



# Universidad Nacional Autónoma de México

FACULTAD DE INGENIERIA

DISEÑO E IMPLEMENTACION DE UN SISTEMA ELECTRONICO  
DE DISCRIMINACION NEUTRON - GAMMA.

**T E S I S**

Que para obtener el Título de  
**INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA**

**P r e s e n t a n**

**MANUEL ANTONIO OLETA HERNANDEZ**  
**RAFAEL MONZOY ANTUNEZ**

Director: **DR. RAFAEL MARTINEZ LUGO**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## INDICE

	PAGINA
CAPITULO 1	
INTERACCION DE RAYOS GAMMA Y NEUTRONES CON MATERIA	1
1.1 INTRODUCCION	1
1.2 INTERACCION DE RADIACION GAMMA CON MATERIA	1
1.3 INTERACCION DE NEUTRONES CON MATERIA	13
1.4 RESUMEN	20
CAPITULO 2	
DETECTORES DE CENTELLEO Y TECNICAS DE DISCRIMINACION	
NEUTRON - GAMMA	22
2.1 INTRODUCCION	22
2.2 DETECTORES DE CENTELLEO CON PROPIEDADES DE	
DISCRIMINACION POR FORMA DE PULSO	22
2.2.1 PROPIEDADES DE LOS DETECTORES	23
2.3 TEORIA Y CONSIDERACIONES PRACTICAS DE UN	
FOTOMULTIPLICADOR	26
2.3.1 FOTOCATODO	28
2.3.2 SISTEMA OPTICO DE ENTRADA	29
2.3.3 DINODOS	32
2.3.4 ANODO	33
2.3.5 GANANCIA Y MULTIPLICACION	33
2.3.6 FORMACION DEL PULSO EN EL ANODO	37
2.4 ACOPLAMIENTO DETECTOR - FOTOMULTIPLICADOR	41
2.5 DIFERENTES TECNICAS DE DISCRIMINACION NEU-	
TRON - GAMMA	42

	PAGINA
2.5.1 COMPARACION ENTRE LAS AMPLITUDES DEL PULSO DE CARGA Y LA ALTURA DE PICO	43
2.5.2 EFECTO DE CARGA ESPACIAL	44
2.5.3 CRUCE POR CERO	46
2.5.4 COMPARACION DE LA PARTE RAPIDA DE DECAI - MIENTO DEL PULSO Y LA CARGA TOTAL	48
2.5.5 COMPARACION DE LAS PARTES RAPIDA Y LENTA DEL DECAIMIENTO DEL PULSO DE LUZ	50
2.6 SELECCION DE LA TECNICA	51
 CAPITULO 3	
DESCRIPCION DETALLADA DE LA TECNICA DE EFECTO DE CARGA ES- PACIAL	52
3.1 INTRODUCCION	52
3.2 TEORIA DE EFECTO DE CARGA ESPACIAL	52
3.3 IMPLEMENTACION DEL SISTEMA DE DISCRIMINACION POR FORMA DE PULSO NEUTRON - GAMMA	62
3.4 METODO EXPERIMENTAL DE CALIBRACION	70
 CAPITULO 4	
PRUEBAS RESULTADOS Y CONCLUSIONES	77
4.1 INTRODUCCION	77
4.2 DESCRIPCION DEL SISTEMA EXPERIMENTAL	77
4.3 CALIBRACION, PRUEBAS Y RESULTADOS	83
4.4 CONCLUSIONES Y POSIBLES MEJORAS	87
BIBLIOGRAFIA	90

## INTRODUCCION

Al momento de realizar el presente trabajo, la alternativa de utilizar la energía nuclear era un proyecto de vital importancia, por esto se consideró de interés el desarrollo del mismo, el cual fué propuesto por una persona conocedora del campo.

Esta investigación trata solo una pequeña parte del complejo sistema de aprovechamiento de la energía nuclear.

En este sistema, la espectrometría y conteo de neutrones rápidos tienen un papel primordial, pero dado que los detectores utilizados para este propósito también detectan el fondo de rayos gamma presente en todo experimento realizado con neutrones, existe la necesidad de poder discriminarlos.

El discriminar entre neutrones rápidos y rayos gamma se fijó como objetivo de la tesis, así como la de proponer mejoras en base a los resultados experimentales.

El desarrollo de la tesis se trata de llevar de una forma secuencial y escueta, procurando citar consideraciones prácticas muy útiles dada la complejidad de la interfase de las disciplinas involucradas (Física Nuclear e Ingeniería Electrónica).

En el primer capítulo se citan las formas de interacción de los rayos gamma y los neutrones en forma breve pero suficien

te para los fines del trabajo, en el capítulo 2 se utiliza lo mencionado en el 1 para la selección adecuada del detector, - citándose algunas técnicas de discriminación y haciendo selección de una de ellas. Además, se analizan las características de tubos fotomultiplicadores, tan importantes en los detectores de centelleo.

En el capítulo 3 se detalla la técnica seleccionada, justificándola teóricamente para finalmente en el capítulo 4, probar el sistema discriminador implementado, reportando resultados y conclusiones.

## CAPITULO 1

### INTERACCION DE RAYOS GAMMA Y NEUTRONES RAPIDOS CON MATERIA.

#### 1.1 INTRODUCCION.

Para el presente trabajo es de primordial importancia conocer en detalle los procesos de interacción gamma y neutrones rápidos con materia, ya que ello permitirá la selección adecuada del detector a utilizar en esta investigación.

#### 1.2 INTERACCION DE RADIACION GAMMA CON MATERIA.

La radiación gamma se considera como radiación electromagnética originada en reacciones nucleares, formada por fotones con energía característica<sup>(\*)</sup>:

$$E_f = hv = \frac{hc}{\lambda} \quad - - - - \quad (1)$$

donde, h = Constante de Planck

c = Velocidad de la luz

v = Frecuencia

$\lambda$  = Longitud de onda

La emisión de radiación gamma es el mecanismo mediante el cual un núcleo es desexcitado.

Existen varios mecanismos de interacción de radiación gamma con materia, de los cuales los más importantes son:

- a). Efecto fotoeléctrico
- b). Efecto Compton
- c). Producción de pares

Efecto fotoeléctrico.- en este caso un fotón interacciona con un electrón cediendole toda su energía, el electrón es expulsado de su orbita con una energía cinética  $E_c$ .

$$E_c = h\nu - E_1 \quad - - - - \quad (2)$$

donde,  $h\nu$  = Energía del fotón incidente  
 $E_1$  = Energía de ligadura

Al electrón desplazado por el fotón se le denomina fotoelectrón.

El átomo residual retrocede conservandose de esta forma la -- cantidad de movimiento, por lo que el fotón interacciona con el átomo como un todo.

Las figuras 1.a, 1.b y 1.c describen el efecto fotoeléctrico.

En la figura 1.a se puede ver la interacción entre el átomo y el fotón.

En la 1.b se observa el átomo con sus componentes antes de la interacción.

Y por último en la 1.c se presenta el estado final del átomo\_ con su núcleo rechazado y el fotoelectrón.



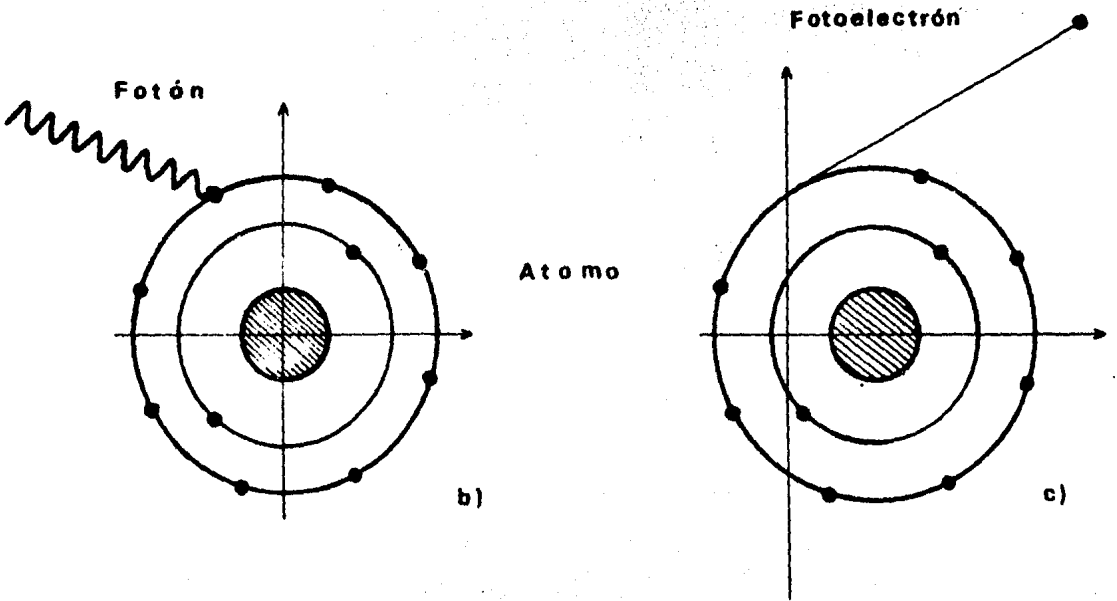
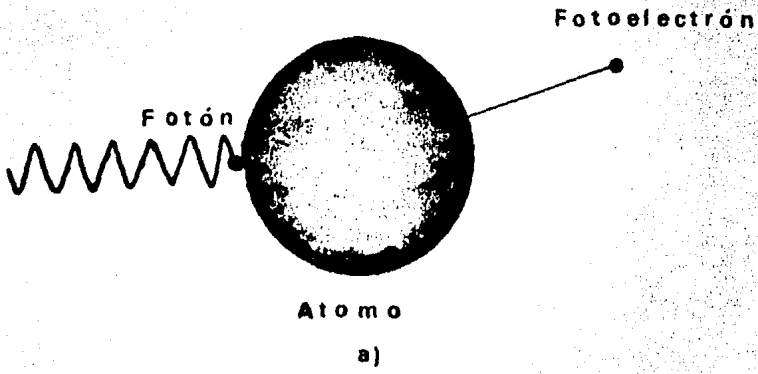


Figura 1.

Efecto Compton.- En este mecanismo el fotón primario interactúa con un electrón poco ligado al que le cede energía y -- dado que la energía de ligadura del electrón es pequeña compa-- rada con la energía del fotón, se analiza la interacción como una colisión elástica.

Las figuras 2.a y 2.b aclaran lo expuesto anteriormente.

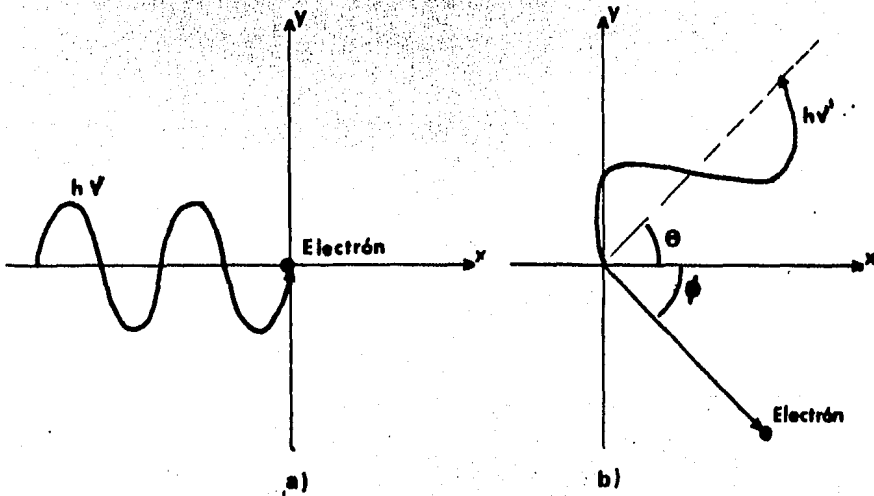


Figura 2.

En la figura 2.a se describe la colisión entre el fotón y el electrón libre, en la 2.b se muestra al fotón y electrón después de la colisión. La energía del fotón secundario queda expresada <sup>(4)</sup> como:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{h\nu}{Mc^2}} \quad \text{--- (3)}$$

donde,  $h\nu$  = Energía del fotón primario

$h\nu'$  = Energía de fotón secundario

$m_e$  = Masa en reposo del electrón  
 $\theta$  = Angulo de dispersión del fotón  
 $c$  = Velocidad de la luz

Para el electrón dispersado se ha obtenido la siguiente expresión. (4)

$$E_c = hv - hv' = hv \frac{(1 - \cos \theta) \frac{hv}{m_e c^2}}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{hv}{m_e c^2}} \quad (4)$$

La ecuación 4 define la energía cinética  $E_c$  del electrón en función de la energía del fotón incidente y ángulo de dispersión de este.

Producción de pares.- En la producción de pares la formación de un par electrón - positrón tiene lugar como consecuencia de la materialización de energía. Este proceso requiere de una energía mínima del fotón, mayor a  $2m_e c^2$  y la presencia de un núcleo.

En este proceso el fotón desaparece y su energía en exceso de  $2m_e c^2$  se reparte en el par como energía cinética.

El estudio global de la interacción de los rayos gamma con materia puede hacerse pasando un haz colimado de intensidad  $I_0$  a través de un material conocido y detectando la intensidad  $I$  de salida después de haber atravesado un espesor  $d$ .

La figura 3 ilustra el método:

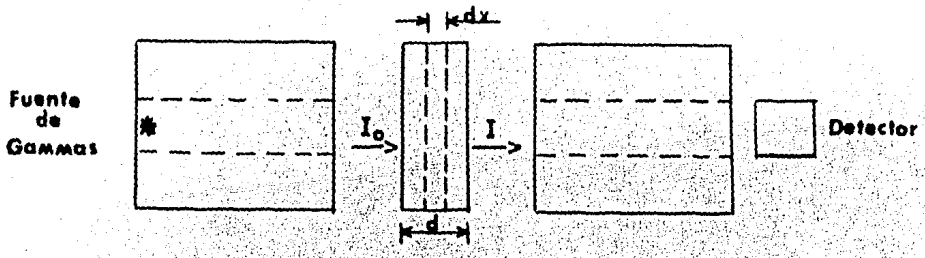


Figura 3

El número de fotones eliminados del haz al atravesar un espesor  $dx$  del material es:

$$\Delta I = -\mu I \Delta x \quad \text{--- (5)}$$

donde  $\mu$  es una constante de proporcionalidad llamada coeficiente total de absorción y el signo menos es porque se trata de un decremento.

Integrando la ecuación (5) desde la intensidad  $I_0$  hasta  $I$ , y el espesor de 0 a  $d$ .

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = \int_0^d -\mu dx \quad \rightarrow \quad \text{Ln} \frac{I}{I_0} = -\mu d$$

$\frac{I}{I_0}$  = Fracción de fotones que permanecen en el haz después de haber pasado el material de espesor  $d$ .

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d} \quad \text{--- (6)}$$

El coeficiente total de absorción es expresado también como una suma de las contribuciones principales de la interacción de radiación gamma con materia.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad - - - - (7)$$

donde,  $\tau$  = Coeficiente absorción fotoeléctrico  
 $\sigma$  = Coeficiente absorción Compton  
 $\kappa$  = Coeficiente absorción Producción de pares.

Como el coeficiente total de absorción varía con las propiedades físicas del material, es necesario involucrar la densidad del absorbedor en la ecuación (6) quedando:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu m d m} \quad - - - - (8)$$

donde,  $\mu m$  = Coeficiente total masico de absorción ( $\mu/\rho$ )  
 $d m$  = Espesor masico ( $\rho d$ )  
 $\rho$  = Densidad del absorbedor.

Para obtener el coeficiente total masico de absorción de una mezcla o compuesto, se usa la fórmula:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_C = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad - - - - (9)$$

En donde  $w_i$  es la fracción del peso total del elemento  $i$  del compuesto,  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_C$  y  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i$  son el coeficiente total masico del compuesto y el coeficiente total masico del elemento  $i$  respectivamente.

El coeficiente de absorción es función de la energía de los fotones incidentes, del número atómico del absorbedor y de la densidad nuclear.

La figura 4 muestra la importancia relativa que tienen los principales mecanismos de interacción gamma con la materia en función de la energía del fotón y la  $Z$  del absorbedor.

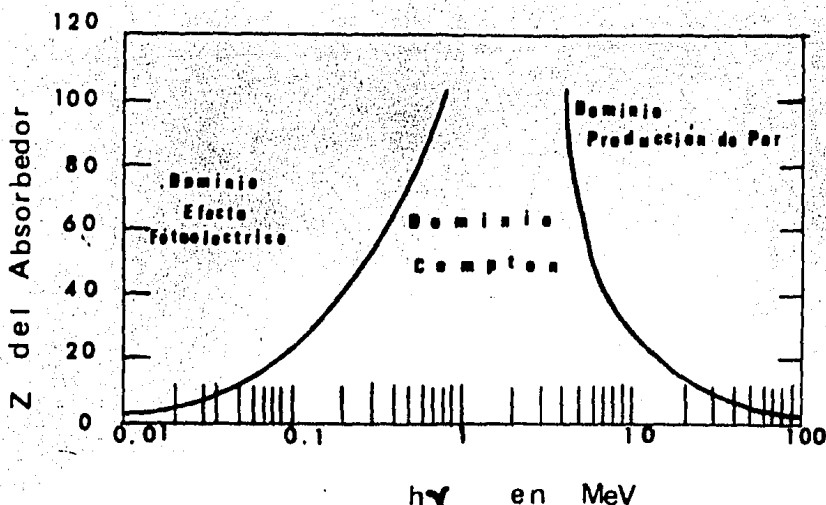


Figura 4.

Para las contribuciones individuales al coeficiente de absorción total se han encontrado expresiones teóricas aproximadas.

Así para el efecto fotoeléctrico: <sup>(4,1)</sup>

$$\tau = \frac{NZ^5}{(h\nu)^{3.5}} \quad \text{--- (10)} \quad \text{en el caso } E_b \ll h\nu \ll MeC^2$$

donde, N = Nucleos por unidad de volumen

Z = Número atómico

hν = Energía del fotón.

De esta ecuación se observa que un elemento de alta Z tiene una contribución grande para absorción de rayos gamma, lo que permite usarlos como buen blindaje contra dicha radiación.

El coeficiente de absorción para el efecto compton está dado por: <sup>(4,1)</sup>

$$\sigma = \frac{NZ}{h\nu} \left[ \ln \frac{2h\nu}{MeC^2} + \frac{1}{2} \right] \quad \text{--- (11)} \quad h\nu \gg MeC^2$$

Este coeficiente se puede dividir en dos partes, una de ellas

que considero la energía de los fotones dispersados  $\sigma_s$  y la otra energía del electrón colisionado  $\sigma_a$ . Esta última es la transmisión de energía fotón - electrón.

La figura (3) 5 muestra la distribución angular del número de fotones Compton dispersados en una unidad de ángulo sólido -- para diferentes energías. Aquí  $\theta$  es el ángulo de dispersión y los valores de la curva son iniciales.

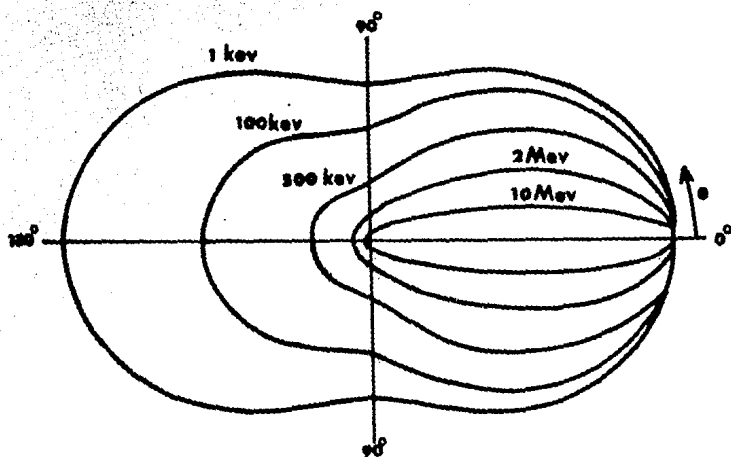


Figura 5.

Es importante notar que para altas energías de los rayos gamma estos tienden fuertemente a ir hacia adelante.

