

# 附加射频电压供电时盖格计数管的性能

谭 伦 昌\*

## 摘 要

本文报告了附加射频电压时盖格计数管的初步实验研究和盖格阈压的理论分析。

## 一、实验方法

试图研究附加射频电压时盖格计数管的性能,就必须克服供电射频电压对输出信号的干扰,为此我们采取了如下措施:

1. 把射频电压加到计数管丝极,信号电压脉冲则从阴极取出。为了保证射频电压的频率稳定性和减少高次谐波分量,在本工作中它的频率和幅度实际是不便调节的。用SS'-6200型同步示波器测量表明,它的频率为12.4兆赫,峰值幅度  $V_F = 170 \sim 200$  伏,两者在长期工作中均无可见的漂移。

2. 附加屏蔽罩完全包围计数管。

3. 在前置电路(图1)中接入多个射频吸收回路,其中两个( $L_1C_1$ 、 $L_2C_2$ )调谐于射频电压的基频,一个( $L_3C_3$ )调谐于二倍频。

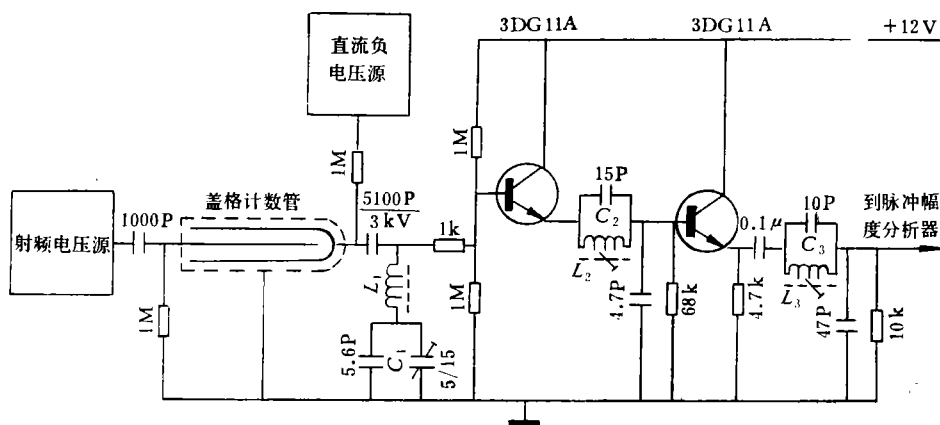


图1 实验电路原理

前置电路输出端的残余射频电压幅度小于5毫伏(峰—峰)。利用FH-417型脉冲幅

本文1978年2月3日收到。

\* 作者原在中国科学院高能物理研究所工作。

度分析器进行输出脉冲幅度谱测量,一般保证每个谱的计数大于  $10^6$  个。

鉴于条件所限,我们测量的几种计数管都是铜粉阴极、氩-戊烷充气、玻壳厚约 1 毫米。因为它们性能相似,以下仅介绍 J106 $\gamma$  型管的结果。

## 二、实验结果

我们测量了同一计数管在单纯直流供电状态(即通常应用方式、管阴极上加直流电压  $-V_D$ ) 下及附加射频电压后的性能以进行比较。

### 1. 输出脉冲的平均幅度 $\bar{P}^{[1]}$

当用  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$  射线照射管中部时,  $\bar{P}$  随供电电压的变化见图 2, 观测表明  $V_F = 200$  伏

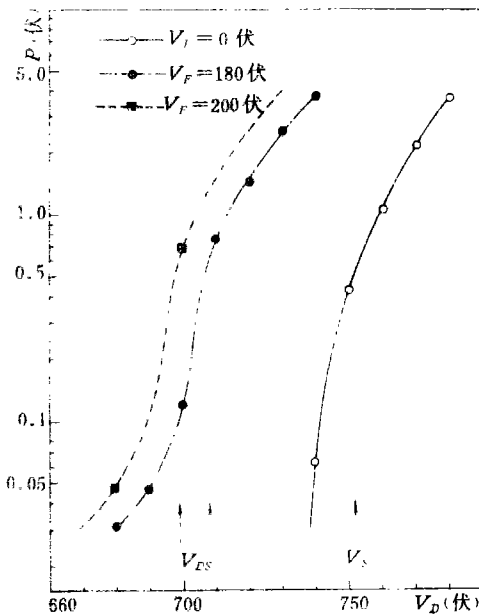


图 2 用  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$  射线照射 J106 $\gamma$  管时,  $\bar{P}$  随供电电压的变化

