

可控制脉冲供电计数管(I)*

唐 孝 威

提 要

本文叙述了在控制脉冲供电下应用计数管的系统研究,和一些有关的新现象。这里总结了 В. В. Вишняков, А. А. Тяпкин 和本文作者系统研究的结果^[5,6,7]。

试验了普通自猝计数管、低电压卤素管和非自猝计数管的特性;提出了相应的理论解释。利用可控制脉冲供电方法以后,计数管描述仪得到了新的发展。现在,可控制脉冲供电的描述仪,已经用到加速器上的各种实验中。

本篇着重讨论这种新型原子核辐射探测器的机构和性能。

前 言

盖革计数管^[1,2,3]的一个严重缺点是死时间大。每次放电之后,正离子鞘留在阳极附近,减弱了电场强度,计数管暂时不能工作。只有等待正离子鞘移开后,它才恢复正常;这大约需要几百微秒的时间。在有大量本底时,本底计数造成的死时间,会把计数管“阻塞”住,使它对于真正的事件,反而不灵敏。

可控制脉冲供电方法的提出,是为了解决这个困难。它的基本原理是:通常在计数管电极间,没有直流高压,只是当所选的事件(而不是本底)发生时,才加上一个脉冲高压,使计数管放电。脉冲高压是由选择系统所控制的。用了这种办法后,计数管只在需要时才工作,平常时不工作。

А. А. Тяпкин 在 1956 年首先提出这种可控制脉冲供电的设想^[4]。В. В. Вишняков, А. А. Тяпкин 和本文作者一起,几年来对可控制脉冲供电计数管进行了系统的试验^[5,6,7]。研究结果表明,可控制脉冲供电计数管,不但原理是能够实现的,而且性能很好。

以后,苏联一些研究所在这个基础上先后开始了这方面的研究工作:在可控制脉冲供电条件下,测量了不同类型计数管的性能。例如在原子核问题实验室^[8],测定了小计数管的性能;在莫斯科大学原子核实验室^[9],测定了计数管 Си-8Г 和 Си-5Г 的性能;在莫斯科工程物理学院^[10],测定了计数管 ГС-9 和 ГС-30 的性能。另一方面,在一些研究所中,开始把这种新型的探测器应用到原子核物理的研究工作。例如 Ю. Д. Прокошкин 及本文作者用它进行了级联簇射的研究^[11,12]; И. М. Василевский 等把它组成可控制脉冲供电的描述仪,用来进行负 π 介子散射的实验^[13]。

* 1961 年 5 月 22 日收到。

首先扼要说明实验装置:计数管在可控制脉冲供电工作时,“清扫电场”是必需的。其目的是为了在需要的事件到来之前,外界本底辐射在计数管中产生的电离“清扫”掉。否则一加上高压脉冲,这些本底电离还是要引起假放电(在可控制膨胀云雾室中通常加清扫电场,是同样的道理)。因此,在计数管阴极上加一个小的负直流电压 V_0 , 来收集本底电离。 V_0 远小于盖革阈压,它不会引起放电。

我们用三个有机计数管组成一个定向装置(即计数管望远镜),来记录宇宙线粒子。这几个计数管都接到符合电路上。所要研究的计数管放在计数管望远镜中间。几何条件保证了穿过望远镜的粒子,一定同时穿过所要研究的计数管。

当宇宙线粒子穿过这个装置时(这时相当于“零时间”),计数管望远镜符合电路输出一个控制脉冲,它触发高压脉冲发生器而使负高压脉冲加在所研究计数管的阴极上。如果这个计数管中发生了放电,那末在它阳极上会产生很大的脉冲。我们用装着机械计数器 CB-1M 的简单线路来记录这大脉冲。从大脉冲计数和望远镜符合计数的比值,可以定出所要研究的计数管在可控制脉冲供电下的计数效率。

图1是所用高压脉冲发生器的电路。图中表示:符合电路输出的控制脉冲,经过前级放大器以后,推动停塞振荡器。停塞振荡器是用 $6\Pi 9$ 电子管构成的。它产生的矩形脉冲,再由脉冲电子管 $\Gamma\Pi-30$ 放大。输出的高压脉冲供给计数管阴极。

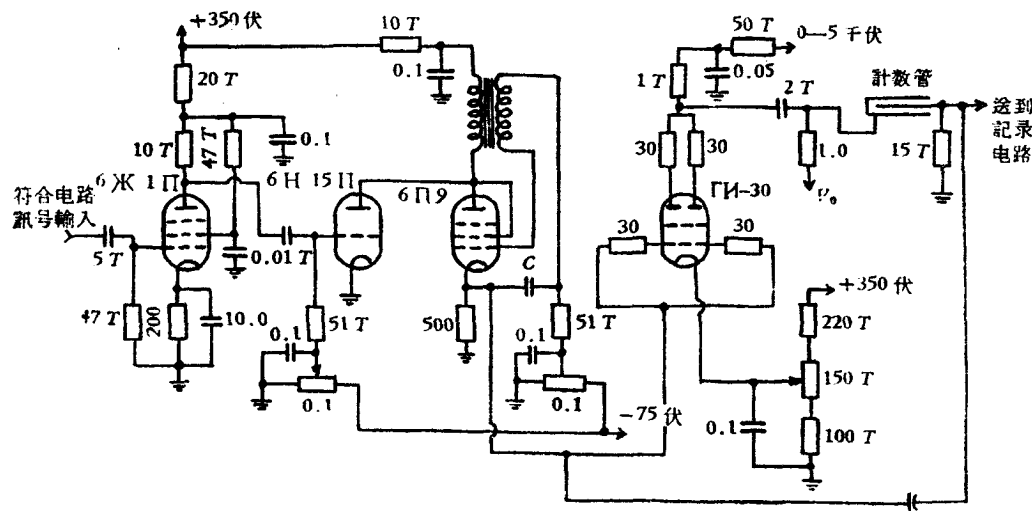


图1 高压脉冲发生器电路图

这样得到的高压脉冲,性能如下:脉冲上升时间约 0.1 微秒。脉冲幅度是可以调变的(所用高压供电电源最高电压是 5 千伏)。脉冲宽度也可以调变,实验中用得最多的脉冲宽度是 0.3 微秒和 0.8 微秒。高压脉冲对于“零时间”(宇宙线粒子穿过计数管的瞬间)的最小延迟时间,大约是 0.7 微秒。在测量延迟时间对计数管性能的影响时,我们把控制脉冲经过不同长度的延迟线后再去触发高压脉冲发生器。此外,计数管阴极上还加了直流电压 V_0 (这产生“清扫电场”), V_0 的大小也可以调节。