La figura 5 será de utilidad, pues indica la distribución dentro del detector del fondo gamma a discriminar, esta gráfica es obtenida a partir de la sección eficaz diferencial de dispersión dada por: (3)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[ \frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right]^3 \left[ \frac{1+\cos^2\theta}{2} \right] \left[ \frac{1+\alpha^2(1+\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)(1+\alpha(1+\cos\theta))} \right] \quad (10)$$

donde,  $\alpha = \frac{h\nu}{\text{Me}c^2}$

$r_0$  = Radio clásico del electrón.

La sección eficaz diferencial de dispersión es la medida de la sección eficaz de dispersión por unidad de ángulo sólido.

En la contribución de producción de pares se considera el hecho de que solo se presenta cuando la energía del fotón es mayor de 1.02 MeV, por lo que el valor de su coeficiente particular será igual a cero para energías  $h\nu \leq 1.02$  MeV y para valores mayores, varía con el logaritmo de la energía  $h\nu$  <sup>(4)</sup>

$$\kappa = NZ^2(h\nu - 2\text{Me}c^2) \quad - - - - \quad (13) \quad \text{para } h\nu \approx 1.02 \text{ MeV}$$

$$\kappa = NZ^2 \ln(h\nu) \quad - - - - \quad (14) \quad \text{para } h\nu \gg 1.02 \text{ MeV.}$$

La figura 6 muestra la variación del coeficiente total de absorción de acuerdo a sus componentes y a la energía de la radiación gamma para el plomo.

En la figura 7 se presenta la variación del coeficiente total de absorción masico para diferentes materiales y valores de energía. De esta última figura se aprecia que la relación  $\mu/\rho$  para materiales de mayor número atómico es mayor en casi todo el rango de energías.

Otros parametros útiles referentes a la absorción de rayos gamma son:

El espesor medio el cual se define como el espesor requerido para que la intensidad del haz se reduzca a la mitad, y la



trayectoria libre media, que por definición es la distancia - promedio que viaja un fotón antes de desviarse del haz.

De las definiciones y de la ecuación 6 se obtiene el espesor medio  $X_{1/2}$  así:

$$\frac{1}{2}I_0 = I_0 e^{-\mu X_{1/2}} \Rightarrow X_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{.693}{\mu}$$

$$X_{1/2} = \frac{.693}{\mu} \quad \text{---} \quad (15)$$

La trayectoria libre media es:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} \mu x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{\mu \left[ \frac{x}{\mu} e^{-\mu x} - \left(\frac{1}{\mu}\right) e^{-\mu x} \right]_0^{\infty}}{-\frac{1}{\mu} (\mu) e^{-\mu x} \Big|_0^{\infty}} = \frac{(0-0) - (0-\frac{1}{\mu})}{-(-1)} = \frac{1}{\mu}$$

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad \text{---} \quad (16)$$

Ambos parametros serán de utilidad en la selección de las medidas del detector, así como de la geometría.

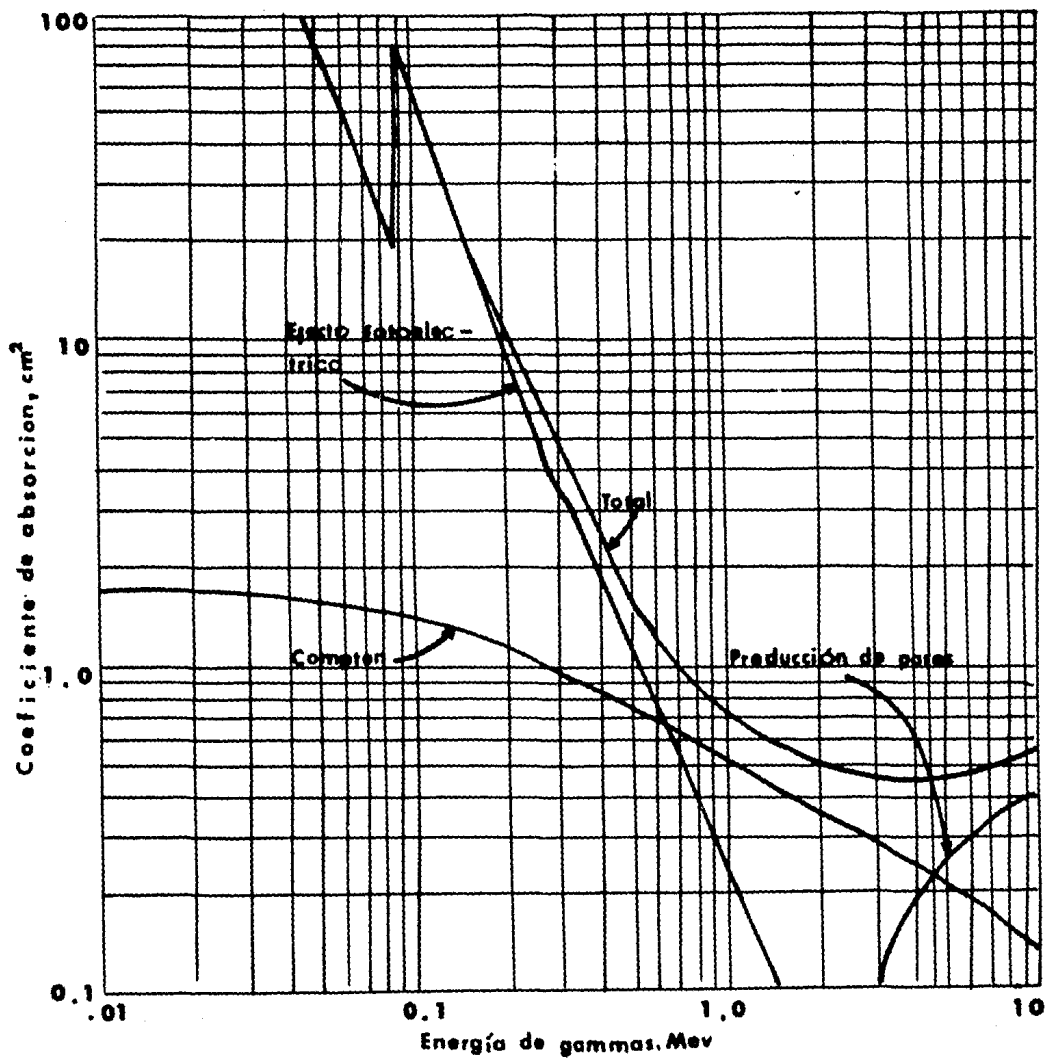


Figura 6.

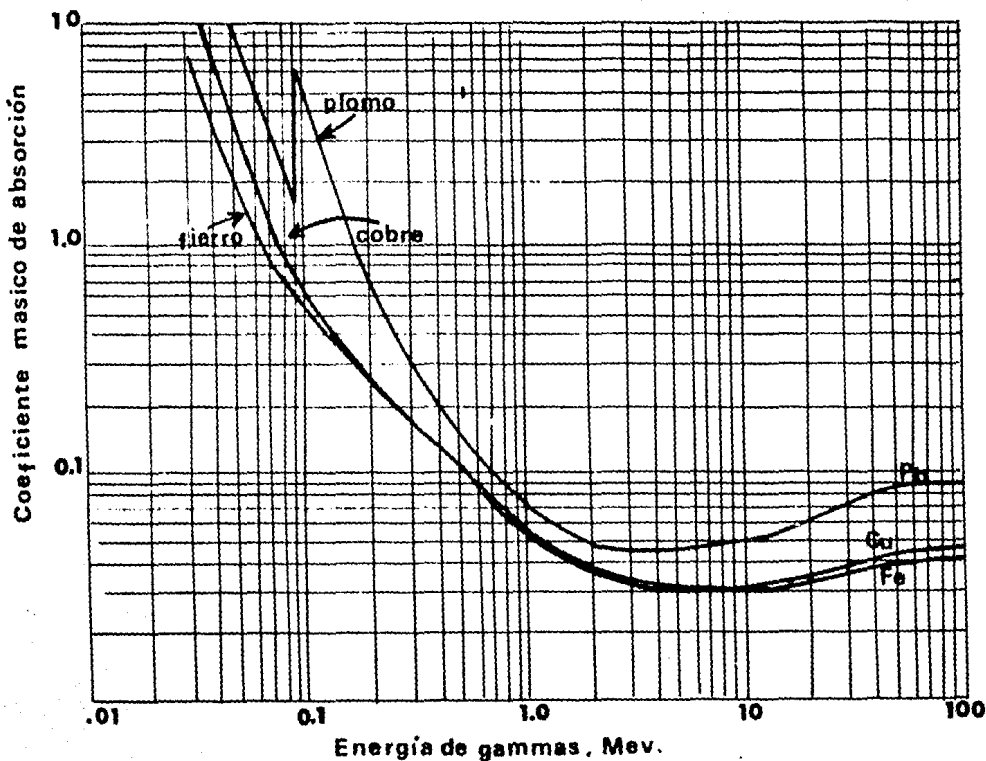


Figura 7.

### 1.3 INTERACCION DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA.

Los neutrones son partículas que no tienen carga eléctrica -- neta y su masa es ligeramente mayor que la del protón.

Existen neutrones libres pero decaen por emisión de un electrón y un antineutrino.

La más reciente información sobre la vida media del neutrón -- es de  $12 \pm 1.5$  minutos.

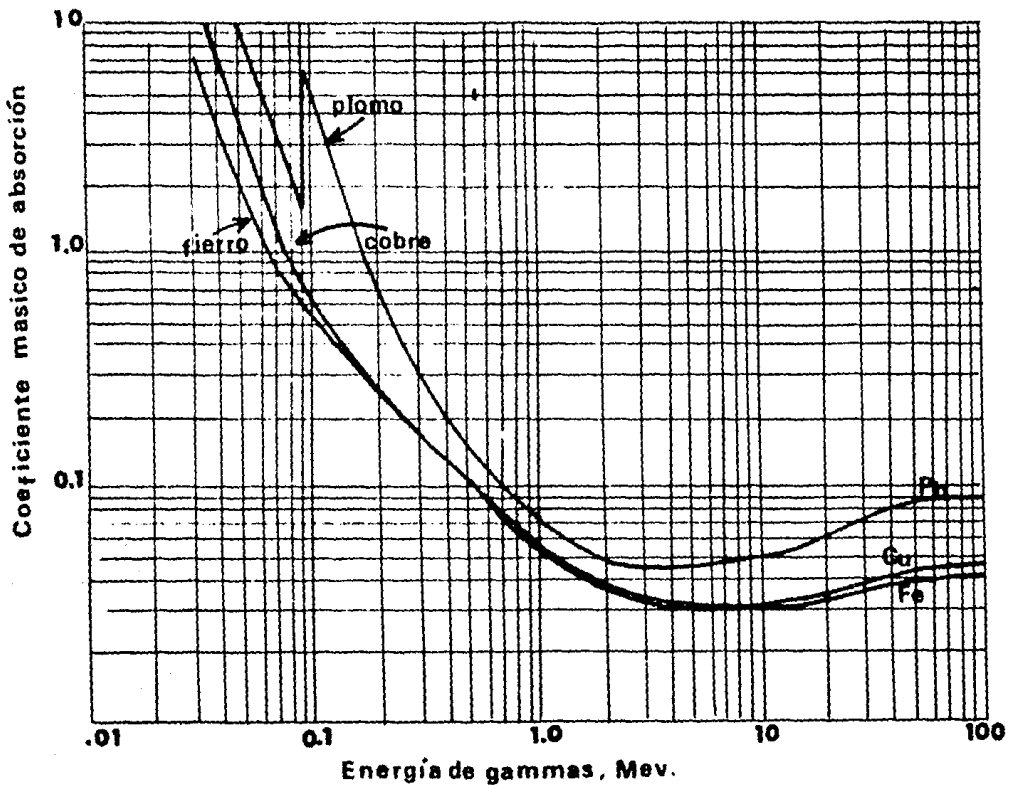


Figura 7.

### 1.3 INTERACCION DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA.

Los neutrones son partículas que no tienen carga eléctrica -- neta y su masa es ligeramente mayor que la del protón.

Existen neutrones libres pero decaen por emisión de un electrón y un antineutrino.

La más reciente información sobre la vida media del neutrón -- es de  $12 \pm 1.5$  minutos.

El neutrón presenta características ondulatorias y se le asocia la longitud de onda: <sup>(1)</sup>

$$\lambda = h/mv$$

donde, h = Constante de Planck

m = Masa del neutrón

v = Velocidad del neutrón.

La interacción de los neutrones con la materia dado que no tienen carga eléctrica neta, ocurre de una manera diferente a la de partículas cargadas y rayos gamma. Con los electrones atómicos lo hacen debilmente debido a su momento magnético, por lo que llegan facilmente al núcleo, con el que interactúa mediante diferentes procesos, cuya ocurrencia depende de la energía del neutrón incidente y las características físicas del material blanco. Abajo se clasifican los neutrones:

Neutrones térmicos	- - - - -	.025 eV
Neutrones lentos	- - - - -	.025 - 1000 eV
Neutrones de energía intermedia	- - - - -	1 - 500 KeV
Neutrones rápidos	- - - - -	.5 - 10 MeV
Neutrones de energía muy alta	- - - - -	>10 MeV.

Neutrones térmicos.- Son aquellos que han alcanzado el equilibrio térmico con su medio y su energía es función de la temperatura de dicho medio.

Su detección se logra con elementos que los capturan, emitiendo radiación gamma o partículas cargadas que a su vez se pueden detectar por metodos convencionales.

Neutrones rápidos.- La principal forma de interacción es por

dispersión elástica.

A continuación se describe el mecanismo de interacción de neutrones rápidos con materia, puesto que es el proceso que se utilizará en la detección de los mismos.

Dispersión elástica.- En el proceso la energía cinética del neutrón es compartida con el núcleo sin llegar a quedar excitado este último. Se presenta por lo tanto con más frecuencia para neutrones rápidos.

Por ser de primordial importancia para el presente proyecto se trata con un poco de detalle.

En las figuras 8.a y 8.b, se presenta para el análisis el sistema de laboratorio <sup>(1)</sup> y el de centro de masa respectivamente.

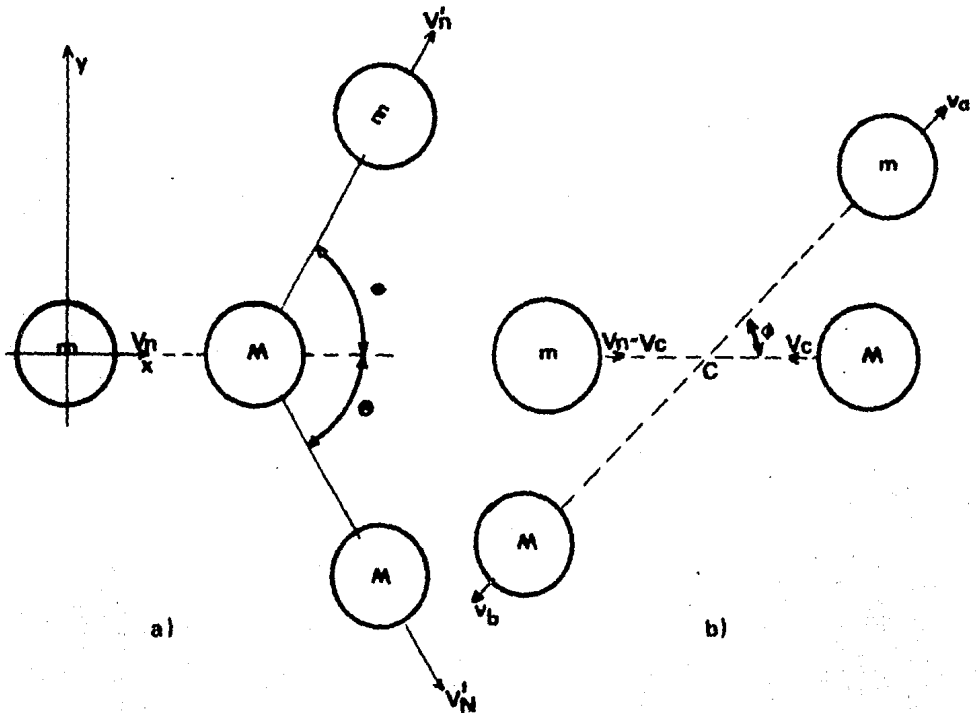


Figura 8.

Se obtiene al final <sup>(1)</sup> tomando como base las figuras, la siguiente expresión para la energía del neutrón después de haber colisionado:

$$E_f = E_i \frac{M^2 + m^2 + 2Mm \cos\phi}{(M+m)^2} \quad (15)$$

La relación entre el ángulo de laboratorio  $\theta$  y el ángulo de centro de masa  $\phi$  está dada por <sup>(1)</sup>

$$\cos \theta = \frac{M}{M+m} \cos\phi + \frac{m}{M+m} \cos\phi \quad (16)$$

En la ecuación (15), si  $M = m$  se ve que la energía final es igual a cero en un choque de frente ( $\phi=180^\circ$ ). Para el caso en que  $m$  es un neutrón, el material que podría lograr esta igualdad es el Hidrógeno. Por definición, moderación es el proceso en el cual los neutrones pierden su energía cinética en colisiones con el material blanco, es por esto que el mejor moderador es el Hidrógeno.

Un parametro importante en la colisión elástica es la sección eficaz. La sección eficaz nuclear es una medida cuantitativa de la interacción de los neutrones con la materia, y dependerá de la energía de los neutrones y el tipo de material blanco.

La sección eficaz microscópica  $\sigma$  para una reacción particular está definida como <sup>(4)</sup>:

$$\sigma = \frac{c}{N_a I t} \quad (17)$$

donde,  $c$  = Número de reacciones de cada tipo

$N_a$  = Número de núcleos en un espesor monoatómico

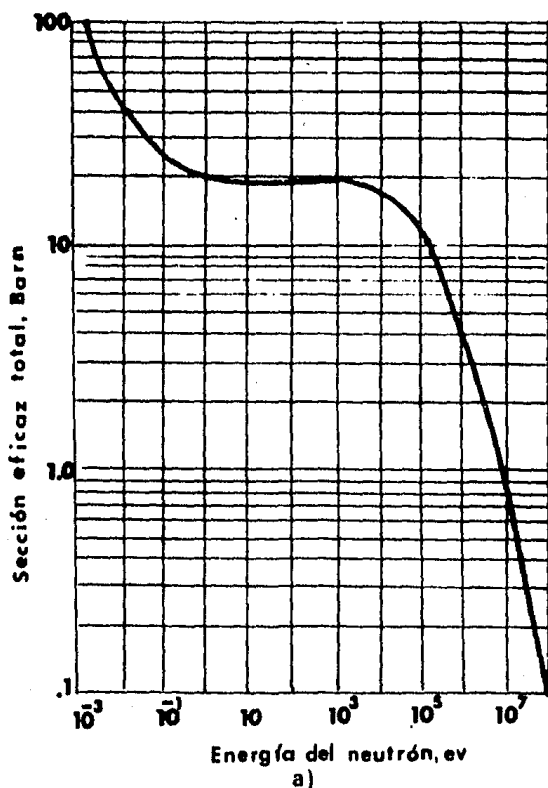
$I_t$  = Intensidad de neutrones.

La sección eficaz microscópica total es la suma de las secciones eficaces de cada tipo de interacción y está dada por:

$$\sigma_t = \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad \text{--- (18)}$$

Se han elaborado <sup>(4)</sup> gráficas donde se puede obtener la sección eficaz microscópica total de diferentes elementos en función de la energía de los neutrones.

A continuación se muestran las gráficas en las figuras 9.a y 9.b, para el Boro e Hidrógeno, respectivamente.





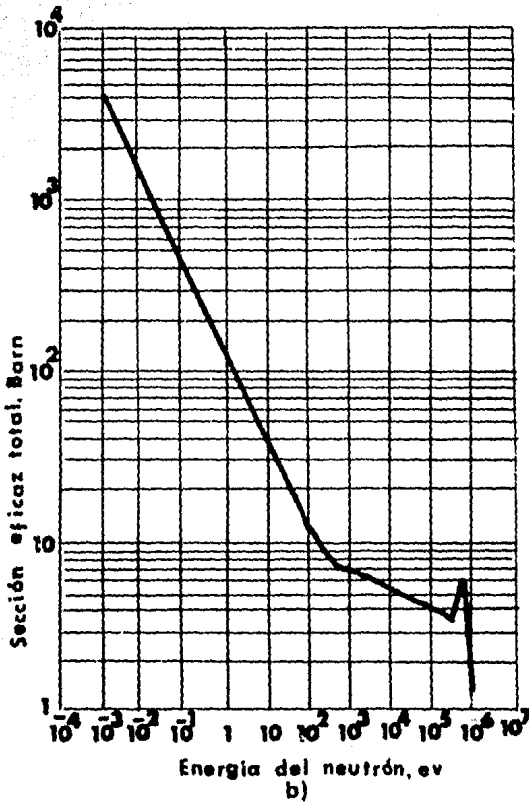


Figura 9.

