

氮分子激光器 Blumlein 电路的研究

郭光灿 文公岭 张玉春

(中国科技大学物理系)

Investigation on Blumlein circuit of a molecular nitrogen laser

Guo Guangcan Wen Gongling Zang Yuchun

(Department of Physics, China University of Science and Technology)

Abstract

General considerations for increasing the circuit efficiency and laser output power were analyzed. The segmented structure of Blumlein circuit and the results of corona preionization were studied; the effect of electrodes with unequal spacing on laser output in two directions were measured. The existence of "travelling-wave excitation" in the system are denied, and a new explanation for the experimental results are given.

一、提高 Blumlein 电路性能的一般考虑

用在激光研制中的基本 Blumlein 电路结构如图 1 所示。激光管中两个横向放电电极分别与作为储能电容和脉冲形成线的电容 C_2 和 C_1 的高电压平板相连接，脉冲形成线并联一个火花球隙开关 SG 。工作时，高压

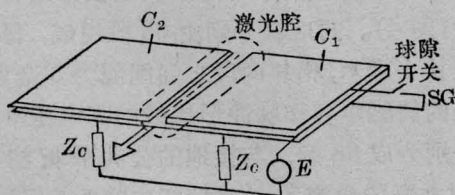


图 1 Blumlein 电路的基本结构

C_1 —脉冲形成线； C_2 —储能电容

电流电源同时对两个平板电容器充电，因为管内两电极有着相同的电位，因此不会发生气体放电。但当球隙开关击穿后，脉冲形成线对地放电，使与之相连的电极上的电位，突然降到地电位，于是两个电极之间便形成很高的电位差，使管内气体击穿，产生一个高电子温度的等离子体区，在合适的条件下，沿着与放电垂直的管轴方向将有激光输出。

提高激光输出的一个关键问题是提高器件的能量转换效率，即放电电路输入到气体等离子体中的电功率在激光形成过程中应尽可能多地转换成相干光的光功率。图 2 是实验上测得的放电过程中电极间的电压和电流的波形，以及输入到气体中电功率和激光脉冲的波形^[1]。

显然，为了提高电能转换成光能的效率，

收稿日期：1979 年 3 月 5 日。

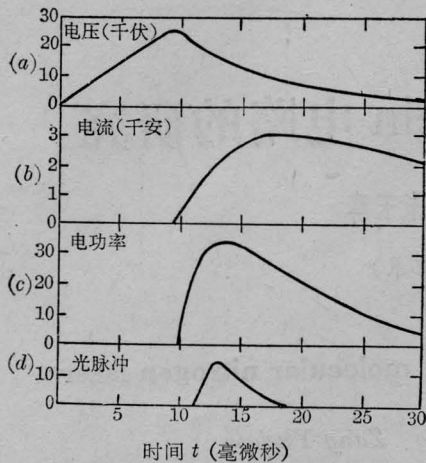


图2 Blumlein 电路的电压、电流、电功率和激光脉冲波形

必须尽量使更多的电功率在光脉冲形成之前输入到放电等离子体中，即电功率波形应有更快的上升速率，这就要求放电的电压和电流脉冲应有更短的上升时间。

根据对 Blumlein 电路的等效电路分析，影响电压波形上升速率的重要因素之一是球隙开关的电感。开关电感越小，电压上升越快，一般的球隙开关电感约为几十毫微亨，相应电压上升时间约为 25 毫微秒。特殊结构的开关(例如充以几个大气压的氮气)，可以使开关电感减少，但是装置较为复杂。我们采用一种简单结构(图 3)，开关的两个电极直接压在脉冲形成线的两个金属板上，无需附加引线而且接触面积大，可使其电感减少。开关的一个电极可调节，以改变工作电压，也可以采用第三个电极外触发。

