

小型毫微秒电子束发生器

解笑湘 汪汝清 沙国河 张存浩

(中国科学院大连化学物理研究所)

提要: 本文描述了一个小型的、适合于激光动力学研究的毫微秒电子束发生器。它的高压脉冲电源是自制的螺旋发生器。在直径为 6 毫米的电子枪窗口后测得电子束峰值电流为 7 安, 脉冲的半峰宽为 6~8 毫微秒, 最大电子能量约为 107 千电子伏特。

A miniature nanosecond e-beam generator

Xie Xiaoxiang, Wang Ruqing, Sha Guohe, Zhang Cunhao

(Dalian Institute of Chemical Physics, Academia Sinica)

Abstract: The construction of a miniature nanosecond e-beam generator suitable for laser related kinetics studies is described. The e-beam peak current is 7A measured behind a 6mm diameter e-beam window. The pulse duration (FWHM) is 6~8ns and the maximum electron energy is about 107keV.

一、引 言

随着电子束引发的化学激光和电子束泵浦的准分子激光的发展, 人们从理论上和实验上对产生激光的动力学过程进行了大量的研究工作。近年来, 用短脉冲的高能电子束作为工具来研究上述两类激光器中的快速动力学过程, 已经成为一种十分重要的实验方法^[1~4]。

为了研究电子束引发的脉冲 HF 化学激光器中的动力学过程, 我们在 Brau^[5] 等人工作的基础上, 经过多次试验和改进, 设计制造了这台装置。它的高压脉冲是由螺旋发生器产生的。螺旋发生器的输入电压为 15.7 千伏时, 电子束发生器产生峰值电流约 7 安

的电子束脉冲, 电子的最大能量约为 107 千电子伏特, 脉宽 (FWHM) 为 6~8 毫微秒。

二、螺旋发生器

电磁波 U_r 沿着波阻抗为 Z_r 的传输线传播, 若遇到波阻抗为 Z_l 的导线, U_r 在通过两导线连接点处要发生波的反射, 其反射系数 β 为

$$\beta = \frac{Z_l - Z_r}{Z_l + Z_r} \quad (1)$$

当 $Z_l = 0$ 时, $\beta = -1$, U_r 在连接点处全部反射并改变极性; $Z_l = \infty$ 时, $\beta = 1$, U_r 全反射, 不改变极性。例如在图 1 中, 传输线一端接火花隙开关 G , 另一端开路。令波在传

收稿日期: 1981 年 3 月 23 日。

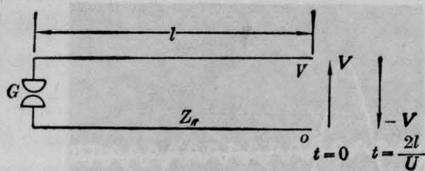


图1 传输线示意图

输线中的传播速度为 v ，传输线长 l 。G 未闭合时 ($t=0$)，对传输线充电到 V ，在开路端用正矢量 V 表示；G 闭合时，因火花隙导通时的阻抗近似等于零，所以在 G 处形成一个极性与 V 相反的电压波向开路端传播，此波与原充电矢量 V 抵消，故电压波所到之处，均使传输线的电压变为零。当波传播到开路端时 ($t = \frac{l}{v}$)，因 $Z_0 = \infty$ ，波不变极性反射，并反向传播，直到开关 G。此时传输线已反充电，因而得到一个负的矢量 $-V$ 。由于波的反射得到了电压矢量的反转，这就是简单的矢量反转原理。

螺旋发生器就是根据 1964 年 Fitch 等人^[7]提出的矢量反转原理制成的。它的结构是将金属带与介质带组成的 Blumlein 传输线卷成螺旋形，如图 2 所示。

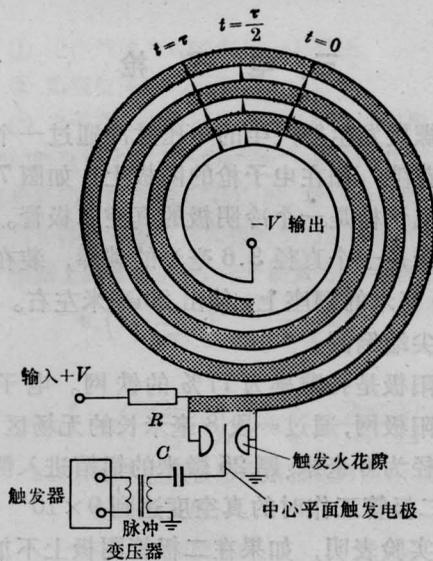


图2 螺旋发生器示意图

(有阴影部分为主动线；无阴影部分为被动线)

