

# 高压快放电 XeCl 准分子 激光器的放电特性

刘 达 伟

(中国科学院力学研究所)

1983 年 10 月 14 日收到

## 提 要

基于快放电(毫微秒)XeCl 激光器电极两端电压和电流的精确测量和计算机分析,给出高压(3—8 大气压力)激光放电等离子体的动态阻抗特性.在几毫微秒内,阻抗降到欧姆量级.研究了放电峰值电流和平均阻抗与充电电压和气体压力的关系.结果显示,放电等离子体阻抗与传输线阻抗精确匹配并不是十分重要和实际的.

## 一、引 言

作为一种有效的技术,预电离雪崩放电已经成功地应用在高气体压力、高输出功率气体激光器中.简单的结构,相当高的效率以及特别适合于高重复频率运转等特性使它在 CO<sub>2</sub>, 准分子等气体器件中得到越来越广泛的重视和应用.若干电路如 Blumlein 型, L-C 反转型,充电电缆型以及脉冲形成网络(PFN)等被用于产生高压下的均匀快放电.但是迄今为止,还没有对这些电路对放电等离子体阻抗特性以及能量沉积等的关系进行详尽的研究.而这些知识对于了解等离子体如何发展,如何进一步提高激光输出功率无疑有十分重要的意义.只有少数几篇文章涉及了较长放电周期下等离子体阻抗的某些方面<sup>[1,2]</sup>.对于高气体压力下(几个大气压力),更快的放电(几个毫微秒到几十毫微秒),则由于在放电电极两端(通常都在高电位)电压和电流波形直接测量的困难而没有被解决.本文采用我们早先使用过的普克尔激光光电快速高电压测试技术,对 Blumlein 放电电极两端的电压脉冲波形进行了直接测量<sup>[3]</sup>.并用一种特制的 Rogowski 线圈进行了电流波形测量<sup>[4]</sup>.在精确的电压电流波形测试基础上,对于放电等离子体阻抗特性进行了试验研究,并与数值计算的结果作了比较.

## 二、试 验 装 置

图 1 是试验使用的激光装置简图. Blumlein 电路两端电容由环氧印刷线路板组成,厚度为 0.16 厘米,实际测量出的电容容量为  $C_1 = C_2 = 1.2 \times 10^{-9}$  法拉.激光电极 E1, E2 各长 10 厘米,宽 0.32 厘米,间距 1.05 厘米.使用一种新的、有效的电晕预电离电

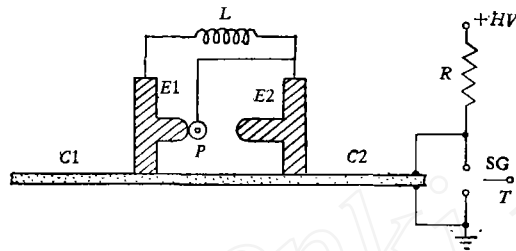


图1 Blumlein 放电电路图印刷电路板电容  $C_1$  和  $C_2$  通过电阻  $R$  充电。触发电极  $T$  触发放电球隙 (SG)。注意到电感  $L$  对充电呈短路, 对放电则呈开路特性; 电极由放电电极  $E_1, E_2$  和预电离电极  $P$  组成

极结构<sup>[4]</sup>。预电离电极  $P$  由数根钨丝穿过外径为 0.32 厘米的石英玻璃管组成, 预电离电极直接置于一电极板前端并连到另一电极上。激光介质增益区体积约 2 毫升, 总的激光腔体内体积为 33 毫升。激光谐振腔两面镜片间距 17 厘米, 反射镜镀铝, 输出镜是熔融石英平板。激光器工作充气压力在 3—8 大气压之间变化, 典型气比是 He:0.4% HCl:0.5% Xe。充电电压在 10 到 20 千伏之间改变, 脉冲重复频率为 10 次/秒。测量电压脉冲波形的普克尔盒电极直接连到放电电极  $E_1$  与  $E_2$  上。当触发电极  $T$  触发, 电容器  $C_2$  通过充氮火花隙 SG 放电, 在激光电极  $E_1$  与  $E_2$  之间 (同样  $E_1$  与  $P$  之间) 产生电位差, 随着放电发展, 电位差迅速增加, 首先在  $E_1$  与  $P$  之间发生电晕预电离并释放出 UV 光子, 从而产生激光介质初始预电离, 进而启动主放电。注意到放电电极板  $E_1$  与  $E_2$  都处于高电位快速变化状态, 用常规的高电压分压器等方法做这种测量是非常困难的, 我们采用普克尔光电非接触测量很好地解决了这一问题。

