

带有通道开关的脉冲激光放电回路的理论分析

楼淇洪 祁建平 王润文

(中国科学院上海光机所)

提要: 多通道开关是获得高压下大体积均匀激光放电的关键技术之一, 本文对上述激光放电回路进行了理论分析。根据通道开关在不同气压下的自击穿电压特性, 用计算机编码计算了不同电压和重复率下的放电特性和对激光输出的影响, 计算结果能与实验很好地符合。

Theoretical analysis of a pulsed laser discharge circuit with a rail gap

Lou Qihong, Qi Jianping, Wang Runwen

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

Abstract. Rail gap is one of the most important technology to obtain large volume uniform discharge at high gas pressure. In this paper, a pulsed laser discharge circuit with a rail gap was analyzed theoretically. According to the self breakdown, voltages of the rail gap at different gas pressures, a computer code was used to calculate the discharge characteristics and laser output for different discharge voltages and repetition rates. The calculated results are in good agreement with the experimental data.

一、引言

为了获得高压下大体积均匀激光放电, 要求激活介质有充分的预电离密度和足够快的电压上升前沿^[1], 在准分子激光器中, X光预电离技术和通道开关是解决上述二个问题的关键技术。在放电回路中引入通道开关, 一方面能通过多通道开关放电获得大电流脉冲放电; 另一方面, 它可以有效地压缩放电电压的上升时间, 而且通道开关的击穿电压在一定程度上决定了放电注入能量的大小。因此, 它在准分子激光放电回路

中的应用对高能量、高平均功率准分子激光的发展起很重要的作用。

对于布鲁姆林放电回路^[2]和电容转移式放电回路^[3]的理论分析已有一些报道。但据我们了解, 迄今为止尚没有对带有通道开关的脉冲激光放电回路进行理论分析。为了更好地理解通道开关在放电回路中的作用, 并设计其最佳参量, 本文首先建立一个通道开关的放电模型, 并对放电回路进行理论分析。根据通道开关在不同气压下的自击穿电压特性, 用计算机编码计算了不同电压下和不同重复率下的放电特性及其对激光输出的影

收稿日期: 1985年12月25日。

响,计算结果能与 X 光预电离 XeCl 准分子激光的实验很好地符合。

二、理论分析

图 1 给出带有通道开关的脉冲激光放电回路的原理图和等效线路。电容 C_1 通过充电电阻 R_0 充电至 V_0 , 当高压开关 SK 闭合以后, 电容 C_1 对电容 C_2 充电。图中 RG 为通道开关, 它的自击穿电压为 V_t , 当 C_2 上的电压大于 V_t 时, RG 道通, 激光放电开始, SK 为球隙开关。图 1(b) 是上述原理图的等效线路。图中 L 和 R_1 分别代表 C_1 对 C_2 充电回路中的分布电感和内阻, 而通道开关 RG 等效成 L_s 和 R_s 的串联结构, L_s 表示通道开关的分布电感, R_s 表示通道开关的电阻。激光放电等离子体我们用随时间变化的电阻 R_d 来表示, R_2 为测量电压用的电阻。

根据激光放电等离子体阻抗测量^[4], R_d 可表示为:

$$R_d = \begin{cases} a(t-80)^2 + b & t \leq 80 \text{ ns} \\ b & t > 80 \text{ ns} \end{cases} \quad (1)$$

严格而言, 激光放电等离子体的等效阻抗还应包括电感部分, 但一般电感量为毫微亨量级, 可以将它略去不计^[5]。

对于通道开关, 我们可以认为在击穿时刻 T 之前, 阻抗为无穷大, 一旦击穿通道以后, 是一个低电阻。为此 R_s 可表示为:

$$R_s = \begin{cases} \infty & t < T; \\ g & t > T. \end{cases} \quad (2)$$

在时刻 T 附近的 10 ns 范围内, R_s 从无穷大

下降到 g 。

根据以上假定, 当 $t < T$ 时, 回路的回路方程为:

$$\begin{cases} \frac{1}{C_1} \int I_1 dt + R_1 I_1 + L \frac{dI_1}{dt} + \frac{1}{C_2} \int (I_1 - I_2) dt = 0, \\ \frac{1}{C_1} \int (I_2 - I_1) dt + R_2 I_2 = 0, \\ V_{C_1}|_{t=0} = -V_0, \\ I_1|_{t=0} = I_2|_{t=0} = 0. \end{cases} \quad (3)$$