螺旋发生器的每一层由有源线和无源线组成，最外层接触火花隙。直流电源通过电阻 R 对发生器充电，充电电压为 V_0 。当开关断开时，有源线和无源线中的电矢量互相抵消；在 $t=0$ 时刻开关导通，根据矢量反转原理，一个极性反转的电压波开始沿有源线向内层传播，波所到之处都使有源线中电矢量消失，同时产生电流，从而将发生器的静电能转换为电磁能；当 $t=\tau/2$ (τ 为发生器电压上升时间) 时，电压波到达最内层的开路端，并以反转的电压波往回传播，建立起与原充电电压极性相反的电压，电流变为零；在 $t=\tau$ 时刻波回到开关，有源线中的电矢量与无源线中的电矢量同向排列，输出电压达最大值。设螺旋发生器的圈数为 n ，则输出电压 V 为

$$V = -2nV_0 \quad (2)$$

发生器的电压持续时间 τ 为

$$\tau = \frac{2\pi n D}{v} \quad (3)$$

其中 D 是发生器的平均直径， v 是波在介质中的传播速度。当电压上升时，整个发生器相当于一组串联的圆柱形电容器。因此，发生器的有效输出电容为

$$C = \frac{\pi D W \epsilon}{2nt} \quad (4)$$

其中 W 、 t 和 ϵ 分别是传输线中导体的宽度、电介质的厚度和介电常数。

实际上，由于螺旋发生器各层之间是通过导体带连通的，所以无源线中的电矢量不可能保持不变，使输出电压达不到 (2) 式给出的值。再者，触发火花隙的电感、传输线导体的电阻和电介质的损耗，以及发生器层与层之间的耦合等因素引起的损失，实际结果比 (2) 式给出的理论值低得多。例如 25 圈发生器的倍压效率 η 仅为理论值的 17~30%。

我们使用宽度为 9 厘米的定向聚四氟乙烯带作为传输线的绝缘介质，导体是厚 0.05 厘米、宽 2.5 厘米的铜箔带。把这些带分别卷在自制的手动卷绕机的小轴上，即可将传

输线卷在外径 14 厘米的有机玻璃筒上, 如图 3 所示。我们卷成的 TIV 号发生器的传输线剖面图示于图 4。而 TIII 号发生器仅在介质厚度与圈数上略有差别。

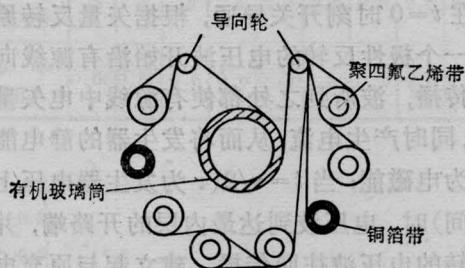


图 3 手动卷绕机示意图



图 4 TIV 号发生器传输线剖面示意图
(聚四氟乙烯带厚 0.10 毫米; 铜箔带厚 0.05 厘米)

在发生器的试验过程中, 经常出现沿介质表面爬电的现象, 尤其是最内几层。为了解决这一问题, 我们把发生器浸在变压器油箱中, 抽真空 50 多小时, 直至把介质层中的气体抽尽。这一措施有效地防止了爬电(见图 7)。

发生器的两条导体带分别接在触发火花隙的两个电极上(如图 2 所示), 正常工作条件下火花隙的电极间距为 8 毫米。触发脉冲信号是由一个氢闸流管产生的, 经脉冲变压器和 1000 微微法的电容耦合到中平面电极。触发脉冲的电压峰值大于 7 千伏, 保证了可靠触发。

用电阻式分压器测量发生器的输出电压。图 5 是在 OK-19 型高压示波器上观察到的电压波形。输出峰值电压与输入电压基本上保持线性关系, 但输入电压较高时, 发生器的倍压效率有所提高。从图 6 还可以看出, TIV 号发生器的效率明显高于 TIII 号,

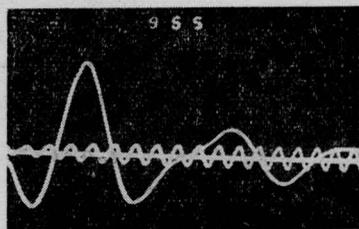


图 5 螺旋发生器的输出电压波形
时标: 12 兆赫; 电压峰值(负峰: 146 千伏)