图 2 是测得的放电电极两端电压和电流波形。(a) 为电压波形, (b) 是电流波形。介质充气压力为 5 个大气压, 充电电压为 15 千伏。

### 三、计算机分析

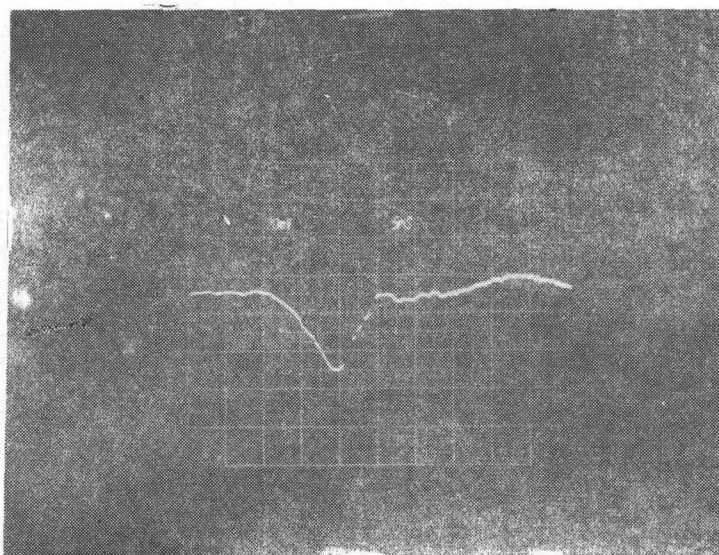
图 3 是本文计算机分析时采用的 Blumlein 等效电路图。使用了集中参数分析传输线的  $\pi$  型网路。  $C_1, C_2, L_1$  与  $C_3, C_4, L_2$  分别表示 Blumlein 两端传输线的电容和电感值。  $L_s, R_s$  为触发放电球隙的电感和电阻,  $L_3$  是电极引线电感,  $L_c$  和  $R_c$  则是激光放电电极间的电感和电阻。电压波形测量由  $A, B$  两端引出。本文也比较了采用分散参数的分段算法, 共使用多达 10 个  $\pi$  型网路。但在通常使用条件范围内, 二者计算出的结果相差甚微。对于图 3 的等效电路, 其基本回路方程为

$$\frac{dq_1}{dt} = I_1, \quad (1)$$

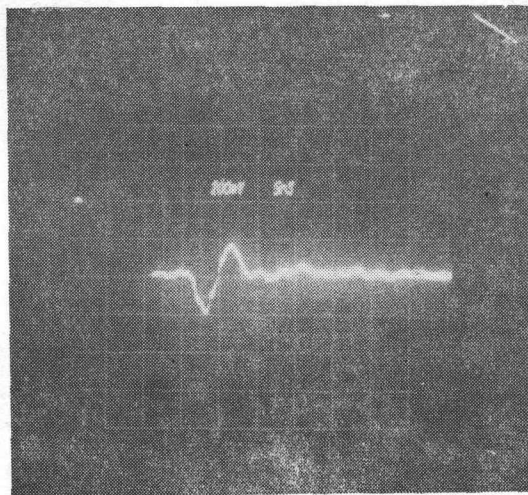
$$\frac{dq_2}{dt} = I_c - I_1, \quad (2)$$

$$\frac{dq_3}{dt} = I_2 - I_c, \quad (3)$$

$$\frac{dq_4}{dt} = I_s - I_2, \quad (4)$$

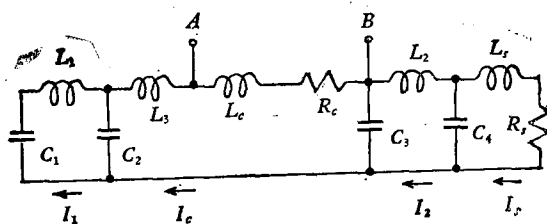


(a)