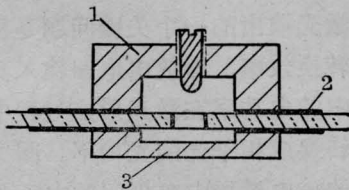


图3 一种简单的球隙开关结构
1—高压电极，2—脉冲形成线；3—地电极

影响放电电流上升速率的主要因素是放电管的电感。因此必须尽量减少电极与平板

电容的连接线所附加的电感。一种简单的办法是将电极直接压在电容金属板上。下面我们将看到预电离能显著地增大电流的上升速率，使输出大大地提高。

提高激光器输出功率的另一途径是增大工作气压 P ，亦即激活介质的密度。这在 CO_2 激光器研究中已证实是行之有效的。但理论和实验均表明，在激光器运转时存在一个最佳的 E/P 值(E 为电极间的电场强度)。因此欲提高工作气压，则要相应地增加工作电压，这势必给激光器的绝缘和安全操作带来困难。高压放电的另一困难是放电的不均匀性，即容易形成局部的弧光放电，使激光输出显著下降。所以为进一步提高最佳工作气压以增加激光器的输出，务必降低气体放电中最佳 E/P 值，并保证在整个管内能获得大体积的均匀辉光放电。我们的实验表明，分段电极结构的 Blumlein 电路和电晕预电离正是解决这两个问题的有效途径。

二、分段电极的 Blumlein 电路

放电的不均匀性即局部弧光放电将大大降低激光输出功率，也会严重影响激光输出的稳定性。当电极个别区域优先放电时，储能电容中相当大的一部分电能将耗损于该处窄小的放电通道之中，放电电流过大，从而形成电弧，而使其它区域的辉光放电电流明显减小。弧光放电中气体温度过高，不利激发激光上能级，因而电能转换为激光能量的效率显著降低。为在放电体积中获得均匀辉光放电，我们将通常采用的条状电极分成若干小段(图 4)。两电极分别由 68 段组成，每段电极长 4 毫米，相邻两段之间间隔为 3 毫米，相应的储能电容和脉冲形成线的高电压平板也分别分成 68 条，与接地的公共平板构成 68 对并联的电容。总的储能电容为 1.70 毫微法，脉冲形成线电容为 1.80 毫微法，腔长半米，放电电极间距为 10 毫米，放电过程中

每个小电容所储存的电能量仅能通过相应的电极进行放电,这就限制着放电电流,使之不会过大以至于从辉光放电过渡到弧光放电。

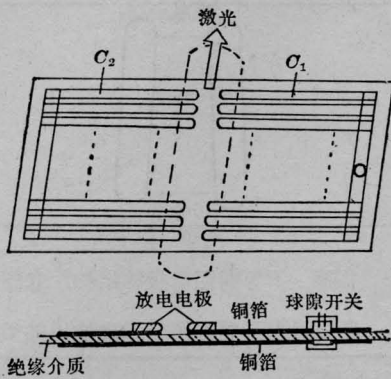


图4 分段电极的 Blumlien 电路
 C_1 —脉冲形成线; C_2 —储能电容

实验结果表明(图5),这种结构的电路有着以下特点:(1)放电最佳 E/P 值显著下降。一般结构中 E/P 值 ~ 200 伏/厘米·托,分段电极结构中 E/P 约为 130 伏/厘米·托。(2)工作气压明显提高。一般结构最佳工作气压为 30~40 托,在 90 托左右就无激光输出,而该装置最佳气压为 60~70 托,工作气压范围高达 160 托。(3)阈值工作电压降低。当工作电压降到 3~4 千伏时仍有激光输出,其光强足以使若丹明 6G 的溶液产生明显的荧光。

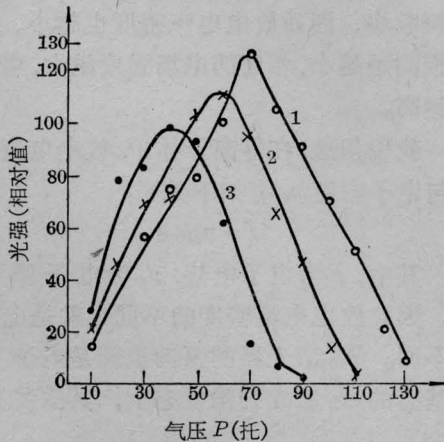


图5 分段电极结构中,在不同电压下光强与气压的关系
 曲线 1—9 千伏; 2—8 千伏; 3—7 千伏

三、电晕预电离的效果

获得均匀辉光放电的另一有效措施是预电离,即在激光主电极放电之前,利用附加电极预先放电,在管内形成一个均匀分布的低能电子云,这些低能电子参与主电极的放电过程,有利于改善辉光放电的均匀性。我们采用一对尖劈形电极作为电晕预电离电极,其极间距离比主电极(间距为 10 毫米)大 20~30% (图6)。附加电极优先产生电晕放电而提供了均匀分布的电子云。