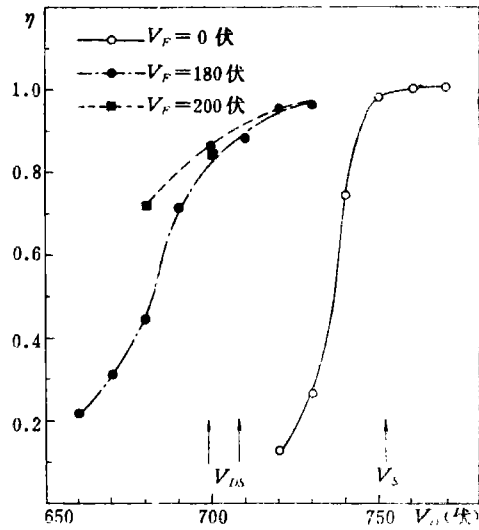


图 3 用  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$  射线照射 J106 $\gamma$  管时,  $\eta$  随供电电压的变化

时曲线趋势确与  $V_F = 180$  伏一致。

### 2. 记录效率 $\eta$

图 3 是在图 2 相同条件下所得  $\eta$  随供电电压的变化, 注意此  $\eta$  是相对于盖格区工作而言, 即取给定供电状态下的计数率和其他条件严格不变时, 计数管工作在盖格区(取定为  $V_F = 0$  伏、 $V_D = 760$  伏供电状态)的计数率之比为  $\eta$ 。

### 3. 盖格阈压 $V_S$

据  $V_S$  定义<sup>[2]</sup>(输出脉冲幅度对供电电压的直线外延到幅度为零时的电压)可知图 2 管的  $V_S = 752 \pm 2$  伏。在附加射频电压后也可得  $\bar{P}$  对  $V_D$  的直线外延到  $\bar{P} = 0$  的  $V_D$ , 为  $708 \pm 2$  伏( $V_F = 180$  伏)和  $690 \pm 2$  伏( $V_F = 200$  伏), 注意此  $V_D$  仍可定义为直流盖格阈压  $V_{DS}$ , 因为:

(1)  $V_{DS}$  对应的  $\bar{P}$  和  $V_s$  对应的相似。

(2) 图 4 给出了在  $V_s$  或  $V_{DS}$  附近的输出脉冲幅度谱 (纵坐标  $d\eta$  也是相对于盖格区工作的微分记录效率), 虽然由于  $V_D$  并不准确等于  $V_s$  或  $V_{DS}$  而使  $\bar{P}$  略有差别, 但所显示的从局部放电到传播放电过渡的趋势是一致的。

(3) 盖格阈压是和入射线性质无关的量,  $V_{DS}$  满足此要求, 比较在  $V_D < V_{DS}$  (图 5) 和  $V_D > V_{DS}$  (图 6) 时用  $^{241}\text{Po}$  X 射线和  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$  射线照射计数管所得的输出脉冲幅度谱能证

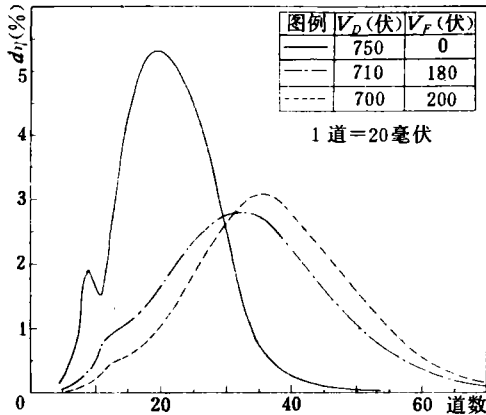


图 4 用  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$  射线照射 J106r 管时, 在盖格阈压附近的输出脉冲幅度谱