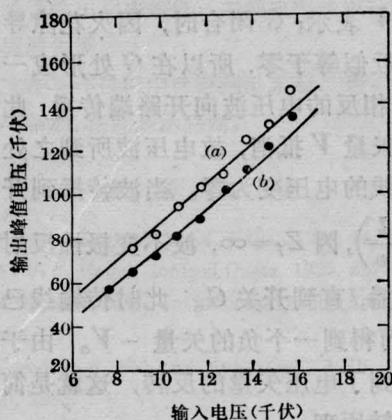


图 6 螺旋发生器输出电压曲线
○—TIV 号; ●—TIII 号

这是与 TIV 号发生器卷制时两层铜箔带始终对准分不开的。

三、电子枪

螺旋发生器产生的电压脉冲通过一个陡化火花隙, 加在电子枪的阴极上, 如图 7 所示。电子枪是一个冷阴极的真空二极管。其冷阴极是一个直径 3.6 毫米的碳棒, 装在直径 25 毫米的铜座上, 伸出 20 毫米左右。碳棒的尖端倒圆。

阳极是孔隙率为 77% 的铁网。电子束穿过阳极网, 通过一段 8 毫米长的无场区, 透过直径为 6 毫米、厚 25 微米的铝箔进入测量室。二极管工作时的真空度达到 9×10^{-6} 托。

实验表明, 如果在二极管阴极上加陡化火花隙, 则阴极电压峰值只能达到 80 千伏左右。其原因是螺旋发生器的输出电压未达

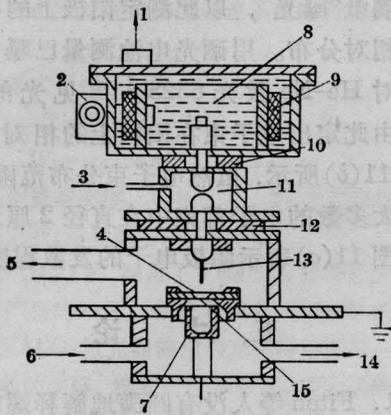


图7 电子束发生器示意图

1—抽空；2—触发火花隙；3—充气；4—网阳极；5—抽真空；6—进样；7—法拉第杯；8—变压器油；9—螺旋发生器；10、12—绝缘层；11—压器油；13—碳冷阴极；14—抽气；15—铝箔

到峰值就过早启动了阴极，因而在铝箔后测量到的电子束电流信号十分弱。陡化火花隙对于产生高能毫微秒电子束脉冲来说是必不可少的。火花隙的电极间距为1厘米，内充氮气3.0~3.4大气压。在这个气压范围内，它的击穿电压一般都在100千伏以上。

四、电子束发生器的调试与测量

在真空二极管中，电子的电流密度受空间电荷限制，在一维情况下，根据Child-Langmuir定律^[8]，电流密度 J 为

$$J = (2.3 \times 10^{-6}) \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (5)$$

其中 d 为阴、阳极间距。由(5)式得到二极管阻抗

$$Z = K \frac{d^2}{\sqrt{V}} \quad (6)$$

K 为常数。

要使高压发生器的能量有效地传输给电子枪，必须调整二极管的阻抗，使之与螺旋发生器匹配。由(6)式可知二极管的阻抗 Z 为 d 的函数。在调试中，我们用TIV号发生器作为高压脉冲电源，使之工作在输出电压峰值 $V=146$ 千伏的条件下，保持陡化火花

隙的气压不变，改变间距 d 。从OK-19型高压示波器测得的阴极电压波形(图8)可以看出，当 $d=5、4、3$ 毫米时，电压波形中的正峰依次减小，这说明了电压在二极管上的反射也逐渐减小，当 $d=3$ 毫米时，正峰基本上消失，电子枪处于匹配状态。加在二极管上的电压峰值估计为107千伏。

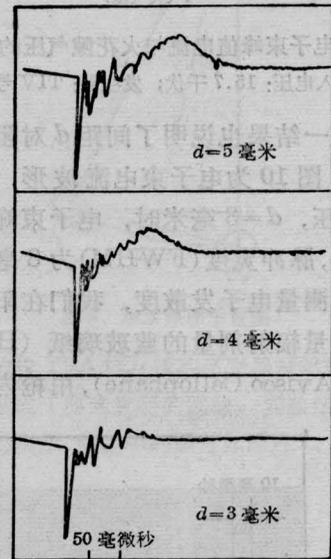


图8 电子枪阴极电压波形

输入电压：14.7千伏；陡化火花隙气压：3.6大气压

陡化火花隙的充气气压 P 对加在电子枪上的电压有着很大的影响。若调节 P ，使它的自击穿电压接近于螺旋发生器的峰值输出电压 V 时，则加在二极管上的电压为最大，否则，过低或过高的气压均使二极管上的电压降低。在电子束装置的测量室中装一个法拉第杯，用以收集透过铝箔的电子。在法拉第杯测试回路中串联一个75欧的电阻，用OK-19型高压示波器监测电子束电流波形。测量室内抽真空，以防止空气对电子的散射和等离子体的回流。在保持输出电压峰值 $V=146$ 千伏不变时，分别改变间距 d 和气压 P ，观察了电子束电流随 P 和 d 的变化。实验结果完全符合以上分析。图9给出了 $d=3、4$ 毫米时，电子枪峰值电流与 P 的关系。间距 d 减小，峰值电流增大，但电子能量略有