我们利用上述装置,测量了各种计数管在可控制脉冲供电下的性能。其结果将分别在下几章中加以叙述。

第一章 可控制脉冲供电的有机计数管

§ 1. 高压脉冲供电下计数管的放电特性

首先测量了高压脉冲供电时计数管阳极输出脉冲的高度, 它是随着供电脉冲幅度 V_H 而变化的。图 2 是一部分典型的曲线。可以看出, 这些曲线的主要特征是: 当 V_H 增大到一定数值时, 输出脉冲高度有一个突然增长。这个突变标志着计数管中开始发生击

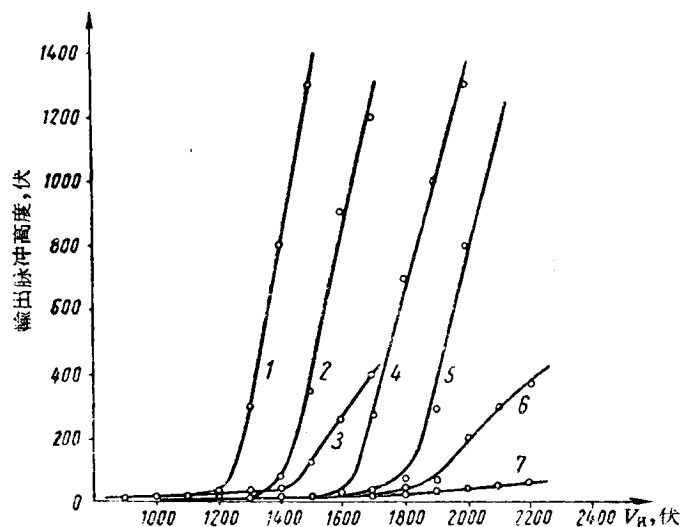


图2 MC-9型和MC-6型有机计数管的脉冲高度特性曲线。曲线2是MC-6型计数管的, 其他曲线是MC-9型计数管的。

- 曲线1: $V_0 = -350$ 伏, $T_H = 0.8$ 微秒
 3: $V_0 = -350$ 伏, $T_H = 0.3$ 微秒
 4: $V_0 = -75$ 伏, $T_H = 0.8$ 微秒
 5: $V_0 = +65$ 伏, $T_H = 0.8$ 微秒
 6: $V_0 = -75$ 伏, $T_H = 0.3$ 微秒
 7: $V_0 = +65$ 伏, $T_H = 0.3$ 微秒
 2: $V_0 = -75$ 伏, $T_H = 0.8$ 微秒

穿。例如图2中MC-6型计数管, 用直流电压 V_0 负75伏, 在 V_H 大约是1400伏时计数管开始击穿(所用供电脉冲宽度 T_H 等于0.8微秒)。从突变处开始, 输出脉冲高度随着 V_H 加大而迅速地增大。输出脉冲的波形如图3所示。

高压脉冲供电下计数管击穿和普通盖革放电有本质区别。在放电发展上有区别, 在放电猝灭上也同样有区别。为了互相比对起见, 考察一下普通盖革计数管的放电过程是有益的——入射粒子先在盖革计数管中产生原始电离, 电子向着阳极加速, 在强电场中引起碰撞电离, 发生雪崩过程。这种盖革放电发

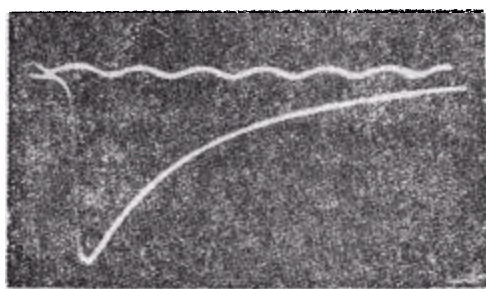


图3 高压脉冲供电下计数管放电时阳极输出脉冲的示波图

展是自持的。雪崩光子还使得放电沿了中心丝传播开来。最后,放电产物反过来猝灭了放电本身。其原因是:正离子鞘的空间电荷使阳极附近电场强度减弱,放电过程就收敛了。

高压脉冲放电过程却根本不同。计数管的击穿带有流光(стример)的特性。在很强电场作用下,雪崩先是猛烈地向阳极发展。雪崩过处,在计数管中留下窄条的正离子云。当雪崩一接触阳极以后,正离子云头部的强电场,使得新雪崩又反向阴极方向扩展。很快造成一个等离子通道,贯穿于二极之间。放电猛烈而又局部化,乃是它的特点。

在击穿以后,计数管内阻急剧下降了,变到只有几千欧左右。因此输出脉冲有几百伏这么大。如果 V_a 再增大,还可以得到高达 1500 伏的大脉冲输出。在计数管负载电阻较小的情况下,击穿时有可见辐射和轻微响声伴随发生。对于 MC-6 或 MC-9 型有机计数管,放电时可以用眼睛直接看到一条明亮的细线,瞬间击穿计数管电极间,立即又消失了。放电呈紫红色。我们曾经用光电倍增管观察过这种发光过程,得到的光脉冲和电脉冲相应。

一般地讲,计数管击穿不是在脉冲高压上升到达极大值后立即发生的,而是在这以后过了十分之几微秒后才开始的。此外,如果给计数管比较窄的脉冲,那末击穿所要求的幅度比较大。例如把 T_w 从 0.8 微秒缩短到 0.3 微秒后,必须使 V_a 加大 200 伏到 300 伏,计数管才发生击穿。

