

# 染料激光的能量测量及自动记录\*

陈 威 森

(上海机械学院分析仪器教研室)

## 提 要

本文总结了染料激光能量的测量及自动记录的实际工作。从原理和方法上讨论、分析了对探测元件响应时间的要求,并对提出的测量线路分析了传转网络时间常数及记录能量电路的时间常数的要求。对测量线路可能引起的误差作了分析和计算。

## 一、前 言

与一般激光器只能在某一特定波长输出激光不同,染料激光器的输出波长可在很宽的范围内连续地调谐。因此应用在光谱分析上代替普通光源后,可显著提高性能。研究染料激光的能量测量及其自动记录,是使染料激光器进入光谱分析实际应用的第一步。

脉冲式染料激光器要求脉冲持续时间短、上升快的大功率闪光泵浦。氮分子激光器具有脉冲短(3毫微秒)、波长短(3371埃)、能量上升快、简单方便等特点,是理想的染料激光泵浦源。我们采用脉宽为6毫微秒,重复频率<50赫的氮分子激光器作为激励光。其相应的染料激光的脉冲与它相近,是很窄的脉冲激光。本文讨论这种很窄的脉冲激光能量的测量及其自动记录。

## 二、脉冲激光能量的测量原理

在光电效应中,光电子数是吸收的光子数的量度。光电材料产生的电流与吸收的光功率成正比。利用这一特性可以实现激光能

量或功率的测量。因此,早有书籍和单位<sup>[1]</sup>介绍了利用光电流对小电容充放电的方法,实现对脉冲激光能量的测量。下面对测量原理进行探讨和分析,其着眼点是看看在快速脉冲激光能量测量时,对探测元件响应时间的要求究竟如何。

每个光子能量为:

$$E = h\nu \quad (1)$$

这里  $h$  是普朗克常数( $=6.6 \times 10^{-34}$  焦耳·秒);  $\nu$  是光辐射频率。若激光器单位时间辐射光子数  $=n$ , 则激光辐射功率  $P$  为

$$P = nE = nh\nu \quad (2)$$

光电元件在其线性区内,光电子数与光子数成正比,即光电流  $i_\phi$  与辐射光强  $P$  成正比。

$$i_\phi = \theta P = q_e \eta nh\nu \quad (3)$$

或光电子数  $n_e$

$$n_e = \frac{i_\phi}{q_e} = \eta nh\nu \quad (3')$$

这里  $\theta$  是光电元件在工作波长的光谱灵敏度。 $\eta$  是光电管光量子效率,  $\eta = \theta/q_e$ ;  $q_e$  是电子电荷( $=1.6 \times 10^{-19}$  库仑);  $n_e$  是单位时间激发的光电子数。因此对于图 1(a) 的激光

\* 收稿日期: 1978年1月30日。

脉冲作用于光电管，光电管所响应的光电流也是一个脉冲波形，如图 1(b)。其中光电流脉冲出现的时间，比光脉冲滞后  $t_d$  ( $t_d$  是光电管中电子的渡越时间)。若激光脉冲持续时间为  $t_0$ ，重复周期为  $T$ ，对于  $T \gg t_0 + t_d$  的情况（是染料激光的实际情况），渡越时间  $t_d$  只引起电流脉冲时间滞后，不影响波形形状。但是在实际上，对于真空光电管，由于光电子初速不一致，对于硅光电管，由于少数载流子总在作无规则热运动，因此总存在着渡越时间的分散，到达阳极时间有先有后，使电流脉冲变形，如图 1(c) 所示。因此，光电流瞬时值并不严格与光功率瞬时值成正比。只是在整个光脉冲过程中，作用的光子总数与光电子总数成严格的正比。即

$$W = h\nu \int_0^{t_0} n dt = \int_0^{t_0} p dt \quad (4)$$

将(3)式代入(4)式：

$$W = \frac{1}{\theta} \int_0^{t_0} i_p dt = \frac{1}{\eta} \int_0^{t_0} n_e dt \quad (5)$$

就是说，整个光脉冲的能量  $W$  与整个脉冲期间的光电子总数成正比。亦即与光脉冲电流的积分值成正比。因此，测量光脉冲能量，只要测量光电流在脉冲期间对时间的积分值。可以不考虑光电管渡越时间分散所造成的响应时间变慢的影响。

