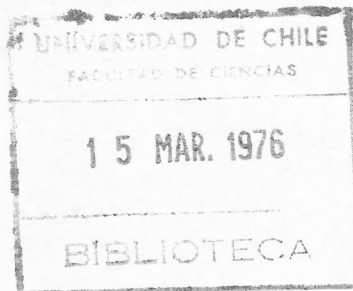


UCH-FC  
LIC F  
D687  
CA

**MEDICION DE VIDA MEDIA EFECTIVA EN  
DETECTORES Si (Li), PARA PARTICULAS CARGADAS**

**José Pedro Donoso González**



**Trabajo presentado como requisito  
para optar al grado de Licenciado  
en Ciencias con mención en Física,  
Facultad de Ciencias, U.de Chile.**

**Enero de 1976  
Santiago de Chile.-**

A MIS PADRES  
Y HERMANOS.

### AGRADECIMIENTOS

Deseo agradecer a todas las personas que han participado en mi formación y enseñanza.

Al profesor A. ESCALONA y los doctores J. EDWARDS y R. MORALES por su amistad y entusiasmo.

Al Dr. L. BIRSTEIN, por su permanente comprensión y estímulo, gracias al cual se logró este trabajo.

Finalmente, a la Comisión Chilena de Energía Nuclear, quien patrocinó este trabajo.

## I N D I C E

	<u>Pag.</u>
- Índice	
- Introducción	1
- Capítulo I: "La colección de carga"	4
- Capítulo II: "Metodo experimental"	10
- Capítulo III: "Discusión"	17
- Capítulo IV: "Conclusiones"	24
- Apéndice (Nomograma)	27
- Tablas y gráficos	28
- Referencias	44



## INTRODUCCION

Muchos instrumentos para detección de radiación están basados en la ionización que se produce en el medio frenador por causa de la partícula incidente<sup>1</sup>.

Consideremos un medio dieléctrico limitado por dos superficies conductoras a las cuales se aplica una diferencia de potencial. Por ejemplo, una cámara de ionización con medio gaseoso. Al pasar una partícula cargada sufre un frenamiento con una consiguiente pérdida de energía que se traduce en excitación e ionización.

La ionización consiste en que los átomos del medio pierden electrones creándose de esta manera pares electrón-ión, (en el caso de la cámara de ionización), o pares electrón-hueco, (en detectores de estado sólido). Los iones y electrones son colectados en los electrodos en los cuales existe una diferencia de potencial. Si no hay voltaje entre los electrodos, los iones se recombinan con los electrones y no habrá colección de carga.

Cabe hacer notar además que en la cámara de ionización, el medio dieléctrico no tiene cargas libres, o sea, cuando inyectamos cargas, estas son las únicas que estarán presentes.

Una importante diferencia entre el sólido y el medio gaseoso, es que se producen más pares electrón-hueco en el sólido que pares iónicos en el gas, por unidad de pérdida de energía de la partícula incidente. Esto significa que la dis-

persión en el sólido es mucho menor que en el medio gaseoso, lo que implica que la resolución límite del detector de estado sólido es más alta. Otras diferencias que hacen más atractivos a los detectores de estado sólido son su tamaño más pequeño y su respuesta más rápida.

Los portadores no solo pueden perderse por recombinación en su desplazamiento a los electrodos sino que también pueden ser atrapados temporalmente por defectos o imperfecciones.

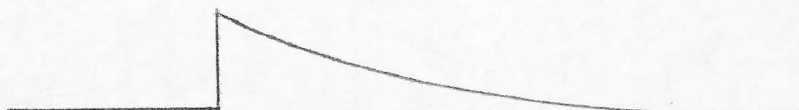
El fenómeno de recombinación también está ligado a los centros de atrape porque los defectos, que pueden ser estructurales o impurezas químicas, detienen momentáneamente al portador, y sabemos que la sección eficaz de recombinación aumenta cuando los portadores están detenidos y es mucho menor si estas están en movimiento.

En un sólido tenemos cargas libres, es decir, está presente una densidad de carga formada por portadores que están naciendo y muriendo continuamente y definen un estado de equilibrio.

En ausencia de un campo eléctrico, la detección de una partícula implica una salida del equilibrio existente en el medio y se manifiesta una tendencia inmediata de volver al estado de equilibrio anterior, a través de recombinación y atrape.

El tiempo que demora en volver a este estado de equilibrio decae exponencialmente:

Fig. 1:



Recombinación y atrape son, entonces, dos procesos que interfieren con la colección de carga y están caracterizados por un parámetro  $\tau$ , llamado vida media que nos dá una idea del tiempo de supervivencia de los portadores dentro de la zona sensible. En forma cualitativa vemos que si la densidad de defectos de un cristal es muy grande, hay una gran probabilidad de que el portador sea atrapado, entonces la vida media de los portadores será considerablemente menor.

Por esto es muy importante conocer la vida media de los portadores, ya que nos dá una idea de la densidad de defectos y la perfección de la estructura cristalina o sea, es una medida de la calidad del cristal.

El objetivo de este trabajo es medir la vida media efectiva de los portadores en detectores de Si (Li). Decimos vida media efectiva porque la medimos en el interior del volúmen del sólido, (y nó en la superficie como lo hacen generalmente los fabricantes de cristales), lo que dá una medida mucho más realista y confiable del  $\tau$ .

CAPITULO 1.-



## LA COLECCION DE CARGA

La vida media la hemos definido<sup>2</sup> de manera que después de un tiempo  $t$  de un fenómeno de ionización, la fracción de portadores de carga que queda es:

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1)$$

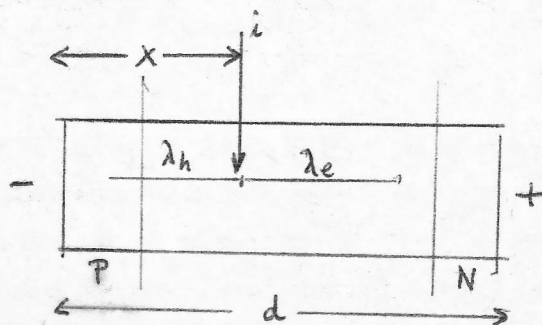
en que  $N_0$  es la carga inicial ( $t=0$ ). Podemos verificar que el tiempo medio  $\langle t \rangle$  es efectivamente una vida media  $\tau$ , tomando el promedio de la función  $N(t)$ :

$$\langle t \rangle \equiv \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N(t) dt = \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} dt = \tau$$

Definamos el parámetro  $\lambda$ , llamado longitud de difusión, que representa la distancia recorrida por un portador en presencia de un campo eléctrico  $E$ , cuya movilidad es  $\mu$ , en su vida media  $\tau$ .

Consideremos un detector, como el de la figura 2, en el que las placas están separadas por una distancia  $d$ , y se aplica un campo eléctrico uniforme  $\vec{E}$  entre ellas y la radiación incide perpendicular con  $\vec{E}$ .

Fig. 2.



Este modelo es característico de radiación  $\gamma$  y de partículas cargadas y es perfectamente aplicable a nuestro caso en que las partículas alfa inciden por la región P.



Como las partículas  $\alpha$  tienen una penetración muy pequeña, comparada con la zona sensible del detector, del orden de  $24 \mu$  para radiación  $\alpha$  incidente de  $6 \text{ Mev}^3$ , podemos suponer que los pares electrón-hueco se producen en forma casi puntual, como es característico de este modelo.

El siguiente es el análisis para los electrones; para los huecos es similar.

Consideremos una capa del detector de espesor  $dx$ . El número de electrones en el elemento  $dx$  es:

$$\frac{N_0}{d} dx \quad (2)$$

y la probabilidad de que cualquiera de estos electrones tenga  $\lambda$  entre  $y$  e  $y+dy$  es:

$$\frac{1}{\lambda_e} \exp(-y/\lambda_e) dy \quad (3)$$

El pulso de carga debido a estos electrones es:

$$q \left(\frac{y}{d}\right) \left(\frac{N_0}{d} dx\right) \frac{1}{\lambda_e} \exp(-y/\lambda_e) dy \quad (4)$$

La probabilidad de un electrón de moverse al menos una distancia  $x$  hasta el electrodo es:

$$\exp(-x/\lambda_e) \quad (5)$$

La carga total debida a todos los electrones producidos en esta capa está dada por la integral de  $Y$  desde  $0$  a  $X$  de la ecuación (4) agregando una carga fija apropiada para el resto de los electrones que alcanzan al electrodo, o sea la carga total debida a los electrones producidos en la capa de espesor  $DX$  es:

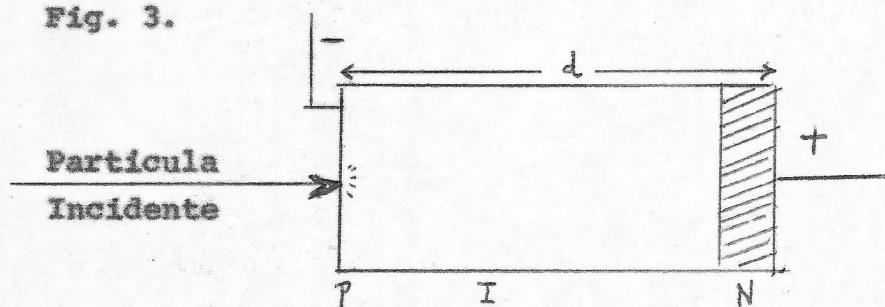
$$\begin{aligned}
 Q_e &= \frac{N_0 e dx}{d^2 \lambda_e} \int_0^x y e^{-y/\lambda_e} dy + \frac{N_0 e}{d^2} x e^{-x/\lambda_e} dx \quad (6) \\
 &= \frac{N_0 e dx}{d^2} \lambda_e \left\{ e^{-x/\lambda_e} \left( -\frac{x}{\lambda_e} - 1 \right) + 1 \right\} + \frac{N_0 e}{d^2} x e^{-x/\lambda_e} dx \\
 &= \frac{N_0 e dx}{d^2} \lambda_e \left\{ 1 - \exp(-x/\lambda_e) \right\}
 \end{aligned}$$

La carga total colectada es la suma de las contribuciones totales de huecos y electrones:

$$\begin{aligned}
 Q_T &= Q_e + Q_h \quad (7) \\
 &= \frac{N_0 e}{d^2} dx \left\{ \lambda_e (1 - e^{-x/\lambda_e}) + \lambda_h (1 - e^{-(d-x)/\lambda_h}) \right\}
 \end{aligned}$$

El espesor de la zona sensible de nuestros detectores es, en-  
tonces  $d$ : ( $d = 2,50 \pm 0,05$  mm)

Fig. 3.



Las partículas  $\alpha$  inciden en la región P y, como ya dijimos, tienen un alcance muy pequeño, entonces la ionización de una partícula se produce en forma casi puntual al entrar al detector.

Como consecuencia de esto, los huecos son inmediatamente colectados, en cambio los electrones tienen que recorrer una gran distancia, correspondiente a casi la totalidad de la zona sensible, hasta el anodo y son los que contribuyen

al proceso de colección de carga.