采用拉氏变换可求得

$$I_2 = -C_1 V_0 C [D_1 e^{s_1 t} - e^{r t} (D_2 \cos \omega t + D_3 \sin \omega t)] \quad (4)$$

式中, $C = 1/(LC_1 C_2 R_2)$, 通道开关上的电压 V_1 可表示为

$$V_1 = I_2 R_2 = -\frac{V_0}{LC_2} [D_1 e^{s_1 t} - e^{r t} (D_2 \cos \omega t + D_3 \sin \omega t)] \quad (5)$$

而

$$\begin{aligned} D_1 &= D_2 = 1/[(S_1 - r)^2 + \omega^2], \\ D_3 &= (S_1 - r)/[\omega^3 + \omega(r - S_1)^2], \\ S_1 &= H_1 + H_2 - A/3, \\ r &= -\frac{1}{2}(H_1 + H_2) - A/3, \end{aligned}$$

$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{2}(H_1 - H_2),$$

$$H_1 = \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} + \sqrt{\left(\frac{Q}{2}\right)^2 + \left(\frac{P}{3}\right)^3}},$$

$$H_2 = \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} - \sqrt{\left(\frac{Q}{2}\right)^2 + \left(\frac{P}{3}\right)^3}},$$

$$P = B - \frac{1}{3}A^2,$$

$$Q = \frac{2}{27}A^3 - \frac{AB}{3} + C,$$

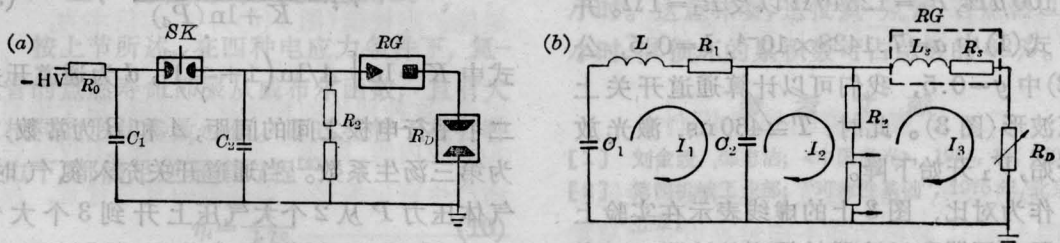


图 1

(a) 带有通道开关的脉冲激光放电回路原理图; (b) 等效电路

$$A = \frac{LC_1 + C_1 C_2 R_1 R_2}{LC_1 C_2 R_2},$$

$$B = \frac{R_1 C_1 + R_2 C_1 + C_2 R_2}{LC_1 C_2 R_2}.$$

当通道开关上的电压 V_1 等于开关的自击穿电压 $V_t = V_1(T)$ 时, 通道开关导通, 由(2)式 $R_s = g$, g 是一个阻值很小的电阻, 激光放电电流 I_3 开始形成。当 $t > T$ 时, 放电回路方程将由下列方程描述:

$$\begin{cases} \frac{1}{C_1} \int I_1 dt + R_1 I_1 + L \frac{dI_1}{dt} \\ + \frac{1}{C_2} \int (I_1 - I_2) dt = 0, \\ \frac{1}{C_2} \int (I_2 - I_1) dt + R_2 (I_2 - I_3) = 0, \\ R_2 (I_3 - I_2) \\ + L_s \frac{dI_3}{dt} + (R_s + R_d) I_3 = 0. \end{cases} \quad (6)$$

当 $t = T$ 时, 初始条件如下:

$$\begin{cases} I_3(T) = 0, \\ I_2(T) = -C_1 V_0 C [D_1 e^{s_1 T} - e^{rT} \\ \times (D_2 \cos \omega T + D_3 \sin \omega T)], \\ I_1(T) = I_2(T) + C_2 R_2 \frac{dI_2(T)}{dt}. \end{cases} \quad (7)$$