放电的猝灭过程又有什么特点呢?我们知道,普通盖革放电的猝灭过程比较复杂:计数管放电由正离子鞘空间电荷所猝灭。当正离子鞘到达阴极时,靠猝灭气体的分解(自猝计数管),或者靠外部条件(非自猝计数管)猝灭二次放电。高压脉冲供电时,放电猝灭作用大不相同。空间电荷的猝灭、猝灭气体的猝灭,这里都不起作用了。放电的终止完全决定于供电脉冲。有趣的是,普通盖革计数管不允许加“超高电压”,否则它会连续放电,根本就不能正常工作。然而脉冲供电计数管却因为供电脉冲自然抑制放电,加很高电压的脉冲,也还是正常计数的。

在下面几节中,我们讨论可控制脉冲供电的有机计数管(下面简称为脉冲有机管)在不同 V_0 下的特性。

§ 2. 脉冲有机计数管在低直流电压区域的特性

当我们研究脉冲计数管的计数效率时,要注意到二件事:1)为了清扫本底辐射的电离,计数管上总加着一定的直流电压 V_0 。它所产生的电场把入射粒子的电离也收走;2)高压脉冲的供应,总比粒子穿过计数管的零时间迟。也就是说,入射粒子是在计数管上还没有供给高压脉冲以前就穿过了(并不是先加上高压脉冲,然后等待入射粒子穿过的)。在这种情况下,计数管之所以仍然能够有效记录入射粒子,是因为电场收集电离的过程中,电子有一定的漂移时间。从零时间算起,要经过一段时间延迟后,它们才会完全被清扫掉。

要弄清楚几个特性时间:零时间——这是粒子穿过计数管的时间; T_s^* ——这是对零时间说,供电脉冲呈现的有效延迟时间; T_0 ——这是在一定的清扫电场下,电子从计数管阴极到达中心丝所需要的平均时间; T_c 标志了电子收集过程的持续时间。原始电离在计

数管中沿着入射粒子的径迹而分布着, 其中离开中心丝最远的是在管壁附近。所以实际上 T_0 就是电子被清扫电场收集而到达中心丝的最大“迟到时间”。

下面粗略地计算 T_0 和其它参数的关系。在氢和有机蒸气的混合充气中, 当计数管中电场强度不大时, 可以设电子运动速度近似地正比于电场强度¹⁾。计数管阳极是零电位, 阴极上直流电压是 $-V_0$ 。在离中心轴距离 r 处的电场强度等于

$$E = -\frac{V_0}{r \ln \frac{b}{a}},$$

a, b 分别是计数管的阳极和阴极半径。又令管内充气总压力是 p , 电子在所充气体中的运动率是 k_0 , 电子漂移速度为

$$v = \frac{dr}{dt} = k_0 \frac{E}{p},$$

从 $r = b$ 漂移到 $r = a$ 相应的时间是 T_0 :

$$T_0 \cong \frac{b^2 \ln \frac{b}{a}}{2 \frac{k_0 V_0}{p}}. \quad (1)$$

当计数管选定以后, a, b, k_0, p 都固定, 只能靠改变管上的直流电压 V_0 来调节 T_0 了。

再计算电子收集过程引起的计数损失。电子在清扫电场作用下不断漂向中心丝而被收走。各处电子被收走的先后, 决定于它原来离中心丝的距离; 离得最远的, 收走得最晚。令 V_p 是使计数管击穿所需要的最小电压值。当计数管上总电压达到 V_p 时, 计数管中起码还要保存着一个电子, 这才能有效计数。计数管上总电压达到 V_p 的有效延迟时间是 T_z^* , 在这段时间中, 计数管内一定位置的电离全被收走了。这一“无效区域”的半径 R_{kp} (从中心轴算起) 决定于关系式:

$$R_{kp}^2 - a^2 = \frac{2 \frac{k_0 V_0}{p}}{\ln \frac{b}{a}} \times T_z^*.$$

当 $R_{kp} > a$ 时, 近似地有

$$\frac{R_{kp}}{b} \cong \sqrt{\frac{T_z^*}{T_0}}. \quad (2)$$

在 $r < R_{kp}$ 的区域中入射粒子所产生的原始电子, 当计数管上电压加高到 V_p 之前都已经被收走。因此这个区域对计数就是“无效”的。而 $r > R_{kp}$ 的区域则是“有效区域”。这个区域中的电子同样也在向阳极漂移着, 但是收得比较晚; 当高压达到 V_p 时, 它们仍然保存在计数管中, 结果引起了击穿。

入射粒子产生电离的过程带有或然性。一般地说, 如入射粒子沿某一路程 (长

1) 另外也曾计算过运动速度正比于 $\sqrt{\frac{E}{p}}$ 的情形 (其中 E 是电场强度, p 是计数管内充气压力)。

度 l 穿过计数管, 令 $\frac{1}{x_0}$ 是它在计数管气体中单位长度上产生的平均离子对数. 平均共产生 $\frac{l}{x_0}$ 个离子对, 而在这路程上一对都不产生的几率将是 $\exp\left[-\frac{l}{x_0}\right]$. 这就是计数损失的几率. 对于入射粒子在“有效区域”中所有可能的路程 l 取平均, 可以得到计数损失的平均几率 P :

$$P \approx \frac{1 + \left(\frac{2b}{x_0} \sqrt{\frac{T_z^*}{T_0}} - 1\right) \exp\left(\frac{2b}{x_0} \sqrt{\frac{T_z^*}{T_0}}\right)}{1 + \left(\frac{2b}{x_0} - 1\right) \exp\left(\frac{2b}{x_0}\right)} \quad (3)$$

图 4 是 MC-9 型计数管计数效率对于 V_0 的实验点和计算曲线. 它们符合得相当好. 看来要计数效率高, 就要 $\frac{T_z^*}{T_0}$ 小.