Por lo tanto la contribución de los huecos es nula, reduciendo así la ec. (7) a:

$$Q = \frac{N_0 e}{d^2} dx (\lambda (1 - e^{-d/\lambda})) \quad (8)$$

La carga total generada por la radiación incidente es:

$$Q_0 = \frac{N_0 e}{d} \int_0^d dx = N_0 e$$

Definimos el cociente carga colectada-liberada:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-d/\lambda}) \quad (9)$$

llamada eficiencia de colección de carga o relación de Hecht<sup>4</sup>

Definamos  $Z \equiv \frac{1}{\mu z} = \frac{V}{\lambda d}$  (10)

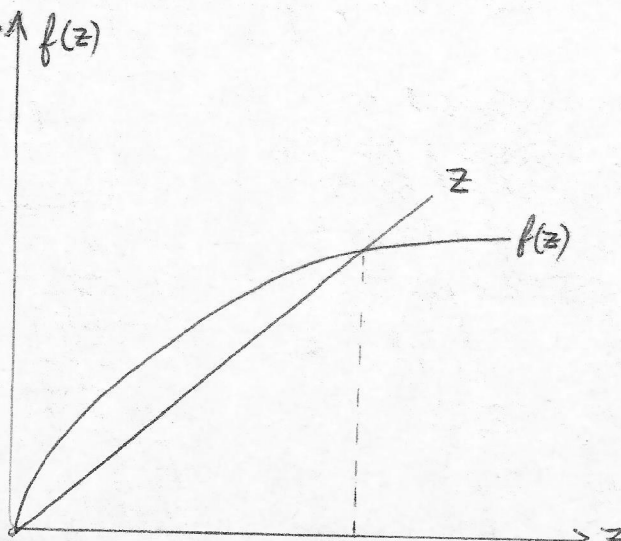
$$A \equiv \frac{d^2}{V} \left( \frac{Q}{Q_0} \right) \quad B \equiv \frac{d^2}{V} \quad (11)$$

entonces:

$$Z = \frac{1}{A} (1 - e^{-BZ}) = f(Z) \quad (12)$$

ecuación trascendente de colección de carga:

Fig. 4.  $\uparrow f(z)$



Medimos la vida media efectiva de los portadores a partir del estudio de la eficiencia de colección de carga versus el voltaje efectivo. Conociendo experimentalmente  $Q/Q$  y  $V$  podemos calcular las constantes  $A$  y  $B$ , que una vez introducidas en la ec. 12 nos permite conocer  $Z$ , es decir

$\mu_e \cdot \tau_e$

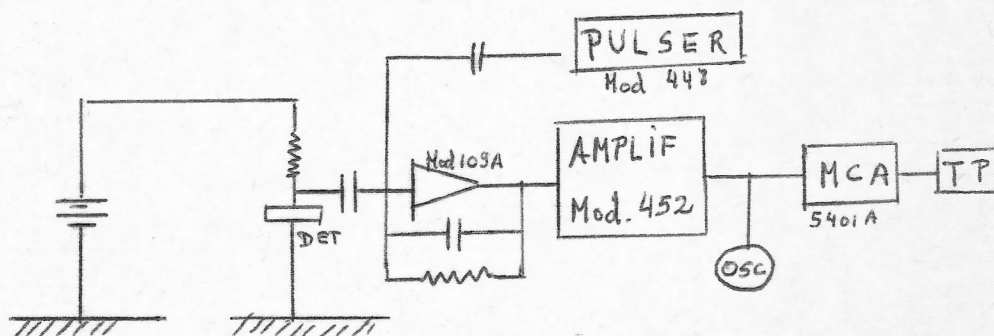


CAPITULO 2.-



el pre amplificador.

Fig. 5.



Se alimenta el detector con una fuente de poder ORTEC (Mod. 210), con polaridad positiva, que tiene una no linealidad menor del 0,25% en el selector garantizado por el fabricante, y con varios circuitos de protección y regulación.

La señal del detector es procesada por una electrónica convencional formada por:

- i) Pre amplificador ORTEC, (Mod. 109A) transistorizado y con resistencia de polarización para el detector de  $10\text{ M } \Omega$ .
- ii) Amplificador ORTEC (Mod. 452) de ganancia y tiempo de formación de pulsos variable. La no linealidad está garantizada como menor que 0,05%
- iii) Osciloscopio Tektronix (Mod. D10)
- iv) Multicanal Hewlett Packard (Mod. 5401A)
- v) Teletipo para sacar la información

El montaje general puede verse en la figura 10.

Previamente a las mediciones se calibró el multicanal utilizando un generador de pulsos ORTEC (Mod. 448), quitando

previamente la fuente alfa del área donde pudiera afectar el detector. Se garantiza una no-linealidad menor que 0,1% y una estabilidad de amplitud del pulso menor 0,001%.

Para la calibración se utilizó una fuente  $\alpha$  llamada triple que está compuesta de los radioisótopos Am - 241 (5,4860 Mev), Cm - 244 (5,806 Mev.) y Pu - 239 (5,1557 Mev).

Luego se hizo un estudio experimental usando el generador de pulsos y variando las constantes de tiempo del amplificador, que es el tiempo de conformación del pulso.

Si el tiempo de crecimiento es mayor que el tiempo de conformación, cabría esperarse deformaciones en los espectros, pero estos no se observaron. En el caso contrario, es decir, si el tiempo de crecimiento es menor que el de conformación no deben presentarse estos problemas salvo los debidos a los diferentes componentes de ruido.

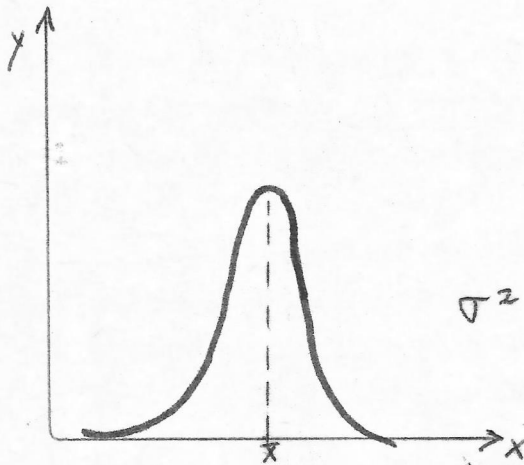
Se comprobó que con una constante de tiempo de  $0,25 \mu$  seg. y polarización efectiva de 300 vlts. aparecen deformaciones en los espectros, por lo que fue descartada para usarse.

Luego se reemplaza la fuente triple por otra fuente alfa de Cf - 252 (6,12 Mev) y hacemos un estudio de la resolución en función de la constante de tiempo del amplificador (figura 18). Basicamente lo que buscamos es la constante de tiempo óptimo para la cuál la resolución de energía es mejor. Se trabajó con  $t = 0,5 \mu$  seg en el 300. Con esta constante de tiempo se hicieron las medidas, variando el voltaje efectivo y tomando espectros con una buena estadística de cuentas.

Para procesar los resultados, el primer problema que hay que resolver es el de obtener la media y la dispersión de las distribuciones obtenidas.

La figura 14 muestra el espectro que se obtiene con cualquiera de los 2 detectores con  $V_{\text{eff}} = 250$  volts. Las figuras 15, 16 y 17 muestran las variaciones en las formas de los espectros, los que se discutirán más adelante.

Se estableció el siguiente criterio para definir la media y la dispersión de las distribuciones dadas<sup>6</sup>:



$$\bar{x} = \frac{\sum x(i) y(i)}{\sum y(i)} \quad (13)$$

$$\sigma^2 = \frac{\sum x(i)^2 y(i)}{\sum y(i)} - \bar{x}^2$$

La lectura de las cintas codificadas se hizo en la computadora PDP-15 del Centro de Energía Nuclear, utilizando un programa FORTRAM (Programa 1) que consta fundamentalmente de 2 partes: la primera de lectura de datos y codificación y la segunda de operación o cálculo de  $\bar{x}$  y  $\sigma^2$

Como el multicanal está calibrado, conocemos la energía que corresponde a cada canal. Si  $E$  es la energía de la radiación incidente y el número de pares electrón-hueco generado es  $N$ , entonces

$$E = \epsilon N \quad (14)$$

en que  $\epsilon$  es la energía por par.

Por otra parte la carga producida por  $N$  pares es:

$$Q = Ne \quad (15)$$

entonces

$$E \propto Q$$



la energía es proporcional a la carga colectada.

Hemos definido a  $Q_0$  como la carga total generada por la radiación incidente. Este valor lo obtenemos promediando las energías de las distribuciones correspondientes a las tensiones efectivas de polarización más altas.

Los resultados están en los gráficos N° 19 y 20 en que se presenta el cociente  $Q/Q_0$  de eficiencia de colección de carga en función del voltaje efectivo.

Luego tenemos que resolver la ecuación trascendental de colección de carga (ec.12) y determinar su solución como el producto  $\mu \cdot Z$ . Para esto se escribió el programa N° 2 en lenguaje FORTRAM que fundamentalmente consta de 3 partes:

- i) Lectura de los constantes A y B definidos en la ec.11 y un número x muy pequeño, arbitrario.
- ii) Convierte x en  $z = 1/x$  y realiza la operación
$$f(z) = \frac{1}{A} (1 - e^{-Bz})$$
- iii) El valor obtenido  $f(z)$  lo compara con z y si no son iguales hasta el noveno decimal, repite la operación  $f(f(z))$ , y así sucesivamente hasta obtener la solución buscada.

El resultado que obtenemos es el producto  $\mu \cdot Z$  que es tán tabulados en la tabla N° 1.

Solamente están considerados los  $\mu \cdot Z$  de la zona que interesa analizar, o sea, aquella no lineal de las figuras 19 y 20. Es la zona en que la colección de carga es claramente incompleta, es decir, la zona anterior a la saturación de carga).



CAPITULO 3.-

## DISCUSION

Se puede observar en la tabla 1 que los valores del producto  $\mu \cdot \tau$  del detector 300 son aproximadamente constantes, lo que es de esperar, ya que es un parámetro característico del detector e independiente de la polarización. El valor promedio es:

$$\langle \mu \cdot \tau \rangle_{300} = 1,177 \pm 0,035 \times 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{V}$$

Para el detector 200 los valores de  $\mu \cdot \tau$  no son constantes, pero podemos distinguir 3 zonas:

- a)  $53 \leq V_{ef} \leq 61 \Rightarrow \langle \mu \cdot \tau \rangle = 7,06 \pm 1,62 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$
- b)  $39 \leq V_{ef} \leq 53 \Rightarrow \langle \mu \cdot \tau \rangle = 4,96 \pm 1,26 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$
- c)  $21 \leq V_{ef} \leq 39 \Rightarrow \langle \mu \cdot \tau \rangle = 2,74 \pm 0,90 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$

Las incertezas en los valores se deben a múltiples factores, entre los que se destacan:

- i) Problemas de lectura de escalas de voltaje efectivo de polarización
- ii) Las desviaciones en torno al valor promedio de las distribuciones espectrales obtenidas, especialmente en el detector 200, lo que da los grandes errores en la determinación de  $Q/Q_0$ .