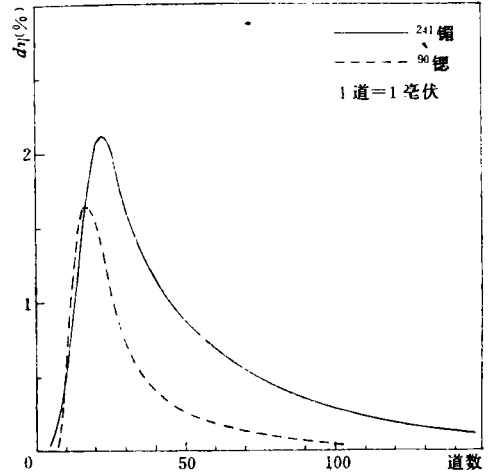


图 5 用不同放射源照射 J106r 管时的输出脉冲幅度谱,  $V_D = 680$  伏,  $V_F = 180$  伏

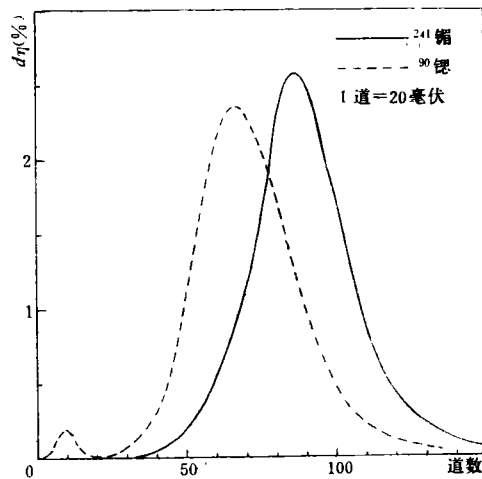


图 6 用不同放射源照射 J106r 管时的输出脉冲幅度谱,  $V_D = 720$  伏,  $V_F = 180$  伏

实此点。由图可见在  $V_D < V_{DS}$  时  $^{241}\text{Po}$  X 射线的  $\bar{P}$ 、 $\eta$  均大于  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$  射线的, 但一旦  $V_D > V_{DS}$  后其间差别就显著减少, 特别是除  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$  射线谱上还残留有局部放电小峰 (占总计数的 1.4%) 外, 两者都显示传播放电的对称分布。

#### 4. 时间特性

从比微秒大的时间尺度上来看,附加射频电压后计数管的时间特性和单纯直流供电时无显著差别.

### 三、讨 论

以下,我们将着重讨论附加射频电压所引起的盖格阈压变化.由于在圆柱形计数管中电场强度

$$E = \frac{V}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r}, \quad (1)$$

式中  $V$  为外加电压,  $r$  为径向位置,  $b$ 、 $a$  分别为管阴极及丝极半径.如假定电离系数  $\alpha = kE$  ( $k$  为比例常数), 气体放大系数  $A$  将为

$$\ln A = k \frac{V}{\ln \frac{b}{a}} \ln \frac{V}{V_P}, \quad (2)$$

式中  $V_P$  为开始气体放大时的  $V$ , 通常约为 200 伏<sup>[3]</sup>. 如果雪崩再生系数为  $\epsilon$ , 在单纯直流供电时盖格阈压  $V_s$  满足

$$\epsilon A = 1 \quad (3)$$

条件, 因此

$$k = -\ln \epsilon \frac{\ln \frac{b}{a}}{V_s \ln \frac{V_s}{V_P}}, \quad (4)$$

此即通常分析阈压的做法<sup>[2]</sup>. 由此

$$\ln A = -\ln \epsilon \frac{V}{V_s} \frac{\ln V_P - \ln V}{\ln V_P - \ln V_s}. \quad (5)$$

将  $\ln V$  在  $V_s$  附近展开

$$\ln V = \ln V_s + \frac{V - V_s}{V_s} - \frac{(V - V_s)^2}{2V_s^2},$$

令  $v = V/V_s$ 、 $v_p = V_P/V_s$  就有

$$\ln A = \frac{-\ln \epsilon}{\ln v_p} \left[ \left( \ln v_p + \frac{3}{2} \right) v - 2v^2 + \frac{v^3}{2} \right]. \quad (6)$$

在附加射频电压后, 计数管上的  $t$  时刻瞬时电压为

$$V = V_D + V_F \sin \omega t, \quad (7)$$

式中  $\omega = 2\pi/T_0$ 、 $T_0$  为射频电压周期. 也令  $v_d = V_D/V_s$ 、 $v_f = V_F/V_s$ , 则

$$\begin{aligned} \ln A = & \frac{-\ln \epsilon}{\ln v_p} \left[ \left( \ln v_p + \frac{3}{2} \right) v_d - 2v_d^2 + \frac{v_d^3}{2} \right. \\ & \left. + \left( \ln v_p + \frac{3}{2} - 4v_d + \frac{3v_d^2}{2} \right) v_f \sin \omega t \right] \end{aligned}$$

$$+ \left( \frac{3v_d}{2} - 2 \right) v_f^2 \sin^2 \omega t + \frac{v_f^3}{2} \sin^3 \omega t \Big], \quad (8)$$