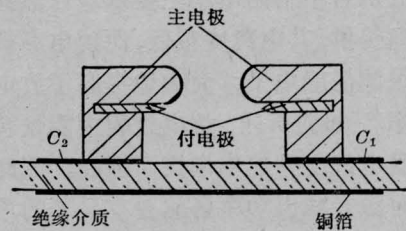


图6 电晕预电离结构

我们在不同的电压下,测量单方向输出光强随工作气压变化的关系(图7),实验结果发现,预电离后最佳工作的 E/P 值没有明显的改变,但激光输出却大大增强。在相同条件下有预电离时激光输出约为无预电离时的 2~5 倍。

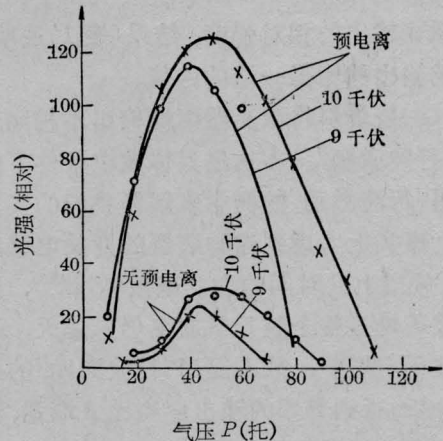


图7 电晕预电离与无预电离时输出激光光强的比较

我们认为预电离之所以能如此显著地增加激光输出,其主要原因在于初始电子云除了有利于形成均匀放电之外,还起着促使放电电流更快速上升的作用。大家知道,气体中电击穿形成的机理主要是电子雪崩即汤生放电。由于电离碰撞的结果,雪崩中的电子数目 N 随时间 t 指数增加^[2],

$$N_t = N(t_0) \exp[\alpha v_d(t - t_0)]$$

式中, α 为第一汤生电离系数, v_d 为电子的漂移速度, t_0 为放电开始时刻, $N(t_0)$ 为放电开始时管内的初始电子数目。由上式可知,放电形成的速率正比于初始电离的数目。在一般放电管中初始电子主要依靠自然界中剩余电离提供,其电离度很低,而预电离提供相当数量的低能电子,大大地提高了放电形成的速率。如前所述,放电过程中能量转换效率随着电流上升速率增快而提高。因此在预电离时激光输出功率必然会有显著的增强。

四、不等间距的电极对激光输出的影响

一般 N_2 激光器的结构中,两电极之间有相同的间距,管子两端输出光强相同。我们研究了电极的不等间距对两端输出的影响,如图 8 所示, A 端电极间距为 7.5 毫米, B 端为 10 毫米。在不同电压、气压下测出两端激光输出的相对强度,结果(表 1)表明, A 端的输出约为另一端的两倍。

一般资料将激光器两端输出不相同理解为“行波激励”。在这里具体放电条件下就不能用“行波激励”的概念来解释我们的实验结果。事实上考虑到这种装置的开关电感的影响,放电上升时间约为 5 毫微秒/米^[3],因此光波传输过整个腔长后放电仍未熄灭,反向光波仍有增益,故不能用“行波激励”的条件来分析,否则 B 端的输出应当比 A 端强,而我们的实验结果正好与此相反。我们用有机玻璃制作激光管,因此很容易观察到放电的状

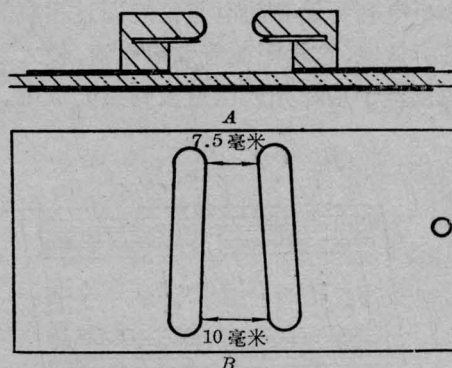


图 8 不等间距电极的结构示意图

表 1 电极间距不等时两端激光输出的相对强度

电压(千伏)	10		8	
气压(托)	50	60	40	50
A 端激光输出	110	120	60	55
B 端激光输出	50	60	39	29

况。实验中很容易观察到在不等间距电极的放电管中,辉光放电的强度是不均匀的,间距越小的区域,辉光越强,即放电辉光强度在 A 端最强,沿着管轴向 B 端过渡,辉光逐渐减弱,在 B 端最弱。这表明管子各处的放电电流密度不相同,电极间隔小的区域,优先进行放电,因而储能电容中有较多的电能输入到该区域的放电等离子体中,电极间距越大,放电越迟缓,所能利用到的储能电容中的电能比例愈小,因而放电电流密度也越小。同时电极间距越小,相应的电场强度越大,电子温度越高。