La seguridad y precisión de cada medida, desde el punto de vista de la optimización de las técnicas de medidas; condiciones experimentales; y la estabilidad de la electrónica son razonables, porque los espectros mantuvieron una forma aproximadamente gaussiana, especialmente en el detector 300 que entregó distribuciones espectrales con muy buena resolución, incluso cuando la polarización era muy baja (menor de 10 volts), como puede verse en las figuras 14 y 15. No sucede

lo mismo con el detector 200 el cual para polarización efectiva menor de 50 volts entrega espectros absolutamente anormales, como puede verse en las figuras 16 y 17.

Como ya dijimos anteriormente, esto no se debe a deformaciones producidas por la electrónica. Cabría pensar que podría deberse a la contaminación superficial provocada por una impresión digital en la parte central de la superficie de la capa de oro del detector, lo que podría afectar la homogeneidad del campo eléctrico, especialmente cuando la polarización es menor de 50 volts.

Pero la magnitud de la anomalía de las distribuciones del detector 200 señalan mas bien a un defecto cristalino que hace que su comportamiento como detector sea tan diferente al detector 300 y que los espectros sean tan amorfas.

Lo que obtenemos de nuestros resultados experimentales es el producto  $\mu \cdot \tau$

Nos interesa despejar el valor de la vida media, la movilidad de los portadores.

En general <sup>(8)</sup>:

$$\mu = \mu(E, T) \quad (16)$$

en que E es el campo eléctrico y T la temperatura, y vamos a analizar cada dependencia separadamente.

I) En el estudio de la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico a temperatura ambiente distinguimos dos zonas:

- i) La zona óhmica donde el valor del campo eléctrico va desde 0 a 400 volt/cm. En esta zona la movilidad  $\mu_0$  puede considerarse independiente del campo con una

buena aproximación(  $\sim 10$ )

- ii) Zona de portadores tibios en donde el valor del campo eléctrico va desde 400 a 1.000 volts/cm, en donde la movilidad es:

$$\mu = \mu_0 (1 - \beta E^2) \quad (17)$$

en que  $\beta$  es un coeficiente independiente de E. Para el caso de temperatura ambiente podemos considerar la aproximación de la zona óhmica:  $\mu \approx \mu_0$  ya que el valor de  $\beta$  para Si tipo P es  $2,7 \times 10^{-9}$ .

- II) En el estudio de la dependencia de la movilidad con la temperatura, recordemos que se trabajó con los detectores a temperatura ambiente, donde la diferencia de la movilidad intrínseca y la movilidad del Si compensado es despreciable<sup>(9)</sup>. Esto se debe a que lo único que interviene es la interacción portador-Fonon o sea, con las vibraciones de la red cristalina, y no con las impurezas.

Como hemos dicho anteriormente, la contribución a la colección de carga se debe fundamentalmente a los electrones. El valor de la movilidad de los electrones a  $300^\circ \text{K}$  es  $1.350 \text{ cm}^2/\text{V seg}$ .

Con este valor, calculamos la vida media de los electrones  $\tau_e$ , que están resumidos en la tabla 2.

Para el detector 300 obtenemos un valor promedio:

$$\langle \tau \rangle = 87,2 \pm 26,1 \mu\text{seg.}$$

y para el detector 200 tenemos los valores  $5,2 \pm 1,2$ ;  $3,7 \pm 0,9$  y  $2,0 \pm 0,7 \mu\text{seg}$  en las zonas que ya hemos definido.



Por los problemas que acabamos de analizar, que se crean en el detector 200 con polarización baja, los valores correspondientes a las zonas B y C no son muy confiables por lo amorfo de las distribuciones espectrales, como ya dijimos anteriormente, y sólo tendría sentido el  $\tau = 5,2 \pm 1,2 \mu \text{ seg.}$

Analicemos este resultado desde el punto de vista de la corriente inversa.

La corriente inversa tiene básicamente 3 componentes: corriente de drift; corriente de generación y corriente de filtración superficial (7). En un detector P - I - N la corriente de generación es dominante y es aproximadamente constante (i.e. independiente de la polarización). Mayer et al (18) calcula la corriente inversa como:

$$I = q n_i \frac{d}{2\tau} (\text{Area}) \quad (18)$$

en que  $n_i$  es la concentración de portadores en el cristal intrínseco y vale  $1,3 \times 10^{10} \text{ } 1/\text{cm}^3$  para Si a  $300^\circ\text{K}$ . El área de nuestros detectores es  $3,1 \text{ cm}^2$ .

De acuerdo a esto, con  $\tau \approx 5 \mu \text{ seg}$  debería haber una corriente inversa superior a  $10^2 \mu \text{ A}$ , mucho mayor que los  $5 \mu \text{ A}$  de corriente inversa observados. Esto nos lleva a concluir que los  $5 \mu \text{ seg}$ . como vida media son desproporcionados con la realidad, o sea, contradicen el valor de la corriente observada.

No sucede lo mismo con el detector 300 cuyo resultado es compatible con la corriente inversa observada.

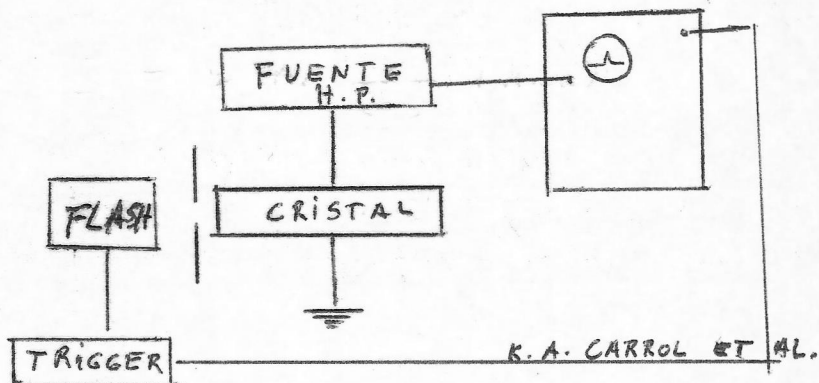
Si comparamos nuestro valor  $\langle \tau \rangle_c = 92,1 \pm 26,1 \mu \text{ seg}^*$  con el valor que da el fabricante a los cristales originales de Si ( $\tau_{\text{Fab}} = 10^3 \mu \text{ seg}$ ), se observa una gran diferencia que es perfectamente explicable, por la razón que el

\* Ver apéndice 2.

$\tau_{Fcb}$  es un valor medido sobre la superficie, mientras que el nuestro es el  $\tau$  efectivo, o sea, de los portadores en el volumen del cristal.

El método superficial<sup>(14)</sup> consiste en un pulso luminoso que se dispara con un flash de Xenon, al detector polarizado, el cual excita los portadores. El exceso de portadores produce un cambio inicial en la conductividad, la cual vuelve al estado de equilibrio cuando el destello termina y los portadores se recombinan. El número de portadores excitados decae en el tiempo según la ecuación (1) y son colectados en un electrodo y observados en un osciloscopio. El montaje utilizado es similar al mostrado en la figura:

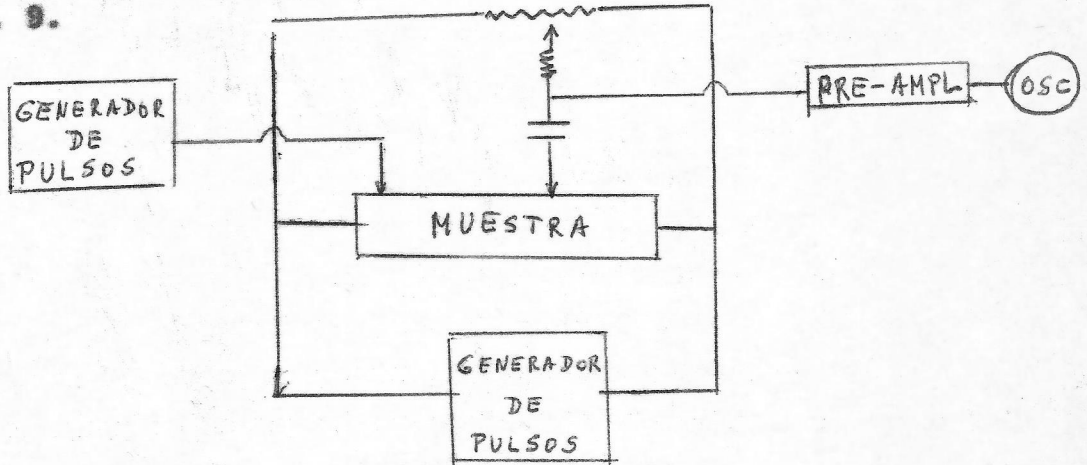
Fig. 7.



Entre el  $\tau$  medido sobre la superficie y el  $\tau$  efectivo se han observado diferencias de hasta un 85% en Ge<sup>(11)</sup> y hasta dos ordenes de magnitud en Si<sup>(14)</sup> y (15) por lo que nuestros resultados estan dentro de lo esperado.

Existen muchos otros métodos para medir vidas medias de portadores<sup>(16)</sup>. Por ejemplo el "Pulse decay method" P.D.M. de Haynes y Schakley<sup>(12)</sup>, modificado más tarde por Spitzer et al<sup>(13)</sup> que consiste en una inyección de portadores minoritarios a una muestra preparada con forma de filamento, mediante un pulso de corriente,, con un contacto aguja que se coloca en la superficie con la ayuda de un micro-manipulador. Los portadores inyectados quedan en la vecindad

del contacto emisor hasta que un segundo pulso produce una diferencia de potencial, la cual barre los portadores a un contacto colector. La magnitud de la respuesta de colección como función del tiempo es medida en un osciloscopio (Fig.8). El  $\tau_{PDH}$  es medido en una sonda de la superficie de la muestra. Fig. 9.



Otro metodo es el "Conductivity modulation method" C.M.M. (13) que hace uso del decaimiento de la modulación de la conductividad causada por la inyección de portadores minoritarios, y cuyos resultados son los mismos del método P.D.M., o sea, son netamente superficiales.

CAPITULO 4.-



## CONCLUSIONES

De nuestros resultados experimentales obtuvimos el producto movilidad - vida media de los portadores. Para el detector 300  $\mu\tau$  era constante, pero en el caso del detector 200 se pueden distinguir a lo menos 3 valores distintos. El comportamiento defectuoso de este detector, para bajas tensiones de polarización se debería a defectos estructurales dentro del cristal.

Considerando la aproximación de la zona óhmica de la movilidad, se obtuvo la vida media efectiva. Para el detector 300 el valor está dentro de lo esperado, no así para el 200 que nos da un valor demasiado pequeño. Un hecho que nos ayuda a destacar esto, es que la corriente inversa calculada es muchísimo mayor que la observada, mientras que para el detector 300 el resultado está de acuerdo con la corriente inversa calculada.

Se comparan los resultados obtenidos por métodos de medición superficial, con nuestros resultados. Para el detector 300 el resultado es del orden de magnitud de los obtenidos en trabajos similares. El valor anómalo para el detector 200 se debería a los defectos estructurales ya mencionados.