La ecuación 17 es válida solo para una capa monoatómica, por lo que es conveniente derivar el caso general para un haz colimado y un espesor "d" de material, conteniendo "N" núcleos por centímetro cúbico. De aquí que una diferencial de lámina dx contenga ndx blancos y produzca un cambio fraccional del haz  $N\sigma dx$ , expresando lo anterior en una ecuación.

$$\frac{-dI}{I} = N\sigma dx$$

Integrando desde que la intensidad vale  $I_0$  hasta  $I$  a través -  
de todo el espesor,

$$-\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = \int_0^d N\sigma dx$$

$$I = I_0 e^{-N\sigma d} \quad \text{--- (19)}$$

La fracción de neutrones absorbidos es:

$$1 - e^{-N\sigma d} = \frac{I_0 - I}{I_0} \quad \text{--- (20)}$$

La ecuación (20) pasa a ser la (17) para valores de  $N\sigma d \ll 1$ .

La cantidad  $I$  es el número de neutrones que atraviezan la lá  
mina de espesor " $d$ " sin ser dispersados.

La figura 10 describe todo el proceso.

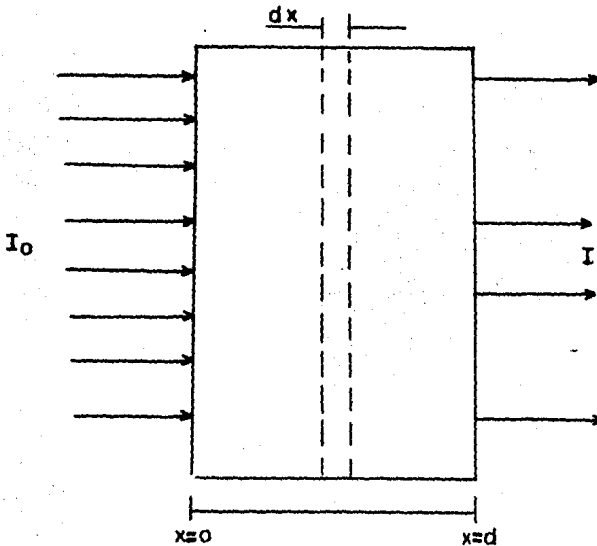


Figura 10.

El cálculo de N se lleva a cabo en la forma siguiente:

$$N = \frac{\rho N_0}{W}$$

donde,  $\rho$  = Densidad

$W$  = Peso atómico

$N_0$  = Número de avogadro

Por definición, la sección eficaz macroscópica es:

$$\Sigma \triangleq N\sigma \quad \dots \quad (21)$$

y es la probabilidad de absorción por unidad de longitud de trayectoria. El estudio anterior considera un haz colimado pero se puede hacer extensivo para campos de neutrones con direcciones al azar haciendo las siguientes consideraciones.

$V$  - Velocidad promedio de neutrón

$\frac{V}{\lambda}$  - Probabilidad de que un neutrón efectúe una reacción por unidad de tiempo.

Entonces, la razón de reacción por unidad de volumen será:

$$R.R. = \frac{nV}{\lambda} = \frac{nV\Sigma}{1} = \phi\Sigma \quad \text{-----} \quad (22)$$

donde,  $n$  = Número de neutrones por unidad de volumen.

$nV = \phi$  = flujo de neutrones

#### 1.4. RESUMEN.

En el análisis que hasta aquí se ha hecho, se pueden hacer las siguientes observaciones, en relación con la interacción de radiación gamma y neutrones rápidos con el material.

Los fotones al interaccionar con la materia lo hacen con los --

electrones del átomo y el campo electromagnético del núcleo, sin causar cambio en el número de masa del mismo.

Los neutrones interactúan directamente con el núcleo por no tener carga eléctrica neta y en el caso de que sean rápidos lo hacen por colisión elástica.

Los rayos gamma y los neutrones al interactuar con la materia lo hacen mediante diferentes mecanismos, el que se presente algún tipo particular dependerá de la energía de los neutrones o de la radiación gamma y el tipo de blanco.

Considerando que en todos los experimentos con neutrones rápidos siempre se presenta un fondo gamma producido al interactuar los neutrones con el medio, y este fondo es considerable, podemos concluir que la medición de eventos producidos por neutrones se verá afectada por el fondo gamma y para evitar esto habrá que discriminarlo. Esto se logra explotando -- las propiedades de un detector de centelleo<sup>(2)</sup>, el cual se -- describe en el siguiente capítulo.

## CAPITULO 2

### DETECTORES DE CENTELLEO Y TECNICAS DE DISCRIMINACION NEUTRON - GAMMA.

#### 2.1 INTRODUCCION.

Todo experimento que involucre la detección de neutrones rápidos tiene inevitablemente un fondo de radiación gamma que a su vez es detectada y puede oscurecer la información proporcionada por los eventos originados por los neutrones en el detector. Por esta razón, es conveniente desarrollar técnicas que permitan discriminar los eventos asociados con radiación gamma seleccionando y procesando sólo aquellos que han sido originados por neutrones rápidos.

Para efectuar la discriminación, es conveniente conocer y -explotar la propiedad que tienen algunos detectores de responder en forma diferente a radiaciones diferentes, por ello, en este capítulo se describen algunos detectores que cuentan con esta propiedad y las técnicas que permiten explotarla.

#### 2.2 DETECTORES DE CENTELLEO CON PROPIEDADES DE DISCRIMINACION POR FORMA DE PULSO.

Existen algunos materiales centelladores útiles para la detección de neutrones rápidos que tienen la propiedad de producir pulsos de luz con constantes de decaimiento que depen-

de la radiación incidente, vía la partícula cargada originada en el medio detector, y por medio de un diseño electrónico -- adecuado se puede explotar dicha propiedad que ha dado lugar a la técnica de discriminación por forma de pulso.

### 2.2.1 PROPIEDADES DE LOS DETECTORES.

El tipo idóneo de detector de neutrones rápidos es aquel que está basado en el mecanismo de dispersión elástica, y de acuerdo a lo expuesto en el capítulo anterior, los materiales adecuados para detectar neutrones rápidos son aquellos que tienen alto contenido de hidrógeno ya que el núcleo de este elemento puede tomar toda la energía del neutrón incidente en una sola colisión debido a su alta sección eficaz de dispersión elástica.

Hablando de los centelladores orgánicos, el origen del centelleo es la excitación y la ionización producidas en la sustancia por la radiación. La energía que incide en el detector es absorbida por las moléculas provocando transiciones en la estructura del nivel de energía de cada molécula, llevandola a uno de los muchos estados excitados posibles, de los cuales decaen por emisión de luz. En los centelladores orgánicos se ha observado que esta desexcitación ocurre en un tiempo muy corto y se le conoce como fluorescencia rápida. La eficiencia de centelleo del detector está dada como la fracción de la energía de la partícula incidente que es convertida en luz,

esta fracción es la menor parte de la energía de excitación y de ionización siendo que la mayor parte se pierde por medio de otros procesos (como calor), los cuales no involucran la emisión de luz.

Se ha demostrado<sup>(10)</sup> que la emisión de luz de los centelladores orgánicos está formada de una componente rápida de decaimiento exponencial seguida de otras componentes más lentas -- que tendrán diferente duración dependiendo de la partícula excitadora. La componente rápida generalmente es muy similar para cualquier tipo de radiación, mientras que la componente lenta es distinta para cada tipo de excitación.

Entre los centelladores orgánicos, se ha comprobado la mayor eficiencia de centelleo<sup>(3)</sup> de los cristales puros como el antraceno y el estilbena, que además son los que emiten las formas de pulso más diferenciables para los distintos tipos de partículas excitadas, un ejemplo de la diferencia de pulsos obtenidos en un cristal orgánico<sup>(39)</sup> se muestra en la figura (11).

Brooks<sup>(26)</sup> demuestra la posibilidad de discriminación entre neutrones y radiación gamma, al obtener dos curvas diferentes sobre un osciloscopio al cual se le aplicaron en la entrada horizontal una altura de pulso proporcional a la energía y en la entrada vertical una altura de pulso de un circuito discriminador.

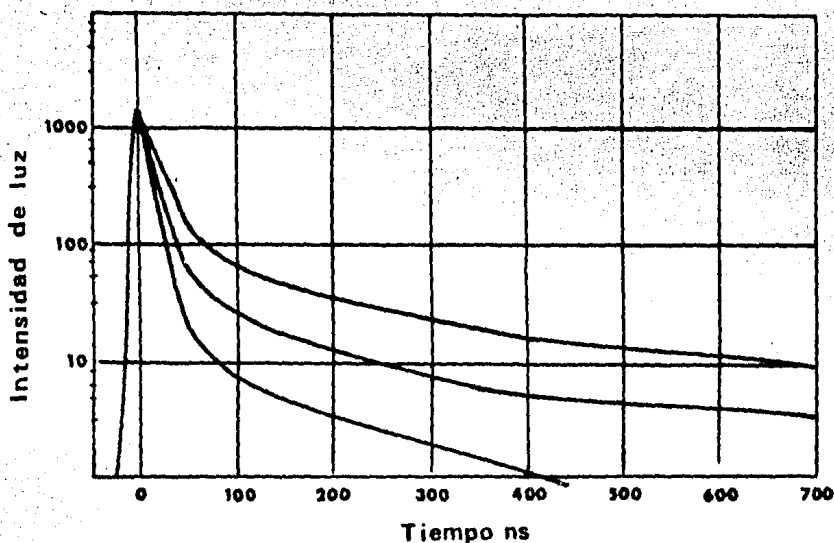


Figura 11.

FOSFORO	CONSTANTE DE TIEMPO $\tau_f$ (ns)	CONSTANTE DE TIEMPO $\tau_s$ (ns)	RAZON DE INTENSIDAD <sup>(1)</sup>
Estilbeno	6.2	370	1.8
Antraceno	33.0	370	2.1
Cuaterfenil	4.5	350	2.1
Fosforo Liq. <sup>(2)</sup>	2.8	200	1.8
Liq. Boratado <sup>(3)</sup>	4.8	200	1.9

$\tau_f$  = Constante de tiempo de la componente rápida del decaimiento

$\tau_s$  = Constante de tiempo de la componente lenta que muestra diferencias más rápido

(1) Razon de amplitud de la componente lenta del neutrón entre la componente lenta del rayo gamma.

(2) P. Terfenil (4g/l), POPOP(.04g/l) en tolueno.

(3) P.B.D. (8g/l) POPOP(.05 g/l) en Naftaleno (22%) Xyleno --- (31%) Trimetil Borato (47%)

TABLA A.



<sup>10</sup>  
Owen experimenta con varios centelladores organicos, utiliza una fuente de neutrones rápidos de Po-Be y sus resultados estan en la tabla (A)

Los resultados de la columna "Razon de Intensidad" se deben a que la mayor parte de la salida de luz de los pulsos provocados por protón ocurre en las componentes lentas mientras -- que en los pulsos provocados por electrón sucede lo contrario. Para aprovechar las diferencias de los pulsos mencionados, -- existen varios métodos de discriminación por forma de pulso - (PSD) que se mencionan en este capítulo, todos estos métodos se auxilian de un sistema transductor que convierte la señal luminosa en señal eléctrica, o sea un pulso de corriente, que es amplificado para manejarlo con mayor facilidad. Este sistema transductor se llama fotomultiplicador, su función y operación se detallan a continuación:

### 2.3 TEORIA Y CONSIDERACIONES PRACTICAS DE UN FOTOMULTIPLICADOR (PM)

La conversión del pulso luminoso obtenido del centellador a una corriente eléctrica, involucra dificultades que se mencionan al describir el funcionamiento del fotomultiplicador.

Fotomultiplicador.- Es un tubo bajo vacío, cuya función es -- convertir una señal luminosa a una señal eléctrica. Tipicamente, el pulso de centelleo es de varios cientos de fotones y es convertido a señal eléctrica útil sin aumentarle gran -- cantidad de ruido al azar.

Las partes esenciales de un tubo fotomultiplicador son:

- 1) Fotocátodo
- 2) Optica de Entrada
- 3) Dínodos
- 4) Anodo

La figura (12) es la representación esquemática de un tubo fotomultiplicador con sus diferentes elementos.

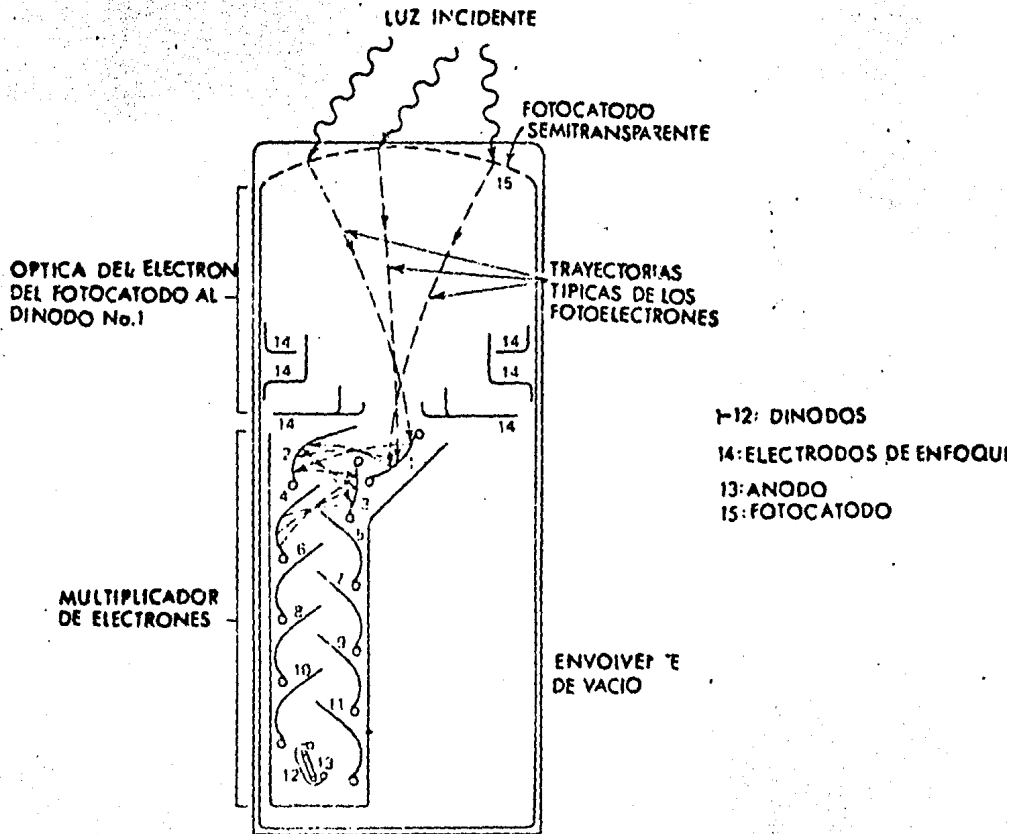


FIGURA No. 12

### 2.3.1 FOTOCATODO

Este elemento efectúa la conversión de los fotones incidentes a electrones de acuerdo a esta secuencia; absorción y transferencia de energía del fotón incidente al electrón dentro del material fotoemisor; migración a la superficie y escape del fotocátodo. A lo largo de este proceso el electrón pierde energía, por lo que es necesario que el fotón sea de una energía mínima para que haya escape de los electrones del fotocátodo; a estos electrones se les denomina fotoelectrones o electrones primarios y generalmente son pocos y de baja energía en un pulso típico, esto provoca la necesidad de un buen sistema óptico de entrada con el propósito de evitar mayor pérdida de energía.

Los materiales de mayor uso en los fotocátodos son los que producen una mínima corriente termoionica con el fin de evitar pulsos de ruido, por ejemplo Cs Sb.

La sensibilidad del fotocátodo se cuantifica de dos formas:

La eficiencia del fotocátodo que está en términos de corriente por unidad de flujo luminoso (Lumens) sobre su superficie, y la eficiencia cuántica que es el número de electrones producidos entre el número de fotones incidentes, esta última alcanza en la práctica entre 20 - 30% máxima.

La respuesta del fotocátodo depende también de la longitud de onda del pulso de luz recibido, así con  $\lambda$  grande el electrón no sale a la superficie del fotocátodo; por otro lado siendo  $\lambda$  muy chica, el cristal de la ventana del detector no deja pasar la luz.

### 2.3.2 SISTEMA OPTICO DE ENTRADA.

Este sistema está comprendido entre el fotocátodo y primer dinodo, tiene la función de enfocar los fotoelectrones sobre el primer dinodo, ésto determina principalmente el tiempo de tránsito de los mismos, que asociados a la eficiencia de colección del primer dinodo dan una medida de la calidad de la óptica de entrada.

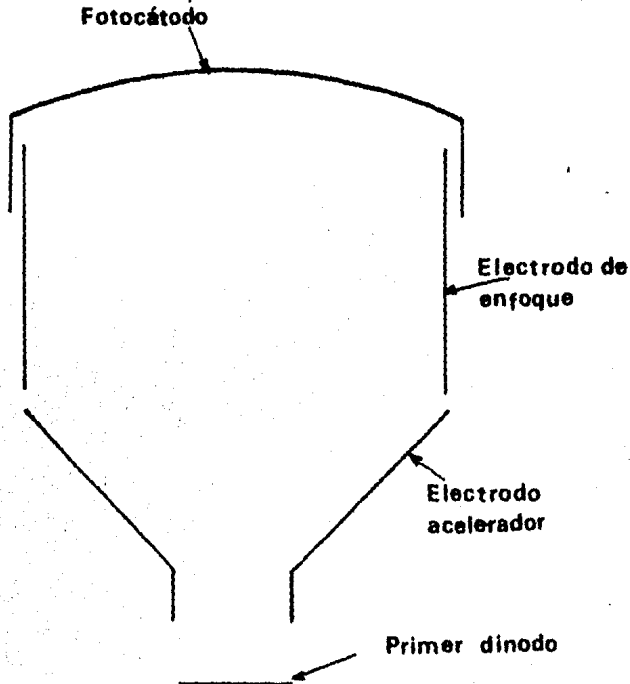


Figura No. 13

En la figura 13, se pueden localizar las partes del sistema óptico de entrada de un fotomultiplicador.

Para mejorar la colección electrónica, algunos fotomultiplicadores cuentan en la óptica de entrada con dos electrodos adicionales, que son: El Electrodo Acelerador y el Electrodo de Enfoque, los cuales pueden conectarse al divisor de voltaje independientemente del fotocátodo y primer dinodo.

La geometría que guardan estos dos electrodos en el sistema óptico de entrada, determina la distribución de campo eléctrico, asimismo, la distribución de campo eléctrico determina la trayectoria de los fotoelectrones desde cualquier punto del fotocátodo. Los tubos más sencillos se diseñan de forma que la colección óptima de electrones se logra cuando el electrodo acelerador y el primer dinodo tienen el mismo voltaje; además se recomienda que el voltaje entre el cátodo y el primer dinodo sea 1.5 veces -- mayor que entre dinodos sucesivos para un mejor funcionamiento. <sup>(6)</sup>

El potencial aplicado al electrodo de enfoque debe ser mayor <sup>(6)</sup> que el aplicado al fotocátodo de forma que la distribución de campo eléctrico en el sistema óptico de entrada permita coleccionar los fotoelectrones emitidos en la periferia del fotocátodo, pues de otro modo el área efectiva de éste se vería reducida.

Otro elemento del sistema óptico de entrada es el deflector. Este elemento tiene influencia en la eficiencia de colección, ya que dirige hacia el primer dinodo la parte del haz de electrones que viajan con dirección distinta a éste. El deflector está colocado detrás del electrodo acelerador, y del voltaje que se le aplica depende la corriente anódica.