(b)

图 2

图 3 Blumlein 放电等效电路  $A, B$  为电压和电流测量引出点

$$L_1 \frac{dI_1}{dt} + \frac{q_1}{c_1} - \frac{q_2}{c_2} = 0, \quad (5)$$

$$(L_3 + L_c) \frac{dI_c}{dt} + R_c I_c + \frac{q_2}{c_2} - \frac{q_3}{c_3} = 0, \quad (6)$$

$$L_2 \frac{dI_2}{dt} + \frac{q_3}{c_3} - \frac{q_4}{c_4} = 0, \quad (7)$$

$$L_s \frac{dI_s}{dt} + R_s I_s + \frac{q_4}{c_4} = 0. \quad (8)$$

在高频、薄板假设下,传输线电感可由其几何尺寸和介质材料计算,

$$L = \frac{\mu_0}{l} \left[ d - b + \frac{2}{m} \frac{\operatorname{sh} x - \sin x}{\operatorname{ch} x - \cos x} \right], \quad (9)$$

其中  $\mu_0$  是真空导磁系数,  $l$  是传输线宽度,  $b$  是铜箔厚度,  $d$  为电介质厚度. 注意到  $R_s$  和  $R_c$  都是随时间而快速变化的.  $(L_c + L_3)$  是总的腔电感, 可以由示波器照片电流振荡周期确定其数值. 从测试和计算数据可以推断在本试验装置条件下,  $L_1 = L_2 = 2.7 \times 10^{-9}$  亨,  $L_c \approx L_3/3$ .  $R_s$  和  $L_s$  可以从电压振荡波形中估算出来.

对于直接测出的电压波形, 由于其变化很快, 特别在介质被击穿后的数毫秒内有很大的变化量, 但测试设备有其固有响应时间, 其估计值为  $2.5 \times 10^{-7}$  秒(包括光电倍增管、滤波器和示波器造成). 因此, 有必要对测量出的波形修正. 图 4 给出在充电电压为 20 千伏时测出的电压波形及其修正后的真正波形. 虚线为用 Tektronix 7834 型示波器拍下的电压波形描述图, 实线是用 Lorentzian 型进行重叠合法变换修正后的结果——即实际测量出的激光介质真正的电压脉冲波形. 由图可见, 此一修正是必要的, 特别是在放电击穿后的最初瞬间, 实际的变化速度与仪器上升时间是同量级的. 如果不修正, 将会带来较大的误差.

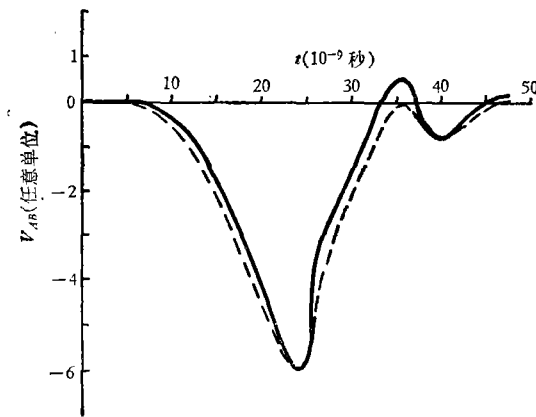


图 4 电压波形图 虚线是从 AB 两端测出的波形, 实线为用重叠合法变换后的结果, 充电电压为 20 千伏

#### 四、结果及讨论

激光放电等离子体两端的电压由下式给出:

$$V_{AB} = L_c \frac{dI_c}{dt} + R_c I_c, \quad (10)$$

其中第一项是放电电极间的电感造成,第二项是放电介质的电阻引起. 只有在最初击穿,  $dI_c/dt$  变化很大时, 第一项才起作用. 计算表明这一影响对该试验装置是可以忽略的, 即可以近似地认为激光介质两端阻抗是纯阻性的.

