

62.54.05

C.N.E. y Biblioteca	
ARCHIVO ESCRITACIONES	
2	8.6.1954

Laboratorio de
Espectroscopía Nuclear
(Trabajo monográfico N°1)

CALIBRACION DE SUBSTANCIAS
RADIATIVAS

C. N. E. A.



S. Mayo

H. Munczek

Agradezco al Dr. C.A. Mallmann la constante ayuda al presente trabajo en cuanto a la discusión de métodos y elaboración de fórmulas.-

Asimismo agradezco al Ing. H. Manifesto por el asesoramiento prestado en la parte electrónica y por el diseño de los circuitos.-

Del mismo modo al Dr. J. Teillac por su guía y consejos en cuanto a métodos de medida.-

S. Mayo

El trabajo sobre cámaras de ionización se realizó bajo la dirección del Dr. V. J. Kowalewski, cuya ayuda y consejos agradezco.-

H. Munczek

CALIBRACION DE SUSTANCIAS RADIOACTIVAS

- I) Generalidades.-
- II) Método de las coincidencias por S. Mayo.-
 - a) Principio General del método.-
 - b) Caso del Co^{60}
 - c) Aplicación al estudio de esquemas de desintegración.-
 - d) Algunas propiedades de los detectores tipo Geiger-Müller.-
 - e) Equipos utilizados.-
 - f) Ajuste del equipo.-
 - g) Medidas de rendimiento.-
 - h) Resultados experimentales.-
- III) Método de las cámaras de ionización, por H. Munczek.-

I.- GENERALIDADES

Dada una fuente radiactiva, se entiende por calibración de la misma, la determinación del número de desintegraciones que sufre por segundo, esto es la actividad de la fuente.-

Si se expone un detector al reparado, se podrá medir el número de partículas o rayos que en la unidad de tiempo penetran en el mismo; y puesto que el detector solo cubre una cierta fracción del ángulo sólido total "visto" desde la fuente, solo se mide una fracción de la actividad de la misma.-

Cuando la fuente irradia en forma isótropa, puede apreciarse su actividad conociendo el ángulo sólido abarcado por el detector, su eficiencia y ciertos factores relativos a la fuente y su soporte como así también el medio que rodea los mismos.-

Si se dispone de una fuente de igual sustancia que la estudiada y de actividad bien conocida, puede medirse la primera por comparación, bajo iguales condiciones, contra el patrón teniendo en cuenta la corrección por vida media.-

Vemos así que hay dos caminos para medir actividades: uno absoluto y otro relativo.-

En el primer método se puede emplear un detector de geometría 4π o bien el método de coincidencias en el cual no influye la geometría del sistema, este no es un método de aplicación universal, sino que puede emplearse en casos de fuente cuyo esquema de desintegración es simple. Como ejemplo citaremos Co^{60} , Na^{22} , Au^{198} , en otros casos algo más complejos, debe estudiarse el método de trabajo para cada sustancia a calibrar.-

En el segundo método se emplean toda clase de detectores.-

Para mediciones de pequeñas actividades, del orden del milimicro curie, suele emplearse el detector de tipo Geiger-Müller a geometría 4π , es decir con la fuente radiactiva totalmente dentro del mismo.-

Existen varios modelos de tales detectores. En fig.1, se esquematiza un modelo; se trata de un doble tubo GM del tipo campana, en el que se ha substituído la ventana por un disco de aluminio que soporta la fuente radiactiva. El detector trabaja en la toma de proporcionalidad, a presión atmosférica en corriente de metano. La función del soporte de aluminio es reducir el volumen muerto.-

En otro modelo a geometría 4π se disponen dos hilos paralelos a los largo del tubo con la fuente en el centro, entre ambos.-

Como dijimos, las actividades a medir deben ser muy pequeñas para evitar la saturación del detector. Si se mide con error del orden de 1% con un detector de 100 μs de tiempo muerto, la máxima actividad no debe ser mayor de 6 $\text{m}\mu\text{C}$.-

Para calibrar fuentes de mayor actividad, debe usarse otro método: por ejemplo el de coincidencias que es un método de mediciones absolutas.-

En este caso la fuente debe emitir por lo menos dos radiaciones en cada desintegración. Si se mide con un circuito cuyo tiempo de resolución es del orden 10^{-7} s. pueden calibrarse fuentes de hasta 100 μC con error del 3% aproximadamente.-

En mediciones relativas como dijimos se emplean entre otros detectores las cámaras de ionización que permiten calibrar fuentes de grandes actividades: por ejemplo hasta 500 mC .-

Este método se basa en la medición de la corriente de ionización producida en las cámaras por las radiaciones provenientes de la fuente a medir. Dicha corriente comparada con la producida por una fuente patrón de la misma sustancia y en iguales condiciones, da una medida relativa de la actividad de la primera.-

II . METODO DE LAS COINCIDENCIAS

a) Principio General del Método.-

Este método ha tenido un gran número de aplicaciones para el estudio de esquemas de desintegración simples, para mediciones de vida media breves de algunos radioisótopos, para determinación de estados metaestables de núcleos activos, para mediciones de coeficientes de conversión , etc.-

Para efectuar calibraciones de fuentes con este método es necesario conocer previamente el esquema de desintegración de la misma, puesto que es necesario efectuar un estudio previo de las mediciones, en cada caso, para determinar las fórmulas a utilizar, que no son idénticas para las distintas sustancias.-

Vamos a considerar una sustancia que posee un esquema muy simple : fig. 2, en el que hay una partícula β seguida de un rayo γ en cada desintegración.-

Para la medición se utiliza el dispositivo indicado en figura 3, F es la fuente radiactiva, D1 y D2 son los detectores; R₁ y R₂, los circuitos de registro respectivos ; C es el circuito de coincidencias; R₃ es su circuito de registro.-

Analicemos el caso ideal en que D1 solo registra rayos γ y D2 solo registra partículas β .-

Se efectúan las mediciones durante el tiempo t; sea N₁ el número de impulsos que en la unidad de tiempo (1 seg.) se registra en R₁.-

Resulta pues:

$$N_1 = N \omega_1 \epsilon_{1\gamma}$$

$$N_2 = N \omega_2 \epsilon_{2\beta}$$

$$N_3 = N \omega_1 \omega_2 \epsilon_{1\gamma} \epsilon_{2\beta}$$

donde ω_1, ω_2 son las fracciones de ángulo sólido abarcadas por los detectores D1 y D2, respectivamente $\omega_i = \Omega_i / 4\pi$

$\epsilon_{1\gamma}, \epsilon_{2\beta}$ son las eficiencias de los detectores D1 y D2 para la detección de la radiación γ y β respectivamente.-

N₃ es el número de coincidencias registradas en la unidad de tiempo, mide la probabilidad de detección simultánea de ambos detectores.-

Ahora resulta fácilmente:

$$\frac{N_1 N_2}{N_3} = \frac{N^2 \omega_1 \omega_2 \epsilon_{1\gamma} \epsilon_{2\beta}}{N \omega_1 \omega_2 \epsilon_{1\gamma} \epsilon_{2\beta}} = N$$

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{N \omega_1 \omega_2 \epsilon_{1\gamma} \epsilon_{2\beta}}{N \omega_2 \epsilon_{2\beta}} = \omega_1 \epsilon_{1\gamma}$$

$$\frac{N_3}{N_1} = \frac{N \omega_1 \omega_2 \epsilon_{1\gamma} \epsilon_{2\beta}}{N \omega_1 \epsilon_{1\gamma}} = \omega_2 \epsilon_{2\beta}$$

De modo que con las relaciones anteriores se obtiene la actividad de la fuente en forma absoluta o bien las eficiencias de los detectores.-

Pero el caso hasta aquí considerado es extremadamente simple, y no corresponde a la realidad, más que como una aproximación. Consideremos pues el mismo caso teniendo en cuenta que D1 detecta rayos γ y además un cierto fondo que en general puede ser de cualquier naturaleza; D2 detecta partículas β , rayos γ , y también un fondo.-

Midiendo como antes tendremos números N₁ correspondientes a los circuitos R₁ :

$$N_1 = N_{1\gamma} + N_{1f}$$

$$N_2 = N_{2\beta} + N_{2\gamma} + N_{2f}$$

$$N_3 = C_r + C_{ca} + C_{ff}$$

donde N_1 se compone de la contribución propia de la radiación γ más la del fondo; N_2 se forma de las radiaciones β y γ más el fondo; N_3 esta compuesto de las coincidencias $\beta\gamma$ que llamamos reales C_r ; de las coincidencias casuales $C_{ca} = 2 \tau N_1 N_2$; y de las coincidencias producidas por la radiación del fondo.-

D	D	C
γ	β	C_r
γ	f	C_{ca}
f	β	C_{ca}
f	γ	C_{ca}
f	f	C_{ff}

Observemos los posibles casos de radiaciones coincidentes según el esquema adjunto, de los cuales nos interesa únicamente C_r .-
De la última ecuación resulta :

$$C_r = N_3 - C_{ca} - C_{ff}$$

donde C_{ff} puede medirse retirando F del dispositivo indicado y midiendo $N_3 = C_{ff}$ durante un tiempo dado t.-

Por otra parte, tal como vimos en el caso simplificado es :

$$N_1 = N w_1 E_{1\gamma} + N_{1f}$$

$$N_2 = N w_2 E_{2\beta} + N w_2 E_{2\gamma} + N_{2f}$$

$$C_r = N w_1 w_2 E_{1\gamma} E_{2\beta}$$

Entonces

$$\frac{(N_1 - N_{1f})(N_2 - N_{2\gamma} - N_{2f})}{N_3 - C_{ca} - C_{ff}} = \frac{N w_1 E_{1\gamma} N w_2 E_{2\beta}}{N w_1 w_2 E_{1\gamma} E_{2\beta}} = N$$

$$\frac{N_3 - C_{ca} - C_{ff}}{N_2 - N_{2\gamma} - N_{2f}} = w_1 E_{1\gamma}$$

$$\frac{N_3 - C_{ca} - C_{ff}}{N_1 - N_{1f}} = w_2 E_{2\beta}$$

resulta fácilmente la actividad de la fuente y de las respectivas eficiencias. Como puede observarse C_{ca} , las coincidencias casuales son proporcionales a τ , tiempo de resolución del circuito de coincidencias, esto es, el lapso máximo que debe existir entre dos pulsos que recibe C para que se produzca una coincidencia.- Para efectuar una buena medición en general debe exigirse que el cociente $\frac{C_{ca}}{C_r}$ sea pequeño.-

Conviene pues variar la posición relativa de F frente a D1 y D2 de modo que resulten por ejemplo las coincidencias del orden de 1 % respecto de las reales :

$$\frac{2 \tau N_1 N_2}{C_r} = 0,01$$

b) CASO DEL Co⁶⁰

Para calibrar una fuente de Co⁶⁰ utilizamos el mismo dispositivo indicado teniendo en cuenta el esquema de desintegración (fig.4): un rayo β de energía máxima 0,31 Mev. y dos γ de energías 1,17 y 1,33 Mev.- La vida media de 5,21 años, este último dato asegura la constancia de la fuente durante la medición.- En este caso pues D1 detecta los rayos γ₁ y γ₂ más el fondo de radiación cósmica; D2 detecta partículas β rayos γ₁² y γ₂ más el fondo cósmico.-
Obtendremos en los respectivos registradores:

$$N_1 = N_{1\gamma_1} + N_{1\gamma_2} + N_{1c}$$

$$N_2 = N_{2\beta} + N_{2\gamma_1} + N_{2\gamma_2} + N_{2c}$$

$$N_3 = C_r + C_{rr} + C_{ca} + C_{cc}$$

donde N₁γ_j es la contribución al registro de la radiación γ_j en el detector D₁; N_{1c} es la contribución al fondo cósmico en D₁.-