在方程(6)中, 激光放电室的放电非线性电阻由公式(1)给出, 这是一个近似的经验公式。从物理意义上而言, R_d 与激光电极间距 d 、电子迁移率 u 、电子密度 N_e 和放电截面 S 有关:

$$R_d = \frac{d}{euN_e S} \quad (8)$$

根据公式(1)给出的 R_d 的时间特性由图2给出。取 $C_1 = 100 \text{ nf}$, $C_2 = 50 \text{ nf}$, $L = 900 \mu\text{H}$, $L_s = 100 \mu\text{H}$, $R_2 = 12340 \Omega$ 以及 $R_1 = 1 \Omega$ 。并取公式(1)中 $a = 7.1428 \times 10^{-4}$, $b = 0.5$, 公式(2)中 $g = 0.5$, 我们可以计算通道开关上电压波形(图3)。此时, $T \cong 460 \text{ ns}$, 激光放电开始, V_1 开始下降。

作为对比, 图3上的虚线表示在实验上用电阻分压器和示波器拍摄到的波形, 二者能很好地符合。它暗示我们计算模型中参量

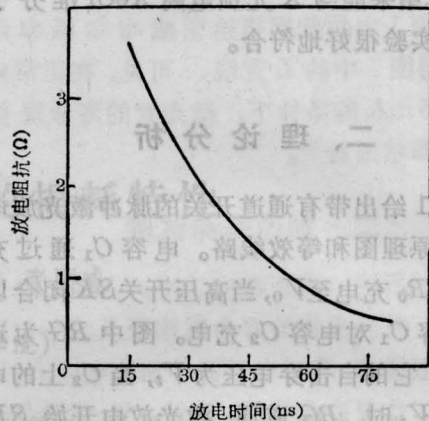


图2 激光放电室放电阻抗的模拟曲线

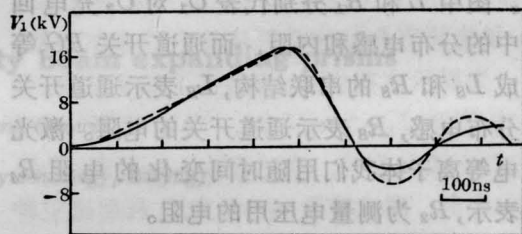


图3 通道开关前的电压 V_1 随时间 t 的变化
实线为理论计算曲线, 虚线为实验曲线

的选择是合理的。根据上述参量计算的激光放电电压由图4给出, 它同样能与实验很好地符合。

三、通道开关自击穿电压 V_t 对激光放电特性的影响

根据气体放电理论, 通道开关自击穿电压 V_t 与开关内充气压力有关^[5]:

$$V_t = \frac{B(P_d)}{K + \ln(P_d)} \quad (9)$$

式中 $K = \ln \left[A / \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right]$, d 为通道开关二个平行电极之间的间距, A 和 B 为常数, γ 为第三汤生系数。当通道开关充入氮气时, 气体压力 P 从 2 个大气压上升到 3 个大气压时, V_t 从 13.2 kV 上升到 17.5 kV (图5中的实线)。对比实验和公式(9), 可以初步