Los fabricantes de cristales entregan un valor de  $\tau$  medido en la superficie para dar una idea de la calidad del cristal, por comparación con otros cristales.

La importancia de conocer la vida media efectiva es que nos permite predecir características y funcionamiento

del detector, ya que es un valor medido en el interior del volumen.

Para hacer más rápido el cálculo del producto movilidad vida media ( $\mu \cdot \tau$ ) se utiliza un nomograma publicado por H.B. Serreze y G. Entine<sup>17</sup>.

El nomograma puede ser usado para determinar  $\mu \cdot \tau$  dados  $d$ ,  $V$  y  $\lambda/d$  o  $Q/Q_0$  de acuerdo a las ecuaciones 9 y 10.

La validez de este nomograma está restringida solo a los casos donde la penetración de las partículas alfa al detector es insignificante, como en nuestro caso.

Basicamente la dificultad de la construcción de nomograma está en determinar la separación entre los distintos ejes. En nuestro caso esta separación se determina tomando el logaritmo de la ec. 10 de donde se obtiene

$$\lg(\mu \cdot \tau) - 2 \lg(d) = \lg(\lambda/d) - \lg(V)$$

Los números que acompañan a la función logaritmo dan las separaciones proporcionales entre los diferentes ejes del nomograma. La figura 9 reproduce este nomograma indicando la forma de operar con un ejemplo.

TABLA 1

Detector $V_{\text{efectivo}}$ (Volts)	$N = 300$	$Q/Q_0$ (%)	$\mu \cdot \tau$ ( $\text{cm}^2/\text{volt}$ )
30 $\pm$ 2		99,12 $\pm$ 1,73	1,20 $\pm$ 0,34 $\times 10^{-1}$
20 $\pm$ 2		98,64 $\pm$ 1,70	1,15 $\pm$ 0,42 $\times 10^{-1}$
8,5 $\pm$ 0,2		96,89 $\pm$ 1,82	1,15 $\pm$ 0,20 $\times 10^{-1}$
3,9 $\pm$ 0,2		93,70 $\pm$ 1,87	1,25 $\pm$ 0,31 $\times 10^{-1}$
2,6 $\pm$ 0,2		91,41 $\pm$ 2,52	1,34 $\pm$ 0,42 $\times 10^{-1}$
2,2 $\pm$ 0,2		87,23 $\pm$ 3,32	1,02 $\pm$ 0,36 $\times 10^{-1}$
1,8 $\pm$ 0,2		86,20 $\pm$ 2,88	1,14 $\pm$ 0,46 $\times 10^{-1}$

Detector N = 200

61 $\pm$ 2	93,84 $\pm$ 3,05	8,13 $\pm$ 1,73 $\times 10^{-3}$
57 $\pm$ 2	92,59 $\pm$ 3,19	6,94 $\pm$ 1,51 $\times 10^{-3}$
53 $\pm$ 2	91,26 $\pm$ 3,28	6,32 $\pm$ 1,44 $\times 10^{-3}$
48 $\pm$ 2	89,40 $\pm$ 3,24	5,71 $\pm$ 1,35 $\times 10^{-3}$
44 $\pm$ 2	86,81 $\pm$ 3,56	4,90 $\pm$ 1,21 $\times 10^{-3}$
39 $\pm$ 2	83,37 $\pm$ 3,79	4,26 $\pm$ 1,13 $\times 10^{-3}$
30 $\pm$ 2	72,99 $\pm$ 4,59	3,13 $\pm$ 0,97 $\times 10^{-3}$
25 $\pm$ 2	65,85 $\pm$ 5,70	2,77 $\pm$ 0,99 $\times 10^{-3}$
21 $\pm$ 2	56,29 $\pm$ 6,95	2,31 $\pm$ 0,93 $\times 10^{-3}$

TABLA 2

SEMIVIDA DE LOS PORTADORES

CON = 1.350 cm<sup>2</sup>/V seg.-

Detector N = 300

V eff. (Voltj)	( seg.)
30 $\pm$ 2	88,5 $\pm$ 24,9
20 $\pm$ 2	85,0 $\pm$ 31,2
8,5 $\pm$ 0,2	85,0 $\pm$ 14,9
3,9 $\pm$ 0,2	92,6 $\pm$ 22,7
2,6 $\pm$ 0,2	99,3 $\pm$ 31,4
2,2 $\pm$ 0,2	75,6 $\pm$ 27,2
1,8 $\pm$ 0,2	84,4 $\pm$ 34,3



Detector N = 200

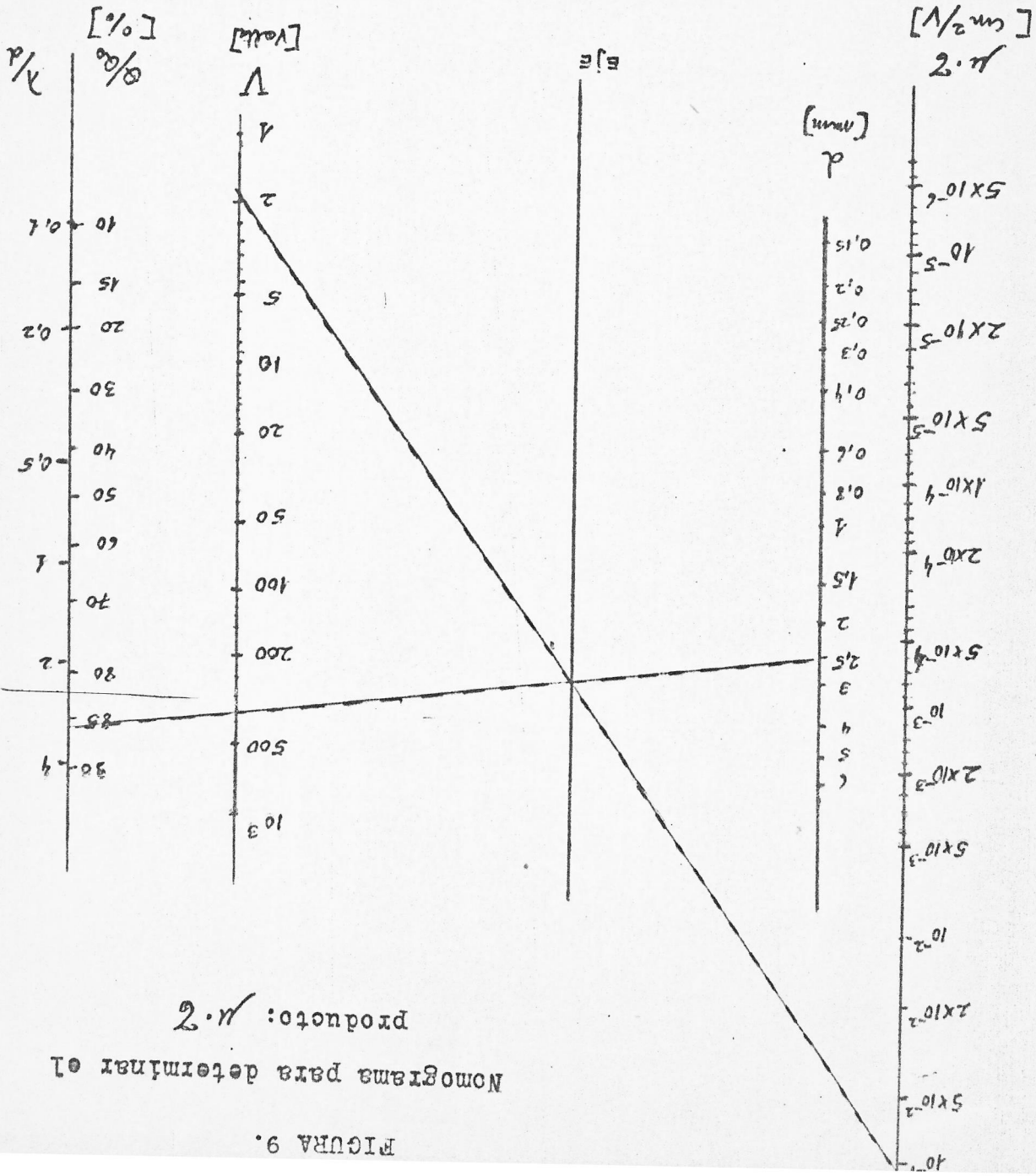
61  $\pm$  2  
57  $\pm$  2  
53  $\pm$  2  
48  $\pm$  2  
44  $\pm$  2  
39  $\pm$  2  
30  $\pm$  2  
25  $\pm$  2  
21  $\pm$  2

5,9  $\pm$  1,3  
5,1  $\pm$  1,1  
4,7  $\pm$  1,1  
4,2  $\pm$  0,9  
3,6  $\pm$  0,9  
3,2  $\pm$  0,8  
2,3  $\pm$  0,7  
2,1  $\pm$  0,7  
1,7  $\pm$  0,7

FIGURA 9.

Nomograma para determinar el

producto:  $n \cdot 2$



Ejemplo:

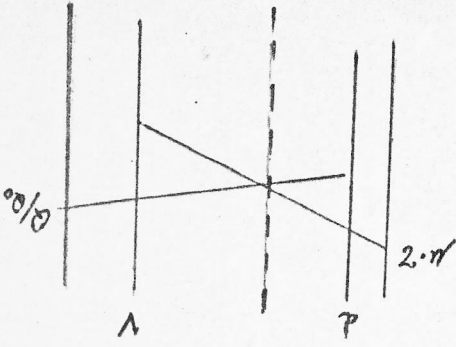
$$d = 2,5 \text{ mm.}$$

$$d/Q = 86,2\%$$

$$V = 1,8 \text{ volts.}$$

(Tabla 1)

Clave:

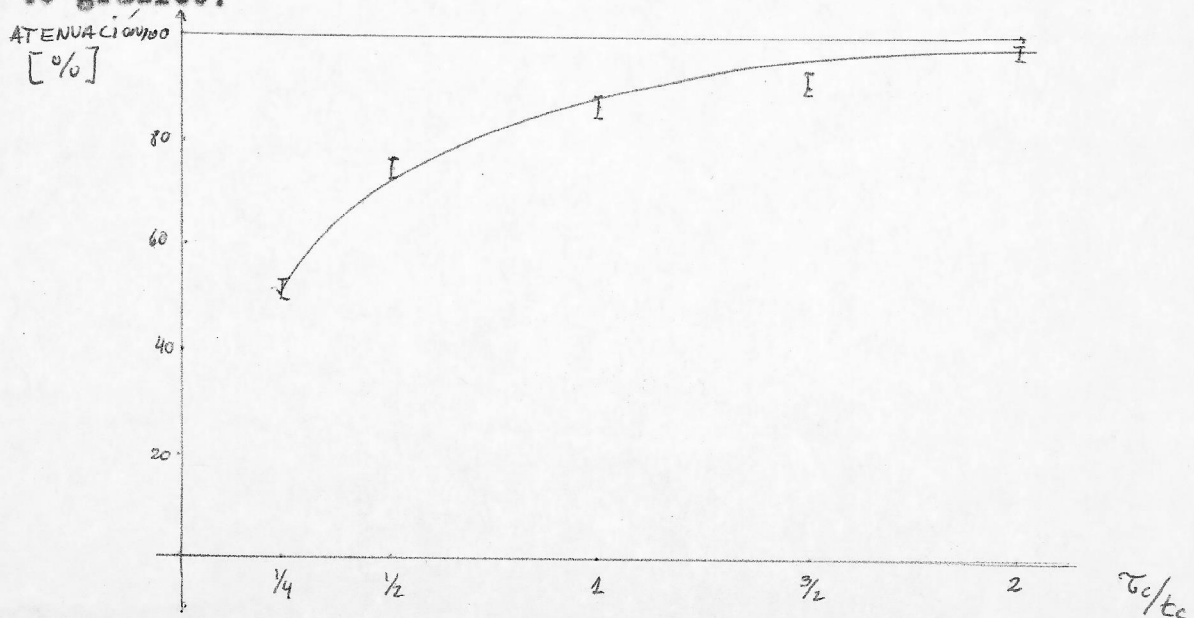


## Apéndice 2

Con respecto al montaje experimental descrito en el Capítulo 2, (fig. 5), y con referencia a la conformación del pulso, se observa una atenuación en la altura de pulso cuando el tiempo de conformación ( $\tau_c$ ), es comparable al tiempo de crecimiento ( $t_c$ ), de una señal proveniente del pre-amplificador que pasa por el amplificador.