我们知道,在等离子体中,放电电流密度 J 与电子密度 n_e 有如下关系:

$$J = n_e v_d e$$

其中, e 为电子电荷, v_d 为电子漂移速率。因此放电电流密度的不同也就是电子密度不同。 N_2 激光器的泵浦机理是电子直接将基态的 N_2 激发到激发态上,其激发速率 R 为:

$$R = n_e N_0 \bar{\sigma} \bar{V}$$

式中, N_0 为氮分子基态粒子数密度, $\bar{\sigma}$ 为按

照速度平均的电子激发截面, \bar{V} 为电子平均速度。

由于放电电流沿轴向分布是不均匀的, 电子所激发的 N_2 激发态粒子数也不相同, 因而反转粒子数密度亦即增益在 A 端最大, 沿管轴向 B 端逐渐减少。考察一下从 A 端向 B 端传播的光波。由于单位体积单位时间内受激辐射产生的光子数 W 为

$$W = \frac{IB}{C} N_0$$

式中 I 为光强, B 为爱因斯坦系数, C 为光速, N_0 为激光上能级粒子数。虽然 A 端 N_0 最大, 但由于光强很弱, 受激辐射几率显然很低。随着光向 B 端传播, 光强逐渐增强, 但如前所说, N_0 也逐渐减少, 在 B 端光强最大, 而 N_0 最小, 因此从 A 向 B 传播而形成的激光比较弱, 相反地, 从 B 端向 A 端传播的光, 其光强随着传播距离逐渐增强, 而且 N_0 也逐渐增大, 因此受激辐射几率在光传播过程中越来越大, 这就使该方向形成的激光变得很强。

我们在激光管某端安置一镀铝的全反射

镜测量另一端激光的输出, 实验结果如表 2 所示。在这种情况下, A 端激光输出比 B 端大约增强了 30% 左右。此结果同样可用上述的分析加以解释。当然若 A 端电极间距过小, 使得其 E/P 值过大, 不利于激发激光上能级, 即 A 端的粒子数反转密度将会减少, 此时 A 端输出就不一定会比 B 端强。

表 2

电压(千伏)	10.7		
气压(托)	30	40	50
A 端输出光强	65	98	80
B 端输出光强	59	75	73

参 考 文 献

- [1] H. E. B. Andersson *et al.*; *Opt-Electr.*, **6**, 225 (1974).
- [2] L. E. Kline *et al.*; *Phys. Rev.*, **A5**, 794 (1972).
- [3] A. J. Schwab *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-12**, No. 3, 183 (1976).

(上接第 32 页)

两种情况的最佳透过率都是 30%。最佳透过率较高是由于染料分子 $S_1 \sim S_0$ 跃迁光增益系数大 (10^3 厘米⁻¹) 的缘故。

(3) 输出能量随预电离电流的变化

当储能 20 焦耳、输出反射镜透过率为 26% 时, 所测得的激光能量-预电离电流曲线如图 6。我们发现预电离电流在 0.1~0.5 安培范围内变化时, 激光输出能量随预电离电流的增加作线性增长。其原因是预电离电流的增加改善了氙灯放电的均匀性, 因而提

高了氙灯光效, 使激光输出能量提高。

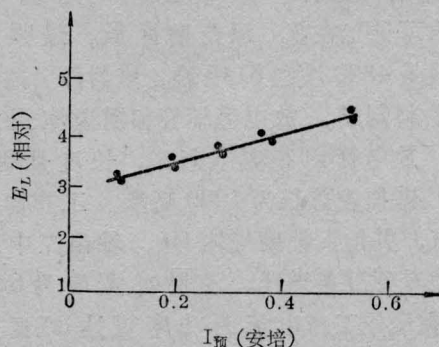


图 6 激光输出能量——氙灯预电离电流的关系曲线