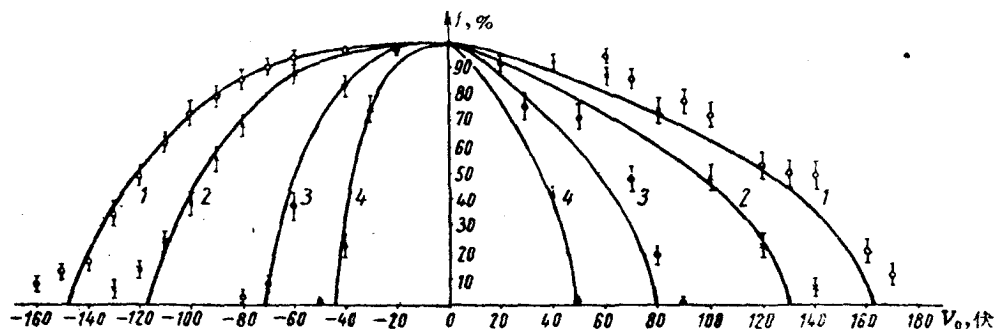


图 4 MC-9 型有机计数管计数效率 f 和计数管上直流电压 V_0 的关系. 供电脉冲 $V_H = 1800$ 伏, $T_H = 0.8$ 微秒.

曲线 1 $T_z = 0.6$ 微秒 3 $T_z = 1.3$ 微秒
曲线 2 $T_z = 0.8$ 微秒 4 $T_z = 2.1$ 微秒

曲线是利用公式(3)计算得到的. 点是实验数据.

在电子被清扫电场收集的同时, 正离子也向阴极漂移. 然而正离子的运动率比电子小得多, 所以收集是很慢的. 当高压脉冲加上时, 这些正离子还留在管内, 但是它们不起什么作用. 只有在极强的电场强度下, 才可能发生正离子致电离的效应. 关于这一点, 在后面 §5 中将要讨论到.

§ 3. 关于改善脉冲有机计数管计数特性的讨论

图 5 是计数管的时间特性曲线. 可以看到: 当延迟时间 T_z 刚开始加大时, 计数效率变化并不显著. 例如对于 MC-9 型计数管, T_z 从 0 增加到 $T_0/2$ 时, 计数效率只降低 10% 左右. 如果 T_z 再增大, f 就很快地减小了. 正是利用这个特点, 可以得到分辨时间相当小 (~ 2 微秒) 而计数效率相当高 ($> 90\%$) 的计数特性.

怎样进一步提高计数效率呢?

首先看 T_0 的作用: 为了使效率高, 应当使 T_0 大, 也就是说 V_0 要小. 但要注意, T_0 选得太大是不相宜的; 因为电子漂移时间增大以后, 计数管的分辨时间就加大了. 从图 5 可以定出分辨时间 T_r . 它决定于 T_0 和供电脉冲宽度 T_H .

$$T_r \approx 0.7T_0 + \alpha T_n$$

系数 $\alpha < 1$, 减小 T_0 才能减小 T_r . 由此看来, 改变 T_0 来调节 f 是有限制的.

T_z^* 的作用又是怎么样? T_z^* 是脉冲高压的有效延迟时间, 它包括了二个因素: 第一, 脉冲呈现的延迟时间 T_z ; 第二, 脉冲前沿从零上升到 V_p 的时间 T_p . 理想的高压脉冲是阶跃式脉冲, 实际的脉冲则有一定的上升时间. 在 T_p 这段时间内, 计数管中的电场增大了, 但是还没有发生放电. 脉冲前沿的电场也收走电子, 引起计数损失. 而且这电场比较强, 所以 T_p 虽然短, 脉冲前沿收集电子所起的作用却并不小.

假定脉冲前沿是直线上升的. 经过时间 T_p , 脉冲从零上升到 V_p . 高压脉冲 V_n 是在直流电压 V_0 的基础上加给计数管的. 因此实际总电压达到 V_p 所需要的时间 T'_p 比 T_p 要小:

$$T'_p = T_p \left(1 - \frac{V_0}{V_p} \right).$$

在这段时间内, 计数管中平均电场强度, 由 $\frac{1}{2}(V_0 + V_p)$ 所产生, 比起单独由 V_0 产生的电场大, 所以收集电子更加有效. 相对于 V_0 下的延迟时间 T_z 说来, T'_p 的等效延迟时间等于

$$\frac{1}{2} \left(\frac{V_0 + V_p}{V_0} \right) \times T'_p,$$

所以得到

$$T_z^* = T_z + \frac{1}{2} \left(\frac{V_p}{V_0} - \frac{V_0}{V_p} \right) T_p. \quad (4)$$

可见改变 T_z^* 并不影响到 T_r . 尽力减小控制系统的延迟时间 T_z , 对于提高计数效率是很有意义的. 要求供电脉冲的前沿很陡, 这一点更为重要. 假如脉冲前沿非常之坏, 那末即使是根本没有清扫电场时, 当脉冲高压升到 V_p 以前, 所有的电子也每次都被脉冲前沿所收走. 就是说, 在这种情况下计数效率将永远等于零, 纵然调整 T_z 也没法补救了. 例如阴极直径 2 厘米的有机计数管要正常工作, 供电高压脉冲的上升时间 T_p 必须小于 0.3 微秒左右才行.

在图 4 的计算曲线 (V_0 是负的情形) 中, V_0 收集电子以及脉冲前沿收集电子造成的计数损失, 都已经考虑在内. 从曲线可以推算系数 k (即公式 (1) 中的系数):

$$k = \frac{b^2 \ln \frac{b}{a}}{2 \frac{k_0}{p}},$$

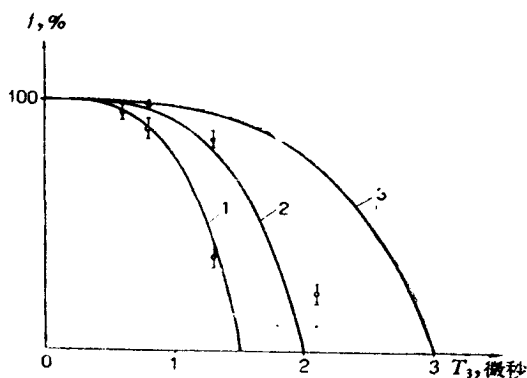


图 5 MC-9 型计数管对最小电离粒子的计数效率 f 和高压脉冲延迟时间 T_z 的关系. 实验点是在 $V_0 = -60$ 及 -40 伏时测量的. 三条曲线是计算结果.