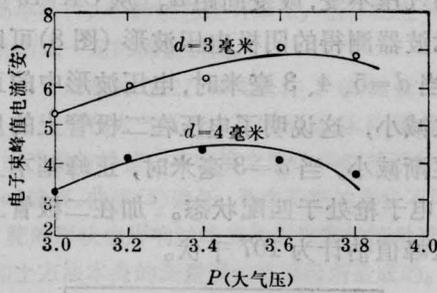


图9 电子束峰值电流与火花隙气压的关系
输入电压: 15.7 千伏; 发生器: TIV 号

减小。这一结果也说明了间距 d 对抗匹配的影响。图 10 为电子束电流波形, 当 $P=3.6$ 大气压, $d=3$ 毫米时, 电子束峰值电流为 7.1 安, 脉冲宽度 (FWHM) 为 8 毫微秒。

为了测量电子发散度, 我们在阳极后放置一张测量辐射剂量的蓝玻璃纸 (Hewlett-Packard Avisco Cellophane), 用枪内电子束

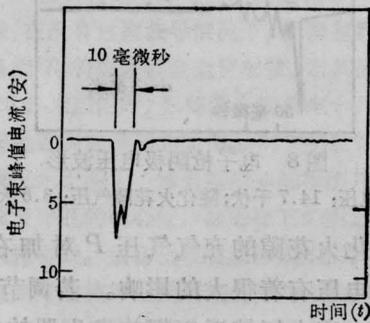


图 10 电子束电流波形

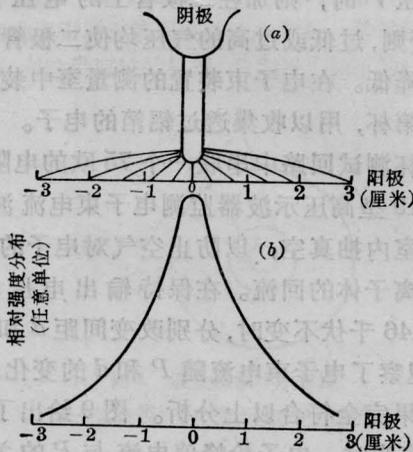


图 11 电子束电流的相对强度分布

对玻璃纸“曝光”, 以此测定阳极上的电子束电流相对分布。用硒光电池测量已曝光的玻璃纸对 He-Ne 激光 6328 \AA 可见光的透过率, 由此定出电子束在阳极上的相对分布。如图 11(b) 所示, 虽然电子束分布范围较大, 但绝大多数的电子都集中在直径 2 厘米的圆内。图 11(a) 表示阴极电子的发散程度。

五、讨 论

1. Fitch 等人没有圆满地解释螺旋发生器的输出电压波形中, 正峰出现的机理和正峰的幅度明显大于第一负峰的原因。从我们的实验结果推测, 图 5 的波形是有源线和无源线中的两个波过程迭加的结果。若用数学手段来分离这两个波, 就可更详细地分析螺旋发生器产生高压脉冲的机理。

2. 改变输入电压的极性, 相应提高陡化火花隙的击穿电压 (使之在第一个峰不击穿), 即可利用第二个正峰, 能得到较高的倍压效率。

3. 适当加大电子束窗口直径, 可大幅度增加输出的电子束电流。

本工作在研制过程中, 得到了孙玉亮、史书国、白吉玲、韩登龙、王学林、周大正等同志的协助, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] H. L. Chen: AD-A015, 130, 1975.
- [2] H. L. Chen et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **30**, 99.
- [3] M. Rokni et al., *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **34**, 187.
- [4] Daniel W. T. et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**, 604.
- [5] C. A. Brau et al.; *Rev. Sci. Instrum.*, 1977, **48**, 1154.
- [6] B. I. Schneider, C. A. Brau; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**, 569.
- [7] R. A. Fitch, V. T. S. Howell; *Proc. IEEE*, 1964, **111**, 849.
- [8] C. D. Child; *Phys. Rev.*, 1911, **32**, 492.
- [9] S. P. Bugaev et al.; *Sov. Phys. Dokl.*, 1969, **14**, 605.
- [10] H. I. Milde et al.; *Laser Focus*, 1974, **10**, 53.