图 5 (a) 给出了测量和计算的电压波形图. 采用的放电等离子体动态阻抗是由测量的电压、电流脉冲波形和计算机分析而得出的. 图 5 (b) 是测量和计算的电流波形图, 图 5 (c) 是放电向激光介质沉积的能量图. 图 6 是采用的动态阻抗特性.

当  $E_1$  与  $E_2$  两电极间电位差升到约 18 千伏时 (此时  $E_2$  电极上仍有 2 千伏对地高电压), 激光介质开始击穿放电. 在最初 2 毫微秒内  $E_1$  与  $E_2$  间的电压迅速下降约 8 千伏. 放电发展很快, 4.5 毫微秒时达到最大峰值电流约 4 千安培, 阻抗则降

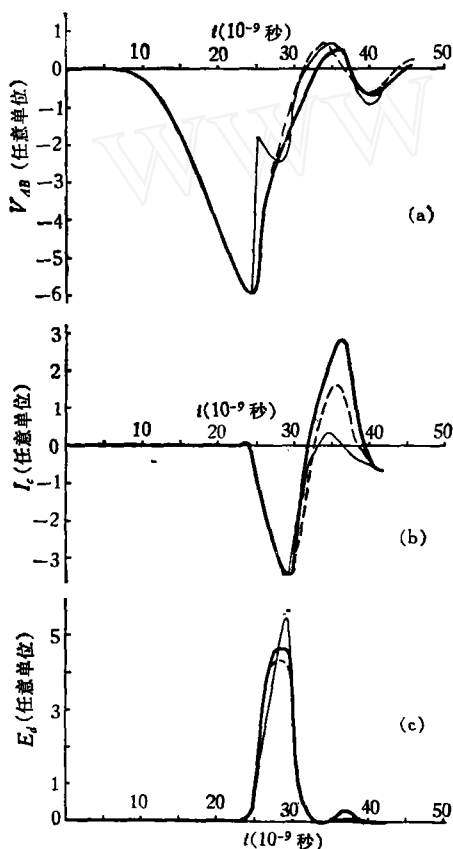


图 5 粗实线是测量波形; 细实线是用峰值电流时的阻抗作为平均阻抗计算的结果; 虚线则是用动态阻抗计算的结果

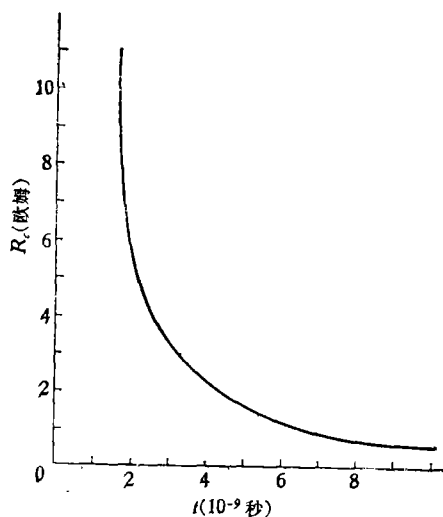


图 6

到只有 2 欧姆. 放电继续发展, 在大约 7.5 毫微秒时, 电流降到零, 阻抗进一步减小到小于 1 欧姆. 由图 5 (a), 5 (b) 可见, 采用动态阻抗计算的结果与试验符合得更好. 由图 5 (c), 在最初 7.5 毫微秒内, 主要可用能量都沉积进入激光介质中, 以后沉积进入的能量是很少的. 尽管采用电流峰值时的阻抗作为平均阻抗的近似计算对于测得的电压和电流波形符合的不够好, 但对沉积能量而言则是足够好的近似. 这是因为在放电刚击穿时, 假设的突变平均阻抗使电压迅速突降, 但此时电流则较小, 故只略略减少了沉积能量, 在电流达到峰值左右时, 平均阻抗近似于实际阻抗值. 放电超过电流峰值以后, 则由于假设的平均阻抗比实际略大, 减缓了电压减小的速度, 从而引起沉积到激光介质的能量略为偏高. 二者相抵, 故引入在激光峰值电流时的阻抗作为平均阻抗来表征总的沉积能量是较好的近似.