曲线 1	$V_0 = -60$ 伏
2	$V_0 = -45$ 伏
3	$V_0 = -30$ 伏

对于 MC-9 型計数管, 推出 $k = 1.0 \times 10^{-1}$ 伏·秒. 对于 MC-6 型計数管, 推出 $k = 0.46 \times 10^{-1}$ 伏·秒.

§ 4. 脉冲有机計数管在反向直流电场下的特性

平常时候計数管阴极上总加了直流电压 V_0 . 这个清扫电场对計数特性的影响, 前头已经討論过了. 但所討論的只是負 V_0 (簡称为正向电场) 的情形; 如果 V_0 是正时 (簡称为反向电场), 情况又是怎样呢? 要注意, 这时供給計数管阴极上的高压脉冲, 仍是負高压脉冲, 只是清扫电场的方向相反罢了.

高压脉冲 V_H 是加在直流电压 V_0 的基础上的. 在正向电场时, 加在計数管阴极上的 V_H 和 V_0 符号相同. 計数管上实际总电压等于 $V_0 + V_H$, 計数管发生击穿的条件是 $V_{01} + V_{H1} = V_p$ (記号“1”表示正向电场). 这时击穿要求的脉冲高压为

$$V_{H1} = V_p - V_{01}, \quad (V_{01} > 0).$$

在反向电场时, 加在計数管阴极上的 V_H 和 V_0 符号相反. 脉冲前沿上升过程中, 計数管内经历一个“电场对消”的阶段. 最后总电压等于 $V_H - V_0$, 計数管发生击穿的条件是 $V_{H2} - V_{02} = V_p$ (記号“2”表示反向电场). 这时击穿要求脉冲高压:

$$V_{H2} = V_p + V_{02}, \quad (V_{02} > 0).$$

图 2 中有 MC-9 型計数管在反向电场时的脉冲高度特性曲线. 曲线 4 是正向电场, 負直流电压 $V_{01} = 75$ 伏; 曲线 5 是反向电场, 正直流电压 $V_{02} = 65$ 伏. 实验曲线 5 中的突变处 V_{H2} 比曲线 4 中的突变处 V_{H1} 高 150 伏左右. 这个结果証实了上述的简单分析. 但是当脉冲宽度是 0.3 微秒时, 在反向电场下的曲线 (曲线 7) 看不出有击穿的特征.

計数效率的討論: 入射粒子穿过計数管, 在管中产生电离, 直流电场收集这些电离. 計数管中因此而有“无效区域”. 在反向电场时, 电子不是向中心絲漂移, 而是向阴极漂移了. 所以“无效区域”不是在中心絲附近, 而是在阴极附近了. “无效区域”的半径 R_{kp} 满足关系式:

$$b^2 - R_{kp}^2 = \frac{2 \frac{k_0}{p} V_0}{\ln \frac{b}{a}} T_z,$$

也就有

$$\frac{R_{kp}}{b} = \sqrt{1 - \frac{T_z}{T_0}}.$$

对于入射粒子所有可能的路径取平均, 可以算出反向电场下的計数效率 f :

$$f \approx \sqrt{1 - \frac{T_z}{T_0}} \left(1 - e^{-\frac{\pi}{4} \frac{b}{x_0} \sqrt{1 - \frac{T_z}{T_0}}} \right) \quad (5)$$

式中符号参見前面公式(3). 但这里并没有考虑高压脉冲前沿的作用.

图 4 中有 MC-9 型計数管在反向电场时計数效率的实验点和理論曲线, 它們之間符合得并不太好.

§ 5. 脉冲有机计数管在直流电压接近和超过盖革阈压时的工作情况

计数管上的清扫电场一般并不大, 所以平时计数管中不放电, 只是当高压脉冲供电时, 计数管才在短时间内击穿, 但是有时候却要使计数管上直流电压超过盖革阈压、有需要的事件时, 再用高压脉冲供电计数管, 例如脉冲描述仪中(见第四章)那些用来选出事件的计数管就是如此, 它们又是控制元件, 又是描述元件, 这些计数管会因为死时间而造成计数损失, 但是如果本底不大就不要紧。

当计数管上的直流电压接近盖革阈压时, 直流电场不再起清扫本底的作用了, 它本身保证了放电, 如果直流电压超过盖革阈压, 那末粒子穿入计数管时, 管中发生盖革放电; 接着再加高压脉冲, 放电就更加激化, 发生击穿。文献[10]报导了计数管的脉冲高度特性, 图6是MC-9型计数管的结果, 计数管上直流电压比阈压高100伏, 当供电脉冲宽度 T_n 增加时, 特性曲线变化很少, 至于乱真放电数目则和 T_n 有关: T_n 大, 乱真数就增多。

在高直流电压区域中, 脉冲计数管的时间特性曲线和低电压区域时很不一样, 放电沿阳极传播是盖革计数管的特点, 这就是说, 每一次放电中, 以原始电离的地点做基点, 整个计数管中每一段陆续地燃烧起来, 最后, 放电过程因为空间电荷猝灭而告终, 电子很快地被阳极收集了; 正离子鞘暂时还留在阳极附近, 在放电传播、发展的阶段中, 在计数管上加高压脉冲, 计数效率自然将是很高的, 但是, 即使在放电被空间电荷猝灭以后, 如果1) 高压脉冲很大(重要的是 $V_n + V_0$ 大), 而且2) 高压脉冲来得很快(这时正离子鞘还留在靠近阳极的强电场区域中、还来不及离开), 那末计数管也会击穿, 因为在这二个条件下, 正离子能够引起气体分子电离, 就这个过程来说, 正离子数目 q 愈是多(这决定于 V_0), 或者阳极附近电场强度愈是大(这决定于 $V_0 + V_n$), 或者供电脉冲延迟时间愈是小, 都使正离子致电离的几率愈是大。