Resultan los siguientes tipos de coincidencia:

D ₁	γ ₁	γ ₂	γ ₁	γ ₂	γ ₁	γ ₂	γ ₁	c	c	c	γ ₂	c
D ₂	β	β	γ ₂	γ ₁	γ ₁	γ ₂	c	γ ₁	γ ₂	β	c	c
C	C _r	C _r	C _{rr}	C _{rr}	C _{ca}	C _{ca}	C _{ca}	C _{ca}	C _{ca}	C _{ca}	C _{ca}	C _{cc}

Podemos efectuar como antes el cociente $\frac{(N_1 - N_{1c})(N_2 - N_{2c})}{N_3 - C_{rr} - C_{ca} - C_{cc}} = \frac{(N_{1\gamma_1} + N_{1\gamma_2})(N_{2\beta} + N_{2\gamma_1} + N_{2\gamma_2})}{C_r}$

Análogamente como hemos visto antes es

$$N_{1\gamma_1} = N\omega_1 \epsilon_{1\gamma_1}; \quad N_{1\gamma_2} = N\omega_1 \epsilon_{1\gamma_2}; \quad N_{2\beta} = N\omega_2 \epsilon_{2\beta}; \quad N_{2\gamma_1} = N\omega_2 \epsilon_{2\gamma_1};$$

$$N_{2\gamma_2} = N\omega_2 \epsilon_{2\gamma_2}; \quad C_r = N\omega_1 \omega_2 \epsilon_{2\beta} (\epsilon_{1\gamma_1} + \epsilon_{1\gamma_2})$$

Por lo tanto es:

$$\frac{(N_1 - N_{1c})(N_2 - N_{2c})}{N_3 - C_{rr} - C_{ca} - C_{cc}} = \frac{N\omega_1 (\epsilon_{1\gamma_1} + \epsilon_{1\gamma_2}) N\omega_2 (\epsilon_{2\beta} + \epsilon_{2\gamma_1} + \epsilon_{2\gamma_2})}{N\omega_1 \omega_2 \epsilon_{2\beta} (\epsilon_{1\gamma_1} + \epsilon_{1\gamma_2})} \quad (1)$$

Es necesario evaluar el factor ε para obtener la actividad absoluta de la fuente : $\epsilon = 1 + (\epsilon_{1\gamma_1} + \epsilon_{2\gamma_2}) / \epsilon_{2\beta}$

es decir que necesitamos conocer las eficiencias del detector D2 para las radiaciones β, γ₁, γ₂
Con este fin imaginemos que se efectuará otra medición de coincidencias colocando frente a D2 un espesor suficiente de absorbente como para eliminar los β sin influir sobre los γ que llegan, o bien desviando los β con un campo magnético adecuado.-
Entonces resultará :

$$N'_1 = N_1 = N_{1\gamma_1} + N_{1\gamma_2} + N_{1c} \quad N'_2 = N_2 - N_{2\beta} = N_{2\gamma_1} + N_{2\gamma_2} + N_{2c}$$

$$N'_3 = N_3 - C_r = C_{rr} + C'_{ca} + C_{cc} \quad \therefore C_{rr} = N'_3 - C'_{ca} - C_{cc}$$

$$C'_{ca} = 2\epsilon N_1 N'_2 \quad N'_1 - N_{1c} = N\omega_1 (\epsilon_{1\gamma_1} + \epsilon_{1\gamma_2})$$

$$N'_2 - N_{2c} = N\omega_2 (\epsilon_{2\gamma_1} + \epsilon_{2\gamma_2}) \quad C_{rr} = N\omega_1 \omega_2 (\epsilon_{1\gamma_1} + \epsilon_{1\gamma_2}) (\epsilon_{2\gamma_1} + \epsilon_{2\gamma_2})$$

además
$$\frac{C_r}{N_1 - N_{1c}} = \frac{N \omega_1 \omega_2 \epsilon_{2\beta} (\epsilon_{1r_1} + \epsilon_{1r_2})}{N \omega_1 (\epsilon_{1r_1} + \epsilon_{1r_2})} = \omega_2 \epsilon_2$$

Entonces
$$\epsilon = 1 + \frac{\epsilon_{2r_1} + \epsilon_{2r_2}}{\epsilon_{2\beta}} = 1 + \frac{C_{rr}}{C_r} = \frac{C_r + C_{rr}}{C_r}$$

luego
$$\epsilon = \frac{C_r + C_{rr}}{C_r}$$

Reemplazando en (1) se tiene :

$$N = \frac{(N_1 - N_{1c})(N_2 - N_{2c})}{\epsilon C_r} = \frac{(N_1 - N_{1c})(N_2 - N_{2c})}{C_r + C_{rr}}$$

$$N = \frac{(N_1 - N_{1c})(N_2 - N_{2c})}{N_3 - C_{ca} - C_{cc}} \quad (2)$$

Obsérvese que para determinar la actividad absoluta de una fuente de Co^{60} no es necesario medir C_{rr} ; además se obtienen como resultados accesorios las eficiencias de los detectores para las distintas radiaciones, aunque para medir N no es necesario conocer la geometría del sistema.-

La única condición que debe asegurarse para realizar bien la medida es que D1 sea insensible a la radiación β .-

Existe un efecto de geometría: en el caso actual hay dos rayos γ en cascada y puede ocurrir que ambos de una misma desintegración penetren en D1 con una diferencia de tiempo no resoluble por D1 de modo que originen un solo pulso, restando así algo a su contribución en coincidencias.- Por tanto

$$N_{1r_1} = N \omega_1 \epsilon_{1r_1} \quad N_{1r_2} = N \omega_1 \epsilon_{1r_2}$$

la probabilidad que ocurra lo dicho es: $N \omega_1^2 \epsilon_{1r_1} \epsilon_{1r_2}$ luego en R_1 se registra:

$$N_1 = N \left\{ \omega_1 (\epsilon_{1r_1} + \epsilon_{1r_2}) - \omega_1^2 \epsilon_{1r_1} \epsilon_{1r_2} \right\}$$

Si $\omega_1 \approx 10^{-3}$ $\epsilon_{1r_1} \approx \epsilon_{1r_2} \approx 0,01$ resulta $N_1 \approx 2 \cdot 10^{-5} N$

es decir se introduce por este efecto un error de $2 \cdot 10^{-3} \%$ que puede despreciarse.-

Vemos por la (2) que: $N = N(N_1, N_2, N_{1c}, N_{2c}, \tau, C_{cc})$, calculando errores relativos resulta:

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta N_1 + \Delta N_{1c}}{N_1 - N_{1c}} + \frac{\Delta N_2 + \Delta N_{2c}}{N_2 - N_{2c}} + \frac{1}{N_3 - C_{ca} - C_{cc}} \left\{ 2\tau(N_2 \Delta N_1 + N_1 \Delta N_2) + 2N_1 N_2 \Delta \tau + \Delta C_{cc} \right\} \quad (3)$$

Supongamos que los detectores D1 y D2 son del tipo GM, y apliquemos

la fórmula: $N = n / (1 - n \tau')$ para obtener el verdadero registro

N en función del registro observado n , siendo τ' el tiempo muerto efectivo del detector.-

Sea una medición efectuada durante el tiempo T registrándose A impulsos, habiendo aplicado al detector la tensión V de alimentación; resulta N como una cierta función de estas magnitudes:

$$n = A/T \quad N = N(\tau', V, T, A)$$

y calculando errores relativos, se tiene :

$$\frac{\Delta N}{N} = N \Delta \tau' + \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial V} \right) (1 + N \tau') \Delta V + (1 + N \tau') \frac{\Delta T}{T} + \frac{(1 + N \tau')^{3/2}}{(NT)^{1/2}} \quad (4)$$

donde el primer término da cuenta del error introducido en una medición con tubo GM por la variación del tiempo muerto del mismo que es del orden de algunos μs ; el segundo término muestra la influencia de la pendiente del plateau del tubo, esto es, la variación del registro en función de la tensión de alimentación, el tercer término indica el error cometido por el tiempo de la puesta en marcha y extinción del equipo frente a la duración de la experiencia, puede reducirse aumentando T ; el último término indica el error de la medida por la naturaleza estadística del fenómeno radiactivo.-

Entonces vemos que cada ΔN_i de la (3) tiene una expresión de la forma:

$$\Delta N_i = N_i^2 \Delta \tau' + \left(\frac{1}{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial V} \right) N_i (1 + N_i \tau') \Delta V + N_i (1 + N_i \tau') \frac{\Delta T}{T} + \frac{(1 + N_i \tau')^{3/2}}{T^{1/2}} N_i^{1/2}$$

En la práctica se trabaja con el último término de esta expresión, ya que se disponen los circuitos y equipos electrónicos de modo que $\Delta \tau' \rightarrow 0$, $\Delta V \rightarrow 0$, $\frac{\Delta T}{T} \rightarrow 0$ y así se obtienen resultados satisfactorios en cada medida.-

En general en medidas con este método se desea que la relación C_{ca}/C_T sea muy pequeña; si imponemos que esta relación sea de 0,01 resulta:

$$\frac{2 \tau N_1 N_2}{C_r} = \frac{2 \tau N^2 \omega_1 \omega_2 (\epsilon_{1r_1} + \epsilon_{1r_2}) \epsilon_{2\beta}}{N \omega_1 \omega_2 (\epsilon_{1r_1} + \epsilon_{1r_2}) \epsilon_{2\beta}} = 0.01$$

si $\tau \approx 10^{-7} \text{ s}$ es $N \approx 1 \mu\text{C}$

si $\tau \approx 10^{-6} \text{ s}$ es $N \approx 0.1 \mu\text{C}$

Esto muestra que para medir con precisión fuentes muy activas es necesario emplear un circuito cuyo tiempo de resolución τ sea muy pequeño ($\tau \approx 10^{-8}$ a 10^{-9} s).