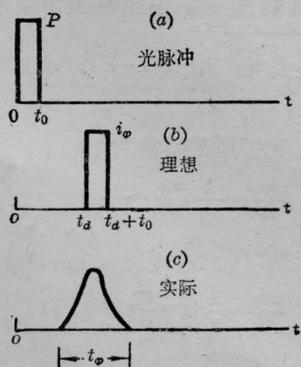


图 1

利用光电流对电容充(放)电，电容上电荷量变化值比例于电容上的电压值。若电容

量为  $C$ ，则

$$Q_p = \int_0^{t_p} i_p dt = CV_{cm} \quad (6)$$

代入(5)式

$$W = \frac{1}{\theta} \int_0^{t_p} i_p dt = \frac{C}{\theta} V_{cm} \quad (7)$$

光脉冲能量  $W$  的测量转换为电容  $C$  上的峰值电压的测量。

### 三、峰值保持电路原理

电路如图 2 所示。考虑到电容  $C$  上尖峰电压值可能较小，故加了低漂移线性集成电路放大，经过射极跟随器输出，加在隔离二极管  $D$  和记录电容  $C_M$  组成的峰值保持电路上，即可保持尖峰电压峰值。考虑到脉冲光很强(约数百千瓦)采用强流光电管 GD-44，响应时间约 2 毫微秒。开关  $K$  是为电容  $C_M$  上电压“复零”用的。

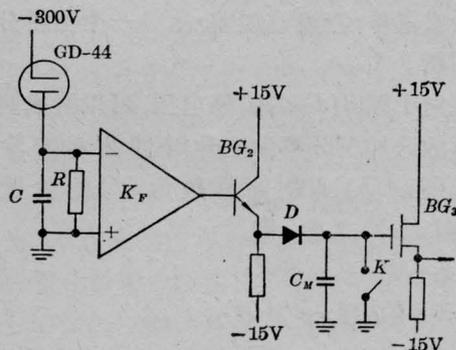


图 2

积分电容  $C$  上的电压波形，可从形成过程分析。观察图 3 波形：(a) 是激光脉冲；(b) 是光电流脉冲，由于渡越时间分散，变形了；(c) 是电容  $C$  上的电压波形。在光电流期间  $t_p$  是一直充电的，所以电容  $C$  上电压上升时间为  $t_p$ 。光电流脉冲结束之后，充电过程停止，立即开始了通过放大器输入电阻  $R$  的放电过程。因为取  $R$  较大，放电是较慢的，因此，这是一个前沿很陡、后沿平缓的尖波。图 3(c) 的前沿是以夸大的比例画的，按时间比例画的实际波形如图 3(d)。

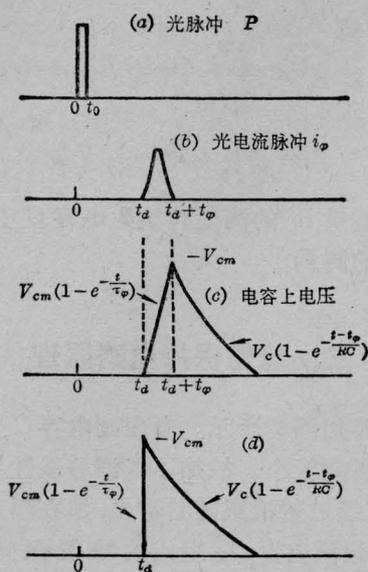


图 3

这种前沿很陡, 后沿很缓的尖脉冲电压, 通过(不可避免的)时间常数  $\tau \gg t_\phi$  的峰值保持电路, 其输出值是否还和输入峰值成正比? 要什么条件? 有没有误差? 这是一个值得分析的问题。

对于图 3(d) 的尖峰电压, 可以看成两种波形的迭加。分解为上升时间为  $t_\phi$  的阶跃电压(图 4(b))和时间常数为  $RC$  的阶跃电压(图 4(c))之差, 即:

$$v_i = v_i' - v_i'' \quad (8)$$

$$v_i' = V_{cm}(1 - e^{-t/\tau_\phi}) \quad (8')$$

$$v_i'' = V_{cm}(1 - e^{-\frac{t-t_\phi}{RC}}) \quad (t \geq t_\phi = 2.2\tau_\phi) \quad (8'')$$