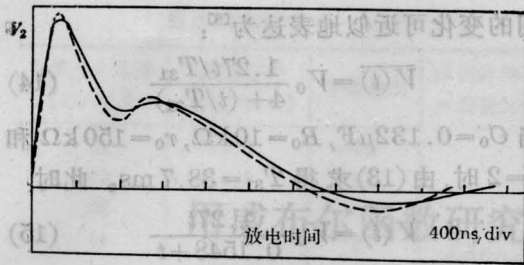


图4 激光放电电压波形
实线为理论计算波形, 虚线为实验波形

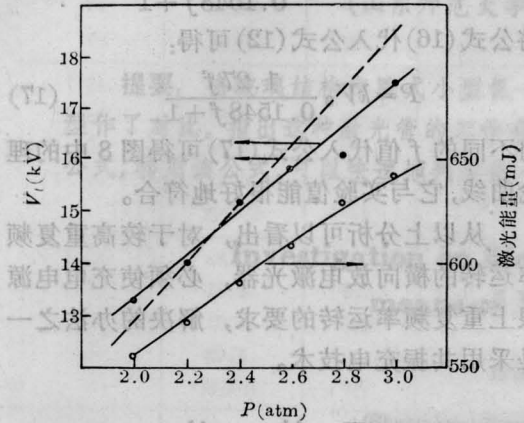


图5 通道开关自击穿电压、激光输出能量
与开关内所充氮气压力的关系

确定出式(9)中的常数 B 为 $136.35 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$, $K \approx 1.4$, 在计算中电极间距为 0.5 cm 。

为了清楚地分析通道开关对激光特性的

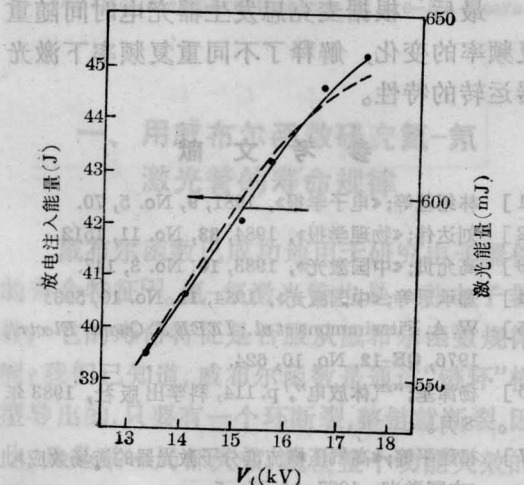


图6 注入激光介质的能量和激光能量
与通道开关自击穿电压 V_1 之间的关系

影响, 我们计算了不同自击穿电压 V_1 下注入激光工作物质的能量:

$$E_{\text{注入}} = \int I_3^2 R_d dt. \quad (10)$$

其结果由图6给出。从图中我们可以看到随着 V_1 的增大, 注入激光介质的能量迅速增长。令人感兴趣的是上述变化趋势与激光能量随 V_1 的变化趋势一致。对比上述二条曲线, 可以得到激光器的效率为 1.4% , 这亦和实验结果一致。

为了进一步提高注入放电介质的能量, 除了提高通道开关的气压(即提高自击穿电压 V_1)外, 还可以增大电容 C_1 的直流充电电压。采用上节描述的放电回路分析, 可以计算注入放电介质能量随 V_0 的变化(见图7)。从曲线可见, 注入放电介质能量与 V_0 几乎成线性变化。在实验上, 当充电电压从 35 kV 增加到 45 kV 时, 激光能量亦显示线性增长的趋势。从二条曲线对比中亦可以得到激光器的效率为 1.6% 左右。此时通道开关的充气压力为三个大气压。激光器效率的范围与图6的结果也很接近。从而进一步证实了我们的理论分析。

四、放电特性对重复率 激光器运转的影响

从图7我们可以看到激光输出能量与充电电压 V_0 成正比, 即

$$E_L = kV_0. \quad (11)$$

在激光以重复率 f 运转条件下, 如果激光介质能在二个脉冲之间完全更换, 即不存在热效应^[7], 激光功率应满足:

$$P = kV_0 f \quad (12)$$

但是我们的实验结果表明当 $f < 10$ 时, 公式(12)基本上满足, 而当 $f > 10$ 时, P 的上升趋势变慢, 图8给出激光输出功率随重复频率的变化。

产生上述现象的原因是随着重复频率的

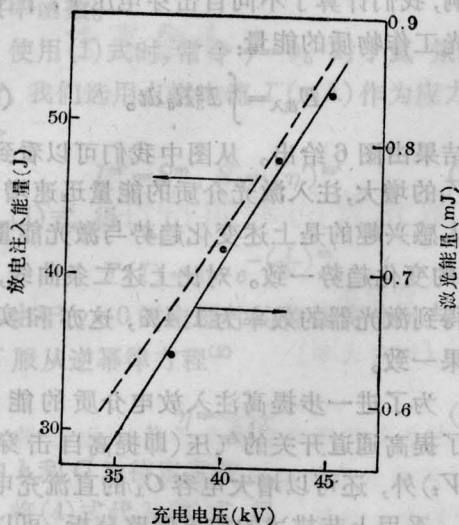


图7 激光输出能量、放电注入能量随充电电压的变化关系 (开关气压为 3 atm)