Por otra parte en detectores del tipo GM no puede disminuirse dicho tiempo de resolución debido a la naturaleza del proceso dentro del detector, como veremos más adelante.-

e) APLICACION AL ESTUDIO DE ESQUEMASDE DESINTEGRACION

Consideremos ahora la aplicación del método de coincidencias para determinación de algunos esquemas de desintegración. Emplearemos el mismo dispositivo de la fig. 3, colocando en F la fuente que se desea estudiar. Este método solo puede dar resultados cuando el esquema de desintegración a estudiar es relativamente simple.-

Vamos en primer término un esquema muy sencillo: una partícula β es guiada de un rayo γ como en el caso del Au¹⁹⁸.- Colocando un absorbente frente a D2 determinamos las coincidencias del tipo $\gamma\gamma$. En este caso no se observan coincidencias, lo cual indica que hay solo un rayo γ en cada desintegración. Luego medimos las coincidencias $\beta\gamma$ variando el espesor de absorbente; colocado frente a D2.-

Pueden presentarse los casos: a) Que el número $C_T(\beta\gamma)$ sea independiente del espesor del absorbente; b) Que disminuya al aumentar dicho espesor.-

Tal como vimos antes es:

$$N_1 = N w_1 E_{1\gamma} \quad N_2 = N w_2 E_{2\beta} \quad C_T = N w_1 w_2 E_{1\gamma} E_{2\beta}$$

Si estamos en el caso a): $\frac{C_T}{N_2} = w_1 E_{1\gamma} = \text{constante}$, lo cual indica

que el número de coincidencias reales por cada partícula β registrada es constante y por tanto cada transición β conduce a un estado excitado, del cual se pasa al fundamental emitiendo un rayo γ y corresponde entonces un esquema de la forma de fig. 1.-

Con la misma experiencia puede determinarse la energía máxima de la transición β aplicando la relación de Feather: $R = 0,571 E - 0,161 R$ en gr/cm², E en Mev.- Mientras que la energía del rayo γ puede medirse con otra experiencia de absorción simple o selectiva según sea el caso.-

Según la tabla de isotopos Hollander et al: RMP abril 1953, resulta: fig. 5.-

Si estamos en el caso b): una cierta fracción f del número total de desintegraciones corresponderá a un espectro parcial β cuya máxima energía es β_1 , mientras que el resto (1-f) corresponde a otro espectro parcial β de energía máxima β_2 .-

Supongamos que $E_{\text{mx}} \beta_1 > E_{\text{mx}} \beta_2$, entonces resulta

$$N_1 = N w_1 E_{1\gamma} \quad N_2 = N w_2 \{ (1-f) E_{2\beta_1}(d) + f E_{2\beta_2}(d) \}$$

$$C_T = N w_1 w_2 E_{1\gamma} f E_{2\beta_2}(d)$$

donde se ha indicado con d el espesor del absorbente y con $E_{2\beta_i}(d)$ la eficiencia del detector D2 a la radiación β_i que es función del espesor d interpuesto

$$\text{El cociente } \frac{C_T}{N_2} = \frac{N w_1 w_2 E_{1\gamma} f E_{2\beta_2}(d)}{N w_2 \{ (1-f) E_{2\beta_1}(d) + f E_{2\beta_2}(d) \}}$$

disminuirá cuando aumente d pues la componente β_1 que es más energética que la β_2 seguirá contribuyendo al registro en R_2 mientras que $E_{2\beta_1}(d)$ tiende a cero al crecer d .- Cuando $d = R$, alcance de las partículas β_2 en el absorbente utilizado es $E_{2\beta_2}(R) = 0$. Si representamos el cociente $\frac{C_T}{N_2}$ en función de d tendremos un método rápido

para medir la energía máxima de la componente β menos energética, pues conociendo R podemos aplicar la relación de Feather para obtener $E_{\text{mx}} \beta_2$ fig. 6.-

Para medir $E_{\text{max}} \beta_1$, debe efectuarse una experiencia de absorción con distintos espesores frente a D2 hasta eliminar la contribución al registro de β_1 .

Finalmente se miden coincidencias $\gamma\gamma$ y si no hay coincidencias de este tipo, entonces hay un solo rayo γ que sigue al espectro parcial β_2 .

El esquema sería de la forma : fig. 7

El factor f puede calcularse extrapolando la curva anterior para $d \rightarrow 0$

pues $E_{2\beta_1}(0) = E_{2\beta_2}(0) = 1$

resulta $f = C_r / N E_{1\gamma}$

Si el rayo β_1 fuera seguido por un rayo γ_1 correspondería a un esquema del tipo: fig. 8.-

Tendríamos las siguientes relaciones:

$$N_1 = N w_1 \{ (1-f) E_{1\gamma_1} + f E_{1\gamma_2} \} \quad N_2 = N w_2 \{ (1-f) E_{2\beta_1} + f E_{2\beta_2} \}$$

$$C_r = N w_1 w_2 \{ (1-f) E_{1\gamma_1} E_{2\beta_1} + f E_{1\gamma_2} E_{2\beta_2} \}$$

$$\frac{C_r}{N_2} = \frac{N w_1 w_2 \{ E_{1\gamma_1} E_{2\beta_1} + f (E_{1\gamma_2} E_{2\beta_2} - E_{1\gamma_1} E_{2\beta_1}) \}}{N w_2 \{ E_{2\beta_1} + f (E_{2\beta_2} - E_{2\beta_1}) \}}$$

Si $d=0 \quad \therefore E_{2\beta_1}(0) = E_{2\beta_2}(0) = 1 \quad \therefore \left(\frac{C_r}{N_2} \right)_{d=0} = w_1 \{ (1-f) E_{1\gamma_1} + f E_{1\gamma_2} \} = R w_1$

Si $d=R_1 \quad \therefore E_{2\beta_1}(R_1) = 0$

$$\left(\frac{C_r}{N_2} \right)_{d=R_1} = w_1 E_{1\gamma_2}$$

Esto significa que en este caso el resultado obtenido de la experiencia es completamente análogo al caso en que hay un único espectro β seguido por un rayo γ .

Vale decir que con este método no pueden analizarse sino espectros extremadamente simples; precisamente es esta una de las limitaciones del método.-

ALGUNAS PROPIEDADES DE LOS DETECTORES TIPO

d)

GRIGER - MULLER

Consideraremos ahora algunos procesos que tienen lugar en el tubo GM.

En un detector del tipo GM el campo eléctrico está dado por la expresión

$E = \frac{V}{r} / \ln \left(\frac{r_c}{r_a} \right)$, donde r_a es el radio del anodo, r_c el radio del catodo y $r_a \leq r \leq r_c$ siendo V la tensión aplicada.

Supongamos que en un instante dado, en el punto A se genera un cierto número de iones debidos a un evento ionizante. Los electrones así liberados son acelerados hacia el anodo y adquieren en su carrera suficiente energía cinética como para producir ionización por choque con las moléculas del gas del detector.

Se produce así, como es sabido una avalancha de Townsend que se propaga a lo largo del anodo con una velocidad de 10 cm/ μ seg. envolviéndolo en una vaina de iones positivos que necesariamente reducen el campo efectivo dentro del detector, fig. 9.

Dicha vaina es ahora repelida por el anodo y atraída por el catodo de modo que se mueve hacia este; durante este movimiento, el campo eléctrico entre el anodo y la vaina aumenta a medida que ésta se aleja de aquél hasta llegar a una distancia R definida por la expresión:

$R = r_c \exp \left\{ - \frac{V - V_t}{2q} \right\}$

en que el campo alcanza el valor umbral y el detector se halla preparado para detectar otro evento ionizante; V es la tensión umbral y q es la carga que porta la vaina por unidad de longitud.

El tiempo que tarda la vaina en alcanzar la distancia R es el tiempo muerto del contador; definido por la expresión:

$t_d = \int_{r_a}^{r_c} dr / v(r)$

Esto implica que desde el instante en que aparecen en A los primeros iones, hasta que la vaina ha llegado a la distancia R, transcurre un cierto tiempo que es del orden de 100 - 200 μ S en que todo el detector se halla insensible para cualquier radiación que llegare.

Veamos ahora que ocurre si durante este proceso varía la tensión V aplicada al detector. Cada impulso producido por el mismo tiene la forma indicada en fig. 10; - donde la primera parte del pulso que tiene una duración del orden de 10⁻⁷ seg. corresponde a la recolección de los electrones, mientras la parte lenta corresponde a la recolección de los iones.

Supongamos que cuando han pasado 10⁻⁷ seg. luego de haberse iniciado el pulso, se aplicará al detector una tensión -V_r que lleva la tensión del mismo por debajo del umbral V_u, entonces la vaina de iones no puede expandirse a lo largo del anodo completamente, sino que se circunscribe a una zona pequeña de longitud l₁, en las inmediaciones del punto A'; fig. 11.

En efecto, supongamos que el mismo pulso producido por el detector acciona un univibrador que produce un pulso negativo que se aplica a aquel y por tanto disminuye la tensión de modo que:

$V - V_r < V_u$

Sea a la duración del pulso y b su "rise time"; sea l la longitud total sensible del detector y l₁ la longitud a la que se reduce la vaina de iones. De acuerdo a la velocidad de propagación de la vaina a lo largo del anodo, la longitud l₁ llega a 15 - 20 mm., y esa zona del detector permanece insensible durante 200 μ S, como se ha explicado mientras que el resto del mismo l - l₁ permanece sensible y por tanto es capaz de detectar un nuevo evento.

Vemos pues que el tiempo muerto del tubo t_d debe reducirse teniendo en cuenta la relación de longitudes $l_1 = (l - l_1)$; efectuando una ponderación resulta:

$$\tau' = \frac{a(l-l_1) + t_d l_1}{l}$$

pero $l_1 = lv$ $\therefore \tau' = \frac{a(l-lv) + t_d lv}{l} = a + \frac{lv}{l}(t_d - a)$

donde $v = 10 \text{ cm}/\mu\text{s.}$, es la velocidad de propagación de la vaina a lo largo del ánodo; si l es:

$$\tau' = a + \frac{lv}{l} t_d$$

En el ejemplo considerado para $l = 20 \text{ cm.}$

$$\tau' = 3 + \frac{10 \times 0,4}{20} \cdot 200 = 43 \mu\text{s}$$

con lo cual se ha reducido el tiempo muerto del tubo al 22 % del valor original.

Es este el tiempo τ' que usaremos para avaluar los ΔN ; según la (4).- Hay otro efecto importante que debe tenerse presente en el caso de los detectores GM; desde el instante en que en A fig. 9 se generan los primeros iones hasta que comienza a desarrollarse el pulso, hay un cierto intervalo de tiempo, que es el que necesitan los primeros electrones en alcanzar el ánodo; dicho tiempo t_0 varía aproximadamente entre cero y 10^{-7} seg. según el punto A sea muy próximo al ánodo o al cátodo, y puesto que t_0 varía al azar se lo denomina retraso estadístico del detector; viene dado por la expresión:

$$t = r_c^2 \frac{lv}{2kV}$$

donde $k = 16.500$ para tubos llenados con 9 cm A, 1 cm. alcohol y V es la tensión aplicada al mismo.- Para $r_c = 1 \text{ cm.}$; $r_a = 50 \mu$, $V = 1.700$ resulta $t = 0,9 \cdot 10^{-7} \text{ s.}$

e) EQUIPOS UTILIZADOS

Existe un cierto número de circuitos para coincidencias de los cuales el de Rossi es posiblemente el más conocido; puede trabajar con pulsos positivos o negativos, entrando por cátodos o grillas, fig. 13.- En el primer caso ambos triodos normalmente funcionan, cortándose el sistema parcial o totalmente según los pulsos que llegan lo hagan con una diferencia de tiempo, o sean simultáneos; aparece así en placas un impulso de amplitud simple o mayor, y de signo positivo.-

En el caso de trabajar con pulsos negativos, las entradas se hacen por grillas y las valvulas que normalmente están funcionando, se cortan, produciéndose como antes en placas, un pulso simple o mayor, positivo.-