图7给出当充电电压由10千伏增加到20千伏, 激光放电峰值电流从约1千安培增加到4千安培, 放电等离子体平均阻抗则由8欧姆减到2欧姆, 在充电电压较高时, 激光等离子体阻抗的减小速度变缓。从图8可以看到, 在充电电压超过15千伏以上, 即沉积能量超过75毫焦耳时, 可以得到1.4%的激光输出效率, 而相对于电容器贮能的效率只有0.7%, 约50%的可用能量沉积进入放电等离子体。

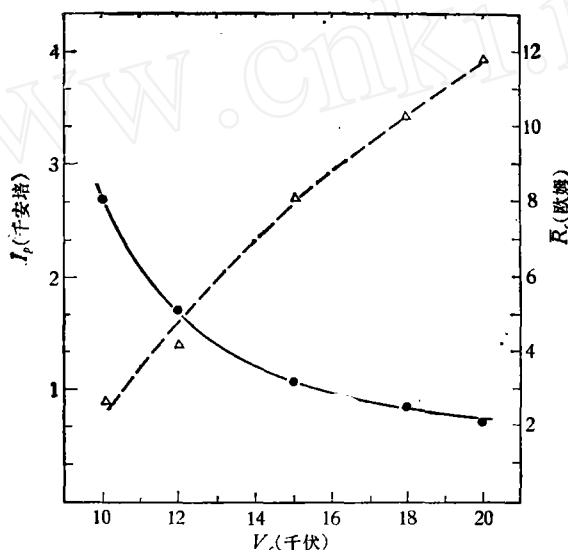


图7 充气压力为5大气压, 气比为 He:0.25%HCl:0.5%Xe; 粗实线为平均阻抗  $\bar{R}_c$  与充电电压  $V_c$  的关系; 虚线为放电峰值电流  $I_p$  与充电电压  $V_c$  的关系

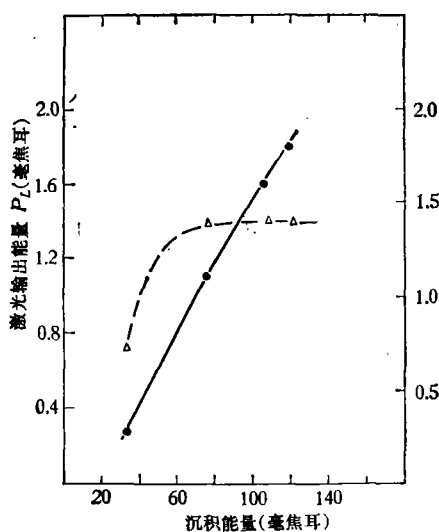


图8 激光输出与沉积能量的关系  
虚线为相对沉积能量的激光输出效率

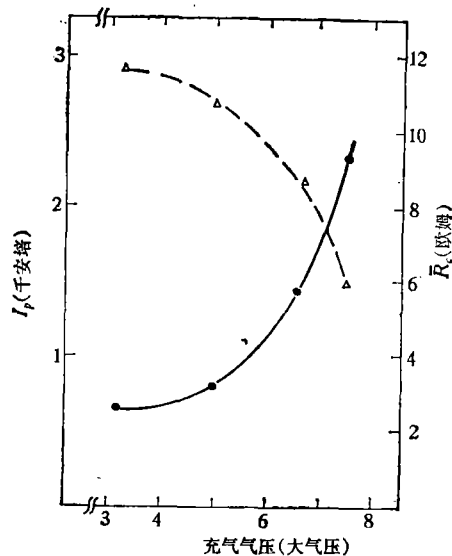


图9 充电电压为: 15千伏, 气比为 He:0.25%HCl:0.5%Xe; 粗实线为平均阻抗  $\bar{R}_c$  与充气气压的关系; 虚线为放电峰值电流  $I_p$  与充气气压的关系