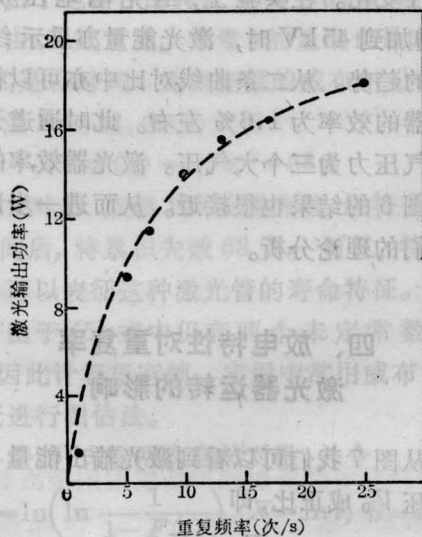


图8 激光输出功率随重复频率的变化
圆点为实验结果, 虚线为公式(17)的计算结果

提高, 由于充电电源限流电阻的限止, 使 V_0 值随 f 的增大而减小。在实验中电容 C_1 实际上是一个二级麦克斯发生器, 其充电时间常数为^[8]:

$$T_{31} = nC_0 \left[r_0 + R_0 \left(\frac{n}{3} - 1 \right) \right], \quad (13)$$

式中 n 为麦克斯发生器的级数, r_0 为各级充电限流电阻, R_0 为充电电阻。充电电压随时

间的变化可近似地表达为^[8]:

$$\bar{V}(t) = V_0 \frac{1.27t/T_{31}}{4 + (t/T_{31})} \quad (14)$$

当 $C_0 = 0.132 \mu\text{F}$, $R_0 = 10 \text{ k}\Omega$, $r_0 = 150 \text{ k}\Omega$ 和 $n = 2$ 时, 由(13)求得 $T_{31} = 38.7 \text{ ms}$ 。此时:

$$V(t) = V_0 \frac{1.27t}{0.1548 + t} \quad (15)$$

当激光以重复频率 f 运转时, $f = 1/t_1$:

$$V(t_1) = V_0 \frac{1.27}{0.1548f + 1} \quad (16)$$

将公式(16)代入公式(12)可得:

$$P = kV_0 \frac{1.27f}{0.1548f + 1} \quad (17)$$

将不同的 f 值代入公式(17)可得图8中的理论曲线, 它与实验值能很好地符合。

从以上分析可以看出, 对于较高重复频率运转的横向放电激光器, 必须使充电电源跟上重复频率运转的要求, 解决的办法之一是采用共振充电技术。

五、结 论

本文在通道开关模型的基础上, 采用激光放电动态阻抗模拟, 给出了模拟表达式。对激光放电回路的理论计算分析表明, 上述模拟能很好地解释激光输出能量随通道开关气压和充电电压的变化曲线。

最后, 根据麦克斯发生器充电时间随重复频率的变化, 解释了不同重复频率下激光器运转的特性。

参 考 文 献

- [1] 林绍基等;《电子学报》, 1981, 9, No. 5, 70.
- [2] 刘达伟;《物理学报》, 1984, 33, No. 11, 1512.
- [3] 高允贵;《中国激光》, 1983, 10, No. 3, 147.
- [4] 郑承恩等;《中国激光》, 1984, 11, No. 10, 593.
- [5] W. A. Fitzsimmons et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, QE-12, No. 10, 624.
- [6] 杨津基;“气体放电”, p. 114, 科学出版社, 1983年8月。
- [7] 祁建平;《高压横流准分子激光器的流场效应》, 《中国激光》, 1987, 14, No. 5.
- [8] 黄玉茹;核聚变工程: 第一次学术交流会资料汇编第四册, 1982年10月。