La rapidez con que el circuito se recobre, depende de las constantes del mismo, y conviene que sea del orden de la duración de los pulsos coincidentes para obtener un funcionamiento satisfactorio.-

El tiempo de resolución del circuito de coincidencias es el intervalo de tiempo entre dos pulsos que llegan al mismo, dentro del cual el circuito los registra como un pulso coincidente.-

El mismo circuito Rossi se ha generalizado para dos pentodos o bien para uno solo, entrando con pulsos positivos por dos grillas obteniéndose así un pulso negativo en placa. También puede usarse un solo pentodo con pulsos negativos, fig. 14.-

Otro circuito de coincidencias emplea diodos, fig. 15, que pueden ser comunes o bien a cristal de germanio. Las entradas se realizan por placas con pulsos negativos obteniéndose la salida por cátodo con pulsos negativos. Puede también entrarse por cátodo con pulsos positivos obteniéndose en placa pulsos de igual signo.-

En fig. 16, se indica un circuito que emplea diodos a cristal que permiten obtener tiempos de resolución del orden 10^{-9} s.-

Normalmente ambos diodos conducen y cuando se aplica en cátodos pulsos simultáneos, positivos se obtiene en placas un pulso positivo.-

Veamos ahora el circuito utilizado en nuestro equipo de calibración, fig. 12.-

D1 y D2 son los detectores tipo GM para radiación γ y β respectivamente; CR son los circuitos de reacción a base de un univibrador que produce el pulso de extinción de la fig. 11; ver fig. 17. Cuando se produce en D un pulso negativo se corta T1 que estaba funcionando y por tanto se aplica en grilla de T2 un pulso positivo que permite a T2 iniciar su funcionamiento apareciendo en su placa un pulso negativo que es aplicado sobre D disminuyendo su tensión. El conjunto T1 - T2 forma un univibrador cuyo estado normal es de conducción en T1 y de corte en T2; su sensibilidad depende de la polarización negativa de Grilla de T2, y se define como la tensión necesaria para iniciar una oscilación del univibrador.-

LR es una línea a constantes concentradas cuya función es la de introducir un retardo en uno de los caminos electrónicos que siguen los pulsos que van a la etapa de coincidencias.- Fig. 18.-

Como es bien sabido una línea de transmisión puede estar constituida por dos alambres rectos y paralelos a los que se aplica la señal, o bien por dos cilindros concéntricos con o sin dieléctrico o por una inductancia concéntrica con un alambre, o bien por una red del tipo indicado.-

Cuando se aplica una señal a la entrada, la perturbación se propaga por la línea sufriendo en general una atenuación de su amplitud y un cambio de fase, de modo que puede definirse un factor de propagación de forma compleja:

$$\gamma = \alpha + i\beta$$

donde α es la constante de atenuación y β la de fase.- Si la señal recorre dentro de la línea la distancia λ , antes de recobrar su fase, puede definirse el factor: $\beta = 2\pi/\lambda$

mientras que en el vacío la señal tendría una longitud de onda $\lambda_v = c/v$ siendo v su frecuencia (que supondremos la fundamental si la señal es compuesta); como $\lambda = v/v$ donde v es la velocidad de propagación de la señal dentro de la línea, puede definirse análogamente al caso óptico un "índice de refracción" de la línea

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_v}{\lambda} = \sqrt{\epsilon}$$

donde ϵ es la constante dieléctrica del medio en que se propaga la perturbación. Si es L la autoinductancia (H) y C la capacitación (F) de cada sección, resulta

$$R_0 = \sqrt{L/C} \quad f_c = 1/\pi\sqrt{LC} \quad b = \sqrt{LC}$$

donde R_0 es la impedancia característica de la línea f_c es la frecuencia de corte de la misma, esto es, la línea se comporta como un filtro que permite el paso de las señales de menor frecuencia que las de corte, y b es el retardo introducido por sección

En nuestro caso es $L = 50$ H $C = 50$ pF

$$R_0 = 1000 \Omega \quad f_c = 6,3 \text{ Mc/s} \quad b = 5 \cdot 10^{-8} \text{ seg.}$$

El coeficiente de reflexión de la línea viene dado por una expresión del tipo:

$$\rho = \frac{(Z_c/R_0) - 1}{(Z_c/R_0) + 1}$$

Siendo Z_c la impedancia de carga de la misma.

Pueden presentarse tres casos importantes en la práctica:

- 1º) $Z_c = 0 \quad \therefore \rho_0 = -1$ La señal se refleja por completo con inversión de fase.-
- 2º) $Z_c = R_0 \quad \therefore \rho_0 = 0$ La señal es completamente absorbida por la carga, y la línea simula una línea infinita.-
- 3º) $Z_c = \infty \quad \therefore \rho_0 = 1$ La señal se refleja por completo sin cambio de fase.-

Para que la línea trabaje pues como un elemento que introduce un retardo nos interesa operar en el caso 2º donde la impedancia de carga es igual a la característica de la línea y por lo tanto hay una máxima transferencia de energía.-

Se denomina factor de mérito de una línea de retardo, al cociente tiempo de retardo/tiempo de crecimiento, y en las buenas líneas este factor llega a 50 siendo corrientes valores entre 10 y 50.-

El tiempo de crecimiento puede expresarse por la ecuación empírica: $t_c = 0,08 \sqrt{t_r}$ donde t_c es el tiempo de crecimiento y t_r el de retraso, medidos ambos en μ s.; en nuestro caso varía entre $0,03 \mu$ s. y $0,08 \mu$ s.-

LC es el circuito de formación de los impulsos que van a producir las coincidencias.- Si como vimos antes operamos una línea con $Z_c = 0$ se produce una reflexión completa con inversión de fase y por lo tanto la señal que resulta tiene amplitud y fase igual que la de entrada, pero una duración que depende de la longitud de línea recorrida.-

En nuestro circuito la línea está colocada en placa de un pentodo (fig. 19) y mediante una llave puede seleccionarse los distintos tramos de línea, de modo que los impulsos que resultan tienen distintas duraciones, que varían desde 10^{-7} a 10^{-6} seg. en 10 tramos de línea.-

Supongamos que en el instante inicial se aplique a la línea una señal de tipo escalón; la misma se propaga por la línea y es reflejada con inversión de fase volviendo a la impedancia de entrada donde es completamente absorbida ya que dicha impedancia es igual a la característica de la línea.- De modo que a partir del instante inicial luego de $2T$ seg. la señal escalón se ve cortocircuitada y por lo tanto queda como señal resultante una rectangular de amplitud igual a la de entrada y duración $2T$, siendo T el tiempo de recorrido de la línea.- Como se observa, en paralelo con la resistencia de placa se ha colocado un diodo de modo conveniente para eliminar la parte descendente de la señal aplicada a la entrada de la línea, simulando así una señal escalón.-

Cuando se trabaja con los pulsos de menos duración, del orden de 10^{-7} seg. el factor de mérito de la línea resulta pequeño y por tanto los impulsos se deforman algo pasando a ser triangulares.-

R_1 y R_2 son dos circuitos de registro formados por un seguidor catódico y un escalímetro.-

C es el circuito de Rossi de coincidencias formado por un doble tríodo : fig. 20.-

Normalmente ambos tríodos están conduciendo y se cortan cuando llega un pulso positivo a su respectivo cátodo siendo la relación de amplitudes de 1:2 para los pulsos simples y de doble coincidencia.-

D es un circuito de discriminación que permite discriminar en amplitudes entre los pulsos simples y doble coincidentes, registrando únicamente las correspondientes a doble coincidencia.-

Está formado por un circuito trigger tipo Schmitt, fig. 21.-

Polarizando convenientemente la G_1 del T_1 es posible disparar el univibrador $T_1 - T_2$ solamente cuando entran pulsos de una amplitud adecuada.- Normalmente T_1 está cortada y T_2 está conduciendo; cuando en G_1 se aplica un pulso de amplitud suficiente, T_1 comienza a conducir aplicando en G_1 de T_2 un pulso negativo, cortando esta válvula y produciendo un pulso de amplitud standard en su placa, que sale hacia el registrador R_3 .- Pero la duración de este pulso de salida es función de la forma y amplitud del pulso que acciona el univibrador.-

En efecto, si V_1 es la tensión de discriminación y el pulso que llega a G_1 de T_1 es de la forma indicada en fig. 22, la forma del pulso aplicada a G_1 de T_2 será de una duración Δt_1 , y por tanto el pulso de salida de T_2 tendrá una cierta duración.- Si en cambio el pulso que llega a G_1 de T_1 es mayor, entonces $\Delta t_2 > \Delta t_1$ y sale del univibrador un pulso de igual amplitud que antes, pero de duración mayor que el anterior.-

Vemos así que la duración del pulso de salida del univibrador depende de la parte V_2 del pulso que pasa por encima del nivel V_1 de discriminación.-

Por otra parte el nivel de la discriminación puede mejorar el tiempo de resolución del circuito de coincidencias.- Supóngase que los pulsos que van a coincidir tienen una forma triangular y están separados por un tiempo $t > \tau$.- El pulso resultante de su composición estará por debajo del nivel V_1 de discriminación y por tanto no se registra ninguna coincidencia.- Si ahora imaginamos que los pulsos están separados un tiempo T cada vez más pequeño entonces se alcanza un momento en que el pulso resultante tiene la altura justa V_1 como para accionar el discriminador, fig. 23.- Esa separación entre los pulsos es precisamente el tiempo de resolución τ del circuito de coincidencias y se comprende que τ varía con el nivel de discriminación.-

En toda experiencia de coincidencias es conveniente comprobar el funcionamiento del discriminador para los distintos niveles de trabajo construyendo una curva tal como la que se muestra en fig. 24. Vemos claramente que el registro N_3 tiende a cero en un extremo de la discriminación mientras que crece rápidamente hacia el otro extremo pero presenta una zona intermedia para la cual el registro es constante cualquiera sea el nivel de discriminación; esto corresponde a variaciones del nivel entre pulsos doble coincidentes y simples.-

Conviene entonces colocar la discriminación en un punto intermedio de la zona de "plateau".-

R_2 es como ya hemos dicho un escalímetro para el registro de las doble coincidencias.-

f) AJUSTE DEL EQUIPO

Antes de iniciar las mediciones es necesario observar el funcionamiento del equipo detalladamente.- Para simplificar el análisis supongamos que substituímos los detectores por un generador que produce dos pulsos negativos con separación variable entre ambos.- Consideremos nuevamente la fig. 12, en el instante inicial t_0 se aplica un pulso negativo en lugar de D_1 y $k \mu$ después se aplica un pulso igual en D_2 , fig. 25.- Si ahora se dispara el barrido de un osciloscopio con el pulso que aparece en B (fig.12) y se observa el pulso de A en placas verticales se ve que la diferencia de caminos electrónicos es :

$$\delta_2(k) = k + c_2 + d_2 - (c_1 + d_1 + b) = k - b$$

donde $\delta_2(k)$ es la diferencia de tiempos recorrido entre el pulso aplicado en lugar de D_1 , que recorre la línea de retardo y el pulso aplicado en lugar de D_2 , que es generado con un retraso k respecto del anterior; $c_1 = c_2$ son los retardos introducidos por LC_1 y LC_2 ; b es el retardo que introduce la línea.-