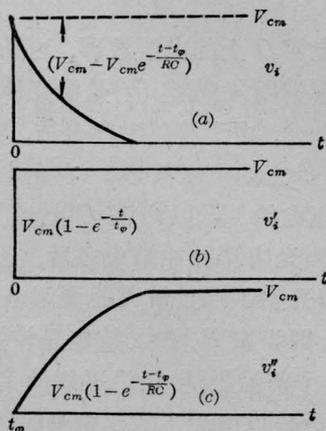


图 4

这两种电压通过图 5 电路, 若时间常  $\tau$

$$t_\phi \ll \tau \ll RC$$

这里  $t_\phi$  是尖峰电压前沿时间,  $\tau$  是低通电路时间常数  $\tau = r_i C_i$ ,  $RC$  是能量积分电路时间常数。相应的输出为\*

$$v_0' = V_{cm}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (10')$$

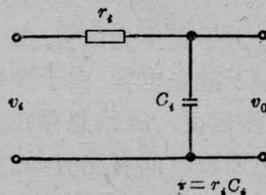


图 5

$$v_0'' = V_{cm}(1 - e^{-\frac{t-t_\phi}{RC}}) \quad (10'')$$

$$v_0 = v_0' - v_0'' = V_{cm}(e^{-\frac{t-t_\phi}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (10)$$

求极值

$$\frac{dv_0}{dt} = V_{cm} \left( -\frac{1}{RC} e^{-\frac{t-t_\phi}{RC}} + \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \right) = 0$$

解得

$$t = t_m = \frac{\tau RC}{RC - \tau} \left( \ln \frac{RC}{\tau} - \frac{t_\phi}{RC} \right) \quad (11)$$

代入(10)

$$v_{0m} = v_0|_{t=t_m} = V_{cm} \left( 1 - \frac{\tau}{RC} \right) e^{-\frac{\tau \left( \ln \frac{RC}{\tau} - \frac{t_\phi}{RC} \right)}{RC - \tau}} - \frac{t_\phi}{RC} \quad (12)$$

式(12)表明, 尖脉冲电压经过时间常数  $\tau$  的电路后, 其峰值  $v_{0m}$  和原峰值  $V_{cm}$  保持正比

\* 缓变上升电压  $v_i = V(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}})$ , 通过图 5 电路的情况:

$$\text{回路方程} \quad v_i = r_i i + v_0; \quad v_0 = \frac{q}{C_i}$$

$$\text{故} \quad \frac{dv_0}{dt} = \frac{1}{C_i} \frac{dq}{dt} = \frac{i}{C_i}$$

$$\text{故} \quad v_i = r_i C_i \frac{dv_0}{dt} + v_0$$

$$\text{整理} \quad \frac{dv_0}{dt} + \frac{1}{\tau} v_0 = \frac{V}{\tau} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}})$$

$$\text{初始条件} \quad v_0|_{t=0} = 0$$

$$\text{解微分方程} \quad v_0 = V - \frac{V\tau_p}{\tau_p - \tau} e^{-\frac{t}{\tau_p}} + \left( \frac{V\tau_p}{\tau_p - \tau} - V \right) e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$\text{若} \tau_p \ll \tau \text{ 则} v_0 \approx V(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

$$\text{若} \tau_p \gg \tau \text{ 则} v_0 \approx V(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}})$$

关系。且在满足  $\tau \ll RC$  条件下,

$$v_{om} \approx V_{cm}$$

因为放大器在分析其暂态响应时, 可以看成是一个具有单一时间常数的低通电路<sup>[3]</sup>, 所以整个图 2 电路中放大器  $K_F$  到峰值保持电路  $D-C_M$ , 是两个低通电路的串接。所以图 2 积分电容  $C$  上的尖脉冲电压, 经过放大到峰值保持电路保持的电压和尖脉冲电压的峰值保持成正比关系。这就回答了上面的问题。