En el caso ideal, cuando  $\tau_c/t_c \gg 1$ , la forma del pulso es una función escalón.

En nuestro caso, cuando  $\tau_c \approx t_c$  se produce una atenuación en la altura de pulso, que depende sólo de la conformación del pulso y es independiente del detector. Para estudiarla, utilizamos el montaje de la fig. 5 y polarizando el detector para que actúe como capacidad equivalente, mandamos señales con diferentes con el generador de pulsos variando el en el amplificador y observamos la atenuación en la altura de pulsos en función del cociente  $\tau_c/t_c$ . Los resultados se muestran en el siguiente gráfico:



El tiempo de crecimiento podemos medirlo en el osciloscopio o calcularlo con la expresión <sup>7</sup>:

$$t_c = \frac{d^2}{\mu V}$$

En nuestro caso la atenuación no es muy significativa:

i) en el detector 300 trabajamos con un  $\tau_c = 1 \mu s$  y también

$t_c \approx 1 \mu s$  entonces:  $\tau_c/t_c \approx 1$  es decir la atenuación de altura de pulso es del orden de un  $12 \pm 1$  %. Como consecuencia de esto, el valor de  $\langle \tau \rangle = 87,2$  cambia a  $92,1 \mu s$

ii) en el detector 200 el  $\tau_c = 0,5 \mu s$  y el  $t_c = 0,8 \mu s$ .

en la zona A definida en la discusión; entonces la atenuación es del orden del  $22 \pm 1$  % lo que cambia el  $\langle \tau \rangle$  de  $5,2 \mu s$  a  $5,9 \mu s$ , lo que no es muy importante para nuestros propósitos.

Los espectros amorfos observados con el detector 200 con baja polarización, son el resultado de la salida del amplificador de muchos pulsos con una gran dispersión en los tiempos de crecimientos, cada uno de ellos con una ponderación distinta. Esto podría deberse a una mala compensación, ( es. la zona intrínseca no lo es tanto) y/o a la presencia de defectos en el cristal.

Ref: "electrometers and amplifiers" Edward Fairstein  
Oak Ridge Nat. Lab. Tennessee. (1958)



APENDICE

### METODO EXPERIMENTAL

Se trabajó con dos detectores de Si (Li), identificados como N = 200 y N = 300; construidos a fines del año 1972 en los laboratorios del Centro de Energía Nuclear con métodos y tecnologías descritos por Francisco Li<sup>5</sup>. Fundamentalmente se divide en dos partes: un proceso de difusión, en el que se produce una aleación superficial de Si-Li que actúa como fuente de Litio y un proceso posterior de drift o desplazamiento iónico, durante el cual se fuerza la migración de los iones de Litio hasta obtener la compensación total del monocristal (drift through). El monocristal original era del tipo P con orientación (1 1 1) y dopante Boro, importado a la firma Wacker - Chemice GMBH - München.

Estos detectores, debidamente encapsulados (figuras 12 y 13), fueron montados en una cámara de prueba de 11,5 cm. de diámetro y 6,5 cm. de profundidad que permite acomodar perfectamente los detectores y fuentes radiactivas. La cámara está conectada con un sistema de vacío consistente en una bomba mecánica y una difusora de aceite con trampa de Nitrogeno líquido con la que podríamos alcanzar presiones hasta  $10^{-5}$  Torr. suficientes para nuestras necesidades experimentales.

El detector fue colocado en el interior de la cámara de prueba, recibiendo la radiación colimada de una fuente alfa. (figura 11).

En primer lugar se determinó que el voltaje efectivo óptimo de trabajo con el cual se obtiene una colección total de carga era de 300 Volts. El voltaje efectivo es distinto del voltaje que indica la fuente debido a la caída de tensión en

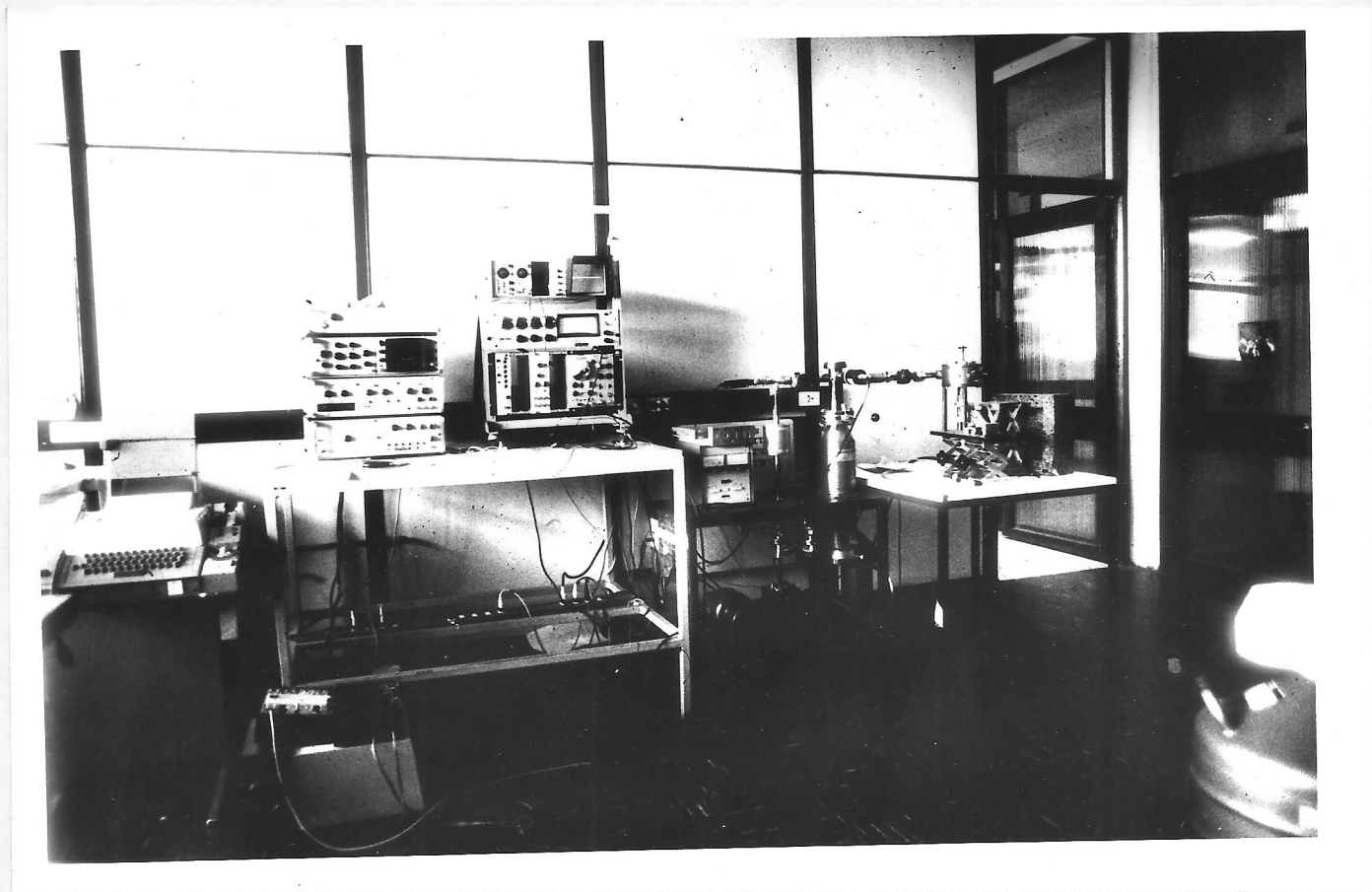


FIGURA 10.-

Montaje experimental compuesto por un teletipo, un multicanal, un osciloscopio, fuente de poder, amplificador, el sistema de alto vacío y la cámara de prueba.