Si ahora invertimos las entradas, se tendrá observando como antes:

$$\delta_1(k) = c_2 + d_2 - (k + c_1 + d_1 + b) = -(k + b)$$

Esto significa que si el equipo tiene un funcionamiento correcto observaremos en el primer caso la fig. 26 y en el segundo la fig.27.- Obsérvese que si $k = b$ corresponde al primer caso la fig. 28 que permite medir b conociendo k .-

Consideremos ahora el caso de la fig. 12, en que D_1 y D_2 son detectores tipo GM y supongamos que se hallan sometidos a la radiación de una única fuente bien colimada de modo que una misma radiación puede accionar ambos detectores.-

Como antes hemos visto, en este tipo de detectores hay un cierto retardo estadístico entre el instante en que se producen los primeros iones y el momento en que comienza a desarrollarse el impulso a que dan lugar. El conjunto de ambos detectores se comporta pues como un "generador de doble pulso", con retraso variable entre ambos.-

El mínimo retraso es cero y corresponde al caso en que una misma partícula produce en ambos detectores, la ionización primaria en puntos homólogos; el retraso máximo k corresponde al caso en que se formen los iones primarios muy cerca del ánodo en uno de los detectores y muy cerca del cátodo en el otro.-

Además debe considerarse que los retardos son al azar, vale decir que en un caso puede estar en retardo el pulso que proviene de D_1 y en otro caso el que proviene de D_2 .-

Bajo estas condiciones vamos a analizar nuevamente la fig. 17.-

Consideremos en primer lugar que $k = 0$; entonces la diferencia de caminos electrónicos será:

$$\delta_1(0) = c_2 + d_2 - (c_1 + d_1 + b) = -b$$

donde como antes se ha disparado el barrido de un osciloscopio con el pulso que aparece en B observándose en placas verticales el pulso A.-

Supongamos ahora que D_1 sufre un retraso k respecto de D_2 :

$$\delta_1^1(k) = c_2 + d_2 - (c_1 + d_1 + k + b) = -(k + b)$$

Si en cambio es D2 el que se retrasa en k , respecto de D1, resulta:

$$\delta_1^2(k) = (c_2 + d_2 + k) - (c_1 + d_1 + b) = +k - b$$

Supongase ahora que la LR está colocada antes de LC2; analizando nuevamente este caso, resulta en forma análoga:

$$\delta_2^1(0) = c_2 + d_2 + b - (c_1 + d_1) = b$$

$$\delta_2^1(k) = c_2 + d_2 + b - (c_1 + d_1 + k) = b - k$$

$$\delta_2^2(k) = c_2 + d_2 + b + k - (c_1 + d_1) = b + k$$

Todos estos posibles casos se van presentando al azar, de modo que si observamos como antes cuando LR está delante de LC1 veremos, fig. 29. Pero en el caso en que LR está delante de LC2 se verá, fig. 30.-

Los retrasos estadísticos en un detector del tipo GM pueden variarse con el campo eléctrico aplicado al mismo. Por otra parte la sensibilidad de los circuitos de reacción CR pueden variarse con la polarización negativa de la grilla de T_2 , fig. 18.-

Por tanto, variando estas dos magnitudes es posible encontrar, para dos detectores tipo GM de características semejantes uno o más valores para los cuales se observa en el osciloscopio las figuras indicadas.-

Debe recalarse que no todo par de detectores GM puede ser empleado en una medición de coincidencias, sino que deben seleccionarse los que tienen características parecidas.-

g) MEDIDA DE RENDIMIENTO

Una vez que se ha comprobado el buen funcionamiento del equipo, es necesario medir el rendimiento del mismo, es decir, debe comprobarse si todo par de pulsos coincidentes se registran como tal.-

Emplearemos un dispositivo como se esquematiza en fig. 31, en que D1 es un detector de tipo tubular, de vidrio de pared muy delgada y cátodo de aquadag ($20 - 15 \text{ mg/cm}^2$); mientras D2 es un tubo tipo de ventana de mica (2 mg./cm^2).-

La fuente es un emisor β puro; S_r bien colimada.-

Bajo estas condiciones toda partícula β que llega a D2 debe haber atravesado D1 y producido en él una descarga.-

El "tiempo de vuelo" de la partícula β es despreciable, por lo cual todo impulso generado por partículas β en D2 debe estar en coincidencia con otro generado en D1.-

Este tipo de coincidencias $\beta\beta$ se denominan sistemáticas y podemos definir el rendimiento del circuito por la relación:

$$R = \frac{C_r}{N_2 \rho_c}$$

Para analizar este caso dividimos el D1 en las zonas A y B; el registro correspondiente se compone de :

$$N_1 = N_{1A}^a + N_{1C}^a + N_{1B}^b + N_{1CC}^b + N_{1C}^b + N_{1A}^b$$

donde N_{1A}^a es la contribución al registro de los pulsos debidos a rayos β que pasan por la zona A; N_{1C}^a id. cósmicos; N_{1B}^a pulsos debidos a partículas β blandas que no llegan a D2 y que producen pulsos en la zona B; N_{1CC}^b fondo cósmico de la zona B; que no ha atravesado D2; N_{1C}^b id. que ha atravesado D2; N_{1A}^b pulsos debidos a partículas que pasan por la zona B y producen pulsos en D2.-

El registro correspondiente al D2 se compone de :

$$N_2 = N_{2\beta c} + N_{2c} + N_{2cc}$$

donde $N_{2\beta c}$ son impulsos debidos a partículas β que atraviesan el D1 en la zona B, es decir, $N_{1\beta c} = N_{2\beta c}$; N_{2c} es el fondo cósmico en D2 que no ha atravesado D1. N_{2cc} id. que ha atravesado D1. El registro en coincidencias se compone de:

$$N_3 = C_r + C_{ca} + C_{cc}$$

D ₁	β_c^b	β^a	c^a	$\bar{\beta}^b$	c^b	cc^b
D ₂	β_c	c	c	c	c	cc
C	C_r	C_{ca}	C_{ca}	C_{ca}	C_{ca}	C_{cc}

$$\text{Luego } C_{ca} = 2\tau (N_{1\beta}^a + N_{1c}^a + N_{1\bar{\beta}}^b + N_{1c}^b) N_{2c} = 2\tau (N_1 - N_{1cc}^b - N_{1\beta c}^b) (N_2 - N_{2\beta c} - N_{2cc})$$

Para medir N_{2c} y $N_{2cc} = C_{cc}$ se retira la fuente y se observa en R₂ el fondo cósmico y en R₃ el fondo de coincidencias cósmicas.

Teniendo en cuenta que es : $N_{1\beta c}^b = N_{2\beta c}$ $N_{2cc} = N_{1cc}^b$

$$N_1 - N_{1cc}^b - N_{1\beta c}^b = N_1 - N_2 + N_{2c}$$

Resulta:

$$C_{ca} = 2\tau (N_1 - N_2 + N_{2c}) N_{2c}$$

$$C_r = N_3 - 2\tau (N_1 - N_2 + N_{2c}) N_{2c} - C_{cc}$$

$$N_{2\beta c} = N_2 - N_{2c} - C_{cc}$$

De modo que reemplazando en (5), resulta:

$$R = \frac{N_3 - 2\tau (N_1 - N_2 + N_{2c}) N_{2c} - C_{cc}}{N_2 - N_{2c} - C_{cc}} \quad (6)$$

Si se calcula el error relativo, resulta:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{C_r} \left\{ \Delta N_3 + 2\tau N_{2c} (\Delta N_1 + \Delta N_2) + 2\tau (N_1 - N_2 + 2N_{2c}) \Delta N_2 + \Delta C_{cc} \right\} + \frac{1}{N_{2\beta c}} \left\{ \Delta N_2 + \Delta N_{2c} + \Delta C_{cc} \right\}$$

Para apreciar el funcionamiento del equipo es necesario conocer la variación del rendimiento del mismo en función de los retardos entre los pulsos. - Midiendo rendimientos R para cada retardo b introducido por LR; ya sea delante de LC1, o ya sea delante de LC2. - Se ha obtenido así la curva representada en fig. 32. -

El área encerrada dividida por la máxima altura nos da el valor 2τ valor en general algo distinto del tiempo de resolución del circuito de coincidencias medido por el método de las coincidencias casuales.- Se ha determinado por este método el tiempo de resolución del circuito de coincidencias para diversas posiciones de las líneas de conformación, obteniéndose para el menor de ellas, el valor :

$$1,2 \times 10^{-7} \text{ seg.} \quad \pm \quad 0,09 \times 10^{-7} \text{ seg.}$$

Mediante esta curva puede conocerse el comportamiento del equipo en conjunto; si los detectores no son idénticos, lo más probable es que dicha curva tenga su máximo desplazado respecto del eje vertical.- En este caso, para efectuar las calibraciones es necesario intercalar una línea de retardo antes de LCl de modo que D1 sea retardado en $k \mu\text{s}$ respecto de D2 para obtener un rendimiento máximo.- También interesa observar las pendientes de los flancos de esta curva que deben ser iguales si el equipo funciona bien, además dicha pendiente nos da una idea de la variación del tiempo de resolución del circuito con respecto a los retardos en los detectores.- Así, si se representa el $\ln E$ en función de b obtendremos una curva de flancos rectos; el valor τ_{50} correspondiente a la décima parte de la ordenada máxima de la curva da el tiempo de resolución que reduce el rendimiento del equipo en un 50 % del valor máximo; en general no debe operarse un equipo de coincidencias con un rendimiento menor de 50 %.-*

* Ver De Waard : Tesis. Univ. Groningen 1954.-

h) RESULTADOS EXPERIMENTALES

Se ha construido el equipo indicado en bloque en la fig. 17, del cual se adjunta el esquema; se ha construido también una fuente de alimentación estabilizada que provee las tensiones positivas y negativas requeridas.-

Se ha realizado diversos ensayos sobre el comportamiento de las partes del circuito utilizando un generador de impulsos en lugar del detector y luego se reemplaza este por el detector.-

Se puede así apreciar el funcionamiento del equipo para impulsos equiespaciados: conociendo el número de pulsos aplicados a un canal debe medirse en el registrador correspondiente ese mismo número.-

Además si se aplica un mismo pulso en ambos canales debe registrarse ese pulso en los tres escalímetros: coincidencias y cada canal.-

El funcionamiento del circuito cuando se reemplaza el generador por los detectores es diferente puesto que los impulsos no son ya generados en forma equiespaciada sino al azar; sin embargo la prueba con el generador tiene la ventaja de permitir un "test" rápido de conjunto aunque aproximado.- Realizado los ajustes anteriormente descritos y medido el rendimiento del circuito se ha realizado como primera medida la recalibración de una fuente de Co^{60} patrón calibrada en el Instituto Radium de Paris el 19-VII-1953 resultando una actividad de $1,45 \pm 0,04 \mu\text{C}$.-

Como detector γ se ha empleado un tubo GM con cátodo de aquadag y pared de vidrio de espesor $0,30 \text{ mgr/cm}^2$.-

Como detector β se ha utilizado un tubo GM tipo de ventana de mica de un espesor de $1-2 \text{ mgr/cm}^2$ y cátodo de bronce.-