在盖革区中, 放电传播速度还随 V_0 而变化, 这也就使计数效率随了 V_0 而有很大的变化, 特别在近阈压时, 传播速度很小, 传播过程对计数管的“记忆”会起很大的作用。

MC-9型计数管在不同 V_0 下的时间特性见图7和图8^[10], 这时计数管的分辨时间很大, 所以不适宜在大本底条件下工作。

从图8可以看出, 在盖革阈压附近效率有一个极大值, 实验中延迟时间已经固定是6微秒, Б. А. Долгошени 等^[10]对这个现象提出了下面的解释: 1) 当 V_0 增加、超过阈压时, 管内开始发生沿中心丝传播的盖革放电, 这使效率增大, 2) 再加大 V_0 时, 放电

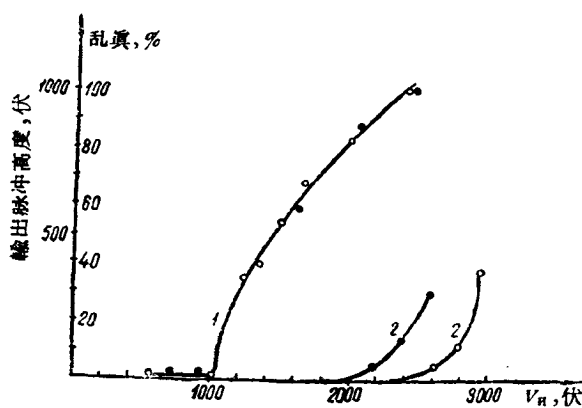


图6 曲线1是MC-9型计数管在大直流电压下的脉冲高度特性曲线, 曲线2是它的乱真放电相对数目曲线^[10]。

$V_0 = -850$ 伏, 实验点中

○相当的 $T_n = 0.3$ 微秒

●相当的 $T_n = 4.5$ 微秒

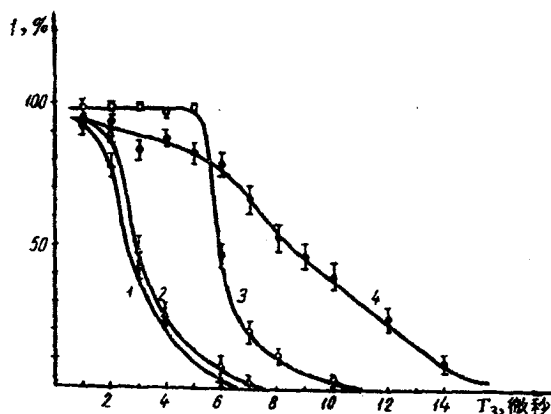


图 7 MC-9 型计数管在大直流电压下的时间特性曲线^[10]. $T_H = 0.3$ 微秒.

曲线 1 $V_0 = -720$ 伏 3 $V_0 = -900$ 伏
 2 $V_0 = -750$ 伏 4 $V_0 = -730$ 伏

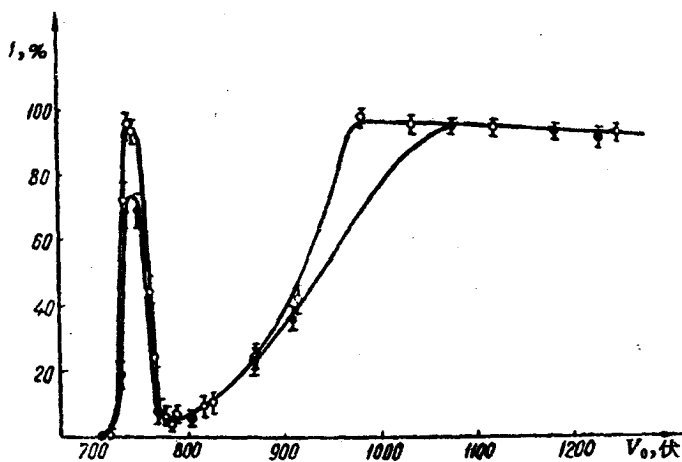


图 8 MC-9 型计数管在大直流电压下计数效率和直流电压的关系^[10].

$T_H = 6$ 微秒 $T_H = 0.3$ 微秒

实验点 ○ $V_H = 2260$ 伏
 ● $V_H = 2060$ 伏

传播速度增大. 在一定的 V_0 和一定的 T_H 下脉冲供电时, 放电传播已经结束, 但是正离子致电离还不起作用; 这使效率减低. 3) 再增大 V_0 , 效率又渐渐增加. 因为正离子致电离过程逐渐重要了 (要注意, 实验中所用脉冲幅度非常大, $V_H + V_0$ 共计 3000 伏以上).

另一个实验^[10] 更证实了放电传播过程对计数特性的影响: 计数管的“记忆时间”随了粒子穿入管子位置而有不同. 如图 9 所表示的, V_0 等于负 750 伏, 粒子从计数管端部射入时, 放电传播过程持续得比从计数管中部射入时长一倍 (相差 $t_1 \approx 7$ 微秒). 当 V_0 等于负 1000 伏时, 粒子穿入的地位不同, 时间特性曲线却没有区别了. 因为这时放电传播时间已经很小, 起主要作用的不是放电传播过程, 而是正离子致电离过程的原故.