因为  $A$  是  $t$  的周期函数, 盖格阈压条件就应对一个周期  $T_0$  内发展的  $n$  代雪崩满足, 从而代替(3)式有

$$e^n \prod_{i=1}^n A_i = 1, \quad (9)$$

式中  $A_i$  为第  $i$  代雪崩的  $A$ , 也即

$$n \ln e + \sum_{i=1}^n \ln A_i = 0. \quad (10)$$

由于一代雪崩的平均发展时间<sup>[3]</sup>

$$\tau = \frac{\pi \lambda}{4W_e}, \quad (11)$$

式中  $\lambda$  为管充气中引起再发雪崩光子的吸收长度,  $W_e$  为  $\lambda$  长度上电子的平均迁移速度. 假定  $W_e \propto V^m$ , 就有

$$\tau = \tau_s V^{-m}, \quad (12)$$

式中  $\tau_s$  为  $V_s$  时的  $\tau$ . 当满足  $T_0/\tau \gg 1$  条件时,

$$\left. \begin{aligned} n &= \int_0^{T_0} \frac{1}{\tau} dt, \\ \sum_{i=1}^n \ln A_i &= \int_0^{T_0} \frac{\ln A}{\tau} dt, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

代人(10)式就可确定  $v_f$  和直流盖格阈压  $v_{ds}$  间的关系. 当  $m=0$  时,

$$v_f^2 = \frac{\ln v_p - \left( \ln v_p + \frac{3}{2} \right) v_{ds} + 2v_{ds}^2 - \frac{v_{ds}^3}{2}}{1 - \frac{3}{4} v_{ds}}. \quad (14)$$

当  $m=1$  时,

$$\begin{aligned} v_f^2 &= -\frac{4}{3} \left[ \ln v_p + \frac{3}{2} - 6v_{ds} + 3v_{ds}^2 \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{\left( \ln v_p + \frac{3}{2} - 6v_{ds} + 3v_{ds}^2 \right)^2 + 3v_{ds} \left( \ln v_p - \left( \ln v_p + \frac{3}{2} \right) v_{ds} + 2v_{ds}^2 - \frac{v_{ds}^3}{2} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

当  $m=2$  时,

$$\begin{aligned} v_f^2 &= -\frac{2}{3} \frac{1}{2 - \frac{5}{2} v_{ds}} \left\{ \ln v_p - \left( 3 \ln v_p + \frac{9}{2} \right) v_{ds} + 12v_{ds}^2 - 5v_{ds}^3 \right. \\ &\quad - \left[ \left( \ln v_p - \left( 3 \ln v_p + \frac{9}{2} \right) v_{ds} + 12v_{ds}^2 - 5v_{ds}^3 \right)^2 - 6 \left( 2 - \frac{5}{2} v_{ds} \right) v_{ds}^2 \cdot \right. \\ &\quad \left. \left. \left( \ln v_p - \left( \ln v_p + \frac{3}{2} \right) v_{ds} + 2v_{ds}^2 - \frac{v_{ds}^3}{2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