Se ha dispuesto la fuente de modo que el registro no sea superior en cada canal, a 12000 pulsos/minuto y se han efectuado medidas parciales a lo largo de la experiencia.-

N_1	N_2	C	t (m)
127	199	170	5
128	202	324	10
124	198	677	20
129	199	864	25
		1026	30

$$\bar{N}_1 = 127 /s.$$

$$\bar{N}_2 = 199,5 /s.$$

$$\bar{N}_3 = 0.568 /s.$$

$$C_{ca} = 2,52 \cdot 10^{-2} /s.$$

$$\tau = 0,5 \mu s.$$

El fondo en los diversos canales debido a radiación cósmica, contaminación, etc., medido durante 5 m. ha resultado:

$$N_{1c} = 32 /s.$$

$$N_{2c} = 0.033 /s.$$

$$C_{cc} \approx 0$$

$$\text{Aplicando la fórmula: } N = \frac{(N_1 - N_{1c})(N_2 - N_{2c})}{N_3 - C_{ca} - C_{cc}}$$

donde $C_{ca} = 2,52 \cdot 10^{-2} /s.$ resulta:

$$N = 1,22 \pm 0,05 \mu\text{C}$$

al 13-X-1954.- Considerando la vida media del $\text{Co}^{60} = 5,21$ años resulta por decaimiento natural una actividad de $1,19 \mu\text{C}$ a la fecha de recalibración, resultando una diferencia de 2,6 % respecto de la calibración de Paris.-

Luego se ha calibrado otra fuente de Co^{60} de actividad mayor pero desconocida obteniéndose los siguientes valores:

N_1	N_2	C	t (m.)
157	141	16	8
152	140	34	10
154	142	50	15
154	141	69	20
156	139	82	25
154	141	94	30
153		107	35

$\bar{N}_1 = 154 /s.$

$\bar{N}_2 = 141 /s.$

$\bar{N}_3 = 0,051/s$

$C_{ca} = 2,2 \cdot 10^{-2} /s.$

Resulta $N = 10 \pm 2 \mu C$

Los valores de N_1 y N_2 son medidos varias veces durante la experiencia de modo de obtener una buena estadística, empleándose luego los valores promedios.-

Los errores de medida son debidos a distintas causas*: correlación angular de la radiación coherente, con la cual se destruye la isotropia de la fuente, difracción de la radiación por los distintos soportes y por el aire, pequeñas variaciones del tiempo de resolución del circuito de coincidencias, variaciones del fondo, distintas inestabilidades en la alimentación de los detectores y otras partes del equipo, y la fluctuación estadística del fenómeno.-

En nuestra primera calibración se registraron 1026 coincidencias lo cual introduce un error por fluctuación estadística de 3 %.-

En la segunda medición se obtuvo 107 coincidencias que introducen un error por fluctuación estadística de 10 %.-

Como se ha empleado detectores de dimensiones reducidas, y colocados convenientemente el fondo de coincidencias casuales es despreciable, por lo cual se ha tomado $C_{ca} = 0$.-

Con el equipo utilizado puede trabajarse con rendimiento 100 % para $\tau = 0,5 \mu s$ a $1 \mu s$. obteniéndose un rendimiento de aproximadamente 80 % para $\tau = 0,3 \mu s$.

Por lo tanto el rango de medición con el mismo cubre desde $1 \mu C$ a $50 \mu C$.-

III.- METODO DE LA CAMARA DE IONIZACION

LA CAMARA DE IONIZACION: Para este tipo de mediciones son convenientes las cámaras de geometría 2π y 4π , es decir, tales que en ellas penetre la mitad o la totalidad de la radiación emitida por la fuente.- Dado el distinto alcance y poder ionizante de las diversas radiaciones, la sensibilidad a ellas de la cámara depende de la distancia interelectródica y de las propiedades del gas que llena la cámara.-

En el caso de medirse radiaciones γ es conveniente aumentar la presión del gas en la cámara pues esto aumenta el número de iones/cm producidos, permitiendo disminuir las dimensiones de la cámara; este aumento de presión tiene el inconveniente de exigir mayor tensión interelectródica para obtener la corriente de saturación, es decir, para impedir la difusión y recombinación de los iones.-

La elección del gas está determinada por su sensibilidad a la radiación y además por la tensión de saturación; así por ejemplo, el aire a presión normal necesita la misma tensión aproximadamente que el Argón a 10 atmósferas, esto indica claramente la ventaja de este último.

MEDICION DE LA CORRIENTE DE IONIZACION: El método más usado actualmente para medir las corrientes de muy pequeña intensidad provenientes de las cámaras de ionización consiste en la utilización de amplificadores electrométricos. La corriente se hace pasar por una resistencia de alto valor dispuesta en el circuito de grilla de control de una lámpara electrométrica (figura a), con este procedimiento se puede medir la caída de tensión sobre la resistencia y por tanto la corriente de ionización.-

Hay dos maneras de aumentar la sensibilidad del instrumento: a) aumentar R; b) aumentar la sensibilidad de la lámpara.- a) para aumentar R hay dos limitaciones: 1) la corriente de grilla de la lámpara y la aislación de la grilla.- Las lámparas electrométricas son, justamente, lámparas con muy alta aislación de grilla y muy baja corriente de grilla.-

b) La sensibilidad de la lámpara está limitada por los ruidos de la resistencia R y de ella misma.-

Otro inconveniente que se resenta es la inestabilidad del cero del galvanómetro debido al envejecimiento de la lámpara y al desgaste de las baterías.- Para obviar este inconveniente se construyen circuitos balanceados, por ejemplo, con dos lámparas dispuestas de tal modo que el desgaste de una compensa el de la otra (figura b).-

Aparte de estos circuitos se ha desarrollado comercialmente para la medida de corrientes muy débiles, los amplificadores a "barra vibrante".- Estos instrumentos convierten el voltaje de corriente continua en alterna por medio de una capacidad oscilante, este voltaje de alterna es amplificado, rectificado y medido en un voltímetro de 0-1 volt, están provistos de tres resistencias seleccionables de 10^8 ; 10^{10} y 10^{12} Ohm, estos instrumentos son muy estables.-

MEDICION DE FUENTES DE Co^{60} .- El Co^{60} emite partículas β de 0,31 Mev y rayos γ de 1.17 y 1.33 Mev. Tiene una vida media de 5,2 años.- Debido a que muchas de las fuentes disponibles de Co^{60} son de dimensiones apreciables se produce autoabsorción de partículas β , por tanto se ha elegido para las mediciones una cámara γ pues la autoabsorción de los rayos γ es despreciable.-

La cámara tiene la forma de un cilindro con un orificio coaxial por el cual se puede introducir la muestra de material radiactivo.- Un corte longitudinal de la misma se ve en figura c.- En su interior hay Argón a 20 atmósferas.-

La tensión entre electrodos debe proveerse por medio de una fuente de tensión estabilizada.- El voltaje de saturación depende mucho de la intensidad de la fuente a medir, en la figura d se ven las tensiones desarrolladas sobre la resistencia de medida en función del voltaje aplicado, para 3 fuentes de distinto valor.-

Dado que los circuitos antes mencionados están en su etapa experimental, se ha usado un electrómetro de barra vibrante.-

Mencionaremos las precauciones a tomar con tal aparato;

- a) La conexión entre la cámara de ionización y el electrómetro debe ser muy bien aislada, blindada y el blindaje conectado a tierra.-
- b) Deben calibrarse las escalas del voltímetro, pues no son de gran precisión, además la calibración debe repetirse periódicamente debido a la variación temporal de las resistencias de medida.-
- c) Las resistencias de 10^8 ; 10^{10} y 10^{12} Ohm son solo aproximadas de modo que para una serie de mediciones a comparar entre sí debe usarse siempre la misma resistencia, esto limita el rango de fuentes comparables; siendo la menor escala del voltímetro de 10 m Volt y la mayor de 1 Volt, la máxima relación de intensidades comparables es del orden de 1 a 200.-
- d) Es esencial en estas mediciones que haya una buena conexión a tierra.-

Para las mediciones hechas se ha dispuesto de un patrón consistente en una aguja de Co^{60} medida por la Atomic Comisión of Canadá cuyo valor al 30/11/53 era de 2.37 m. Curie.

Las causas de error en los resultados son: un 2 % de error aproximadamente por la medición misma, un 3 % de error atribuido al patrón y el debido al error de la vida media del Co^{60} , este último error aparece cuando se quiere conocer el valor de una fuente a una fecha distinta a la de la medición del patrón.-

Se midieron primeramente dos agujas de Co^{60} provistas a la Comisión Nacional de la Energía Atómica por el Dr. A.H.W. Aten, obteniéndose al 30/11/53.-

Segun medición	Según Dr. Aten
Fuente A ₁ 805 ± 40 μC	805 μC
Fuente S ₂ 820 ± 40 μC	854 μC

La concordancia es muy satisfactoria

Otra confrontación del método se ha obtenido al medir una fuente más pequeña y comparar con el resultado obtenido para la misma con el método de coincidencias.- Los valores al 14/10/54 son:

Medida relativa	Medida por coincidencias
18,2 ± 1,1 μC	19 ± 2 μC

La concordancia es buena.-

Finalmente se dispuso de una fuente muy pequeña que por la dificultad anotada en c) no se pudo comparar con la fuente patrón de 2,37 μC pero si con la de 18,2 μC, obteniéndose al 14/10/54.

Medida relativa	Medida por coincidencias
1,20 ± 0,12 μC	1,22 ± 0,05 μC

Como se ve las medidas siguen coincidiendo muy bien.-

En resumen, puede decirse que las comparaciones hechas permiten asegurar que las mediciones que se efectúan con la instalación descripta serán dignas de fé.-

Resta un único inconveniente que sería el aumento del error de las mediciones relativas a los patrones disponibles a medida que pase el tiempo, debido al error de la vida media del Co^{60} , este inconveniente se obviará por la utilización de patrones de radium, el cual, debido a su vida media muy grande, se podrá considerar prácticamente constante.-

B I B L I O G R A F I A

Mitchell : Rev. Mod. Phys. 20 296 (1948)

Bleuler-Goldsmith : Experimental Nucleonics New York (1952).-

Mallmann : Método de coincidencias, su aplicación al estudio de esquemas de desintegración .- (Publicación CNEA mayo 1953).-

De Waard H. : Scintillation coincidence studies of the decay of Hg^{181} and Og^{193} and the isomerism in odd proton nuclei Univ. of Groningen. Tesis marzo 1954.-

E. Picard - A. Rogozinski : Sur la limitation de la propagation de la décharge dans les compteurs GM. Le Journal de Physique et Radium - 14 304 mayo 1953.-

E. Picard - A. Rogozinski : Rapport C E A N° 176 1953 Saclay

Barnothy - Forro : Rev. Sci. Inst. 22 415 (1951) Coincidence methods of Measuring Disintegration Rates of Radiactive Sources.-