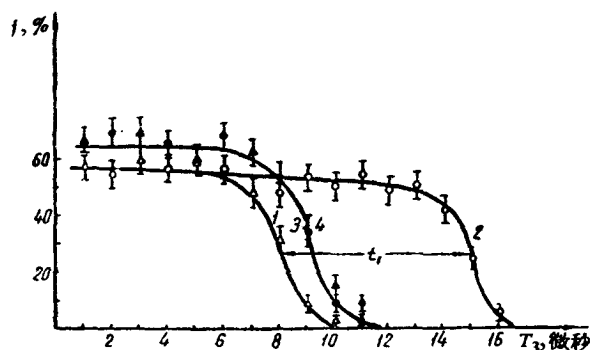


图9 计数管的“记忆时间”和粒子穿过地点的关系^[10] (曲线最大效率比100%小,是因为实验几何条件的影响)。

曲线 1、3 分别是入射粒子穿过计数管中部时, $V_0 = -750$ 伏和 $V_0 = -1000$ 伏的情形。

曲线 2、4 分别是入射粒子穿过计数管端部时, $V_0 = -750$ 伏和 $V_0 = -1000$ 伏的情形。

§ 6. 脉冲有机管的主要性能

下面列举几种标准型号计数管在脉冲供电下的主要性能。试验装置见前。MC-6 型、MC-7 型、MC-9 型计数管都是有机计数管。内充氩和二甲氧基甲烷 $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$ 的混合气体, 充气压力 80 到 100 毫米 Hg。它们的阳极直径是 0.01 厘米, 阴极直径分别是 2、1.2 和 3 厘米。盖革电压大约 800 伏左右。测量的性能包括: 输出脉冲高度; 乱真放电; 工作范围; 分辨时间; 消电离时间和寿命。

6.1. 输出脉冲高度。脉冲供电时计数管可以超高压工作, 而且特性很好。输出脉冲高度常在几百伏以上 (输出脉高和 V_n 的关系见前面图 2)。脉冲高度是用示波器测量的。实验表明, 输出脉高和计数管负载电阻关系不大。此外, 直径不同而充气成分相同的计数管, 脉冲高度特性曲线是相似的。

6.2. 乱真放电。如果供电脉冲 V_n 太大, 计数管中会发生乱真放电, 即和管内有否电离无关的自发击穿。自发击穿的发生和 V_0 的大小有关。对 MC-6 型计数管, 当 $V_0 \approx -75$ 伏时, 自发击穿在 V_n 大于 2 千伏后发生。测量乱真放电, 是在没有粒子入射时用脉冲发生器任意触发产生高压脉冲, 供给计数管而观察其放电。

在同一批计数管中, 各管的脉冲高度特性曲线通常差别很少; 但乱真特性却可以相差很大。可能的解释是: 各个计数管电极表面的状况不同, 因此在大幅度高压脉冲供电下, 乱真放电发生几率就不同。MC 型有机计数管阴极用玻管内壁涂敷铜制成。试验时会发现, 当用手指接触计数管玻壳时, 会引起管中自发击穿。这是接触点附近电场变化的结果。

6.3. 工作范围。图 10 是量出的计数效率和 V_n 的关系曲线。在相当大的 V_n 范围中, 效率曲线有坪。 V_0 靠近零伏时, 效率约是 100%。计数管的工作范围可以定义如下: 计数效率大于 95% 而乱真放电相对数目小于 0.5% 时, V_n 变动的范围就是工作范围。宽度 500 伏到 600 伏的工作范围是很容易得到的。

6.4. 分辨时间。前面图 5 是 MC-9 型计数管的时间特性曲线。这是测量 V_0 固定时

计数效率和供电高压脉冲延迟时间 T_d 的关系。可以比较图中的实验值和理论计算结果。它表明了,在可控制脉冲供电条件下,分辨时间容易做到小于 2 微秒。

6.5. 消电离时间。在一次脉冲放电以后,要经过多少时间才可以供给计数管第二个

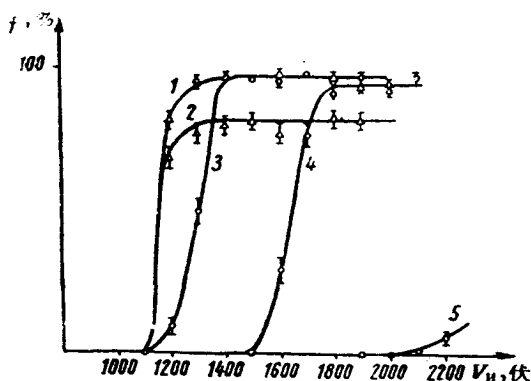


图 10 计数效率和供电脉冲幅度的关系曲线。

MC-6 型计数管: 曲线 1 $V_0 = 0$ 伏 $T_H = 0.8$ 微秒

曲线 2 $V_0 = -20$ 伏 $T_H = 0.8$ 微秒

MC-9 型计数管: 曲线 3 $V_0 = -10$ 伏 $T_H = 0.8$ 微秒

曲线 4 $V_0 = -10$ 伏 $T_H = 0.3$ 微秒

曲线 5 是相对乱真计数。MC-6 型计数管。

$V_0 = -75$ 伏, $T_H = 0.8$ 微秒。

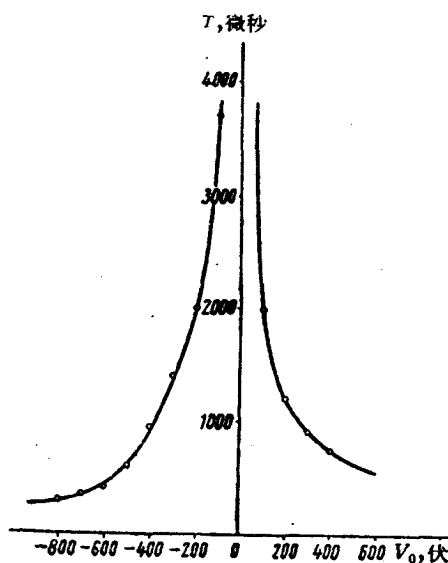


图 11. MC-7 型计数管的消电离时间和管上直流电压 V_0 的关系

高压脉冲而不致乱真放电? 这就是计数管的消电离时间 T 。可以粗略认为 T 是指放电后计数管中清扫离子所需要的时间。因而 T 将和 V_0 有关。增大 V_0 则 T 减少。消电离时间的测量方法是用脉冲发生器周期性地触发产生高压脉冲,供给计数管。增大脉冲频率,观察计数管在什么时候开始发生重复的自发击穿。图 11 是 T 的实验曲线,实验中保持了计数管总电压 $V_0 + V_H$ 恒等于 1800 伏。