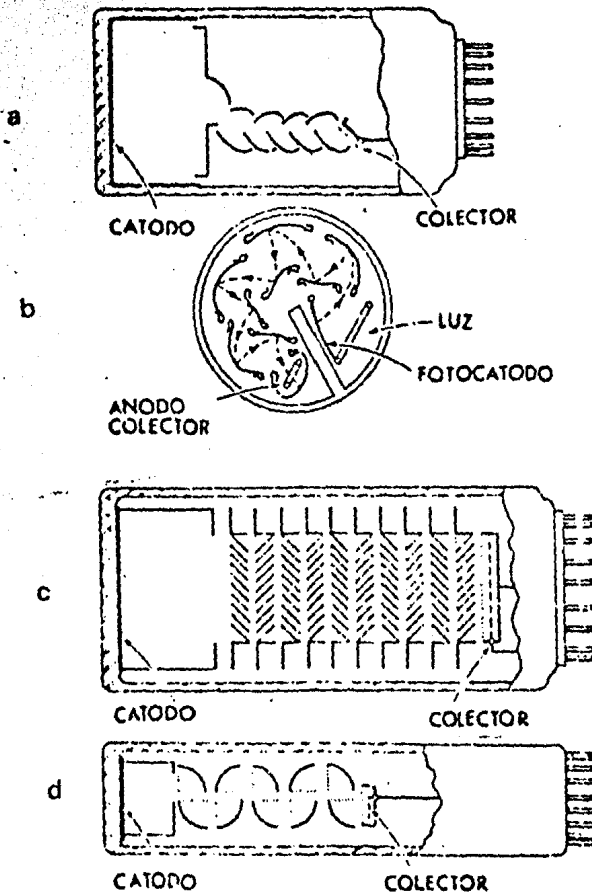
El voltaje aplicado al deflector puede ajustarse para obtener máxima eficiencia de colección para el área efectiva del fotocátodo determinada por el electrodo de enfoque.

El tiempo de tránsito en un tubo PM se define como el tiempo que requiere el fotoelectrón para viajar del fotocátodo al primer dinodo, dado que el primer dinodo no puede hacerse simétrico con respecto a los ejes del tubo tomando en cuenta la distribución estadística de la velocidad inicial de los fotoelectrones<sup>(6)</sup>, se eligen los voltajes convenientes para minimizar el tiempo de tránsito, las diferencias que pueda haber son debidas a que los fotoelectrones creados en el fotocátodo por un centelleo viajan distancias diferentes y las líneas de potencial en su trayectoria también son diferentes para un instante dado. Estos tiempos se reducen aumentando el voltaje aplicado.

La colocación de un diodo Zener entre el fotocátodo y el

primer dinodo vuelve más uniforme el sistema de la óptica de entrada porque estabiliza el voltaje aplicado entre ellos.

### 2.3.3 DINODOS.



a. construcción lineal      b. jaula  
c. persiana veneciana      d. caja

Figura 14

Se trata de una serie de electrodos colocados en cascada con propiedades de emisión secundaria; forman la parte multiplicadora del tubo PM. de aquí que el número de ellos y el coeficiente de emisión secundaria, determinan la ganancia del tubo, asimismo el número y la forma de los dinodos se seleccionan de acuerdo al uso que se le vaya a dar al fotomultiplicador. Algunos arreglos de multiplicadores se muestran en la figura (14)

El complemento a lo referente a dinodos se trata más adelante, en ganancia y multiplicación.

#### 2.3.4 ANODO.

Es un electrodo hecho de un material conductor cuya tarea es la de coleccionar la carga proveniente de los dinodos; el potencial que se le aplica debe ser mayor que el del último dinodo para poder efectuar la colección.

Tanto al ánodo como a los dinodos se les asocia una capacitancia y una resistencia propias.

#### 2.3.5 GANANCIA Y MULTIPLICACION.

La ganancia de un fotomultiplicador es una función de la multiplicación de electrones que tiene lugar en los dinodos, es la relación entre el número de electrones que llegan al ánodo entre el número de electrones que incidieron sobre el primer dinodo. La multiplicación de los



electrones en los dinodos de un fotomultiplicador se realiza en una forma similar al de la fotoemisión con la variante de que los electrones del material de los dinodos son excitados por un electrón energético y no por un fotón.

La emisión secundaria de electrones en la cadena de dinodos va en aumento debido en parte al incremento del voltaje suministrado en cada etapa lo que hace que los electrones adquieran una mayor energía cinética y de esta forma excitan a una mayor cantidad de electrones.

El voltaje suministrado a los dinodos a través de una red divisora de voltaje, debe ser muy estable pues hay una gran sensibilidad de la multiplicación en los dinodos a los cambios de voltaje.

El factor de multiplicación para un dinodo es:

$$\delta = \frac{\text{número de electrones secundarios}}{\text{Electrones primarios}} \quad - - - - (23)$$

Este factor varía con el tipo de material de que está hecho el dinodo, hasta hoy los materiales con mejor comportamiento para la multiplicación de electrones son: <sup>(3)</sup> BeO, MgO y Cs<sub>3</sub>Sb.

Se puede ver que el factor de multiplicación depende de la emisión secundaria el cual es un proceso estadístico y por esto el factor de multiplicación  $\delta$  varía de evento a evento alrededor de un valor promedio.

En la figura 15 se muestra el comportamiento de  $\delta$  en función de la energía del electrón incidente para materiales utilizados en dinodos.

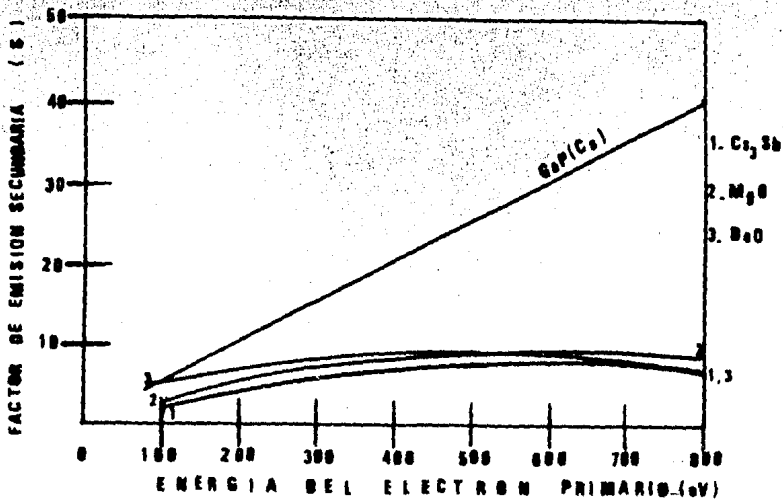


FIGURA 15

La mayoría de los fotomultiplicadores realiza la multiplicación en forma lineal por lo que la ganancia de un fotomultiplicador está dada idealmente por:

$$G = \delta^n \quad (24)$$

Ahora si se considera que la eficiencia de colección de la optica de entrada es menor al 100%, así como la eficiencia de transferencia de electrones entre dinodos, la expresión (24) queda:

$$G = \alpha \delta^n \quad (25)$$

Donde  $\alpha$  es la fracción de todos los fotoelectrones colectados por la estructura del multiplicador y tiene un valor típico aproximado a la unidad para los materiales --

Convencionales de los Dinodos.

La linealidad que se obtiene en la multiplicación, permite que el pulso a la salida del tubo PM sea proporcional al número original de fotoelectrones que a su vez se relaciona con la intensidad de centelleo.

Existen algunas no linealidades en los tubos fotomultiplicadores que hacen variar el factor de multiplicación, entre estas no linealidades se encuentra el efecto de carga espacial que se presenta principalmente entre el último dinodo y el ánodo cuando el gradiente de potencial de colección es reducido por las variaciones de corriente en los dinodos producidos por pulsos muy grandes y que así mismo provocan la desviación de los voltajes de los dinodos por los cambios en la razón del conteo de su valor de equilibrio.

El crecimiento de la carga espacial afecta la trayectoria de los electrones evitando que algunos sean colectados.

Estas situaciones se corrigen con un buen diseño de la cadena de dinodos.

Experimentalmente, se han observado efectos de histerisis debido a que los cambios en la ganancia no son totalmente reversibles todas estas no linealidades se han llegado a minimizar al grado de que un buen fotomultiplicador no cambia su ganancia más de uno por ciento al variar la relación de conteo de  $10^3$  a  $10^4$ .

### 2.3.6. FORMACION DEL PULSO EN EL ANODO.

La formación del pulso en el ánodo, depende del valor de la capacitancia y la resistencia asociadas al mismo y de la forma del pulso de corriente que llegue a él, como se ilustra en la figura 16.

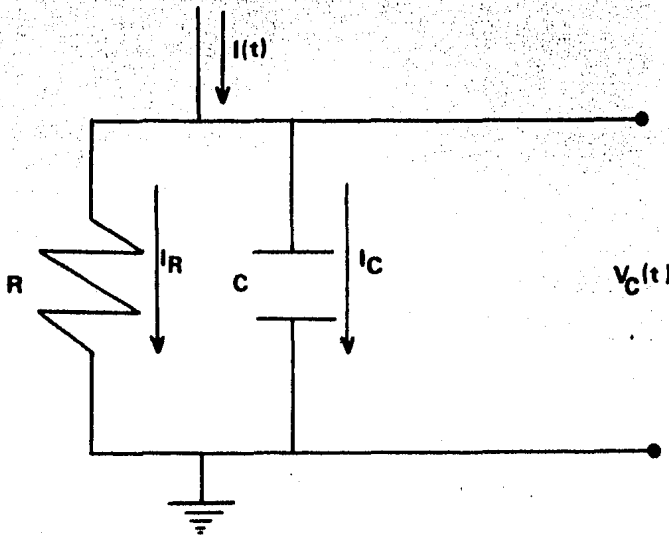


Figura No. 16

De la figura, la resistencia R es una equivalente de la resistencia propia del ánodo, la de la etapa a que esté acoplado el fotomultiplicador y a las que se le agreguen al ánodo para un manejo adecuado del pulso. Análogamente, la capacitancia es equivalente.

Planteando ecuaciones para el voltaje en el ánodo:

$$i(t) = i_R + i_C \quad \text{---} \quad (26)$$

$$i(t) = \frac{V_C}{R} + \frac{dV_C}{dt} \quad \text{---} \quad (27)$$

$$\rightarrow \frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{RC} = \frac{1}{C} i(t) \quad \text{--- (28)}$$

$i(t)$  queda determinado por la forma del pulso de centelleo, que para un detector orgánico tiene la siguiente expresión:

$$i(t) = I_0 e^{-t/\tau_1} + A e^{-t/\tau_2} \quad \text{--- (29)}$$

Considerando que la subida del pulso es un escalón en  $t=0$

$t$  = Tiempo de decaimiento del pulso

$\tau_1$  = Tiempo de decaimiento de la componente rápida del pulso.

$\tau_2$  = Tiempo de decaimiento de la componente lenta del pulso.

El coeficiente  $A$  es diferente para protón y electrón.

La ecuación diferencial para el voltaje en el ánodo del fotomultiplicador queda entonces:

$$\frac{dV_a(t)}{dt} + \frac{1}{RC} V_a(t) = \frac{I_0}{C} e^{-t/\tau_1} + A e^{-t/\tau_2} \quad \text{--- (30)}$$

Esta ecuación la manejaremos más adelante para condiciones específicas en técnicas de discriminación.

Por otro lado, hay contribuciones no deseadas a la señal como son el ruido y la corriente oscura.

La corriente oscura es una contribución espuria de corriente directa provocada por diferentes medios, el más importante por temperatura, y le sigue el ocasionado por fotones cerenkov, en el primer caso, el ruido se origina al emitir el fotocátodo electrones por efecto térmico

co, el segundo se debe a radiación que incide sobre la -  
ventana o la cubierta del tubo fotomultiplicador. A las  
variaciones en la corriente oscura se le llama ruido os-  
curo.

El ruido en un tubo fotomultiplicador es una fluctuación  
estadística de la señal a la salida, formada por las con-  
tribuciones de:

- a) Ruido del fotocátodo.
- b) Ruido en el multiplicador.

El ruido afecta al sistema fotocátodo -primer dinodo como  
si se tratara de una celda fotoeléctrica, por lo que la -  
cantidad de ruido en el dinodo<sup>(6)</sup>.

$$\bar{I}^2 = 2i_k e \Delta_f \quad \text{---} \quad (31)$$

donde,

$i_k$  - Es la corriente originada en el fotocátodo, después -  
del primer dinodo.

$$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Coul.}$$

$\Delta_f$  = Ancho de banda del equipo conectado al ánodo bajo --  
iluminación.

El ruido que se adiciona en el multiplicador se debe a --  
las fluctuaciones estadísticas del coeficiente de emisión  
secundaria. Por lo tanto, la corriente anódica tiene en  
primer término ruido debido al elemento de carga Ge, y --  
después obedece a una ley de distribución arbitraria, cu-  
ya varianza se signifique por V. la ecuación que se obtie-  
ne para el ruido en el ánodo es por lo tanto:<sup>(6)</sup>

$$\bar{I}_a^2 = 2GeI_a\Delta_f \left( \frac{V}{\delta(\delta-1)} + 1 \right) \quad \text{--- (32)}$$

Si se tratara de una distribución Poisson y el factor de emisión secundaria del primer dinodo fuera igual al de los dinodos subsiguientes la ecuación (32) queda:

$$\bar{I}_a^2 = 2GeI_a\Delta_f \frac{\delta}{\delta-1} \quad \text{--- (33)}$$

Ahora si el coeficiente de emisión secundaria del primer dinodo es mayor que el de los subsiguientes, la ecuación (32) queda:

$$\bar{I}_a^2 = 2GeI_a\Delta_f \left( \frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)} + 1 \right) \quad \text{--- (34)}$$

Las ecuaciones 32 y 33 proporcionan un cálculo del ruido que contiene la señal en el ánodo para diferentes fotomultiplicadores. Debe notarse su independencia de la frecuencia y que solo depende del ancho de banda, aunque de hecho para frecuencias menores a 1 cps, el ruido se incrementa. Una explicación de esta, es la falta de homogeneidad en la emisividad, atribuida<sup>(6)</sup> a la difusión de átomos extraños en la superficie emisora.

El conocer la cantidad de ruido que se presenta en la señal es importante porque determina el nivel más bajo de señal detectable.

#### 2.4 ACOPLAMIENTO DETECTOR - FOTOMULTIPLICADOR.

Para evitar que la luz producida en el detector de centelleo se vaya a reflejar internamente en su propia frontera sin haber alcanzado el fotocátodo del tubo fotomultiplicador, se utilizan acopladores ópticos. Cuando es posible colocar directamente el detector y la ventana del fotomultiplicador, el espacio entre ellos se llena con una grasa o aceite de silicio con índice de refracción ( $v$ ) intermedio entre el de la ventana del fotomultiplicador<sup>(6)</sup> cuyo índice  $v$  es de 1.27 y el del centellador, que tiene un índice  $v$  siempre mayor a 1.48, además, deberá tener una viscosidad cinemática mayor a  $5 \times 10^4$  centistokes para mantener un buen contacto. Algunas grasas de silicio llegan a tener una viscosidad de  $10^6$  cst. Cuando por las características del medio o por limitaciones de espacio no sea posible unir directamente detector y fotomultiplicador, se procede a colocar una guía de luz entre ambos. Las guías de mayor uso son de polimetil metracrilato (Perpex, lucita, plexiglass), de forma cilíndrica cuya superficie debe ser lisa y regular para que haya una reflexión total. Las guías deben acoplarse ópticamente en ambos extremos.

La figura 17 presenta ejemplos de aplicación de guías de luz.



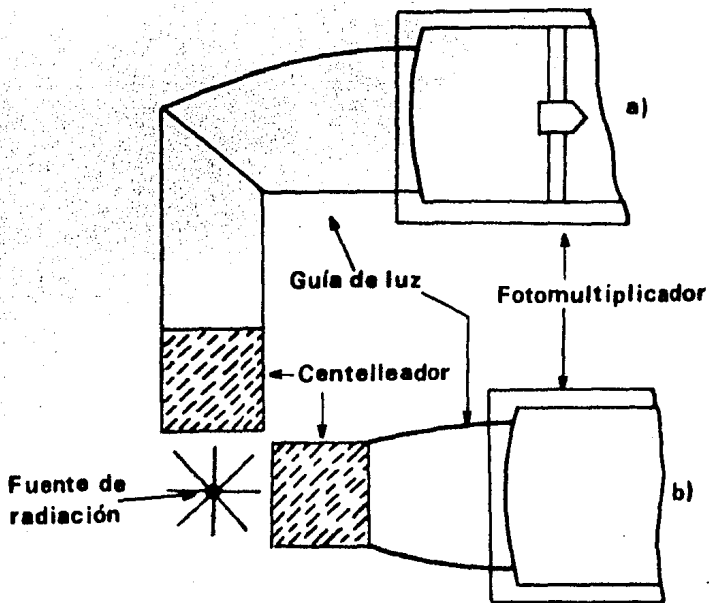


Figura No. 17

## 2.5 DIFERENTES TECNICAS DE DISCRIMINACION NEUTRON-GAMMA

Las técnicas usadas para discriminar entre neutrones y ra yos gamma, se han basado en la diferencia de propiedades de las partículas creadas por ambos en el detector. Así, existe diferencia en la densidad de ionización específica del protón y el electrón; asimismo, tienen diferente alcance y producen en un centelleador pulsos de luz de forma -- diferente. Esta última propiedad se emplea para discriminar radiación gamma en la detección de neutrones.

Hay varias maneras de efectuar la discriminación por forma de pulso (PSD), algunas de ellas son:

- Comparación entre las amplitudes del pulso de carga total y la altura de pico.
- Efectos de carga espacial.
- Cruce por cero.
- Comparación entre la parte rápida del decaimiento del pulso y la carga total.
- Comparación entre la parte rápida y la parte lenta del decaimiento del pulso.

A continuación se describen brevemente estas técnicas.

#### 2.5.1 COMPARACION ENTRE LAS AMPLITUDES DEL PULSO DE CARGA Y LA ALTURA DE PICO.

Se obtienen dos pulsos del fotomultiplicador; uno proporcional a la carga total del pulso de corriente, obtenido del ánodo y con polaridad negativa; el otro se obtiene del último dínodo por medio de un diodo y su amplitud depende de la altura de pico del pulso de corriente, este pulso es de polaridad positiva. El comparador puede ser un amplificador diferencial, que proporciona un pulso positivo cuando la amplitud del pulso de carga total sea mayor: En este caso se trata de un pulso originado por proton y será contabilizado. Este mismo resultado se obtiene al combinar los pulsos mediante una malla resistiva capacitiva. El inconveniente de este comparador es la dificultad para ajustar las constantes de tiempo involucradas dada la no linealidad de la resistencia del diodo.

La figura 18 ilustra lo anterior:

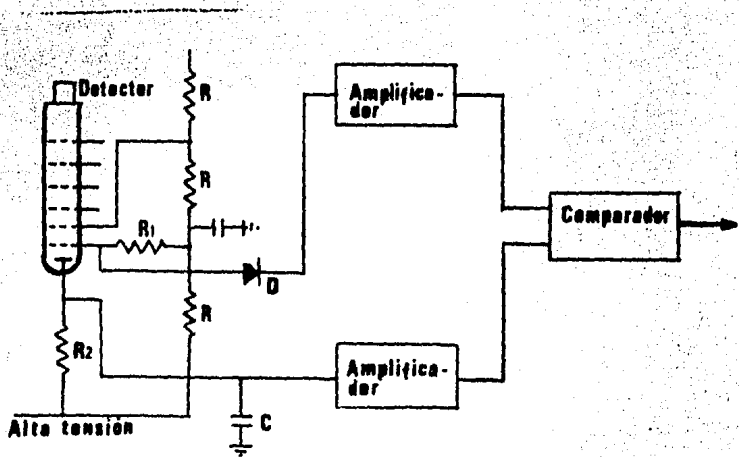


Figura No. 18

Para información acerca del método; consultar las referencias (9-11).