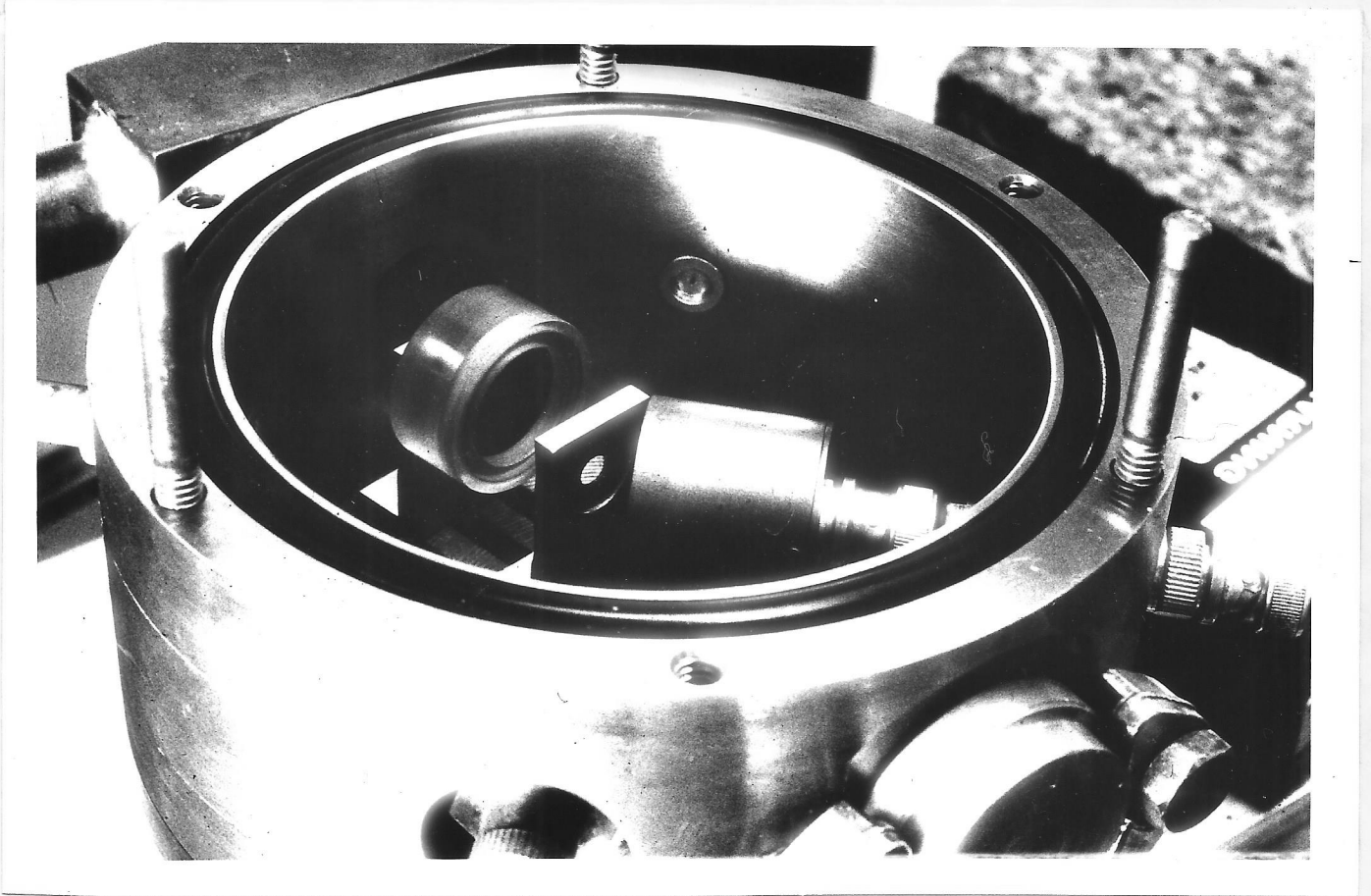


FIGURA 11.-

Montaje experimental en la cámara de prueba. Aparece la fuente alfa, un colimador de 0,5 cm. y el detector encapsulado. El fondo giratorio de la cámara permite retirar la fuente radioactiva del área en donde pueda afectar al detector.





FIGURA 12.-

Un detector Si(Li) descubierto, con el  
hilo de oro que hace contacto con la capa P.



FIGURA 13.-

Los detectores de Si(Li) encapsulados

PROGRAMA 1.

COMISION CHILENA DE ENERGIA NUCLEAR

DEPARTAMENTO DE COMPUTACION

```
001      C AJUSTE GAUSSIANO
002      C JOSE PEDRO DONOSO G.
003          DIMENSION FILE(2)
004          COMMON Y (2000), YI (10), X (2000)
005          DATA FILE (1),FILE(2) /5HIMG ,4H SRC/
006      5      PRINT (4,6)
007      6      FORMAT (1H0,2X,$ NO.CANALES FORM. 16 #8)
008          READ(4,101) NCAN
009      101     FORMAT(16)
010          DO 1 I=1, NCAN
011      1      X(I)= FLOAT (I)
012          NLINEA=NCAN/10+3
013          CALL IMGAS1(NLINEA)
014          CALL CLOSE(7)
015          CALL SEEK(7,FILE)
016      2000   READ(7,1000) DUMMY,(YI(I),I=1,10)
017          WRITE(6,1000)DUMMY,(YI(I),I=1,10)
018      1000   FORMAT(14,10F7,0)
019          I=0
020      3000   I=I+1
021          IF(I.GT.10) GO TO 2000
022          L=L+1
023          IF(L.GT.NCAN) GO TO 500
024          Y(L)=YI(I)
025          GO TO 3000
026      500   CONTINUE
027          I=1
028      10     SUM1=SUM1+X(I)*Y(I)
029          SUM2=SUM2+Y(I)
030          SUM3=SUM3+X(I)**2*Y(I)
031          IF (I-NCAN) 11, 12,12
032      11     I=I+1
033          GO TO 10
034      12     XBAR=SUM1/SUM2
035          SIG2=SUM3/SUM2-XBAR**2.
036          WRITE(6,400) XBAR, SIG2
037      400   FORMAT($RESULTADOS$,/ ,10X,$XBAR=$,G15.8/, $$SIG2=$,G15.8)
038          SUM1=SUM2=SUM3=0.0
039          L=0
040          GO TO 5
041          STOP
042          END
```

FORCO

PROGRAMA 2.

```
4 001      C PROGRAM ECUACION TRACENDENTAL DE COLECCION DE CARGA
002      C JOSE PEDRO DONOSO G.
6 003      5      READ(5,10,END=100) X,A,B,N
004      10      FORMAT(3(E10.3),I3)
7 005      Z=1./X
006      20      Z1=Z
10 007      Z=(1./A)*(1.-EXP(-B*Z1))
008      DIF=ABS(Z-Z1)
12 009      IF(DIF.GE.1.E-09) GO TO 20
010      35      WRITE(6,60) X,N,Z
14 011      60      FORMAT(2X,SX=SE10.3,10X,SN=SI3/,2X,SZ=SE10.3)
012      GO TO 5
16 013      100     STOP
014      END
```



N  
(cont)

301

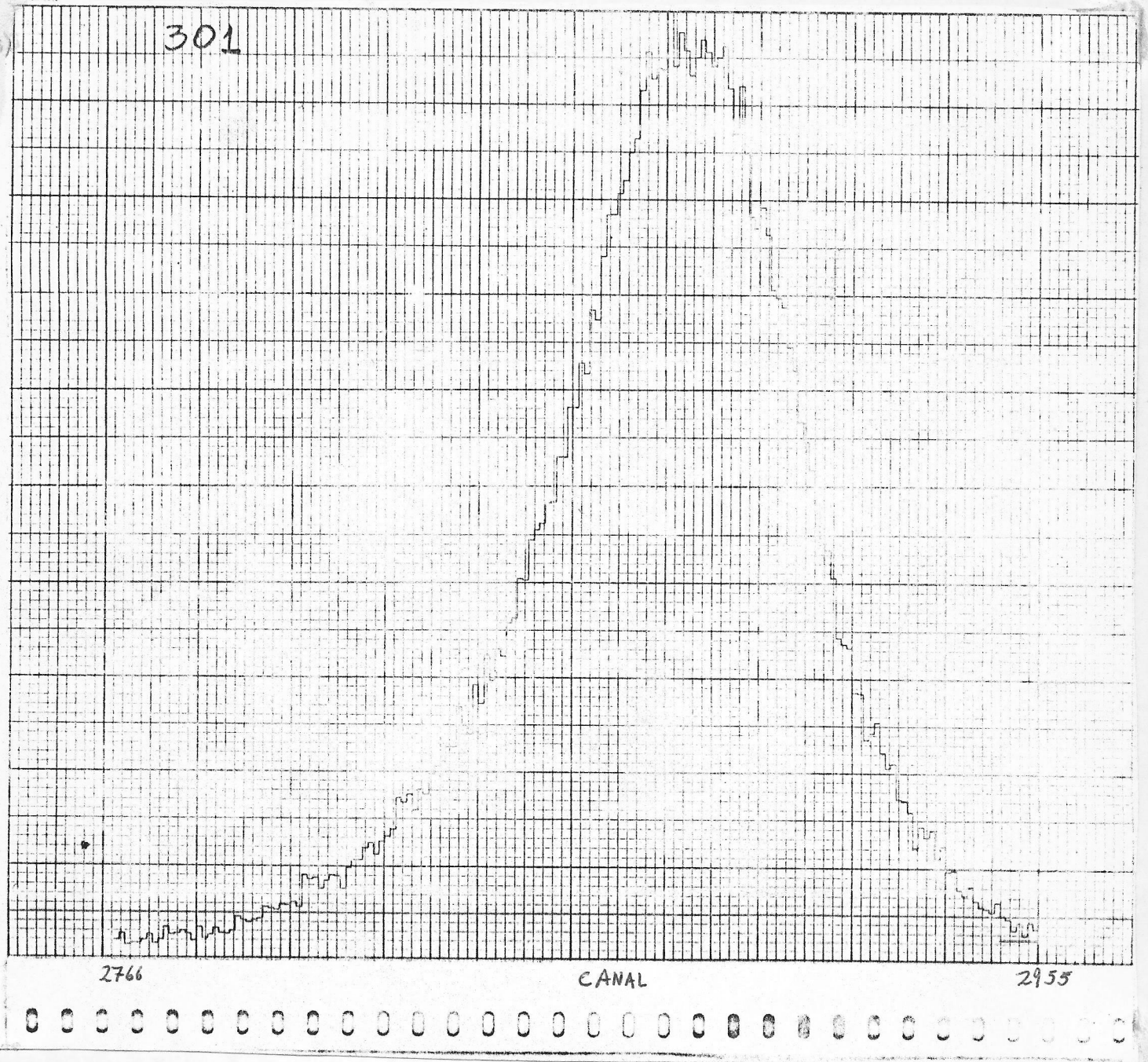


FIGURA 14:

Espectro obtenido con el detector 300,  
con la fuente de Cf-252. Polarización efec-  
tiva: 300 volts; corriente inversa: 4  $\mu$  A.

