

## 1. EL LABORATORIO

El laboratorio de Instrumentación Nuclear y de Partículas es una dependencia del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, ubicado en la segunda planta del bloque C de la Facultat de Física.

El laboratorio es una **Instalación Radiactiva de Segunda Categoría** autorizada por el **Consejo de Seguridad Nuclear (CSN)** para la utilización con fines docentes de fuentes radiactivas encapsuladas. Todo el laboratorio es una única zona clasificada como **Zona Vigilada**, debidamente señalizada a la entrada, dado que las dosis que se reciben son pequeñas y muy por debajo del límite anual (0.5 rem) establecido para público en general.

### 1.1 Reglas de funcionamiento y normas de manejo de fuentes radiactivas.

Dado el peligro que entraña el manejo de fuentes radiactivas, incluso aún cuando éstas estén encapsuladas, es necesario seguir una serie de normas y precauciones para su correcta manipulación:

- Está prohibido sacar del laboratorio las fuentes radiactivas. El movimiento del material radiactivo se realizará exclusivamente dentro de la propia instalación.
- **No se permite:** fumar, comer o beber en el laboratorio, dado que es extremadamente peligroso cuando se están manejando fuentes radiactivas.
- No ingerir ni acercar ningún producto radiactivo a la boca.
- Evitar todo contacto directo con las fuentes, éstas deben ser siempre manipuladas con pinzas o guantes de latex.
- Maneje siempre las fuentes cuidadosamente. Evite que la cara activa se raye, especialmente cuando se trate de emisores alfa. Evite, así mismo, que al utilizar cinta adhesiva desaparezca la información escrita acerca de la identificación y características de la fuente.
- Todo el material radiactivo que no se esté utilizando debe estar guardado en los emplazamientos destinados para tal fin.
- **No dejar sobre las mesas:** ropas, bolso o demás objetos que puedan ocultar las fuentes o impedir su localización. Por otra parte, dichos objetos podrían resultar contaminados en caso de rotura o deterioro de las fuentes.
- Es conveniente lavarse las manos antes de abandonar el laboratorio.

### 1.2 Control del material radiactivo.

El control de calidad de las fuentes y la verificación de su hermeticidad es responsabilidad de los profesores y técnicos supervisores del laboratorio. Este control se realiza periódicamente. Así mismo, la instalación cumple la normativa vigente para instalaciones radiactivas, por lo cual el riesgo es mínimo si se siguen estrictamente las normas que se dieron en el apartado anterior. Para el control de la radiación se dispone de un monitor de radiación portátil y de la correspondiente dosimetría de área.

### 1.3 Plan de emergencia.

Como es preceptivo en toda instalación radiactiva, el laboratorio de Instrumentación Nuclear y de Partículas dispone de un **Plan de emergencia** que debe ser conocido por todas las personas que tengan acceso a él.

El plan de emergencia será de aplicación a todo el personal que trabaje de forma habitual en la instalación, así como a toda persona que en el momento de producirse un accidente se encontrara en el interior de la misma aún sin pertenecer a ella.

Una emergencia en instalaciones radiactivas de este tipo puede producirse por:

- Operaciones manuales (ej.: en el supuesto de manipular una fuente radiactiva cuyo encapsulado se ha roto).
- Operaciones erróneas (ej.: volviendo al caso anterior, una operación de este tipo puede ser tirar la fuente, cuyo encapsulado se ha roto, a la basura).
- Un incendio en la instalación.

El plan de emergencia del laboratorio es el siguiente:

1. En el laboratorio existen dos supervisores, que por períodos rotativos de seis meses ejercen como supervisores de turno. El laboratorio dispone, así mismo, de un operador que se encarga de llevar un registro actualizado sobre el material radiactivo, además de la calibración semestral del monitor de radiación y la comprobación de contaminación radiactiva mensualmente en diversos puntos del laboratorio.

Quedará reflejado en el Manual de Operaciones quienes son el supervisor de turno y el operador.

2. En caso de rotura del encapsulado de una fuente radiactiva, se comunicará inmediatamente al profesor que se encuentre en ese momento en el laboratorio o al operador o supervisor de turno, el cual aislará la zona de peligro.

Si esta operación la realiza un profesor, lo comunicará inmediatamente al supervisor de turno, quien procederá según estime conveniente. De igual manera actuará el operador, caso de encontrarse ante tal situación.

En caso de pérdida de hermeticidad o deterioro de una fuente radiactiva encapsulada, ésta será debidamente aislada en un recipiente hermético (ej.: caja metálica o bolsa de plástico) debiendo ser realizada esta operación por los supervisores.

En ausencia del supervisor, el operador procederá de la misma manera, comunicándolo tan pronto como sea posible al supervisor de turno. La fuente afectada por tal situación será considerada como residuo radiactivo, a eliminar vía *ENRESA*.