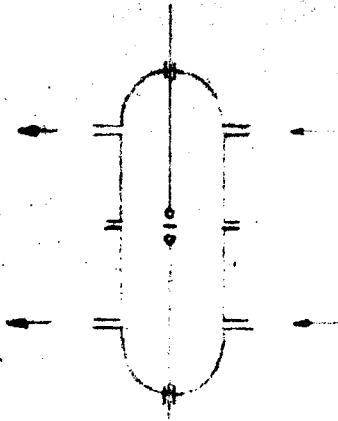


fig.1

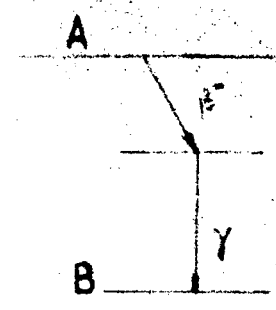


fig.2

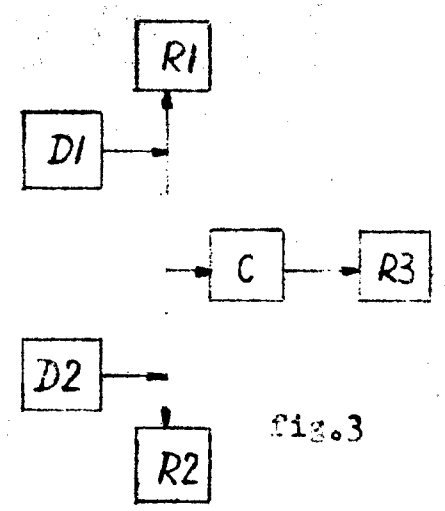


fig.3

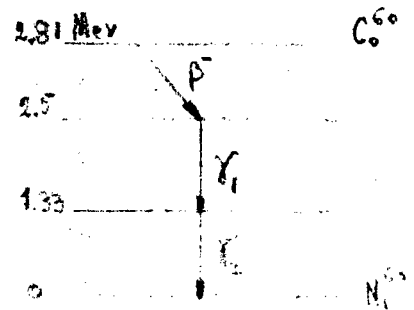


fig.4

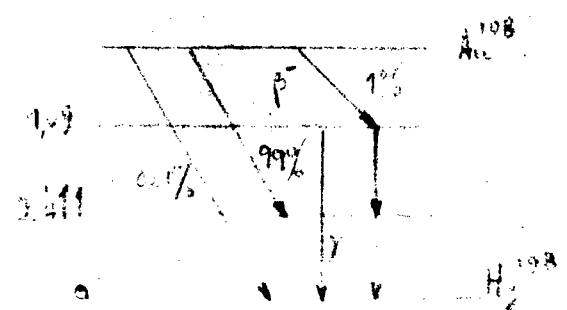


fig.5

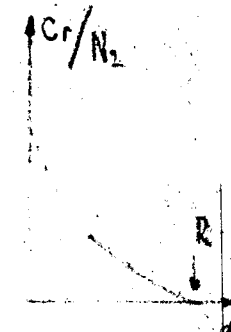


fig.6

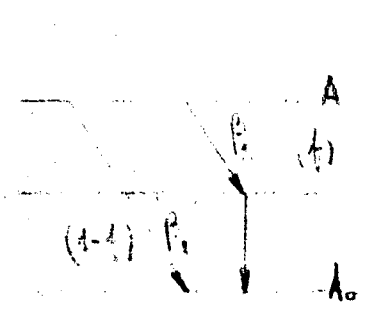


fig.7

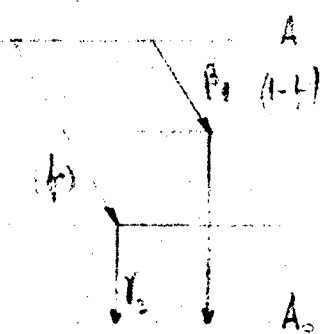


fig.8

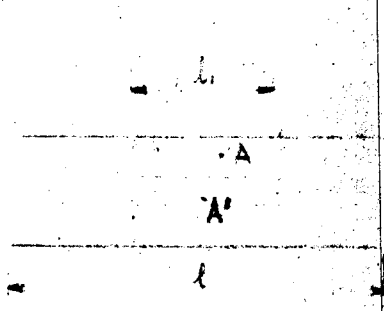


fig.9

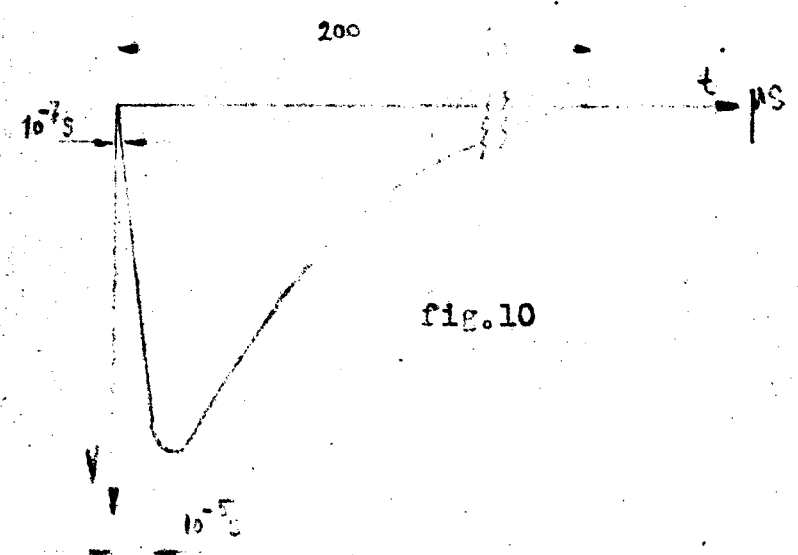


fig.10

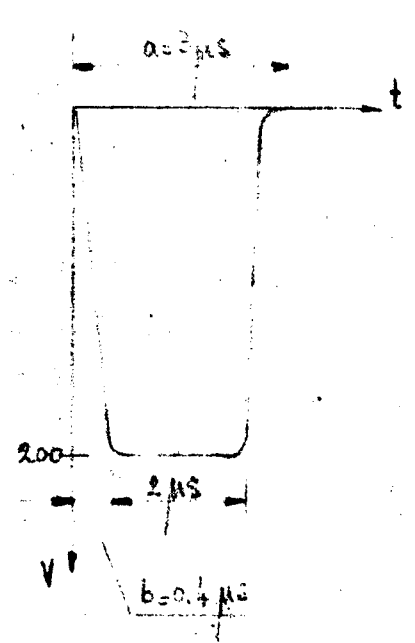


fig.11

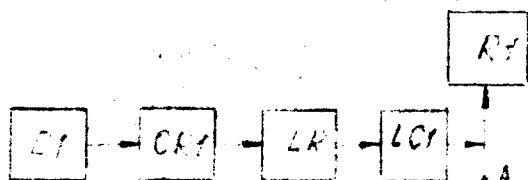


Fig. 12

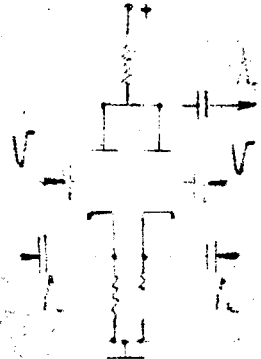


Fig. 13

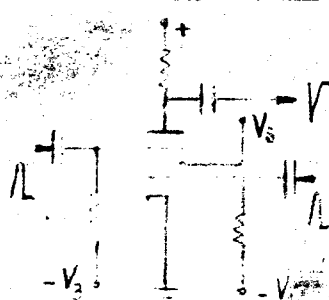


Fig. 14

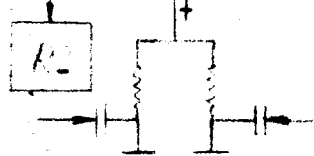


Fig. 15

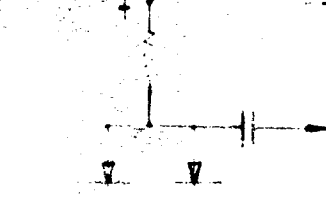


Fig. 16

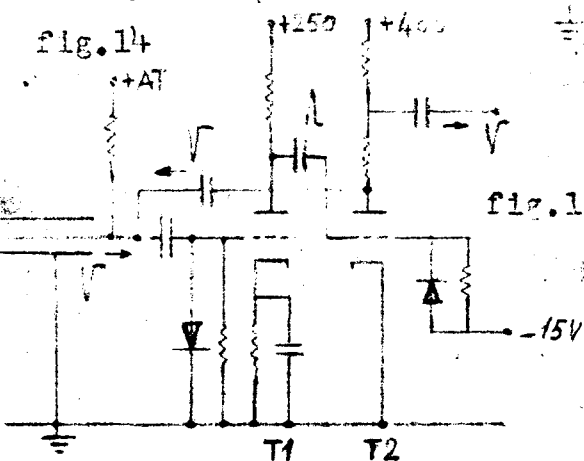


Fig. 17

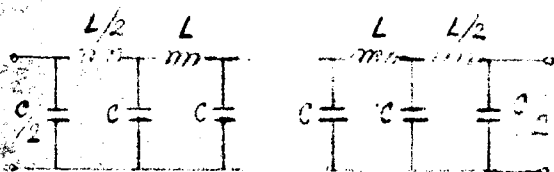


Fig. 18

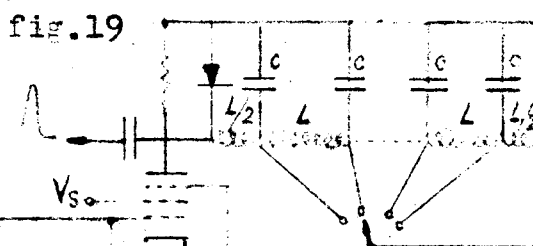


Fig. 19

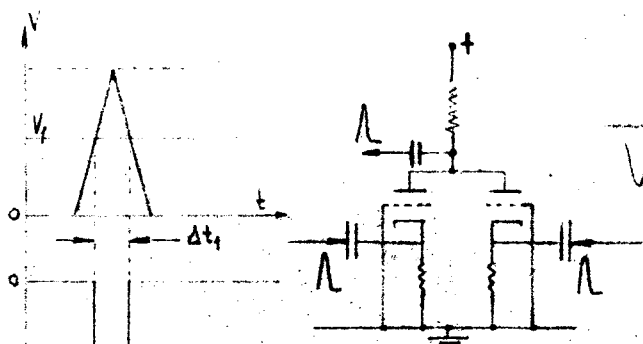


Fig. 20

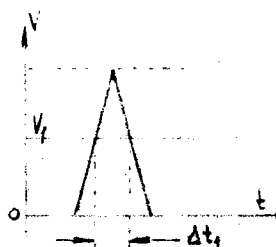
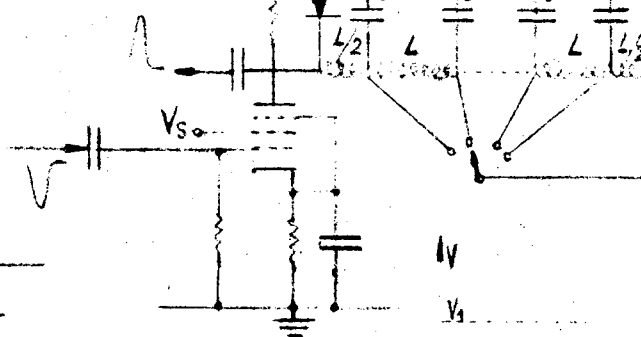