N

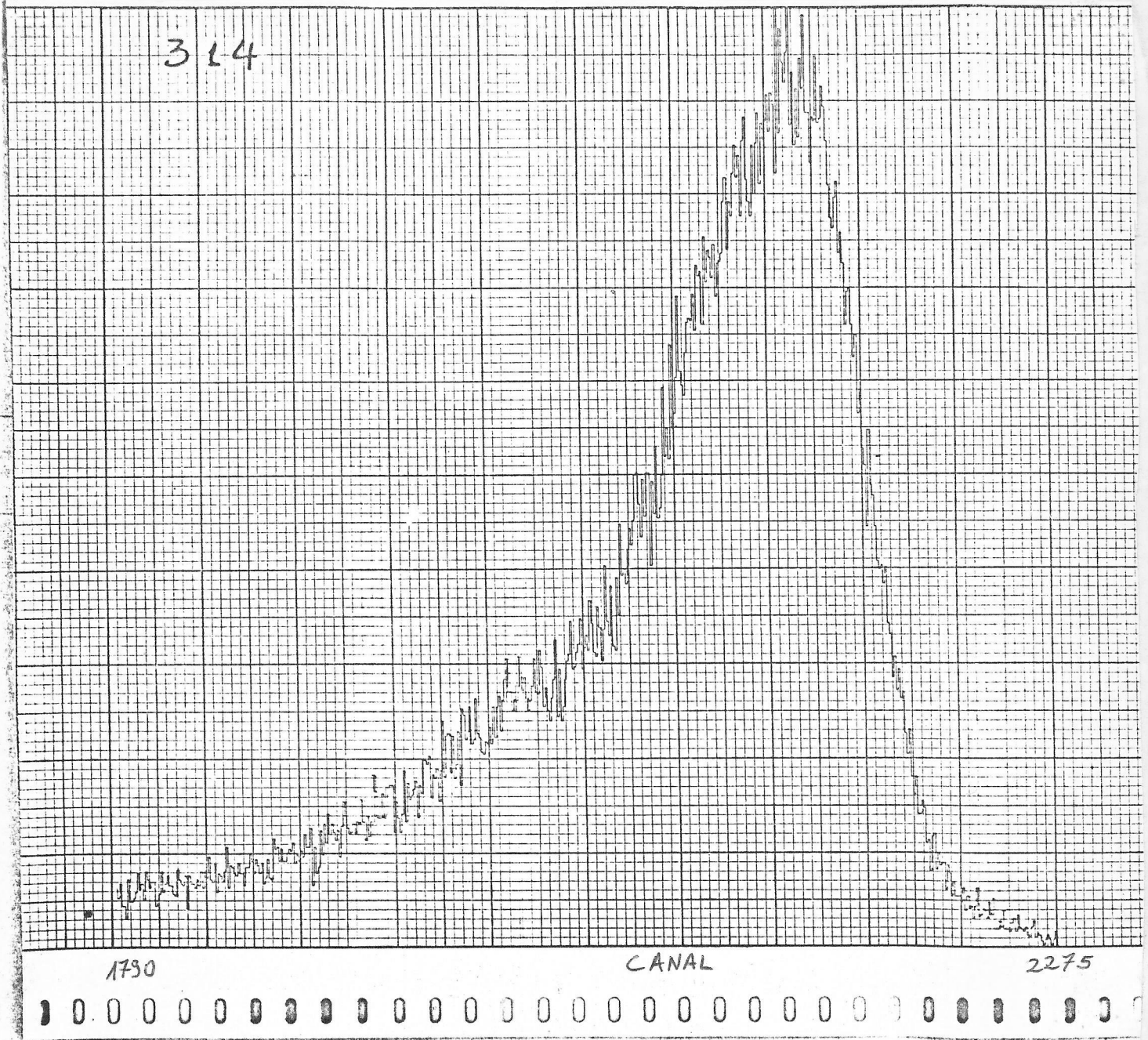


FIGURA 15:

Espectro obtenido con el detector 300,  
con la fuente de Cf-252. Polarización efectiva  
 $0.9 \pm 0.2$  volts. Corriente inversa:  $0.9 \pm 0.2 \mu A$ .



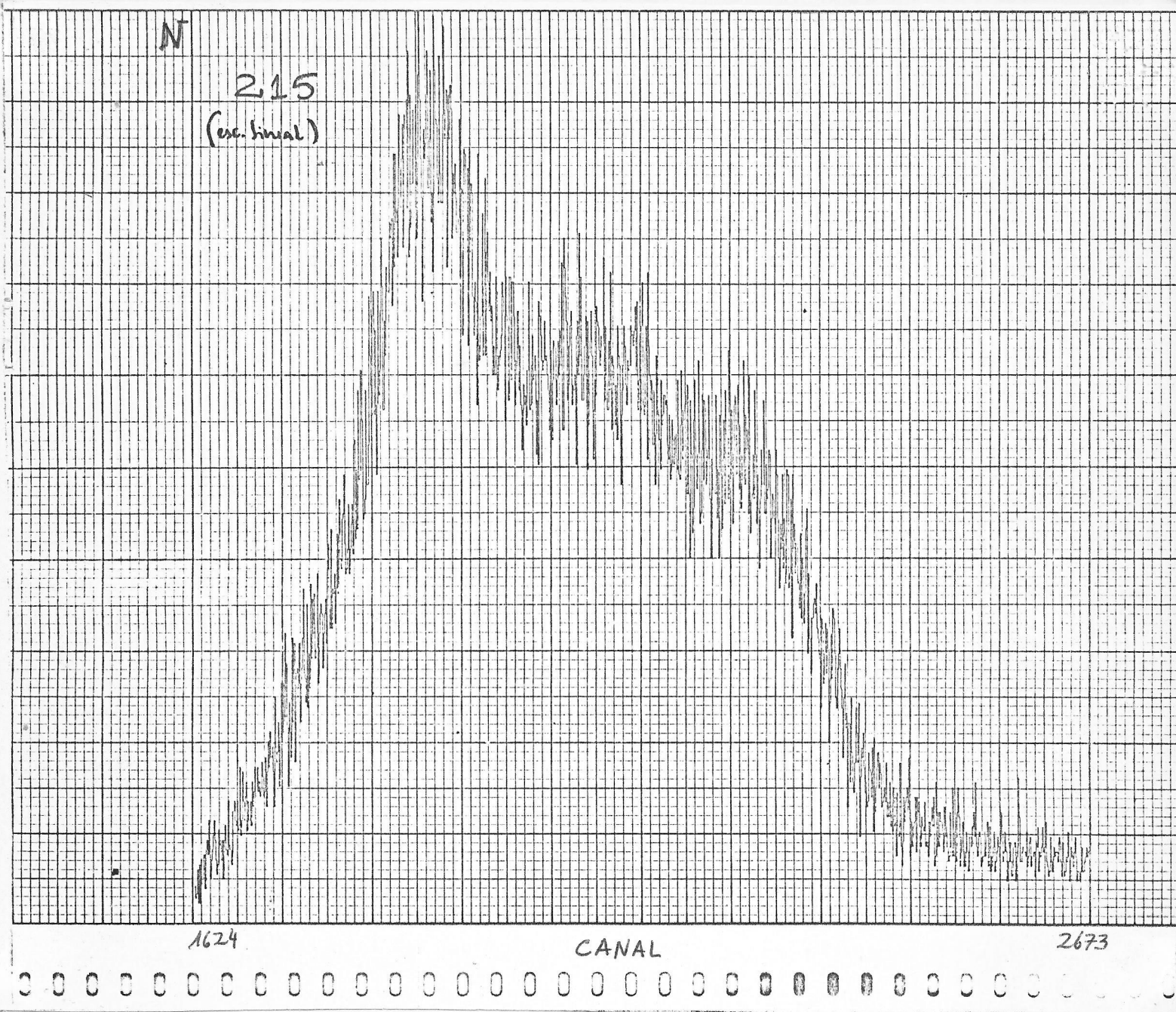


FIGURA 16:

Espectro obtenido con el detector 200,  
con la fuente de Cf-252. Polarización efec-  
tiva:  $21 \pm 2$  volts, corriente inversa:  $2,5 \pm 0,2 \mu A$ .

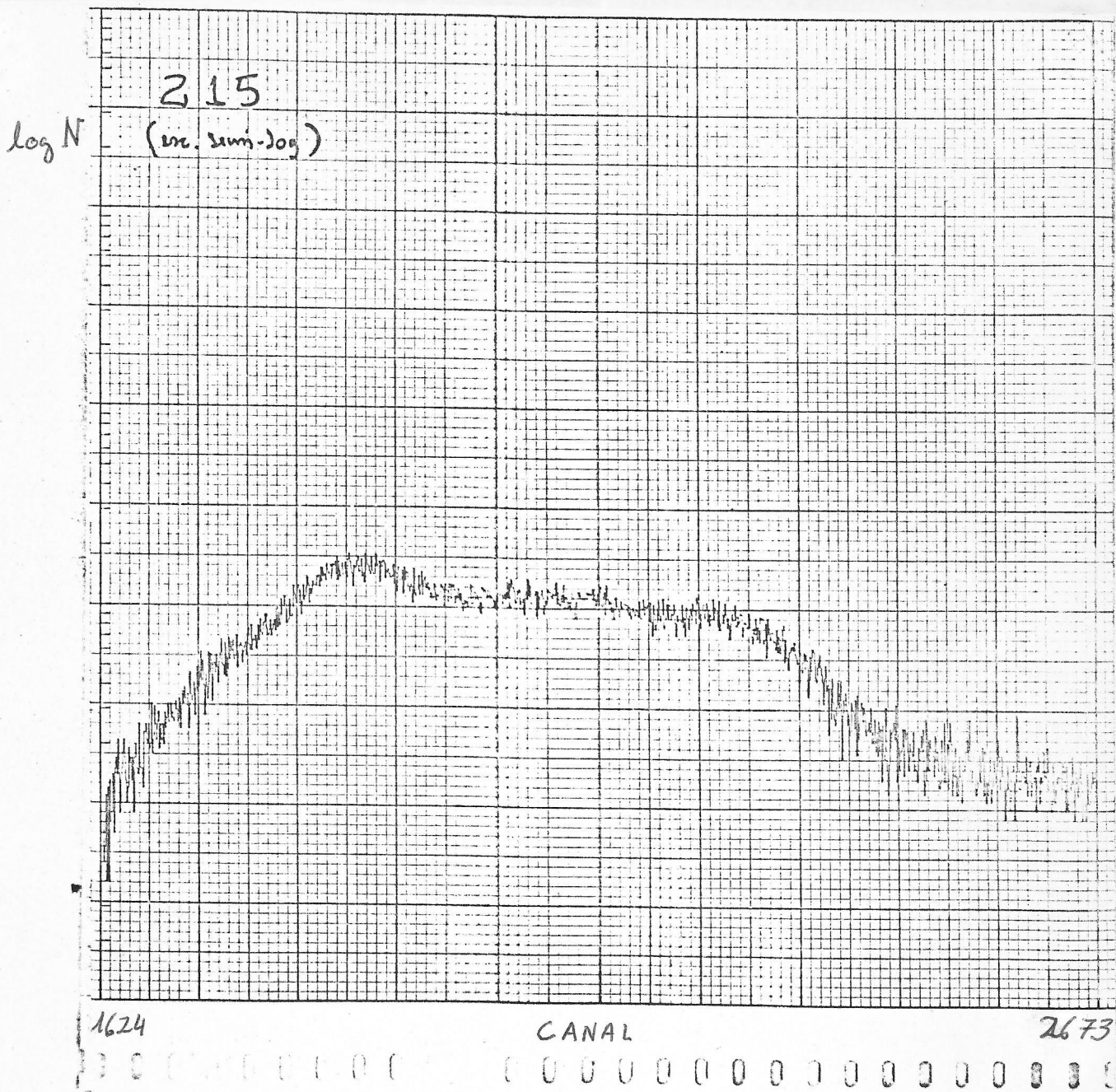


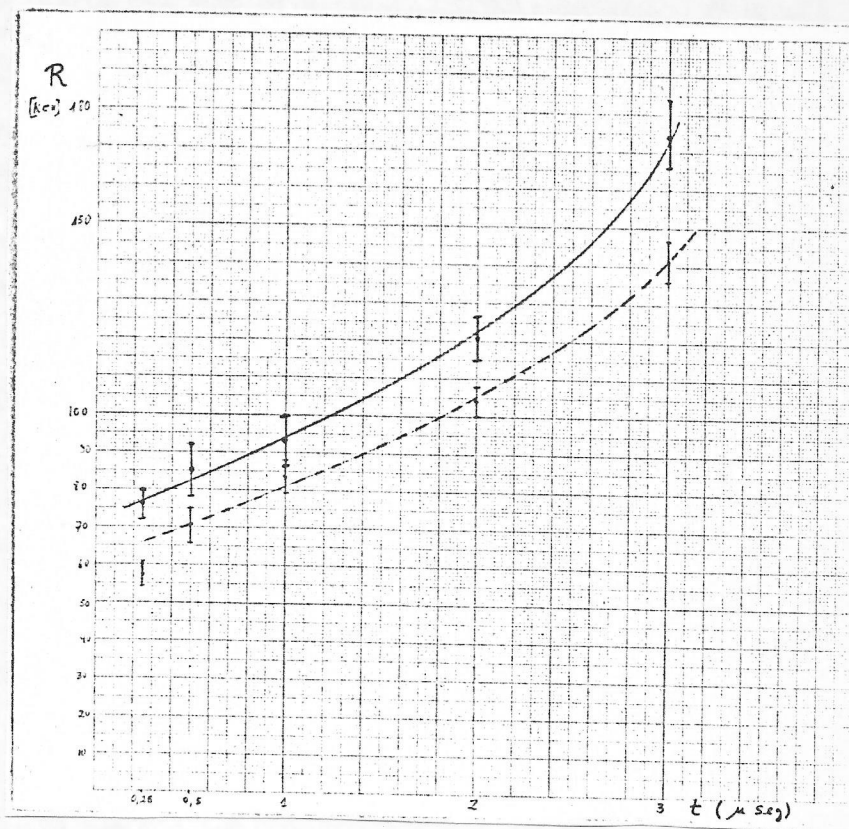
FIGURA 17:

Espectro de la figura 16, en que el número de cuentas está graficado en escala logarítmica, para apreciar mejor las deformaciones que aparecen en el espectro en el detector 200 para polarización baja.