#### 四、电 路

为了将  $C_M$  上保持的峰值电压输出(送笔式记录器或示波器)或模数转换, 用 MOS 管  $BG_3$  源极输出器隔离。开关管  $BG_4$  代替开关  $K$ 。完整电路如图 6。单结管  $BG_7$  主振, 输出主振脉冲, 触发单稳延时电路(由  $BG_5$ 、 $BG_6$  组成)动作, 在延时期间(约 100 微秒)  $BG_5$  集电极输出 100 微秒宽 伏的脉冲, 使开关管  $BG_4$  完全导通(到深饱和), 使  $C_M$  的电压清零。100 微秒之后,  $BG_4$  恢复截止状态, 同时  $BG_6$  输出正向微分脉冲, 经过  $BG_8$ 、 $BG_9$  放大, 触发单结管  $BG_{10}$  着火, 输出脉冲到激光触发器, 触发出激光。激光输出脉冲即可被测

量(或通过工作物质后被测量)。这样, 它保证在每次测量前, 电容  $C_M$  的电压被清零。

下面实际计算  $C_M$  上的电压。先列出一些参数。运算放大器 5G23B 接成图 6 反馈形式后, 时间常数  $\tau_A = 3.5 \times 10^{-7}$  秒<sup>[3]</sup>, 增益  $K_F = 100$ , 输出阻抗  $R_{oF} \approx 200$  欧姆, 场效应管源极跟随器  $K = 0.9$ ,  $RC = 4.7 \times 10^{-3}$  秒,  $t_\phi = 6 \times 10^{-9}$  秒。

计算  $BG_2$  射随器输出电阻

$$R'_0 = \frac{R_{oF} + r_{be}}{\beta} = \frac{200 + 10}{30} = 7 \text{ 欧姆};$$

二极管正向电阻  $r = 25/I_D = 2.5$  欧姆。总电阻  $R_0 = R'_0 + r \approx 10$  欧姆。因此, 峰值保持电路的时间常数  $\tau_0 = R_0 C_M = 2.2 \times 10^{-6}$  秒。从  $BG_1$  到  $D-C_M$  是两个串接的低通网络, 串接后等效总的时间常数  $\tau$  为<sup>[4]</sup>

$$\tau = 1.05 \sqrt{\tau_A^2 + \tau_0^2} = 2.6 \times 10^{-6} \text{ 秒}$$

到达峰值的时间  $t_m$  由式(11)得:

$$t_m = 1.95 \times 10^{-5} \text{ 秒}$$

峰值电压  $v_{om}$  由式(12)乘  $K \cdot K = 90$  得:

$$v_{om} \approx 90 V_{cm}$$

我们实测若丹明 B 染料激光的小部分光束, 可输出 8—9 伏, 其中  $e$  点和  $s$  点波形(见图 7 的  $e$  点和  $s$  点)如图 8 所示。

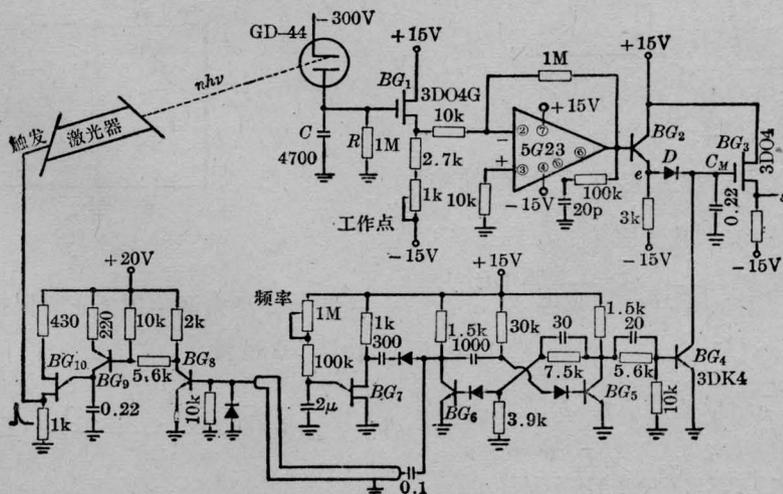


图 6

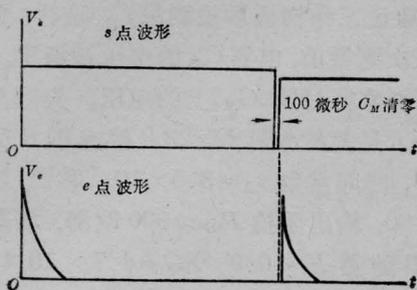


图 7

## 五、误差分析

引起峰值电压误差的原因有:

### 1. 泄放电阻 $R$ 分流引起的 $V_{cm}$ 误差

为方便分析, 设光电流脉冲为窄矩形, 如图 8 所示。当不考虑泄放电阻  $R$  分流作用时,  $C$  上电压  $V_{cm}$  与能量成正比, 表示无误差值,

$$V_{cm} = \frac{1}{C} \int_0^{t_p} I_\varphi dt = \frac{I_\varphi t_p}{C}$$

但实际上,  $R$  对  $C$  存在分流:

$$I_\varphi = I_C + I_R; \quad I_R = V_{CR}/R$$

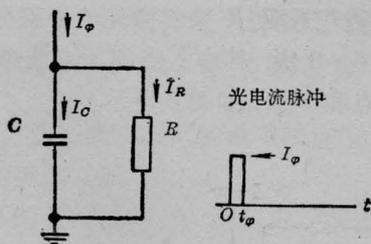


图 8

这里  $V_{CR}$  是考虑  $R$  分流后电容  $C$  上充的电压, 为

$$V_{CR} = \frac{1}{C} \int_0^t I_C dt = \frac{1}{C} \int_0^t \left( I_\varphi - \frac{V_{CR}}{R} \right) dt$$

两边取微分

$$\frac{dV_{CR}}{dt} = \frac{1}{C} \left( I_\varphi - \frac{V_{CR}}{R} \right)$$

整理 
$$\frac{dV_{CR}}{dt} + \frac{1}{RC} V_{CR} = \frac{I_\varphi}{C};$$

初始条件  $V_{CR}|_{t=0} = 0$

解微分方程

$$V_{CR} = I_\varphi R \left( 1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right)$$

$t = t_p$  时, 得峰值

$$V_{CR}|_{t=t_p} = V_{CRm} = I_\varphi R \left( 1 - e^{-\frac{t_p}{RC}} \right)$$

展开 
$$V_{CRm} = I_\varphi R \left[ \frac{t_p}{RC} - \frac{1}{2} \left( \frac{t_p}{RC} \right)^2 \right]$$

$$= V_{cm} \left( 1 - \frac{t_p}{2RC} \right)$$

相对误差:

$$\frac{V_{cm} - V_{CRm}}{V_{cm}} = \frac{t_p}{2RC} = \frac{6 \times 10^{-9}}{2 \times 4.7 \times 10^{-3}} = 6.4 \times 10^{-7}$$

误差很小, 可以忽略。

### 2. 峰值保持电容上的各种漏电

二极管  $D$  和开关管  $BG_4$  构成恒流漏电,  $I_{DS} \leq 0.01$  微安;  $I_{ce0} \leq 0.01$  微安。两项总漏电  $I_0$

$$I_0 = I_{DS} + I_{ce0} \leq 0.02 \text{ 微安}$$

绝缘电阻漏电。场效应管  $BG_3$  栅极电阻  $R_{GS} = 10^{14}$  欧姆, 可忽略。电容  $C_M$  绝缘电阻  $R_0 = 10^9$  欧姆。这些漏电使  $v_{om}$  降低, 产生误差。考虑漏电的等效电路如图 9 所示。设下降值为  $\Delta v_{om}(t)$ , 则

$$i_R(t) = \frac{v_{om} - \Delta v_{om}(t)}{R_0}$$

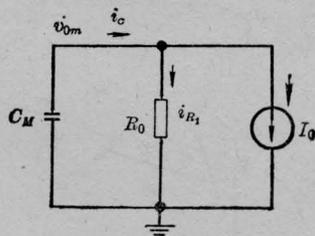


图 9

这里  $v_{om}$  是未漏电时  $C_M$  所保持的峰值电压。由图 10 可得:

$$\begin{aligned} \Delta v_{om}(t) &= \frac{\int i_c dt}{C_M} = \frac{1}{C_M} \int [I_0 + i_R(t)] dt \\ &= \frac{1}{C_M} \int \left[ I_0 + \frac{v_{om} - \Delta v_{om}(t)}{R_0} \right] dt \end{aligned}$$