在低直流电压区域中脉冲有机管的消电离时间 T 大于十分之几秒。但在大加速器上的实验中,真正要选记的事件并不多,所以恢复时间并不要求特别短。后面将要提到,用氙泡直接记录放电脉冲时,可以大大减小消电离时间。

6.6. 寿命。实验证明,在高压脉冲供电条件下计数管可以长时期正常工作。例如 MC-9 型计数管经过 10^6 次脉冲放电以后,工作特性没有发生什么变化。

§ 7. 结 论

这一章中讨论了脉冲有机管的放电特性、它在不同 V_0 下的表现、以及它的一些实用性能。脉冲有机管击穿的时候,放电猛烈而局部化。在低 V_0 区域中,计数机构完全决定于电子收集过程;在高 V_0 区域中,放电是在盖革放电的基础上发展的。

脉冲有机管用作粒子探测器时, V_0 选得充分小就可以使计数效率提高。但是如果 V_0 太低,那末分辨时间会变坏。计数效率和分辨时间是相互制约的二个因素。前头讨论了既有高效率又有小分辨时间的条件。图 12 是调节 V_0 和 T_d 来得到相同效率 f 的“等效率曲线”(MC-9 型计数管)。这种曲线组随着计数管类型的不同而有不同。

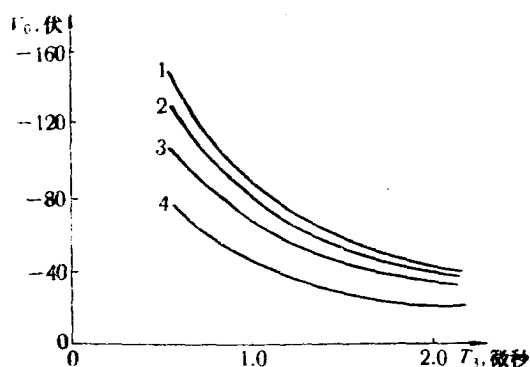


图 12 MC-9 型有机计数管在可控制脉冲供电下的“等效率曲线”。

曲线 1 $f = 30\%$ 3 $f = 70\%$
2 $f = 50\%$ 4 $f = 90\%$

最后,讨论一下粒子入射方向问题。前几节中计算的计数效率,都假定入射粒子横穿入计数管的情形,即计数管圆柱的轴线放在水平面上,而接收垂直射下的宇宙线粒子。这是通常的实际情况。但是如果粒子和计数管阳极平行地射入,那末公式(3)和公式(5)便不适用了。这时原始电离可以完全位于同一半径(离中心轴同一距离)上。当这个半径大于 R_{kp} ,在高压上升到 V_p 时,全部电离将都能保存着;如这个半径小于 R_{kp} ,那时全部电离将都被收集了。所以可以料到:只要入射粒子准直得很好,改变入射方向和中心轴间的距离,将会看到计数管中显然不同的二个区域:一个是“无效区域”,一个是“有效区域”。

参 考 文 献

- [1] 中国科学院编:计数管(1960,科学出版社)。
- [2] В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исасев: Ионизационные методы исследования излучений (1950, Москва, Гостехиздат)。
- [3] D. H. Wilkinson: Ionization Chamber and Counters (1950, Camb. Univ. Press, Cambridge)。
- [4] А. А. Тяпкин, Приборы и техника эксперимента **3** (1956), 51。
- [5] В. В. Вишняков, Тан Сяо-вэй (唐孝威), А. А. Тяпкин, Успехи физических наук том LXXXII, выпуск 1. (1960), 133。
- [6] В. В. Вишняков, А. А. Тяпкин, Атомная энергия **10** (1957), 298。
- [7] В. В. Вишняков, Тан Сяо-вэй (唐孝威), А. А. Тяпкин, Труды IV научно-технической конференции по ядерной радиоэлектронике (1960, Атомиздат)。
- [8] А. Г. Морозов, К. Г. Некрасов, М. И. Попов, ПТЭ, **5** (1959), 64。
- [9] Ю. Н. Вавилов, И. А. Прагер, ПТЭ, **2** (1960), 41。
- [10] Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, В. И. Ушаков, ПТЭ, **1** (1960), 39。
- [11] Ю. Д. Прокошкин, Тан Сяо-вэй (唐孝威), ПТЭ, **3** (1959), 32。
- [12] Ю. Д. Прокошкин, Тан Сяо-вэй (唐孝威), ЖЭТФ, **36** (1959), 10。
- [13] И. М. Василевский, В. В. Вишняков, ПТЭ, **2** (1960), 58。
- [14] Э. Илиеску, Отчёт ОИЯИ, Р-385 (1959)。
- [15] А. А. 薩宁: 研究辐射的电子学方法 (1958, 科学出版社)。
- [16] 唐孝威, 物理学报 **17** 1, (1961), 54。

СЧЁТЧИКИ С УПРАВЛЯЕМЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ПИТАНИЕМ (I)

Тан Сяо-вэй

Резюме

Настоящая статья является обзором систематического исследования счётчиков с управляемым импульсным питанием. В. В. Вишняковым, А. А. Тяпкиным и автором этой статьи вело исследование характеристик обычных самогасящихся счётчиков, низковольтных галогенных счётчиков, и несамогасящихся счётчиков. Были выдвинуты объяснения этих характеристик.

Используя управляемое импульсное питание, годоскопическая система получило новое развитие. В настоящее время годоскопическая система счётчиков с управляемым импульсным питанием уже используется в исследованиях, проводимых на ускорителях.

В этой части обзора подробно обсуждаются механизм и характеристики этого нового детектора ядерных излучений.