### 2.5.2 EFECTO DE CARGA ESPACIAL.

En este método el voltaje entre el último dinodo y el ánodo se mantiene en un valor pequeño (1-9 volts), provocando que la carga generada en el multiplicador para cierta intensidad del pulso de corriente, no pueda ser colectada dando lugar a una nube espacial de electrones en el último dinodo. Cuando el pulso de corriente ha alcanzado su máximo y el pulso de luz empieza a decaer, el fotomultiplicador principia a salir de saturación y el comportamiento en el tiempo lo determinan la constante de tiempo asociada al dinodo y el tiempo de decaimiento del pulso de -

luz. La selección de la constante de tiempo del dinodo, se hace de forma que para rayos gamma el voltaje en el dinodo sea de amplitud mínima, mientras que para neutrones con un decaimiento más lento aparezca un voltaje mayor, así, utilizando un simple discriminador de altura de pulso se seleccionan los eventos originados por neutrones y rechazan las asociadas a radiación gamma. Como el circuito puede -- ser disparado por gammas de cierta energía, se utiliza además una referencia de tiempo de manera que aunque el pulso debido a gammas haya alcanzado el nivel de disparo, este pueda discriminarse.

La figura 19 ilustra el circuito:

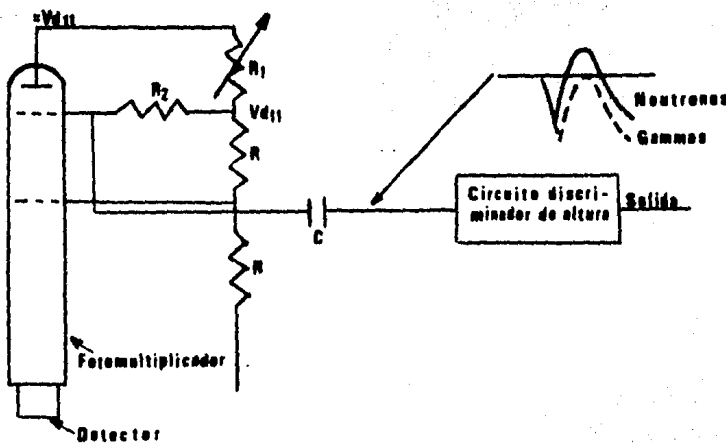


Figura No. 19

Para mayores detalles consultar las referencias (8, 11 y 17).

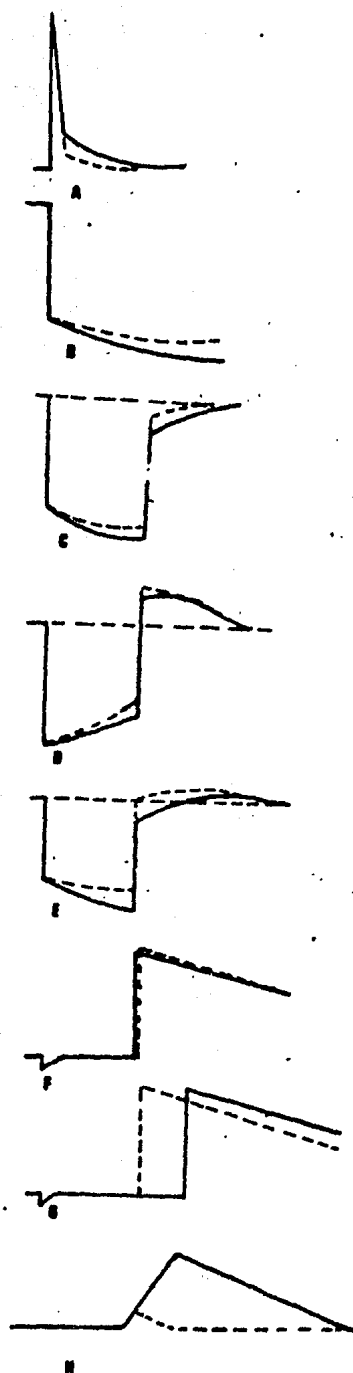
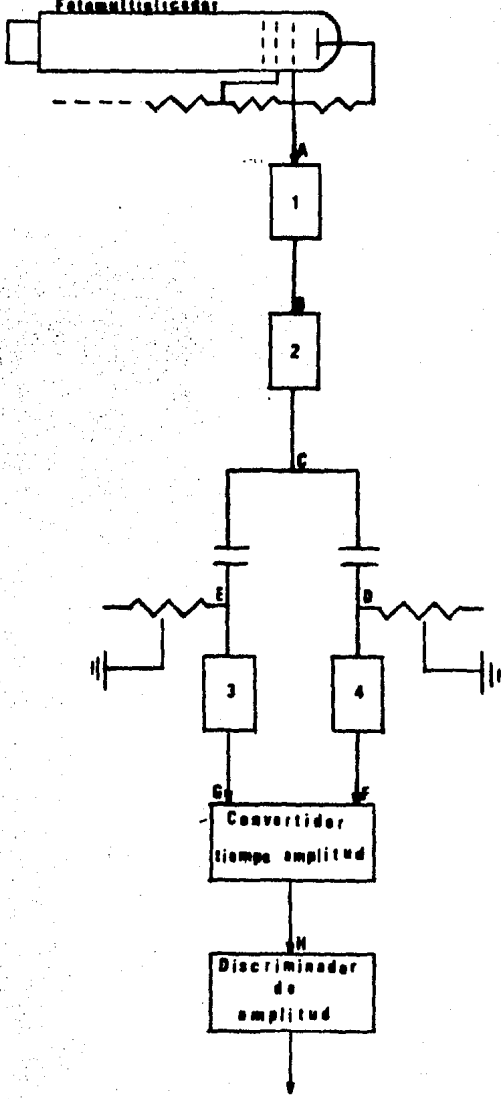
### 2.5.3 CRUCE POR CERO

A este método también se le podría llamar comparación de carga total contra carga lenta. Se toma el pulso de corriente de un dinodo el cual primero se integra y luego se diferencia 2 veces con lo que se produce una línea de base de sobrecruce. El tiempo en el que el pulso cruza por cero es sensible a las componentes de decaimiento e independiente de la amplitud del mismo. Por lo general el tiempo de arranque se toma igual para pulsos de gamma y neutrones, pero la señal bipolar que se ha obtenido después de la doble diferenciación distingue el tipo de pulso cuando este cruza por cero y el tiempo que tarda en cruzar se pasa a amplitud de pulso, la cual es la señal a discriminar.

El método se ilustra en la figura 20.

Algunas aplicaciones de la técnica aparece en las referencias (18-25).

- 1 Preamplificador e integrador
- 2 Amplificador y linea corti de retardo
- 3 Circuito de disparo
- 4 Circuito de corte



- - - - - ELECTRON  
 \_\_\_\_\_ PROTON

FIGURA 20.

#### 2.5.4 COMPARACION DE LA PARTE RAPIDA DEL DECAIMIENTO DEL PULSO Y LA CARGA TOTAL.

Se presentan varias formas de separar las componentes del pulso. Una de ellas es obtenerlas de dos diferentes electrodos, otras es tomarlas de uno solo y luego extraer la parte rápida. Una vez obtenidas las amplitudes de voltaje proporcionarles a las componentes del pulso, se puede detectar su pico para análisis de altura. Una manera de ampliar la duración del pulso es por medio de un diodo y un capacitor, o también usando un circuito LC amortiguado con una resistencia. Con una línea de retardo o con circuitos diferenciales RC se puede extraer alguna de las componentes de carga total. Los pulsos que llegan a la parte comparadora son de polaridades opuestas y el diseño del circuito es -- tal que se obtiene a la salida un pulso positivo para partículas con decaimiento mayor, o sea, para protones. Se muestra un circuito para la técnica en la figura 21:

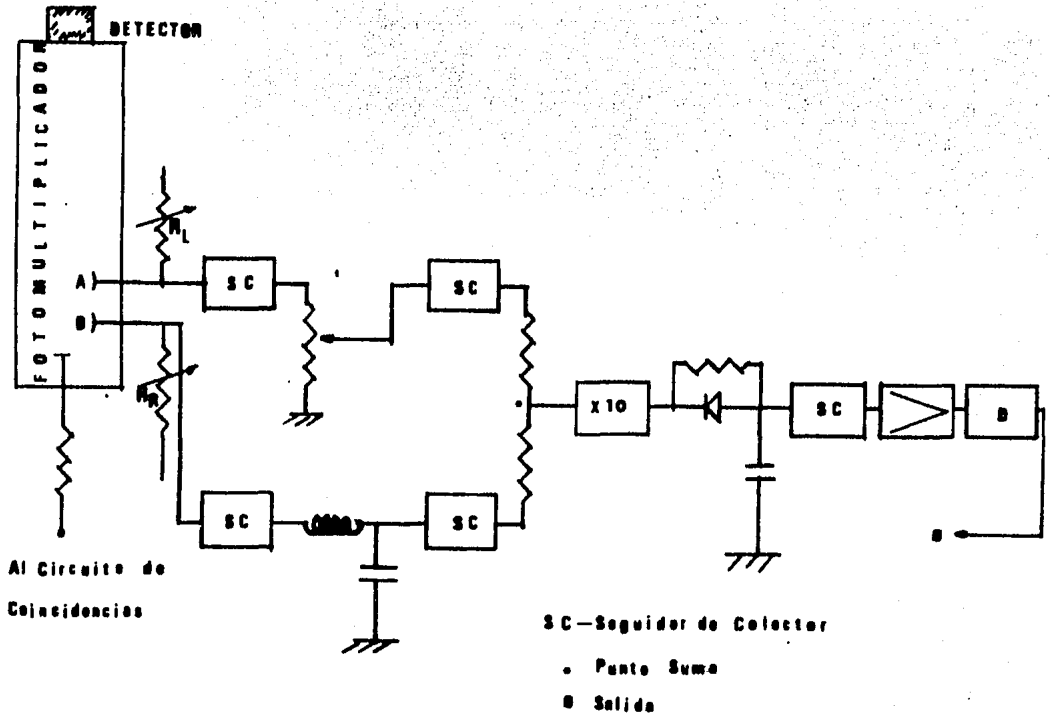


FIGURA 21

El voltaje máximo del decaimiento lento en el dinodo es:

$$(V_L)_{\max} \approx \frac{I_0}{2c} (T_1 + aT_2)$$

El voltaje máximo rápido en el dinodo B es:

$$(V_R)_{\max} \approx I_0 T_1 (ce)^{-1}$$

La diferencia en el punto suma nos da:

$$\Delta e = V_{L_m} - KV_{R_m} = 0$$

$$\Delta p = V_{L_m} - KV_{R_m} = \frac{I_0}{2c} (ap - ae) T_2$$

Los resultados anteriores se obtuvieron a partir de las -- consideraciones siguientes:



$I(t) = I_0 (e^{-t/T_1} + ae^{-t/T_2})$  pulso de luz,  $a$  es el coeficiente que da la diferencia entre rayos gamma ( $ae \approx .05$ ) y neutrones ( $ap \approx .09$ ) y  $R_1 C = T_1$  y  $R_2 C = 2T_2$ .

Información sobre el método en las referencias (29, 31).

#### 2.5.5 COMPARACION DE LAS PARTES RAPIDA Y LENTA DEL DECAIMIENTO DEL PULSO DE LUZ.

La extracción de las señales útiles para el método puede hacerse de forma independiente<sup>(32)</sup> o extraerse del pulso total. Cuando se obtienen por separado se utiliza al ánodo para - - crear una señal proporcional a la parte rápida y se ensancha con un diodo y un capacitor, mas adelante un circuito RC forma el pulso adecuado en la salida de la rama rápida, de modo que al sumarlo con el correspondiente a la lenta, se obtenga un pulso positivo para protones y negativo para electrones. El pulso proporcional a la componente lenta se obtiene de un diodo mediante un interruptor rápido, formado por un capacitor, un diodo y una resistencia, estos, no permiten la carga del capacitor hasta que ha pasado un determinado tiempo, de esta forma solo se permite el paso de corriente durante la - componente lenta.

Si solo se utiliza el pulso total del ánodo, con el frente - del pulso se generan dos compuertas, una rápida y una retardada. La compuerta rápida permite a un convertidor analógico-digital (ADC) pasar la parte rápida. La compuerta retardada activa el segundo ADC permitiendo pasar la parte lenta del pulso. La relación entre las porciones que pasaron es diferente tratandose de protones o de electrones, esto hace posible realizar la discriminación.

El circuito se muestra en la figura 22.

En las referencias (32 y 33) se encuentran los detalles de la Técnica.

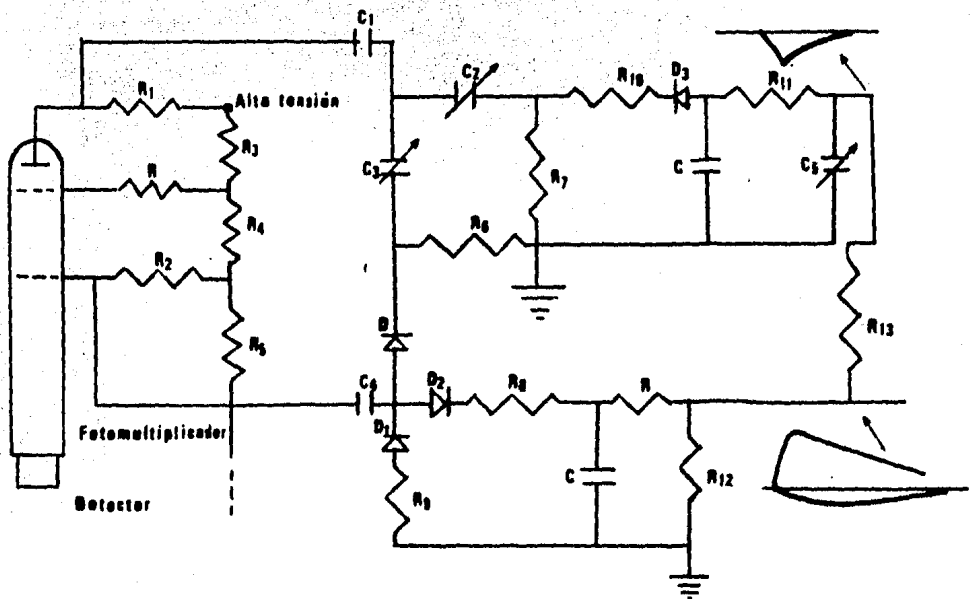


Figura No. 22

## 2.6 SELECCION DE LA TECNICA.

Se ha seleccionado la técnica de Efecto de Carga Especial, - que tiene como ventaja principal la de ocupar muy poca circuiteria adicional a la empleada para la formación del pulso de corriente, mientras que en las otras técnicas, se requiere de algunas mallas adicionales y algunos componentes especiales. Además, esta técnica cumple con las especificaciones requeridas de antemano como son:

+ Razones de conteo de aproximadamente  $10^4$ - $10^5$  (Neutrones y Gammas).

- Discriminación de radiación gamma aceptable para fondos -- considerables de dicha radiación ( $10^3$  C/Seg), así como independencia del método, para diferentes energías dentro del intervalo de neutrones rápidos.

## CAPITULO 3

### DESCRIPCION DETALLADA DE LA TECNICA DE EFECTO DE CARGA ESPACIAL

#### 3.1 INTRODUCCION.

Hecha la selección de la técnica para discriminación neutrón-gamma, se describe en este capítulo el funcionamiento detallado de la misma, presentando un análisis de la sección "último dinodo-ánodo" del fotomultiplicador que es la parte donde se realiza la saturación, así como el diseño de la red divisora de voltaje del fotomultiplicador basado en el tipo de respuesta esperada del detector y las características del tubo fotomultiplicador y finalmente se presenta la circuitería asociada a este diseño inicial y el método experimental de calibración. Las pruebas a realizar al sistema se reportan en el capítulo 4.

#### 3.2 TEORIA DEL EFECTO DE CARGA ESPACIAL.

Como se mencionó antes, la emisión de luz de un centellador orgánico originada por la interacción de una partícula cargada en el detector, se puede considerar formada por la suma de dos pulsos con decaimiento exponencial simple, cuyas constantes de decaimiento son  $\tau_f$  y  $\tau_s$ .

donde,  $\tau_f \ll \tau_s$  y  $\tau_f \leq 10 \text{ nseg}$  y  $\tau_s > 100 \text{ nseg}$ .

Esto se ilustra en la figura 23.

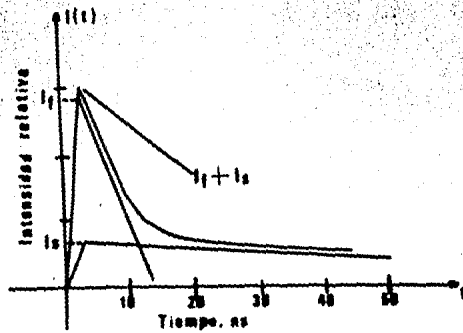


Figura 23.

Suponiendo que la variación de la emisión electrónica secundaria de los dinodos es despreciable, la corriente electrónica emitida por cualquier dinodo en el fotomultiplicador está dado por:

$$i = I_f e^{-\frac{t}{\tau_f}} + I_s e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad \text{--- (35)}$$

Owen<sup>(10)</sup>, demostró que las constantes de decaimiento rápida y lenta para protones y electrones son iguales, sin embargo no ocurre así con la total a la emisión lenta. En esta propiedad se basa la técnica utilizada en este trabajo para detectar neutrones en presencia de fondo de radiación gamma.

En esta técnica, se deriva una señal del penúltimo dinodo llamada señal lineal que es proporcional a la energía depositada (en ciertos intervalos de energía) por la partícula cargada en el centelleador. Se deriva otra señal del último dinodo llama-

da señal saturada, la cual es causada por un bajo voltaje,  $V_{ad}$  entre el último dinodo y ánodo. En la Fig. 24 se ilustra este proceso, donde  $S$  es el coeficiente de emisión secundaria.

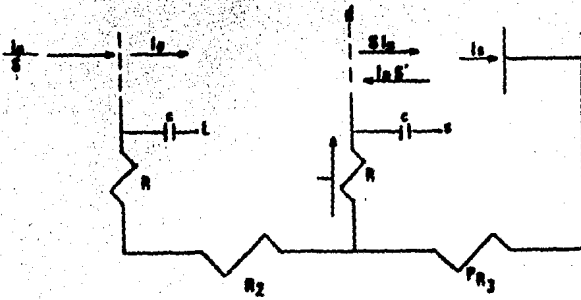


Figura No. 24.

El penúltimo dinodo recibe una corriente  $I_p/S$  y la corriente emitida por el último dinodo en condiciones normales es  $S I_p$ , pero debido al bajo voltaje  $V_{ad}$ , los electrones emitidos por éste son ligeramente acelerados. Si la razón de emisión de electrones por el último dinodo es muy alta, la región último dinodo y ánodo forma una nube electrónica moviéndose lentamente y oponiéndose a emisiones posteriores de electrones del último dinodo, y algunas veces reflejando los electrones emitidos por dicho dinodo. Bajo estas condiciones, se puede suponer que la corriente electrónica emitida por el último dinodo es  $S I$  y que la corriente reflejada es  $S^2 I$  por lo que la corrien

te a través de la resistencia de carga R del último dinodo es:

$$i = (\delta - 1) - \delta' \quad \text{----- (38)}$$

De esta ecuación se ve que si  $\delta' > \delta - 1$ , el pulso saturado es negativo. En la figura 25 se puede ver que durante la componente rápida la corriente de electrones es muy alta y por ello - el efecto de saturación es muy pronunciado, es decir  $\delta' > \delta$  y el pulso saturado tiene una excursión negativa.

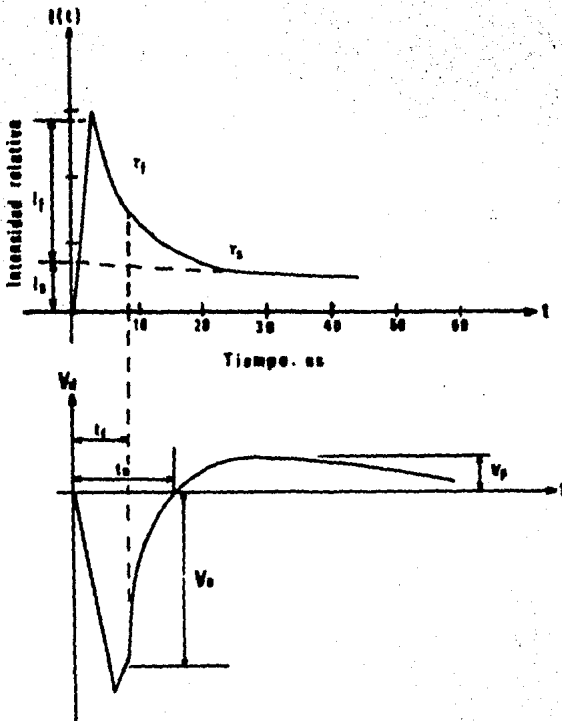


Figura No.25.