两边微分

$$\frac{d[\Delta v_{0m}(t)]}{dt} = \frac{I_0}{C_M} + \frac{v_{0m} - \Delta v_{0m}(t)}{R_0 C_M}$$

解微分方程

$$\begin{aligned} \Delta v_{0m}(t) &= e^{-\int \frac{dt}{R_0 C_M}} \left[ \left( \frac{I_0}{C_M} + \frac{v_{0m}}{R_0 C_M} \right) \right. \\ &\quad \left. \times e^{\int \frac{dt}{R_0 C_M}} dt + \bar{C} \right] \\ &= I_0 R_0 + v_{0m} + \bar{C} e^{-\frac{t}{R_0 C_M}} \\ \Delta v_{0m}(t) |_{t=0} &= 0 \end{aligned}$$

得常数

$$\bar{C} = -(I_0 R_0 + v_{0m})$$

最后得

$$\Delta v_{0m}(t) = (I_0 R_0 + v_{0m}) (1 - e^{-\frac{t}{R_0 C_M}})$$

相对误差:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta v_{0m}(t)}{v_{0m}} &= \left( 1 + \frac{I_0 R_0}{v_{0m}} \right) (1 - e^{-\frac{t}{R_0 C_M}}) \\ &\doteq \left( 1 + \frac{I_0 R_0}{v_{0m}} \right) \left( \frac{t}{R_0 C_M} \right) \\ &= \left( \frac{1}{R_0 C_M} + \frac{I_0}{v_{0m} C_M} \right) t_0 \end{aligned}$$

与保持时间密切相关, 时间愈长, 误差愈大。

若保持时间  $t=1$  秒 (即激光脉冲频率  $f=1$  赫), 若  $v_{0m}=10$  伏, 则

$$\frac{\Delta v_{0m}(1)}{v_{0m}} = 1.36 \times 10^{-2}$$

若保持时间为 0.1 秒 (即激光脉冲频率  $f=10$  赫), 则相对误差

$$\frac{\Delta v_{0m}(0.1)}{v_{0m}} = 1.36 \times 10^{-3}$$

### 3. 放大环节的零点漂移

集成运算放大器零点漂移 (折算到输入端)  $\Delta U_{0s}=10$  微伏/度, 二极管温漂  $\Delta U_D=-2$  毫伏/度, 折算到输入端

$$\left| \frac{\Delta U_D}{K_F} \right| = \frac{2 \text{ mV}}{100} = 20 \text{ 微伏/度}$$

最坏情况两种漂移相加

$$\Delta U = |\Delta U_{0s}| + \left| \frac{\Delta U_D}{K_F} \right| = 30 \text{ 微伏/度}$$

以上分析的三种误差, 主要的是零漂和漏电两种因素。如果今后在光谱仪中整机方案再考虑减小误差的措施, 误差还可减小, 本文不再赘述。

## 六、结 论

由于用小电容对光电流脉冲积分, 电容上电压峰值与光脉冲能量成正比, 原因是产生的光电子 (或光载流子) 数与作用的光子数成正比。我们的结论是: 电容积分法测光脉冲能量, 允许使用渡越时间分散较大的光电元件 (即可用时间响应差的光电元件, 不必追求快速光电管)。积分电容上的脉冲电压峰值, 经过 (不可避免地) 时间常数为  $t_p \ll \tau \ll RC$  峰值保持低通网络传输, 其输出电压和输入电压的峰值保持正比关系。这种电路, 各种因素所引起的误差 (相对值) 可控制在  $10^{-3} \sim 10^{-2}$  之内。

## 参 考 文 献

- [1] H. G. Heard; «Laser Parameter Measurements Hand book». p. 156~158.
- [2] 上海无线电元件五厂情报资料, «半导体器体-运算放大器应用之一», 1975.
- [3] Jacob Millman, Herbert Taub; «Pulse, Digital and Switching Waveforms», p. 131, p. 48.