Fig. 22

Fig. 20

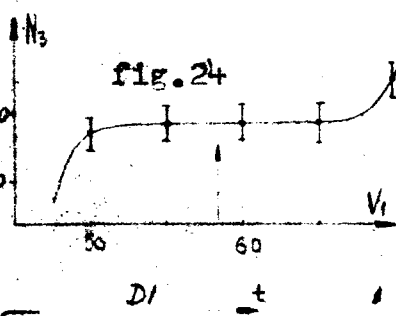


Fig. 24

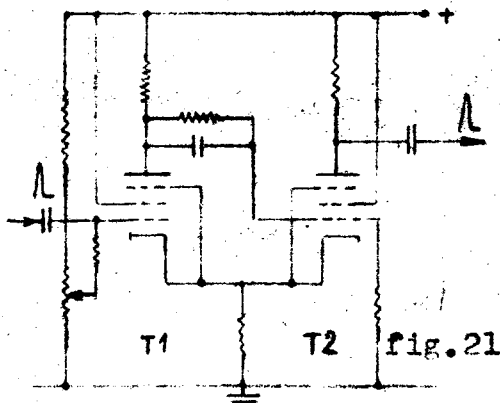
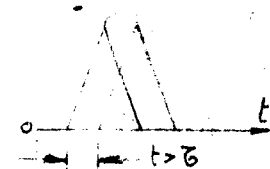


Fig. 21

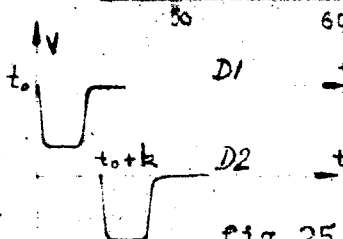


Fig. 25

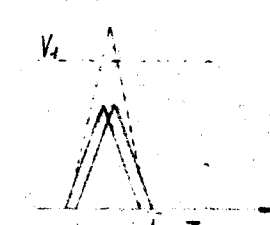


Fig. 23

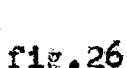


Fig. 26

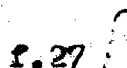


Fig. 27



Fig. 28

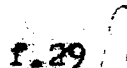


Fig. 29

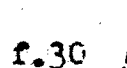


Fig. 30

k-b

k+b

k-b

k-b

k-b

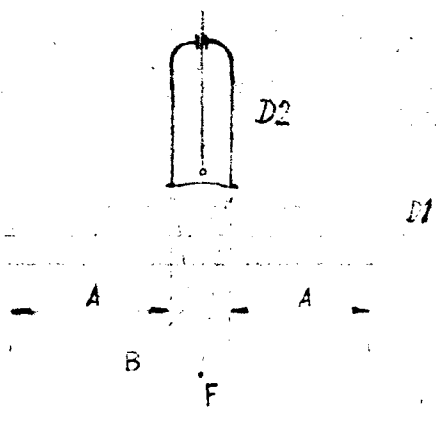


fig.31

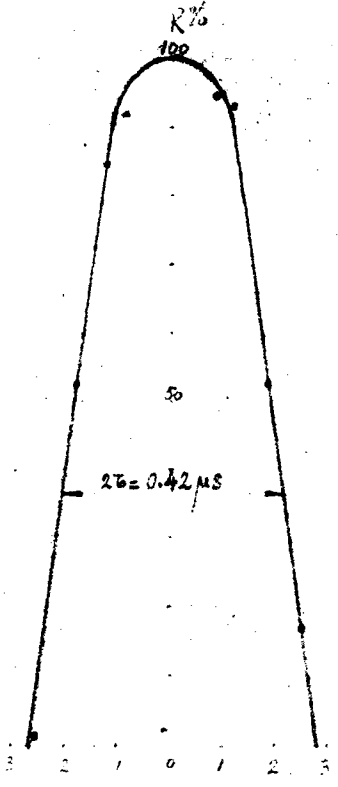


fig.32

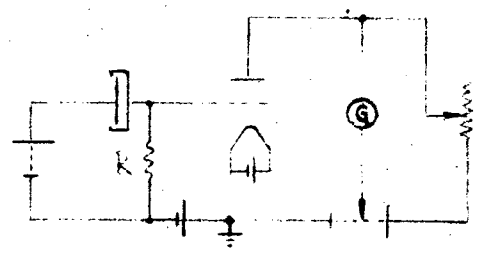


fig.a

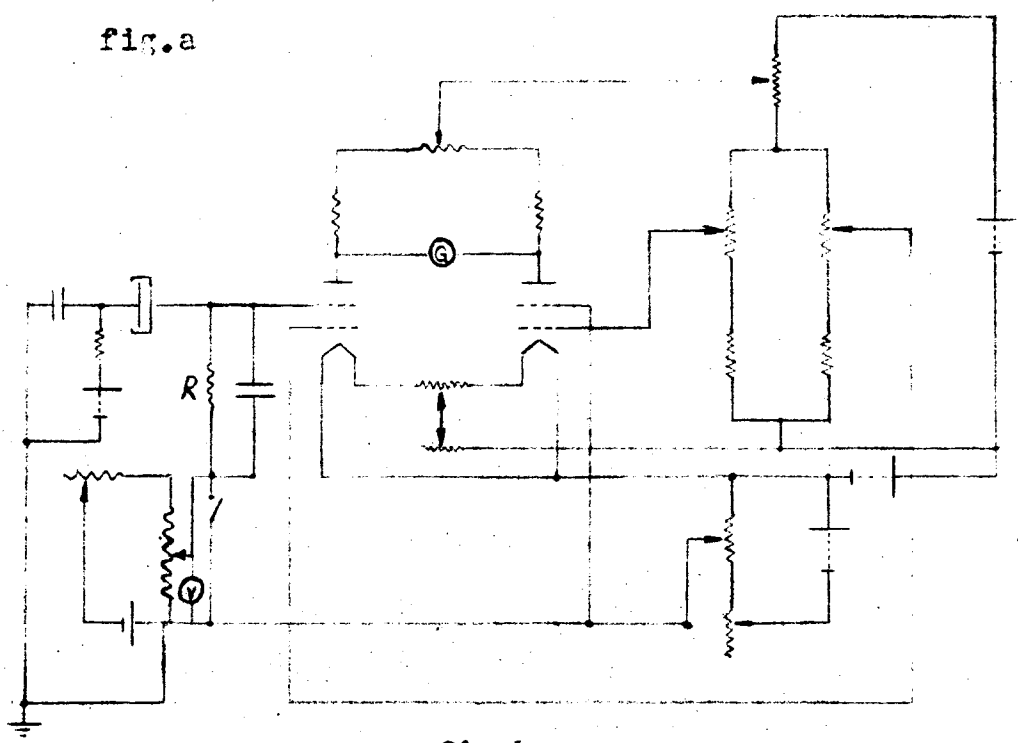


fig.b

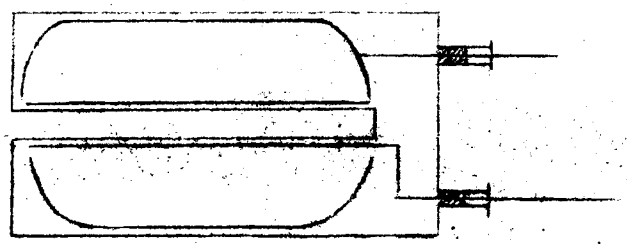
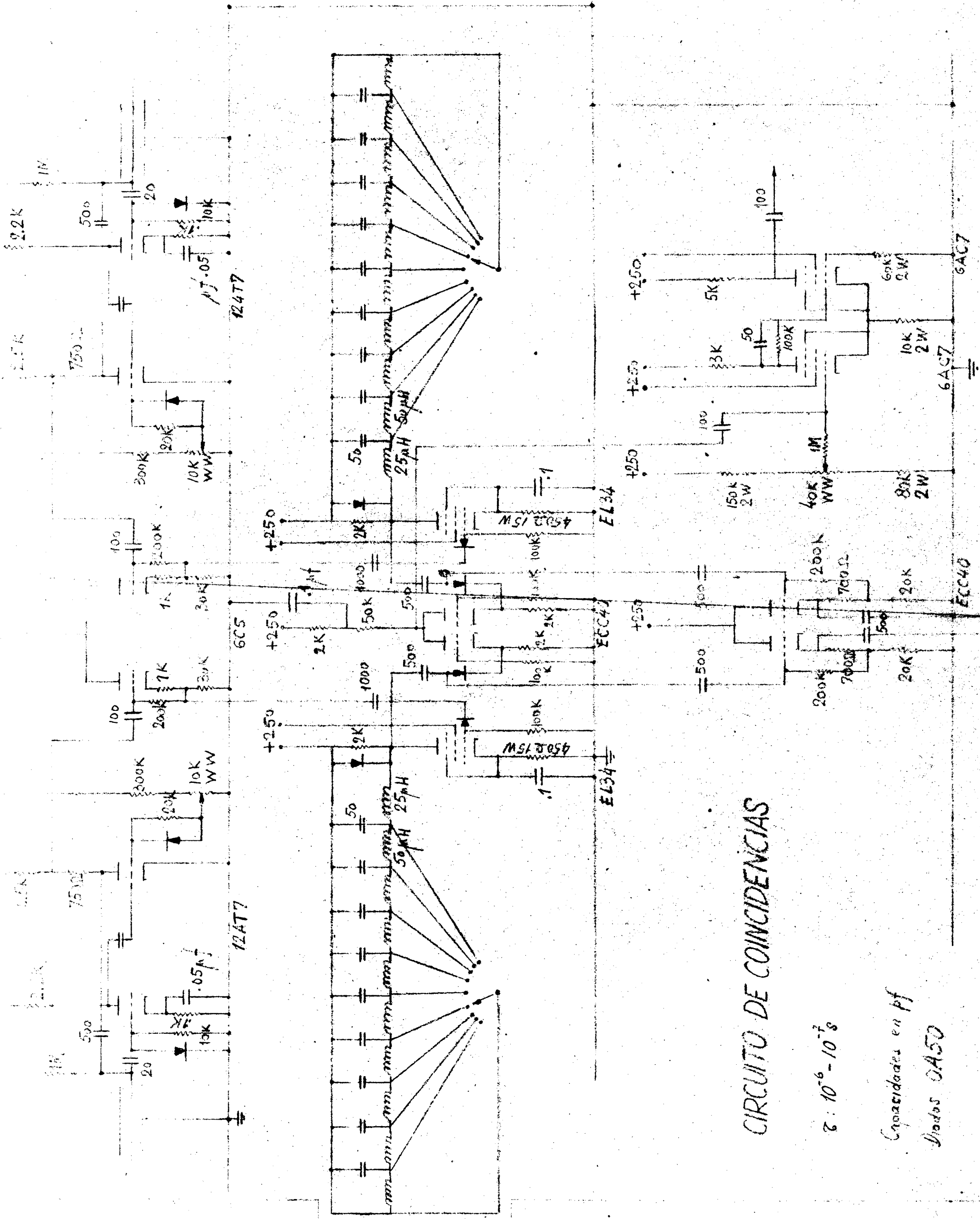


fig.c



CIRCUITO DE COINCIDENCIAS

$\tau : 10^{-6} - 10^{-7} s$

Capacidades en pf
Diodos OA50