Cuando ha transcurrido un tiempo  $t \gg \tau_f$ ,  $\delta I$  es pequeño y  $I = I_B e^{-t/\tau_s}$  además,  $\delta'$  tiende a cero, provocando la recuperación del pulso saturado y produciendo un pulso positivo  $V_p$  como se indica en la figura 25. Como conclusión a lo anterior, la altura del pulso saturado depende de la distribución de la emisión de luz entre las componentes rápida y lenta más que en la emisión total.

El voltaje  $V_p$  y el tiempo  $t_0$  se pueden calcular de un análisis simplificado de la forma del pulso en el último dinodo a partir de  $-V_0$  (13). Como la circuitería exterior y la estructura de los dinodos afectan a la forma del pulso en el último dinodo, es muy difícil calcular  $V_0$  y solo se da un análisis aproximado del mismo.

El modelo para el último dinodo se muestra en la figura 26

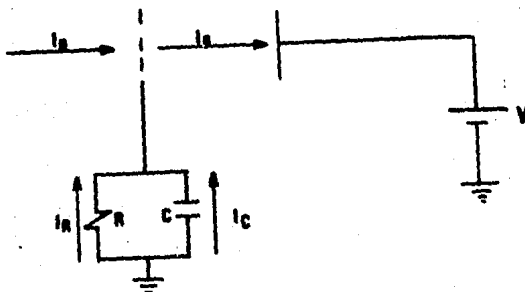


Figura No. 26

de la figura 26:

$$C \frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{R} = I_a - I_p \quad \text{--- (37)}$$

donde  $I_p$  es el pulso de corriente proporcional al pulso de luz,  $I_a$  es la corriente colectada por el ánodo.

Considerando que en la componente lenta del pulso de corriente es despreciable el efecto de carga espacial y el factor de multiplicación del dinodo es una constante, además

$$I_p = I_s e^{-t/\tau_s} \quad E \quad I_a = \delta I_p$$

la ecuación 37 queda:

$$C \frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{R} = I_s e^{-t/\tau_s} (\delta - 1) \quad \text{--- (38)}$$

la solución para la ec. 38 con la condición inicial  $V_c(0) = -V_0$ , donde  $V_0$  es la excursión negativa de voltaje en la parte rápida del pulso, es:

$$V_c = \frac{V_s \tau_a}{\tau} (e^{-t/\tau_s} - e^{-t/\tau}) - V_0 e^{-t/\tau} \quad \text{--- (39)}$$

$V_p$  que es el máximo de voltaje  $V_c$  resulta<sup>(15)</sup> igual a:

$$V_p = V_s \left( \frac{\tau_s}{\tau} + \frac{\tau_s}{\tau_a} \frac{V_0}{V_s} \right) e^{-t_p/\tau_s} \quad \text{--- (40)}$$

donde,  $\tau = RC$ ,  $\tau_a = (\tau^{-1} - \tau_s^{-1})^{-1}$ ,  $V_s = R(\delta - 1) I_s$ , --

$R$  y  $C$  son la resistencia y la capacitancia efectivas del último dinodo.

El voltaje máximo  $V_p$  se presenta en un tiempo  $t_m$  igual a:

$$t_m = \tau_a \ln \left( \frac{\tau_s}{\tau} + \frac{V_0}{V_s} \frac{\tau_s}{\tau_a} \right) \quad \text{--- (41)}$$

y el tiempo en el cual el voltaje es cero:



$$t_0 = \tau_a \ln \left[ 1 + \left( \frac{\tau}{\tau_a} \right) \left( \frac{V_0}{V_S} \right) \right] \quad - - - \quad (42)$$

como  $V_p$ ,  $T_m$  y  $t_0$  dependen de la relación  $V_0/V_S$  se analiza la variación de esta relación a partir del comportamiento de los voltajes involucrados.  $V_S$  en ciertos rangos de energía es propor-cional a la energía de un electrón  $E_e$ , no así  $V_0$ , el cual pre-senta dos casos; 1o.- Si la corriente  $I_f$  es fuertemente suprimi-da por el efecto de carga espacial y el voltaje desarrollado en el dinodo no disminuye la saturación,  $V_0$  es proporcional a la -energía y la relación  $V_0/V_S$  permanece casi constante, con lo que  $V_p$  es aproximadamente proporcional a  $E_e$  y  $T_0$  prácticamente independiente de  $E_e$ . 2o.- Si  $I_f$  es lo suficientemente grande -como para disminuir el efecto de carga espacial por el voltaje tan negativo en el dinodo,  $V_0$  empieza a mostrar efectos de sa-turación y en consecuencia no aumenta en forma proporcional a la energía del electrón  $E_e$ , esto provoca que la relación  $V_0/V_S$  se decremente con el aumento de la energía  $E_e$  y  $V_p$  aumenta más rápido que en el primer caso cuando es casi proporcional. Mien-tras que  $T_0$  disminuye con el incremento de la energía, por lo que arriba de cierta energía de los electrones  $E_e$ , el voltaje  $V_p$  rebasará el umbral de discriminación y será contado como -neutrón. Si, en vez de usar  $V_p$  se quisiera utilizar  $t_0$  para --

discriminar gammas a las energías donde  $V_p$  rebasa el umbral de discriminación se lograría una mejoría, pero la discriminación para energías más altas no se lograría como se puede ver de la ecuación (42). Como ya se mencionó,  $t_0$  se vuelve más pequeña a medida que la energía toma valores más grandes.

Las figuras 27a y 27b muestran lo descrito.

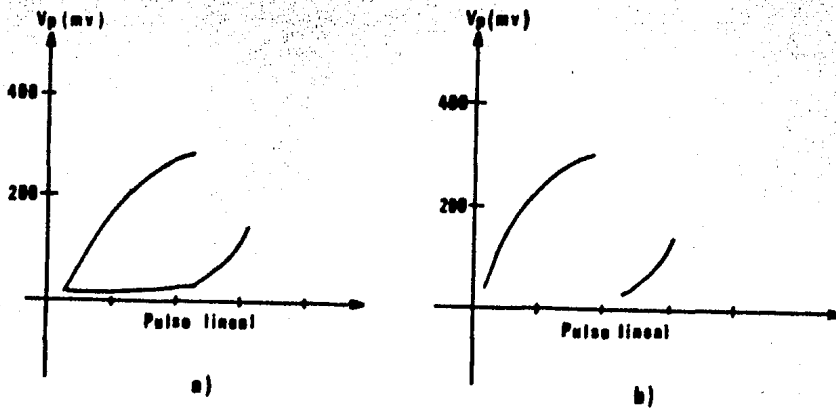


Figura No. 27

En la figura 27a se utiliza<sup>(15)</sup> una base de tiempo para discriminación de 10  $\mu$ seg y se puede notar que se captaron electrones de baja energía, lo cual indica un tiempo  $t_0$  para electrones admitidos menor a 10  $\mu$ seg, mientras que en la figura 27b, el tiempo durante el cual se podía aceptar una partícula era de 2.5  $\mu$ seg y registró solo electrones de alta energía ( 5 Mev ). Por esto,  $t_0$  para estos electrones debe ser menor de 2.5  $\mu$ seg. El valor de la constante de tiempo determinado por la capaci

tancia efectiva del último dinodo y la resistencia R asociada al mismo dinodo la cual es establecida externamente para lograr el voltaje máximo en el dinodo, pues éste es inversamente proporcional a la capacitancia, se obtiene para la condición de que  $V_p$  sea positivo y resulta después de analizar el voltaje  $V_c$  que:

$$\tau_s > \tau \quad \dots \quad (43)$$

$V_p$  debe ser positivo porque el instrumento que almacena y despliega la altura del pulso y el número de ellos sólo acepta pulsos positivos (analizador multicanal).

Como la ecuación (43) indica que  $\tau$  puede tener muchos valores, para un inicio se seleccionó que  $\tau = \frac{\tau_s}{2}$  para que fuera rápida la formación de pulso pero a la vez  $V_p$  tuviera una amplitud aceptable. Para esta condición  $V_p$  es:

$$V_p = \frac{V_s}{2 + \frac{V_0}{V_s}} \quad \dots \quad (44)$$

Dada la necesidad de conocer el valor de la relación  $V_0/V_s$ , a continuación se procede a solucionar  $V_0$  en función de  $I_s$ .  $V_0$  va a depender de la carga colectada por C a la subida del pulso y después a la bajada. La constante de tiempo  $\tau$  determinará finalmente el valor de  $V_0$ , esto es:

$$V_0 = \frac{(I_f + I_s) \cdot 3.75}{2C} \quad \dots \quad (45)$$

donde 3.75 nseg es el tiempo que le toma al pulso para llegar al máximo, dado que el tiempo de subida (24) es de 3 nSeg. La ecuación 45 es el voltaje condición inicial para la ecuación diferencial que resulta del último dinodo, cuando empieza a actuar la componente rápida.

$$\frac{dV_{C1}}{dt'} + \frac{V_{C1}}{\tau_f} = \frac{I_f}{C} e^{-\frac{t'}{\tau_f}} \quad \dots \quad (46)$$

Donde  $\tau_f^{(s)} = 2.8$  nSeg es la constante de tiempo rápida.

La solución de la ecuación 46 es:

$$V_{C1}(t') = \frac{I_f}{C(\frac{1}{\tau_f} - \frac{1}{\tau_f})} e^{-\frac{t'}{\tau_f}} - \left[ \frac{I_f}{C(\frac{1}{\tau_f} - \frac{1}{\tau_f})} + \frac{(I_f + I_b) 3.75}{2C} \right] e^{-\frac{t'}{\tau_f}} \quad \dots \quad (47)$$

Para un tiempo  $t = 20$  nSeg equivalente a  $t' = 16.25$  nSeg se ha emitido casi toda la carga rápida y desaparece el efecto de carga espacial, sustituyendo esta condición en la ecuación 47, se obtiene:

$$V_0 = V_{C1}(t') = V_{C1}(16.25) \quad \dots \quad (48)$$

Ahora sólo falta obtener la relación  $I_f/I_g$ . De los datos obtenidos por Bollinger (39) para Estilbeno.

$$a_{11} = \left[ \frac{2.75}{2} + \tau_{11} \right] I_1 + \left[ \frac{2.75}{2} + \tau_{11} \right] I_2 \quad \dots \quad (49)$$

$$.85 a_{11} = \left[ \frac{2.75}{2} + \tau_{11} \right] I_1 + .85 \tau_{11} I_2 \quad \dots \quad (50)$$

Donde  $\tau_{11}^{(s)} = 200$  nSeg.

Resolviendo 49 y 50, se obtiene:

$$I_f = 219.78 I_g \quad \dots \quad (51)$$

## IMPLEMENTACION DEL SISTEMA DE DISCRIMINACION POR FORMA DE PULSO NEUTRON-GAMMA.

Se seleccionó como detector una centellador líquido orgánico contenido en un recipiente cilíndrico, la composición del líquido orgánico se escoge por su buena diferencia en la respuesta a neutrones y rayos gamma. Algunos parámetros de este detector no se encuentran en la bibliografía por lo que se utilizan las de algunos centelladores orgánicos comerciales como NE 213 (36,38) y NE 218 (37) y de cristales como Estilbeno (11) que tienen una respuesta muy parecida a la del Empleado. Este está compuesto por P - terfenil (4 gr/L) y POPOP (0.04 gr/L) disueltos en Tolueno, las dimensiones del recipiente son; altura 4.7 Cm y diámetro 4.5 cm. El índice de refracción del líquido (3) es igual a 1.5 el recipiente cilíndrico del centellador es de vidrio y la parte externa se cubre de óxido de Magnesio para una mejor reflexión (2) de la luz sobre las paredes. Al llenarse el recipiente con el líquido orgánico se elimina el Oxígeno mediante un flujo de Nitrogeno seco y luego se sella. El acoplamiento óptico entre el detector y el fotomultiplicador se realiza con grasa de Silicio con índice de refracción de 1.5 y viscosidad cinemática de  $10^6$  CST. Estas características cumplen con los requerimientos especificados en la des-

cripción del acoplamiento detector-fotomultiplicador.

El fotomultiplicador seleccionado (56 AVP (5,6,7)) se ajusta a las dimensiones del detector, tiene una alta ganancia disponible, baja corriente oscura y soporta una alta corriente anódica.

Características más importantes del tubo fotomultiplicador:

Número de etapas: 14

Máxima corriente anódica: 100mAmp.

Máximo voltaje permisible del tubo: 3500 Volts

Corriente oscura (  $G = 10^8$  ) : 5  $\mu$ Amp.

Ganancia mínima (2000 Volt) :  $10^8$

Máxima eficiencia cuántica del fotocátodo : 19.3%

Índice de refracción de la ventana: 1.27

Las dimensiones del tubo fotomultiplicador son: Diámetro del fotocátodo 4.3 cm, máximo diámetro del tubo 5.5 cm y una altura de 17 cm.

El divisor de voltaje para el tubo PM se hace de acuerdo a los voltajes mínimos sugeridos por el fabricante (7), en los últimos dinodos se aumenta el voltaje sistemáticamente pues manejan corrientes más grandes, como se muestra en la fig. - 28.

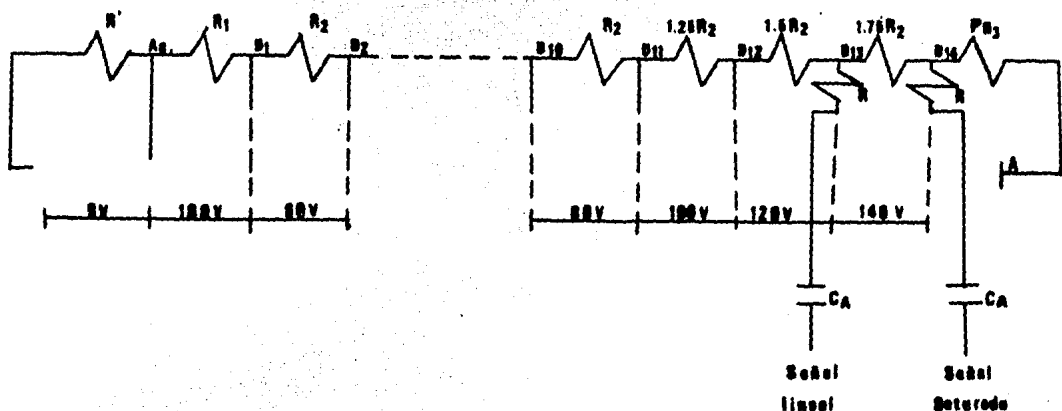


Figura No. 28

De la Figura 28:

$V_F = 1350$  Volts = Voltaje de la fuente de alto voltaje.

La ganancia se obtiene multiplicando los factores de multiplicación (6) de cada uno de los dinodos.

$$G = (5.5) (2^{10}) (3) (3.3) (4.3) = 239754$$

El valor de la corriente a través del divisor de voltaje determinado por las resistencias, se calcula con la corriente de pico y en caso de ser ésta muy grande, se toma el criterio de 100 veces la corriente promedio de multiplicación.

La carga colectada en el último dinodo se obtiene del número de fotoelectrones producidos en el fotocátodo por el pulso de luz.

La corriente pico será mayor para los neutrones de 10 Mev, -  
equivalentes (37) a rayos gamma de 5 Mev (el fondo de gamma  
de la fuente de Am-Be se estima en un máximo de 2 Mev).

El número de fotones para una energía de electrón  $E_e$  está -  
dada por:

$$N = \frac{SfqmG'KE_e}{E_m} \quad \dots (52)$$

Donde  $E_e$  es la energía del electrón de retroceso; S es la -  
energía de conversión del solvente; f es la eficiencia cuán-  
tica de transferencia solvente-soluto; q es la eficiencia cu  
ántica de fluorescencia del soluto; m es el acoplamiento de  
la emisión del detector al fotocátodo; G' es el factor de co  
lección de luz; K es la eficiencia cuántica y  $E_m$  la energía  
promedio de los fotones emitidos.

El factor Sfq para el líquido centellador puede ser obtenido  
de las tablas de Nuclear Interprices (13) comparando su efi-  
ciencia con la del NaI. En las tablas aparecen el líquido -  
orgánico con una eficiencia de 78% y el NaI con 23%; como se  
reporta (3) que la eficiencia de fluorescencia total del NaI  
es de 13% entonces la eficiencia de fluorescencia total del  
líquido es:



$$Sf_{q} = \frac{(.13) (.78)}{2.3} = 4.4\%$$

La energía aprovechada del electrón en fluorescencia es 4.4%, sustituyendo éste y los demás valores que implica la ecuación 52 extraídos de las referencias (5) y (6) obtenemos finalmente:

$$\text{Número de Fotoelectrones} = \frac{0.044 \times 0.96 \times 0.9 \times 0.193 \times 5 \times 10^6}{E_m}$$

La energía media de los fotones se encuentra a partir de la media de la longitud de onda emitida por el soluto principal.

$$E_m = h\nu = h \frac{c}{\lambda_m} = \frac{4.1 \times 10^{-5} \text{ ev} * 5 \times 3 \times 10^8 \text{ m/seg}}{3750 \times 10^{-10} \text{ m}} = 3.3 \text{ eV}$$

$$\text{Número de fotoelectrones} = \frac{0.044 \times 0.96 \times 0.193 \times 5 \times 10^6}{3.3 \text{ eV}} = 1.117 \times 10^4$$

$$I_{\text{prom}} = 239754 \times 10 \text{ pulso/seg} \times 1.117 \times 10 \text{ (electrones/pulso)}$$

$$1.6 \times 10^{-19} \text{ Coul/elec}$$

$$I_{\text{prom}} = 0.042 \text{ mAmp.}$$

Para calcular la corriente de pico, se supone que este tiene una duración de 20 nseg cuando ya se ha acumulado el 85% de la carga (39).

$$I_{\text{pico}} = 11170 \frac{\text{electrón}}{\text{pulso}} (0.65) \text{ pulso} \times 1.6 \times 10^{-19} \frac{\text{Coulomb}}{\text{electrón}} \dots$$

$$\dots \times \frac{1}{20 \times 10^{-9} \text{ seg}} = 13.8 \text{ mAmp.}$$

Como la corriente pico del pulso es más grande que la corriente que puede proporcionar la fuente con que se cuenta, el diseño del divisor de voltaje se lleva a cabo con el criterio mencionado de 100 veces la corriente promedio<sup>(7)</sup> y los dinodos se compensan con capacitores para que sus voltajes de polarización no varíen arriba del 1%.

La corriente a través del divisor de voltaje es:

$$I_c = I_{\text{Prom.}} (100) = 4.2 \text{ mAmp.}; \text{ Se usa: } I_c = 5 \text{ mAmp.}$$

La resistencia total del divisor de voltaje es:

$$R_T = \frac{V_F}{I_c} = 268 \times 10^3 \text{ ohm.}$$

y los valores de las resistencias que forman el divisor son:

$$R_1 = 36 \text{ K} ; R_2 = 16 \text{ K} ; 1.25 R_2 = 20 \text{ K}$$

$$1.5 R_2 = 24 \text{ K} ; \text{ y } 1.75 R_2 = 28 \text{ K}$$

$PR_3$  se calcula de modo que haya saturación para la componente lenta de un pulso debido a neutrón de 1 Mev cuyo caso es el más crítico. Refiriendo el pulso de neutrón a un pulso de rayo Gamma resulta igual a 0.214 Mev.

$$\text{Número de Fotoelectrones} = \frac{0.44 \times 0.96 \times 0.9 \times 0.214 \times 10^6}{3.3}$$

$$= 475.6 \text{ Fotoelectrones}$$

Se sabe que:

$$0.85 Q_T = K_1 I_F + K_4 I_S$$

Sustituyendo los valores correspondientes, tenemos:

$$0.85 (239754) 475.6 \times 1.6 \times 10^{-19} = 4.6(219.7) + 17.4 I_S$$

Despejando  $I_S$ , queda:

$$I_S = 1.48 \times 10^{-5} \text{ Amp.}$$

Suponiendo que el voltaje entre el último dinodo y ánodo para que se presente el efecto de carga especial sea cero, tenemos:

$$PR = \frac{V_R}{5 \times 10^{-3}} = \frac{RI_S}{5 \times 10^{-3}}$$

'R' se puede determinar de la condición establecida para la constante de tiempo del dinodo.

$$R = \frac{\tau}{C} = \frac{1/2 \tau_s}{C} = \frac{100 \times 10^{-9}}{7 \times 10^{-12}} = 14.3 \text{ K}$$

$$C(7) = 7 \times 10^{-12} \text{ Farad}$$

Para protón,  $I_p$  es: 1.8 veces la  $I_e$  del electrón, así:

$$PR_3 = \frac{14.3 \times 10^3 \times 1.8 \times 1.4 \times 10^5}{5 \times 10^{-3}} \frac{\text{Volts}}{\text{Amp}} = 76.4 \text{ ohms}$$

Es importante hacer notar que el número de fotoelectrones calculado puede ser mayor en el experimento porque para bajas -- energías de Gammas no es lineal la correspondencia (como se -- realizó el cálculo) sino que obedece una ley exponencial.