从图9可以看到, 当充气气压从3个大气压增加到8个大气压时, 峰值电流从约3千

安培降到 1.5 千安培, 而平均阻抗则从 2.5 欧姆增加到 9 欧姆。在同样充电电压下, 随着充气压力的增加, 等离子体阻抗迅速增加, 这引起沉积进入激光介质的能量迅速增加, 但不幸被大大减弱的放电造成沉积能量的减少所抵消。在 3—8 大气压较宽的充气压力范围内, 沉积入激光介质的能量变化不大, 大约在 5—6 大气压时, 达到最佳值。这与直接测量的激光输出结果相一致。

在测得的电压和电流脉冲波形中, 没有观察到明显的反射波。传输线阻抗可由下式估算:

$$Z_t = 377d/ik^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

其中  $k$  是电介质常数。由此得到本装置的传输线阻抗值约为 1.6 欧姆。实际放电时, 放电等离子体的阻抗在  $10^{-8}$  秒内从大于几十千欧姆降到不到 1 欧姆, 这是一个非常快的变化过程。此外, 考虑到当工作参数变化时(如充气气压和充电电压), 平均阻抗又在相当大范围内改变, 要实行等离子体和传输线的阻抗精确匹配实际上是不可能的。

## 五、结 论

1. 发展了电流脉冲波形的测试技术, 并研制成一种新型的光电电压脉冲波形测试装置, 成功地应用于快速、高气体压力放电等离子体的测试。

2. 对 Blumlein 准分子快放电电路进行了数值计算和机算机分析, 计算与试验结果很好地符合。

3. 首次给出快放电 ( $10^{-9}$  秒量级) 激光放电等离子体的动态阻抗特性。详细研究了放电等离子体阻抗与工作参数的关系。与较早预期的概念不同<sup>[5]</sup>, 在实用器件设计中, 难以进行传输线阻抗和放电等离子体阻抗的精确匹配。

要进一步改进器件的放电性能, 应致力于研究更有效的预电离技术, 进一步改进现有开关以及最佳快放电电路参数的选择。应该指出, 应用本文提供的试验和计算机计算分析方法将十分有助于达到此一目的。

感谢 E. A. Ballik 教授提供的试验条件和周光地先生有益的讨论。

## 参 考 文 献

- [1] Shuntaro Watanabe, Takuzo Sato and Hiroshi Kashiwagi, *IEEE J.*, QE-15 (1979), 332.
- [2] R. C. Sze and P. B. Scott, *Rev. Sci. Instrum.*, 49 (6) (1978), 772.
- [3] E. A. Ballik and Liu Da-wei, *IEEE J.*, QE-19, (1983), 1166.
- [4] Liu Da-wei and E. A. Ballik, *International Conference on Laser, China*, Sept. (1983).
- [5] C. P. Wang, *Rev. Sci. Instrum.*, 47(1976), 92.

## DISCHARGE CHARACTERASTICS OF HIGH PRESSURE FAST DISCHARGE XeCl EXCIMER LASER

LIU DA-WEI

*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

Based on accurate measurements of voltage and current between electrodes of a fast discharge XeCl laser, together with computer analyses, the kinetic impedance of gaseous mixture at high pressure of 3 to 8 atmospheres under discharge was obtained. The high impedance dropped down to a fraction of ohm within several nanoseconds. The discharge peak currents and corresponding impedances of laser cavity at various charge voltages and gas pressures were studied. The results show that it is impractical and unimportant to match precisely the impedances of discharge plasma and of transmission line.