以  $m$ 、 $v_p$  为参数, 上述  $v_f$  和  $v_{ds}$  间的关系见图 7 曲线, 图中黑点是图 2 示例管在变化

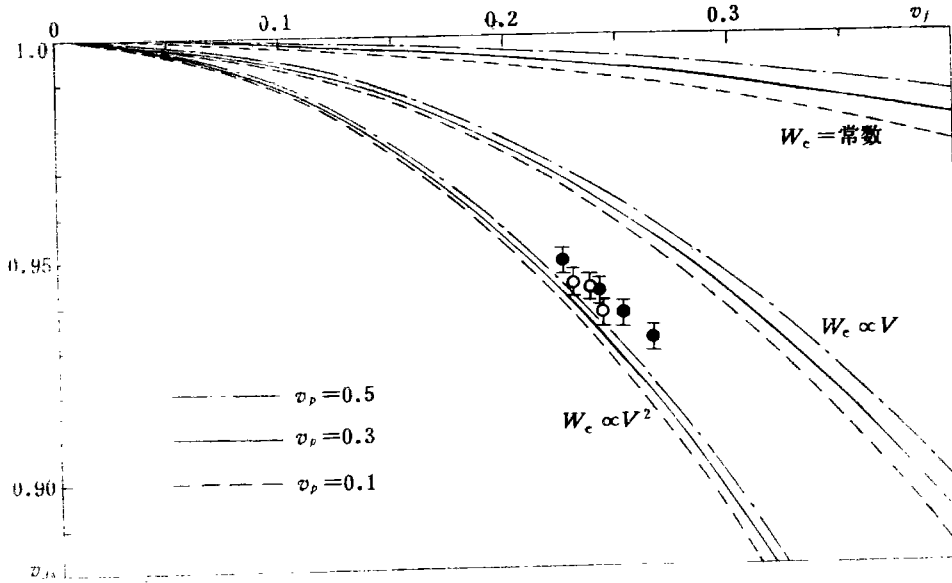


图7  $v_f$  和  $v_d$  间的理论关系,图中黑点是图2 示例管在变化  $V_F$  时的实验结果,圆圈是不同计数管在  $V_F = 180$  伏时的数据

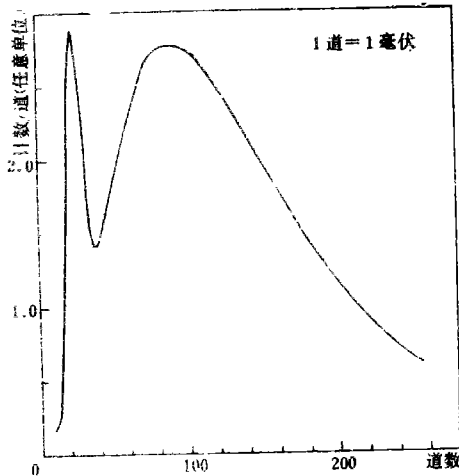


图8 用<sup>90</sup>锶β射线照射 J106γ 管时的输出脉冲幅度谱,  $V_D = 700$  伏,  $V_F = 180$  伏

$V_F$  时的实验结果,圆圈是不同计数管在  $V_F = 180$  伏时的数据。因为我们在推导中所引用的  $\alpha \propto E$  (以及暗含的  $\epsilon = \text{常数}$ ) 假定对有机计数管来说在相当大的电压范围内是近似正确的<sup>[2]</sup>, 因此图7将指示在  $V = 500 \sim 900$  伏区间  $W_c$  随  $V$  的变化快于线性。注意到在丝极附近的强电场中电子迁移速度的变化规律迄今是难于实验研究的<sup>[4]</sup>, 附加射频电压供电计数管似将对此提供一种研究手段。

此外, 附加射频电压后计数管在直流盖格阈压附近的性能也可能得到实际应用。图8是此时出现的典型双峰结构谱(在单纯直流供电时难于观察到此型谱), 两峰间的比例和初始电离状态有关, 能否据此判断初始粒子的方向呢? 我们曾经指出<sup>[5]</sup> 欲基于光电效应发展高灵敏的X射线极化测量方法, 就需要在充重气体的低气压管中决定光电子的方向。

本工作的实验部分是作者在中国科学院高能物理研究所工作期间完成的, 何泽慧先生、李惕碚同志给予了支持, 李德平、唐孝威同志提出过很多宝贵意见, 作者在此一并感谢。

## 参 考 文 献

- [1] Tojo, T., et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 89 (1970), 39.
- [2] 中国科学院原子能研究所编《计数管》, (1960).
- [3] Wilkinson, D. H., *Ionization Chamber and Counters*, (1950).
- [4] Фюнфер, Э и Нейерт, Г, *Счетчики Излучений*, (1961).
- [5] 谭伦昌, 《物理》 3 (1974), 352.

## THE CHARACTERISTICS OF A G-M COUNTER UNDER AN ADDITIONAL RF VOLTAGE

TAN LUN-CHANG\*

### ABSTRACT

A preliminary experimental study of a G-M counter under an additional RF voltage and a theoretical analysis of the Geiger threshold voltage under this condition are presented.

---

\* On leave of the Institute of High Energy Physics. Academia Sinica.