Todos los capacitores de compensación serán del valor del que va colocado entre el penúltimo y último dinodos; ya que este -- capacitor es el que maneja más corriente de compensación, su -- valor es igual a:

$$C = \frac{\int_0^{20 \times 10^{-9}} i_c \, dt}{\int_{140}^{138.6} dV_c} = 2.6 \times 10^{-10} \text{ Farad}$$

Los capacitores que se utilizan son de  $0.01 \mu\text{F}$  a 630 Volts., dándonos un factor de seguridad de 38 para capacitancia y de -- 4.5 para voltaje. Los capacitores se colocan desde el último -- dinodo hasta el dinodo 9, en el dinodo 8 no es necesaria la -- compensación, dado que el valor de corriente en dicho dinodo -- es 123 veces más pequeña que la corriente del divisor y no pro

ducirá una caída de voltaje mayor a 1 %.

La potencia máxima es la disipada en la resistencia del fotocátodo-primer dinodo y es igual a:

$$PR_1 = 36 \times 10^3 \times (5 \times 10^{-3})^2 = 0.8 \text{ Watt}$$

De aquí que todas las resistencias sean de 1 watt y el voltaje de alimentación a la red divisora de voltaje se puede variar hasta 20% en el ajuste de optimización. El valor de  $R_1^1$  es 1/20 veces la del electrodo de enfoque para una eficiente colección de toda el área del fotocátodo (6).

Puesto que los valores comerciales de las resistencias no son iguales a los calculados para el divisor de voltaje, se decidió cambiar el valor de 16K $\Omega$  por el comercial de 15 K $\Omega$  y los demás valores se ajustaron a este cambio.

### 3.4.

#### METODO EXPERIMENTAL DE CALIBRACION

Después de haber implementado el divisor de voltaje se procede a armar el sistema que permitirá hacer el ajuste experimental. Este ajuste consta de dos partes principales, la primera es lograr con el potenciómetro PR<sub>3</sub> (ver fig. 28) que haya efecto de carga espacial, esto es, que se obtengan distribuciones separadas para neutrones y rayos gamma de la señal saturada y la segunda es variar la resistencia R de modo que -2

los picos de las partículas estén lo más separado posible, - que tenga una buena razón de conteo y que la relación de -- áreas de neutrones entre rayos gamma tenga el mayor valor po sible.

El tubo Fotomultiplicador se acopla con el detector por me-- dio de la grasa óptica, después se le protege de la luz in-- troduciéndolos en un tubo de aluminio, ambos se fijan a la - tapa del tubo protector en donde se hacen las conexiones -- eléctricas.

La otra tapa del tubo protector proporciona espacio y fácil acceso al detector. El diagrama de bloques del sistema expe rimental de calibración se puede ver en la figura 29.

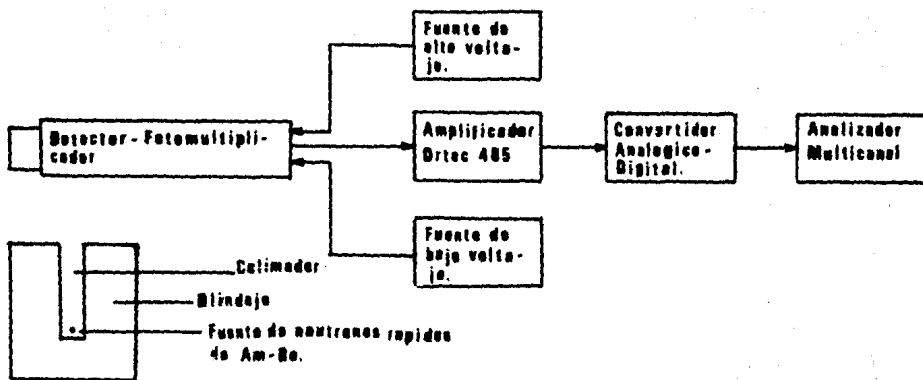


Figura No. 29

La señal extraída del último dinodo se pasa a un amplificador en donde se le proporciona la ganancia necesaria para que el espectro trazado sobre la pantalla del Analizador Multicanal sea lo más legible, después la señal de salida del amplificador pasa a un Convertidor Analógico Digital con el fin de facilitar la clasificación que lleva a cabo el Multicanal, el cual trabaja con niveles cuantificados.

Después de realizar varios experimentos, se seleccionó una resistencia  $PR_3$  igual a 210 Ohms y un voltaje de alimentación de 1450 Volts., el espectro obtenido es el de la figura 30.

Realizado el primer paso, se llevaron a cabo once medidas experimentales (todas con las mismas condiciones, sólo variando R) con la finalidad de seleccionar R, los datos obtenidos quedan resumidos en la tabla "B".

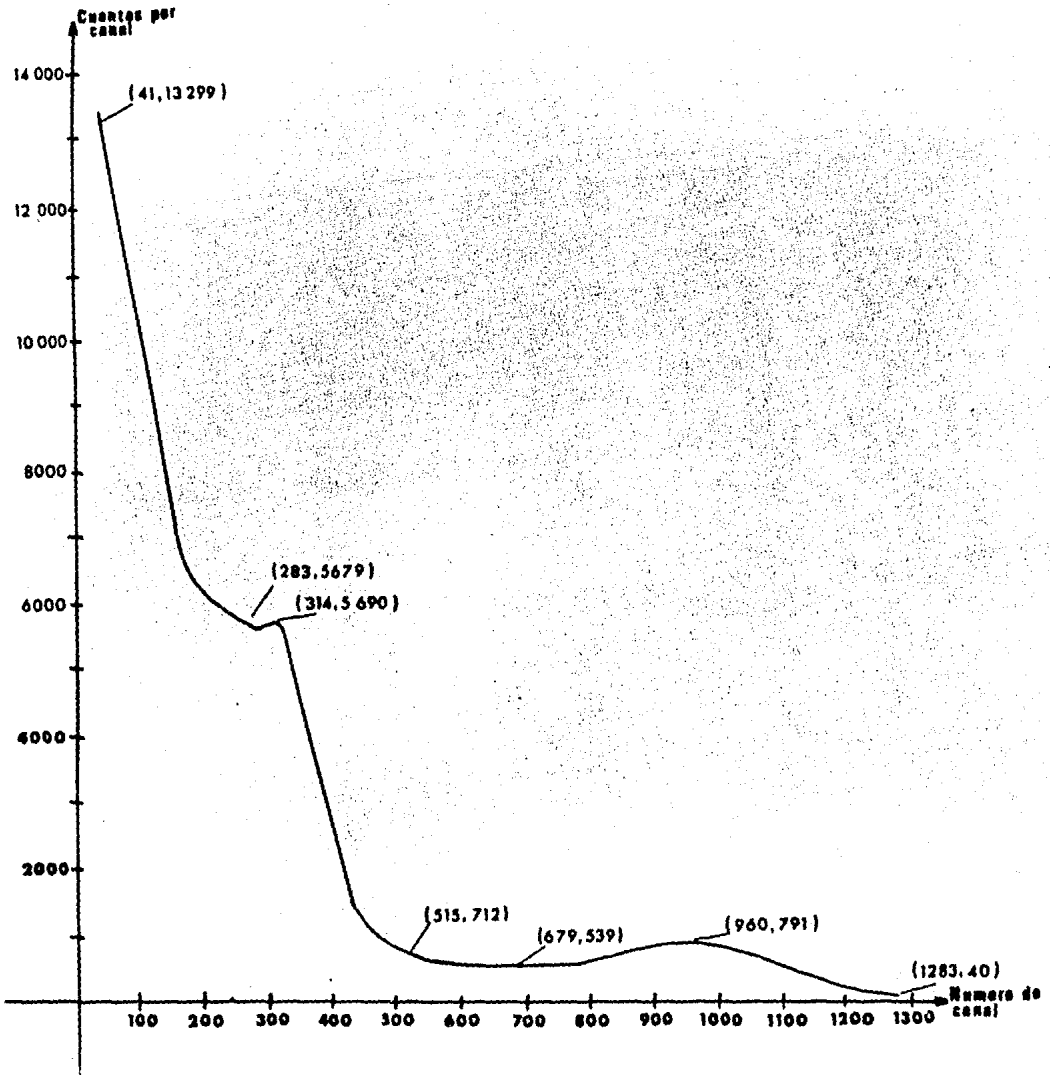


Figura No. 38



Valor de R (Kilohms)	Razón de con- teo (c/s).	Separación entre picos (canales)	Relación de areas (A <sub>n</sub> /A <sub>m</sub> )
5.7	720	563	.138
6.7	776	565	.139
7.7	704	560	.123
8.7	801	642	.138
9.7	862	648	.139
10.7	936	645	.124
11.7	727	588	.128
12.7	812	650	.156
13.7	820	605	.146
14.7	754	627	.126
15.7	816	652	.125

Tabla B.

La resistencia R seleccionada fue la de 12.7 K $\Omega$  por considerarse que se ajustaba más a las condiciones mencionadas anteriormente.

Finalmente al circuito que se hacen medidas de funcionalidad como discriminador neutrón-gamma y considerado la mejor solución para el presente trabajo se presenta en la figura 31.

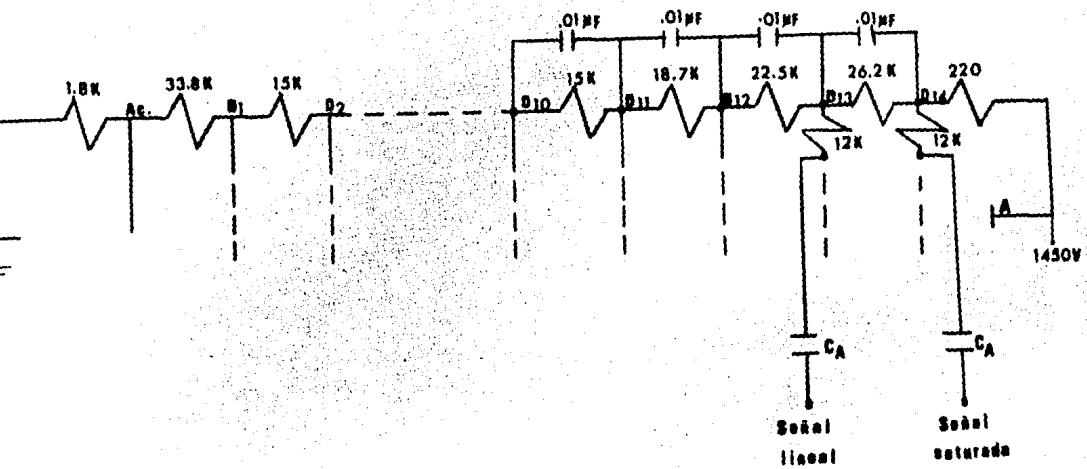


Figura No.31

En la figura 32 se presenta una fotografía del sistema Detector Fotomultiplicador en su contenedor, sus conectores eléctricos y soporte del mismo.

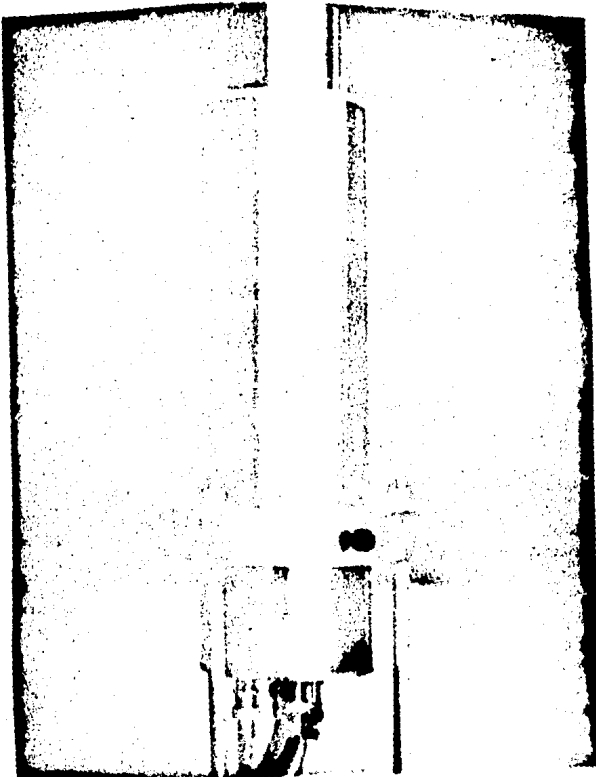


Fig. 32

En el siguiente y último capítulo se describe el método experimental. Para la evaluación del presente trabajo.

## CAPITULO 4

### 4.1 INTRODUCCION.

La finalidad de este capítulo es probar la efectividad del Discriminador detallado en el capítulo anterior, para lo cual se utiliza un sistema electrónico de análisis de la señal desarrollada en el Fotomultiplicador, con el cual se determina la figura de mérito del mismo.

Las pruebas realizadas se especifican para un límite inferior de discriminación obtenido con fuentes calibradas de radiación gamma de  $Cs^{137}$ ,  $Na^{22}$  y  $Ba^{133}$ . La comparación de los resultados experimentales con los calculados, permitirá mejorar el sistema.

### 4.2 DESCRIPCION DEL SISTEMA EXPERIMENTAL.

El sistema de prueba puede dividirse en dos partes principales, estas son: El arreglo geométrico y la instrumentación electrónica asociada, ambas se describen a continuación:

ARREGLO GEOMETRICO.- El arreglo geométrico consta de Fuente de neutrones, Detector y Fotomultiplicador. Es como se muestra en la figura 33.

En la figura 34 se muestra esquemáticamente la forma en que se

blindó la Fuente de neutrones para evitar la radicación isotrópica en el ambiente, la Fuente (Am-Be) estaba colocada en el centro de un recipiente lleno de parafina para moderar los neutrones rápidos y rodeado de una capa de material absorbente (Boro) que evita la fuga de neutrones térmicos. El cubo tenía un orificio circular de 1 cm. de diámetro a partir del centro del cubo y sirve para la formación del haz de neutrones.

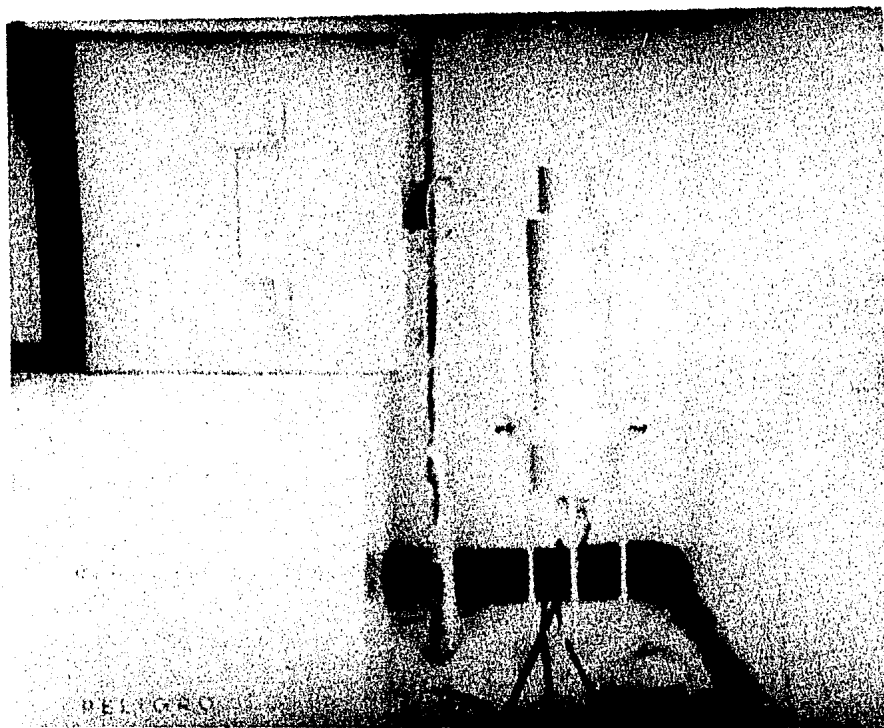


Fig. 33

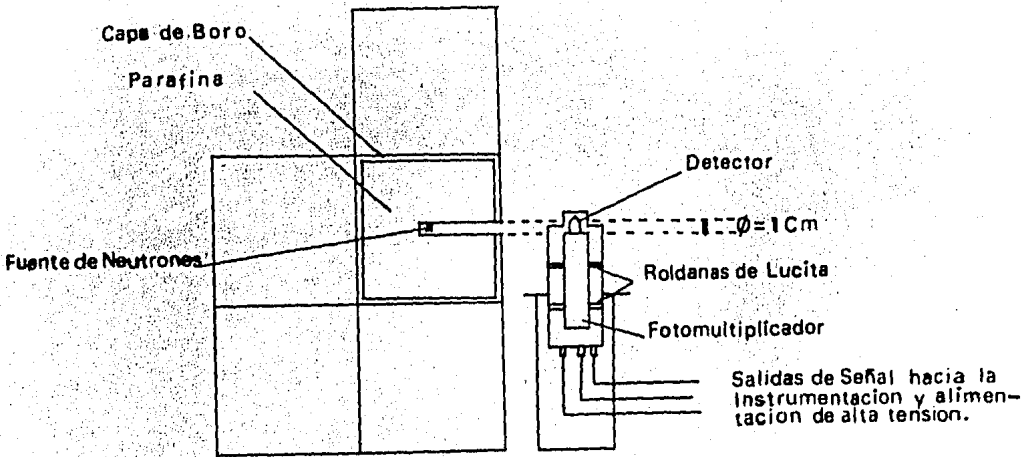
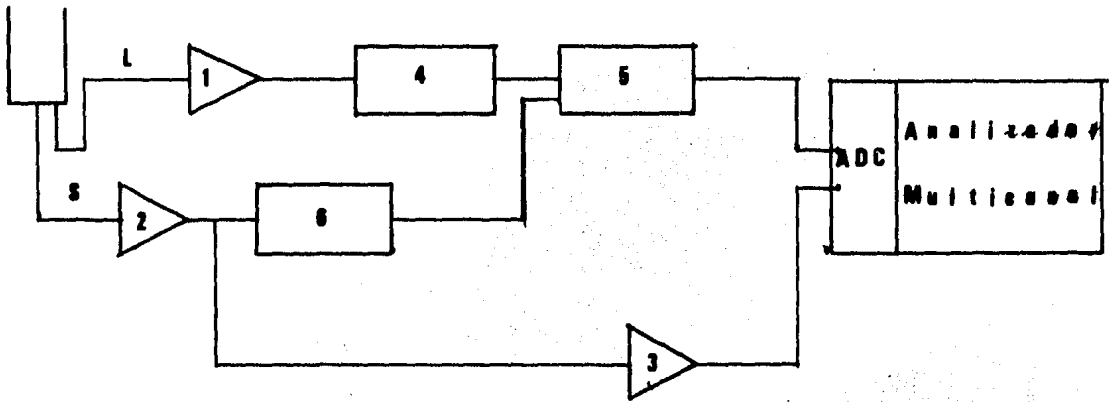


Figura No. 34

La intensidad de la fuente es de  $I_0 = 2.3 \times 10^6$  N/seg (neutrones por segundo), por lo que la intensidad a la salida del haz es de  $I = 639$  N/seg. La distancia del cubo al detector para la prueba fue de 5 cm., además de la radiación que insidia sobre el detector directamente del haz, se considera también la que llega indirectamente y que se debe principalmente a neutrones rápidos que se han dispersado en todo el volumen de parafina y que lograron salir de él llegando así al detector, asimismo, la interacción de los neutrones en el blindaje aumenta el fondo gamma que también llega al detector.

