压的影响。在相同条件下,增加 C_s 和 C_{pre} ,使得放电时间和放电电流值均增加。但前者的增加使得放电电压幅值增加,后者却使其降低。这是由于 C_{pre} 增加,会适当加强预电离的效果,从而使得主放电沟道的击穿电压降低。电子数密度随 C_{pre} 增加上升率降低,但整体值增加。这是因为预电离电容充电阶段时间常数的增大。

图 4 中给出了计算得到的注入主放电区的能量与总储能的比值(即注入效率 η_1)随 C_{pre} 的变化关系。由图可知,不同充电电压范围内的注入效率随 C_{pre} 的变化基本上都有一个由增大到减小的趋势,即存在一个最佳 C_{pre}/C_s 值,且随着充电电压的增加,效率曲线最高点对应的 C_{pre}/C_s 比值降低,效率 η_1 的变化变得不明显: $U_c = 20\text{ kV}$ 时, C_{pre}/C_s 的最佳取值约为 9%; $U_c = 25\text{ kV}$ 时, C_{pre}/C_s 的最佳取值约为 4%。这是由于,在相同的放电条件下,充电电压越高,注入放电区的能量密度越大,工作气体激发的越充分,可以改善激光器的放电特性,降低了对预电离的要求所致。但实验同时发现,充电电压过高会使注入能量密度过大,导致放电不稳定性增加。

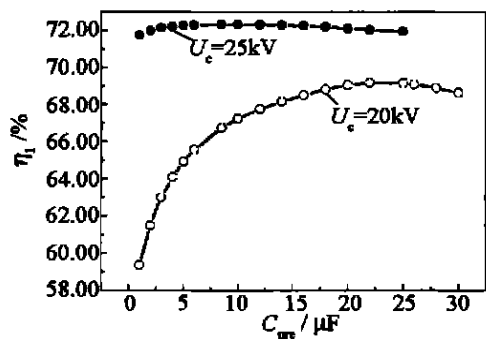


Fig. 4 Dependence of injection efficiency on storage capacitance η_1 —injection efficiency of the stored energy deposited in main discharge area

(2) 充电电感 L_{ch} 对放电的影响。 L_{ch} 越大,主放电电压的次峰与最高峰的比值越低,放电残余电压越低,能量注入效率越高,放电越彻底。但当 L_{ch} 增大到一定程度时,电压脉冲的幅值、宽度和上升时间都趋于恒定,注入能量效率也有饱和的趋势。图 5 中给出了反应这种变化趋势的注入能量效率曲线。

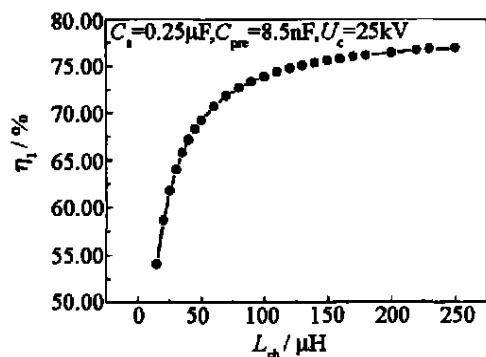


Fig. 5 Dependence of η_1 on charge inductance

实验发现:在其它条件相同的前提下,充电电感 L_{ch} 由 $50\mu\text{H}$ 增大到 $100\mu\text{H}$ 时,激光单脉冲能量能提高将近 11%。模拟和实验结果都充分说明了增大 L_{ch}

值可以改善放电特性,提高输出能量。同时改变模拟时间尺度,对放电电压全波形进行了模拟。模拟结果表明:在相同条件下,放电电压尾端的振荡时间随 L_{ch} 的增大而增大。取 L_{ch} 为 $14\mu\text{H}$, $75\mu\text{H}$ 和 $200\mu\text{H}$ 进行实验得到的振荡时间分别为 $80\mu\text{s}$, $200\mu\text{s}$ 和 $400\mu\text{s}$,与模拟结果基本一致。

3 结论

建立了紫外预电离 TEA CO₂ 激光器放电电路的数值模型。该模型全面考虑了电路元件的作用,通过预电离电流对电子数密度产生率的影响将预电离与主放电合理地联系起来。利用该模型深入分析了激光器的放电过程,模拟并讨论了电路参数对激光器放电特性的影响。研究发现:充电电感使电路产生振荡,为得到良好的放电特性,其值不能过低;合适的预电离电容与储能电容的比例可以加强预电离效果,改善放电特性。该模型得到的模拟结果与实验结果、相关文献报道的结果相当一致,充分说明了模型的合理性和实用性。

参考文献

- [1] TRTICA M S, OSTOJIC G N. Numerical modeling of self-sustained TEA CO₂ laser operation [J]. SPIE, 1999, 3612: 4~7.
- [2] DADELSEN M V, ROTH D E. Coupled gas discharge and pulse circuit analysis [J]. IEEE Transactions Plasma Science, 1991, 19(2): 329~339.
- [3] 李玲芝,刘逢梅,赵景山 *et al.* 高重复率 TEA CO₂ 激光器放电特性研究 [J]. 激光技术, 1996, 20(4): 215~218.
- [4] 奚惠江,刘金授,陈宗柱 *et al.* 紫外预电离 TEA CO₂ 激光器放电特性的研究 [J]. 激光与红外, 1989, 19(3): 34~37.
- [5] TOU T Y, THAM K K, SIEW W O *et al.* Circuit modeling of a two-stage blumlein-driven TEA-N₂ laser [J]. Measurement Science & Technology, 1998(9): 1247~1251.
- [6] TSIKRIKAS GN, SERAFETINIDES A A. Discharge and circuit simulation of a plasma cathode TEA HF laser operating with a He/ S₂/ C₃H₈ gas mixture [J]. Opt Commun, 1997(134): 145~148.
- [7] OHWADANO Y, SEKIGUCHI T. Development and performance characteristics of a UV-preionized, high power TEA pulsed CO₂ laser [J]. Japan J A P, 1980, 19(8): 1493~1504.
- [8] LOWKE J J, PHELPS A V, IRWIN B W. Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO₂-N₂-He laser mixtures [J]. J A P, 1973, 44(10): 4664~4671.
- [9] WITTEMAN W J. The CO₂ laser [M]. Berlin: Springer-verlag, 1986. 150~160.
- [10] MIDORIKAWA K, WAKABA YASHI K, NAKAMURA K *et al.* Discharge parameters of a high-pressure, ultraviolet-preionized, transversely excited CO₂ laser [J]. J A P, 1982, 53(5): 3410~3417.