FIGURA 18.

Resolución vs. constante de tiempo del amplificador



Linea continua: detector 300

Linea punteada: detector 200

EFICIENCIA DE COLECCION DE CARGA VS. VOLTAJE  
EFFECTIVO DE POLARIZACION

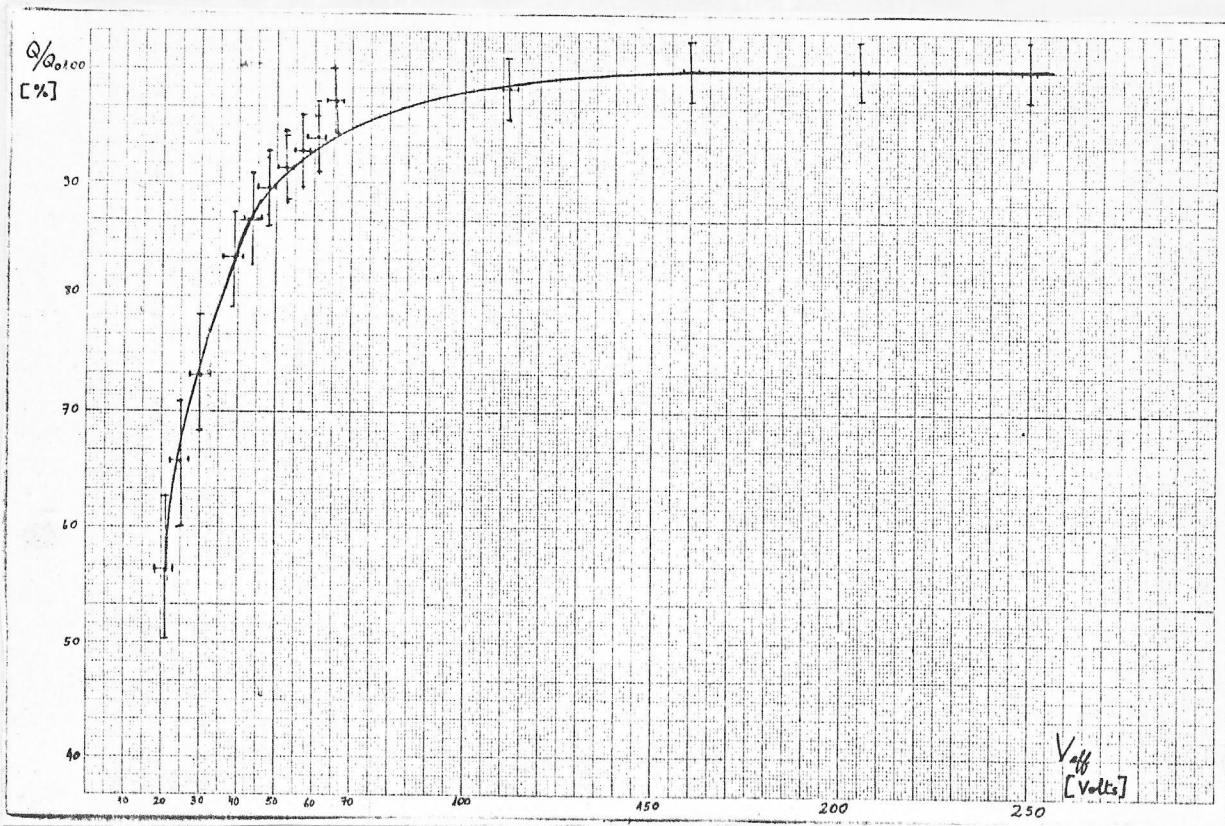


Figura 19 : detector 200

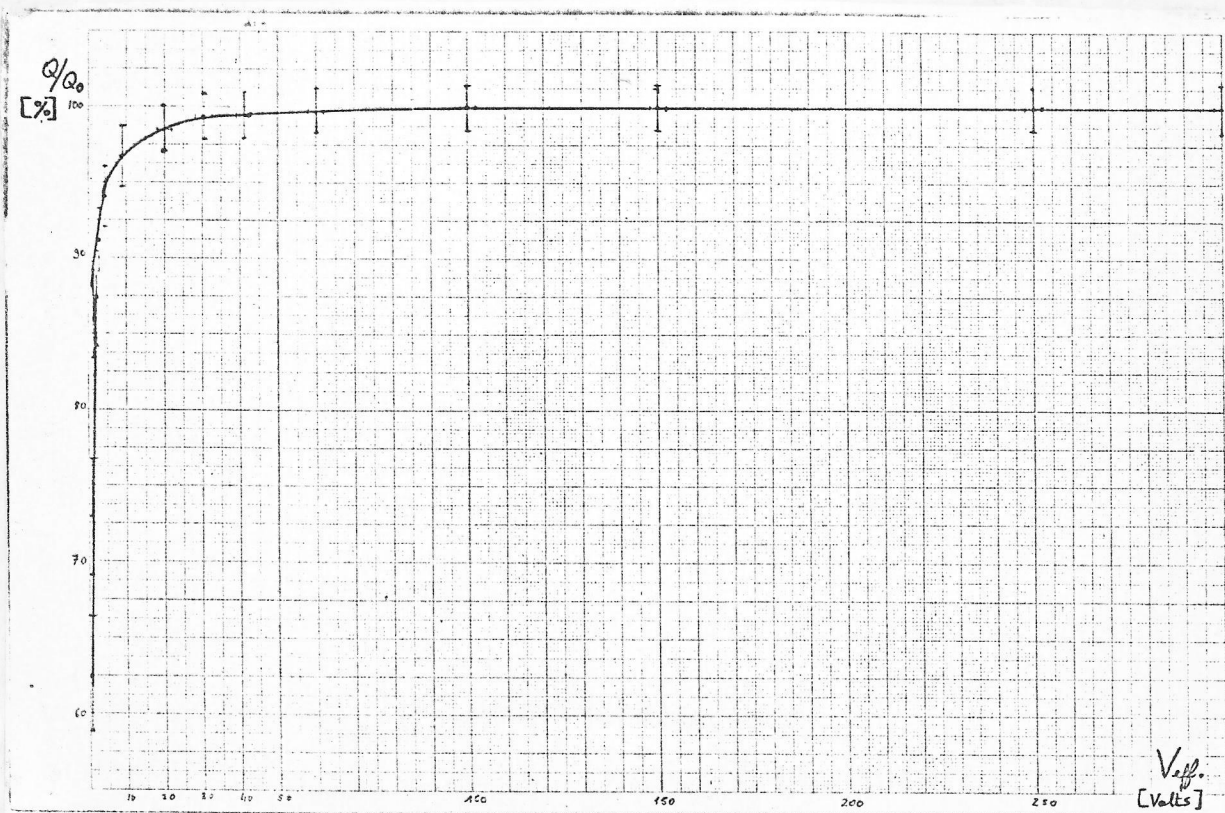


Figura 20 : detector 300

Referencias

- 1 - "Alpha - Beta an Gamma - ray spectros copy" K.Siegbahn, Vol.I, Cap. VI. North - Holland, (1966)
- 2 - "Semiconductor counter for nuclear radiations" G.Dearnaley; D.C. Northrop, Cap.IV., E & F Spon Ltda., Second Ed. (1966)
- 3 - "Evaluation of Cd. Te by Nuclear particle measurements" J.W.Mayer J. of Applied Physics 296, 38, # 1 (1967)
- 4 - K. Hecht, Z Phys, 77, 235 (1932)
- 5 - "Fabricación de detectores de Si(Li) para uso biomédico" Tesis de grado, Francisco Li ( 1976)
- 6 - "The calculus of observations".- E. Whittaker (4a.Ed.) Blackie & Son Limited (1944)
- 7 - "Semiconductor particle detectors".- J.M. Taylor (Sec. 7.4.) Butterworth & Co. Ltda. (1963)
- 8 - "Semiconductor detectors" .- G. Bertolini, A. Coche (Sec. 1.3.) North Holland Publ. Co. (1968)
- 9 - "Electrical properties of Silicon containing arsenic and Borom" .- F.J. Marin, J.P. Maita Ph.Rev 96, # 1 (1954)
- 10 - "Semiconductor detectors for nuclear spectrometry" Fred S. Goulding UCRL - 16231 (1965)
- 11 - "Trapping effects in Ge(Li) detectors and search for a correlation with characteristics measured on the P-type crystals".- R. Henck, D. Gutknecht, P.Siffert, L. de Laet, W. Schenmackers I.E.E.E. Transactions - Vol NS - 17 (1970)
- 12 - "The mobility and life of injected holes and elections in Ge".- J.R. Haynes and W. Shockley Ph. Rev. 81 # 5, 835 (1951)
- 13 - "Measurement of the lifetime of minority carriers in Ge" W. Siptzer et al J. of Applied Phys. 36 # 4, 414, (1955)



- 14 - "Separation of surface and bulk minority carrier lifetimes in Si". K.A. Carrol, K.J. Casper. Rev. of Scientific instruments 45, # 4, (1974).
- 15 - "Recombination losses and their influence on the energy resolving power of P-I-N detectors and some methods of measuring , and homogeneity". A.Kuhn. Atomic energy of Canada Limited 2658, Chalk River, Ontario (1967).
- 16 - G. Bemski. Proc. IRE 46, 990 (1958).
- 17 - H.B.Serreze and G. Entine.- IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol NS-22, # 4, 1995, (1975).
- 18 - J.W. Mayer; N.A. Baily; H.L.Dunlop.- Proc. of a Conference on Nuclear electronics (May 1961) I.A.E.A.