La parte de la instrumentación electrónica se describe a partir de las figuras 35 y 36, en la fig. 35 se aprecia el diagrama de bloques del sistema y en la fig. 36 el mismo como fue realizado en el laboratorio.



- 1 Amplificador Ortec 485
- 2 " Ortec 572
- 3 " de retardo Ortec 427 A
- 4 Discriminador Ortec 421
- 5 Analizador de Coinc. Camberra 840
- 6 Discriminador Camberra 832

Figura No.35

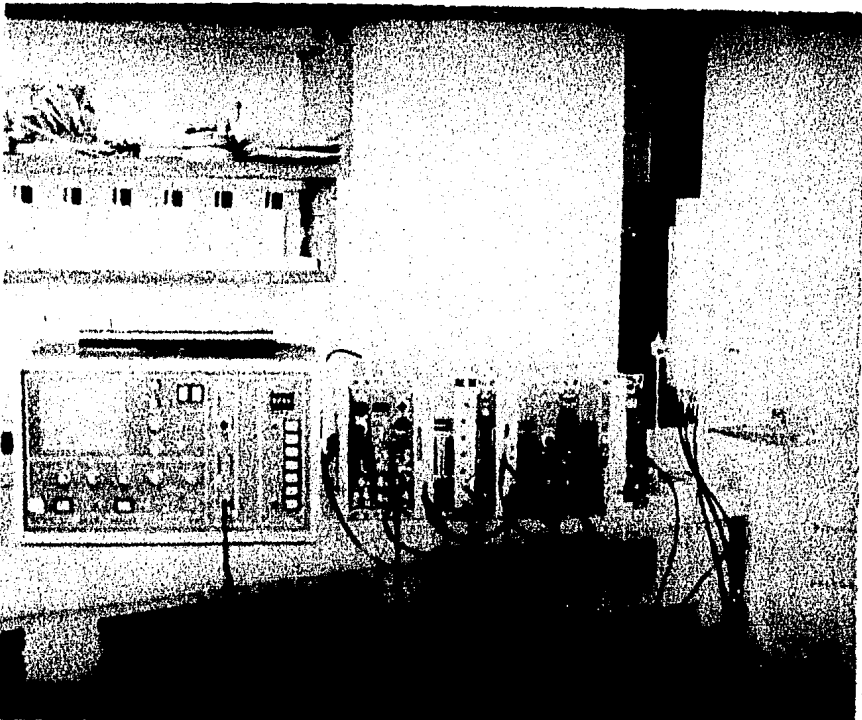


Fig. 36

Como se puede ver en la figura 35 la instrumentación electrónica constituye básicamente el procesamiento de las señales - obtenidas del penúltimo y último dinodos llamadas Señal Lineal y Señal Saturada respectivamente, La señal lineal contiene información de la energía de la partícula que resulta - de la interacción con el detector por parte del neutrón o del rayo gamma, mientras que la señal saturada es la que determina si se trata de rayo gamma o neutrón.

El funcionamiento de la electrónica asociada es como sigue:

La señal saturada pasa a un amplificador con una formación de pulso de  $0.5\mu\text{seg}$  y se deriva en dos trayectorias.

Una llega a un Discriminador de altura de pulso cuya función es eliminar la distribución originada por la radiación gamma, normalmente este discriminador se encuentra en el nivel más - bajo de operación para poder exhibir en el Multicanal la figura de mérito. Este Discriminador proporciona un pulso de 10 Volts y  $1\mu\text{seg}$  de duración cuando la señal de entrada rebasa el umbral de disparo, este pulso se envía a un Analizador de Coincidencia operado con un tiempo de resolución de  $1\mu\text{seg}$ , - lapso en el cual debió haber llegado también el pulso de la - señal lineal para obtener un pulso de salida del Analizador - de Coincidencias. La otra trayectoria se dirige hacia un Amplificador de Retardo, éste retarda la señal (saturada) apro-



ximadamente  $0.25 \mu\text{seg}$ , tiempo que tarda en obtenerse el pulso del Analizador de Coincidencias. De aquí la señal saturada es enviada al Convertidor Analógico-Digital, en donde la señal es cuantificada para ser registrada en la memoria del Multicanal. El Multicanal almacena los pulsos y los direcciona en el canal correspondiente a la amplitud de cada uno. Por otra parte, la señal lineal es amplificada con una formación de pulso de  $0.5 \mu\text{seg}$  y pasada posteriormente a un discriminador de altura de pulso, el cual ayudará a seleccionar pulsos originados por eventos de cierta energía para disparar el Analizador de Coincidencia, cuya salida a su vez permitirá al Convertidor Analógico-Digital aceptar la señal saturada para pasarla al Multicanal.

### 4.3 CALIBRACION, PRUEBAS Y RESULTADOS.

El circuito utilizado para la calibración se muestra en el --  
diagrama de bloques en la figura 37.

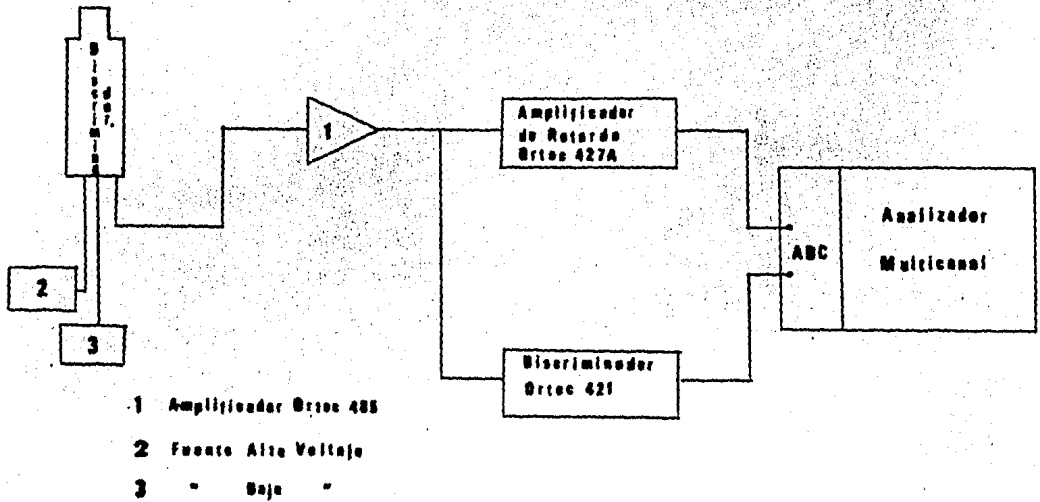


Figura: No. 37

Se utilizan fuentes calibradas de radiación gamma que sirven de referencia para la calibración, los valores de las fuentes de alto y bajo voltaje se ajustan a los valores descritos en el capítulo III. La ganancia del Amplificador se fija en un punto donde se obtenga la mejor resolución en el Multicanal, el Amplificador de Retardo compensa el retraso de la señal -- del Discriminador de nivel, el cual se deja en un nivel bajo para recibir pulsos desde las más bajas energías, eliminando el ruido electrónico. La salida del Discriminador de nivel y la del Amplificador de retardo van hacia el circuito de coincidencias del convertidor Analógico-Digital que sirve para --

evitar conteos que no coincidan en tiempo, de esta forma, se le da un tiempo de colección. El espectro obtenido en el multicanal es el espectro completo del efecto Compton, que tiene la forma que se muestra en la figura 38.

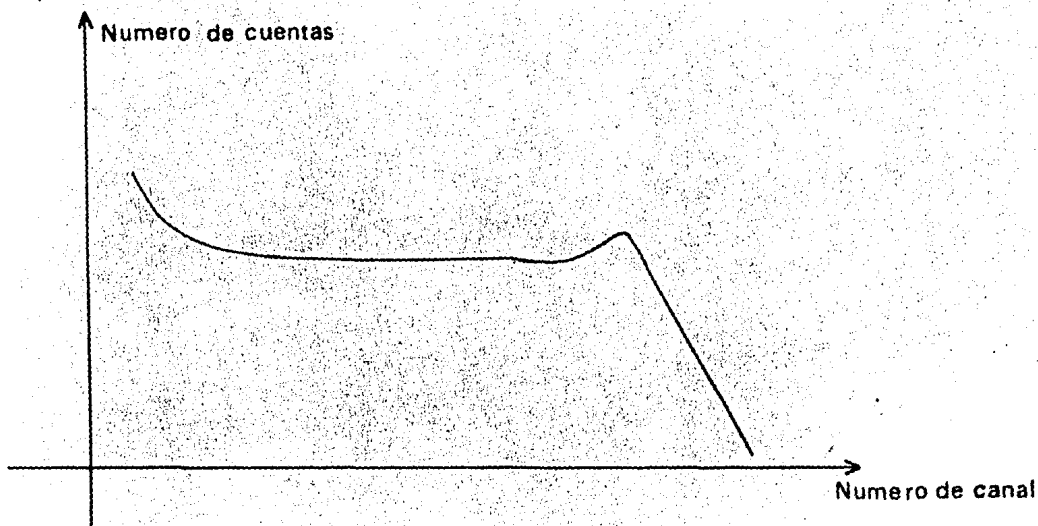


Figura No. 38

A esta figura se le conoce como Perfil Compton, de ésta se puede conocer la energía máxima del Efecto Compton para el detector y la fuente que se utiliza, este punto corresponde al canal cuya ordenada sea  $2/3$  la magnitud de la ordenada máxima del perfil Compton.

Las fuentes utilizadas fueron de  $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Cs}^{137}$  y  $\text{Ba}^{133}$ , el valor de la energía Compton máxima para las energías características de cada una de ellas, se obtiene aplicando la ecua--

ción ( 4 ) del capítulo I.

Para la fuente de  $Cs^{137}$  con radiación gamma de energía  $h\nu$  - característica de 661.6 Kev;

$$E_e = \frac{2(h\nu)^2 / m_e c^2}{1 + 2 \left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right)} = \frac{2 (0.6616) / 0.511}{1 + 2 (0.6616/0.511)} = 0.477 \text{ Mev}$$
$$= 477 \text{ Kev}$$

Similarmente para las fuentes de  $Na^{22}$  con energía característica de 511 Kev; obtenemos:  $E_e = 340$  Kev.

y, para el  $Ba^{133}$  de energía característica de 356 Kev; obtenemos:  $E_e = 206$  Kev.

Una vez calibrado el multicanal y el resto del equipo, se obtuvieron todas las figuras de mérito correspondientes a cada una de las fuentes utilizadas. En la figura 39 se muestra -- la fotografía correspondiente a la fuente de  $Cs^{137}$  .

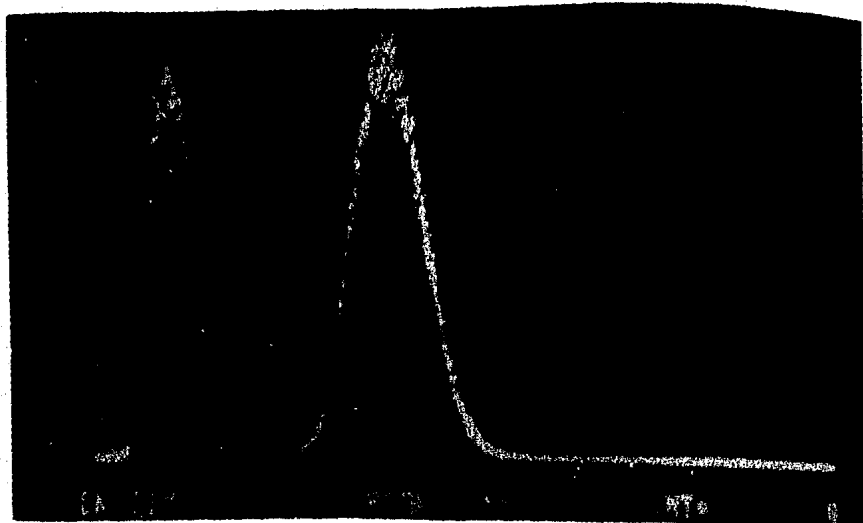


Fig. 39

La forma de evaluarla es: 
$$M = \frac{S}{(F W H M)_\gamma + (F W H M)_n}$$

Donde : S = Separación entre los picos de las distribuciones neutrón gamma (número de canales).

$(F W H M)_\gamma$  = Diferencia entre los puntos que contienen la mitad del número de cuentas del máximo de la distribución de gammas.

$(F W H M)_n$  = Diferencia entre los puntos que contienen la mitad del número de cuentas del máximo de la distribución de los neutrones.

Para la figura 39 se tienen los siguientes datos:

$$S = 1602 - 408 = 1194,$$

$$(F W H M)_\gamma = 528 - 270 = 258 \text{ y}$$

$$(F W H M)_n = 1846 - 1384 = 462.$$

Por lo tanto, aplicando la ecuación 53, encontramos que:

$$M = 1.658$$

Para el  $\text{Na}^{22}$ , se obtiene:

$$S = 1584 - 426 = 1158,$$

$$(F W H M)_\gamma = 558 - 284 = 274 \text{ y}$$

$$(F W H M)_n = 1803 - 1326 = 477.$$

Resultando  $M = 1.541$

Para el  $Ba^{133}$ , se obtiene:

$$\begin{aligned} S &= 1510 - 521 = 989, \\ (F W H M)_p &= 602 - 407 = 195 \text{ y} \\ (F W H M)_n &= 1770 - 1117 = 653 \end{aligned}$$

Resultando  $M = 1.166$

Como era de esperarse, entre más alta sea la energía correspondiente al límite inferior de discriminación, la figura de mérito se mejora, ya que se reduce el número de eventos originados por neutrones dispersados y esto se ve experimentalmente pues la mejor figura de mérito fue la de la calibración para  $Cs^{137}$ . La forma en que se evaluó la figura de mérito es la más empleada para ello, aunque existen otras que se mencionan en la bibliografía (21).

La base experimental obtenida permite concluir la efectividad del sistema, por lo que a continuación se sugieren mejoras según el comportamiento observado.

#### 4.4 CONCLUSIONES Y POSIBLES MEJORAS.

El sistema discriminador n- $\gamma$  ha funcionado correctamente para el intervalo establecido de energías, inclusive, el límite más bajo fue mejor que el deseado, puesto que pulsos de rayos --

gamma de 206 Kev corresponden a pulsos de neutrones de energía menor a 1 Mev., aunque es importante hacer notar que a estos niveles de energía el ruido electrónico tenía una amplitud similar a la de los pulsos.

Los neutrones rápidos de mayor energía son de 10 Mev y se da por cierto que el sistema respondió correctamente a ellos, pues la fuente de Am-Be emite neutrones de esta misma energía. El hecho de que las distribuciones de neutrones y rayos gamma no se hayan interceptado significa que se les estaba separando adecuadamente y si se colocara un discriminador en el valle, los rayos gamma aceptados tendrían un porcentaje menor al 1%.

El sistema proporciona datos confiables 15 minutos después de haber iniciado su operación, ya que debido a la disipación de calor por parte de las resistencias del divisor de voltaje, se dan incrementos de temperatura que hacen variar los valores de resistencia, esto se normaliza cuando se alcanza una temperatura estable. Además, el fotocátodo pudo haberse excitado y emitirá electrones que oscurecen la información del experimento. Por lo anterior se propone tratar de implementar un divisor de voltaje que limite más la corriente y por lo tanto disminuya la disipación de energía por efecto Joule, teniendo cuidado que las variaciones en el divisor no sean ma

yores al 1%, con esto se logrará una vida más larga de éste. -  
Se propone también reducir las constantes de integración de -  
los amplificadores usados, con el fin de que el tiempo de reso-  
lución del circuito de coincidencias pueda aprovecharse para -  
mejorar la discriminación tomando ventaja de las diferencias  
de tiempo del cruce por cero de los pulsos debidos a rayos --  
gamma y neutrones.



## BIBLIOGRAFIA

- 1.- Atam P. Arya Fundamentals of Nuclear Physics. Allyn & Bacon second print.
- 2.- J.B. Birks The Theory and Practice of Scintillation Counting. Mac Millan Company, New York (1974).
- 3.- Glenn F. Knoll Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons, New York (1964).
- 4.- W.J. Price, Nuclear Radiation Detection, 2nd Ed. Mc Graw Hill, New York (1964).
- 5.- J.B. Birks et al, Solutes and Solvents for Liquid Scintillation Counting. Koch-Light Laboratories, 2nd Ed. Colnbrook, Bucks England.
- 6.- Mullar Photomultiplier Tubes, Mullard House, Torrington Place, London W.C.I.
- 7.- Philips, Photomultipliers for Scintillation Counting. Holland (1960).
- 8.- R.B. Owen. Ire Trans. Nucl. Sci. NS-9 No. 3 (1962) PP 285.
- 9.- Brooks F.D. Proc. 1st Northwest Univ. Conference on Liquid Scintillation Counting. (1957).
- 10.- R.B. Owen. Ire Trans. Nucl. Sci. NS-5, No. 3 (1958) PP198
- 11.- R.B. Owen Intern. Symp. Nuclear Electronics, Paris (1958) PP. 27.
- 12.- R.B. Owen. Nucleonics 17 No. 9 (1959) PP 92.
- 13.- R. Batchelor et al, Nuclear Instruments and Methods 8 (1960) PP 351.
- 14.- B. Brunfelter et al International Atomic Energy Agency Vol. II (1962) PP 351.

- 15.- T. Doke et al Nuclear Instruments and Methods 57 (1967)  
PP 163.
- 16.- T. Hiramoto and N. Nohara Nuclear Instruments and Methods  
58 (1968) PP 167.
- 17.- H.W. Brock Rev. Sci. Instr. 31(1960) PP 1063.
- 18.- T.K. Alexander And Goulding, Nuclear Instruments & Methods  
13 (1961) PP 244.
- 19.- C.M. Ciallela and J.A. Devanney, Nuclear Instruments & Me-  
thods 60 (1968) PP269.
- 20.- T. G. Miller, Nuclear Instruments & methods 63(1968) PP1  
121.
- 21.- J. H. Thorngate and M.M. Abd El Razek, Nuclear Instruments  
& Methods 144 (1977) PP 209.
- 22.- A. Chalupka and G. Stengl, Nuclear Instruments & Methods  
150(1978) PP 209.
- 23.- L. J. Heistek and L. Van Der Zwan, Nuclear Instruments &  
Methods 80 (1970).
- 24.- L.J. Perkins and Malcolm C. Scott, Nuclear Instruments &  
Methods 166( 1979) PP 451.
- 25.- R. St. Onge et al, Nuclear Instruments & methods 126  
(1975) PP 391.
- 26.- F.D. Brooks Nuclear Instruments & Methods 4(1959) PP151.
- 27.- S.D. Bloom et al, Ire. Trans. Nucl. Sci. NS-7 N. 2-3  
(1960) PP 170.
- 28.- Rethmeier et al, Nuclear Instruments & Methods 10(1961)  
PP 240.
- 29.- D. W. Jones, Nuclear Instruments & Methods 62(1968)PP 19.

- 30.- M. Forte et al, Nuclear Electronics Vol. 2 (1962) PP 297
- 31.- L. J. De Vries and F. Udo, Nuclear Instruments & Methods  
13 (1961) PP 153.
- 32.- Daehnick and Sherr Rev. Sci. Instr. Vol 32 (1961) PP 666.
- 33.- Cristopher L. Morris et al, Nuclear Instruments & Methods  
137 (1976) PP 397.
- 34.- E. Gatti and F. De Martini, Nuclear Electronics Vol. 2  
(1962) PP265.
- 35.- M. Elaine Toms Naval Research Laboratory, Washington D.C.
- 36.- V. Verbinsky et al, Nuclear Instruments & Methods 65(1968)  
PP 8.
- 37.- T. G. Masterson, Nuclear Instruments & Methods 88 (1970)  
PP 61.
- 38.- A. Bertin Nuclear Instruments & Methods 91 (1971) PP 649.
- 39.- L.M. Bollinger and G.E. Thomas Rev. Sci. Instr. 32(1961)  
PP 1044.
- 40.- B. Sabbah and A. Suhami, Nuclear Instruments & Methods.