3. El supervisor de turno se pondrá en contacto con *ENRESA*, para que realice una limpieza y evacuación de residuos. Durante el tiempo que dure dicha limpieza y evacuación, el laboratorio permanecerá cerrado a efectos docentes.
4. Si algún alumno manipula la fuente rota, deberá lavarse las manos con abundante agua y jabón, después el supervisor de turno realizará una comprobación con el monitor de radiación, para detectar cualquier partícula microscópica del radionúclido en cuestión que pueda haber quedado adherida a la piel o ropa del citado alumno.

5. Si por cualquier circunstancia (accidente, broma de compañeros, etc.) un alumno ingiere un radionúclido o parte del mismo, cualquiera de los supervisores procurará se proceda a trasladarle inmediatamente a un centro hospitalario, donde informará de los pormenores del suceso.

En cualquiera de los extremos anteriores, el supervisor de turno, procederá a enviar el informe reglamentario al CSN antes de las 24 horas siguientes a su acaecimiento.

6. Caso de detectarse un incendio en el laboratorio o catástrofe equivalente y siendo controlable, mediante el extintor del laboratorio, por el personal del mismo, se procederá de la siguiente forma:

- a) A su extinción.

- b) El supervisor de turno comprobará en primer lugar que el contenedor de plomo, donde están almacenadas las fuentes radiactivas, no se ha visto afectado por las llamas. En el supuesto de que éste haya resultado dañado, se procederá al aislamiento de la zona y a la comunicación urgente del incidente al CSN antes de las 24 horas. El supervisor emitirá el correspondiente informe en el que se describirá el accidente, se determinarán las causas probables del mismo, así como las medidas adoptadas *in situ* para evitar la propagación de la contaminación (ej.: recubrir con un saco de plástico hermético el contenedor)

Si existen personas afectadas por el incidente, se comunicará al CSN antes de las 24 horas, así como las actuaciones adoptadas para su seguridad, que se seguirán de acuerdo con la guía de seguridad del CSN 7.5, que esencialmente propone:

- I. *Evacuar a la persona que haya sufrido el accidente a una zona con ausencia de radiación.*
- II. *Descontaminación primaria del mismo, lavando con agua y jabón si se trata de contaminación externa.*
- III. *Traslado a un centro médico.*

Si el incendio no fuera controlable por el personal de laboratorio, se procederá a llamar a los bomberos, a quienes se les advertirá expresamente del riesgo de contaminación radiactiva existente, en caso de deterioro del contenedor. Una vez extinguido el incendio, el supervisor de turno actuará tal y como se describe en el apartado b).

Caso de que el incendio ocurriera en período de prácticas, el supervisor controlará a continuación que ninguna de las fuentes ubicadas en las zonas de prácticas haya sido dañada por el incendio, procediendo a su aislamiento y eliminación vía *ENRESA*, en caso contrario.

Debe quedar claro que cualquier tipo de incidencia que ocurriera en la Instalación y que pudiera afectar a la seguridad física de la misma, será comunicada al supervisor de turno, quien adoptará las medidas que a su juicio garanticen una protección de las personas y las cosas, consiguiendo recuperar los niveles de seguridad radiológicos exigidos en la Instalación.

## 2. ORGANIZACIÓN DEL MANUAL

El principal objetivo del curso de Instrumentación Nuclear y de Partículas es conocer las técnicas de detección de la radiación tanto en Física Nuclear y Espectroscopía, como en Física de Partículas. Para más información sobre la asignatura deberá consultarse la Guía Docente del correspondiente curso académico.

Este manual constituye una guía y contiene las instrucciones básicas para llevar a cabo las diferentes prácticas que constituyen el laboratorio de Instrumentación Nuclear y de Partículas, además de seguir dichas instrucciones es imprescindible que exista un diálogo continuo entre los profesores del laboratorio y los alumnos, con el fin de implementar nuevos apartados o subsanar los posibles fallos o errores tanto del presente manual como del material del laboratorio.

En el laboratorio se ponen en práctica las técnicas aprendidas en el curso de teoría, y se aprenden a manejar los sistemas más modernos de detección, material equivalente al que se utiliza en los grandes experimentos que actualmente se están desarrollando tanto en Física Nuclear como de Partículas. El tratamiento de los datos que se requiere hace, asimismo, que el alumno necesite utilizar y por tanto aprender técnicas informáticas y sistemas de adquisición totalmente punteros.

En el manual se recuerdan algunos conceptos fundamentales en Física Nuclear y de Partículas y se describen las características básicas de los detectores y módulos electrónicos que se van a utilizar, así como las instrucciones para llevar a cabo sus calibraciones. A continuación, se dan las pautas para llevar a cabo una serie de tareas, comunes a la mayoría de las prácticas, como son: el cálculo de la eficiencia de los detectores, determinación de la resolución y de las condiciones de trabajo, la calibración energética de la escala del multicanal y la determinación de su linealidad, etc. Posteriormente, se encuentran los manuales específicos de cada una de las prácticas, los cuales servirán de guía para su adecuado desarrollo. Finalmente, se incluye un Anexo para un correcto tratamiento de los datos experimentales.

El laboratorio de Instrumentación Nuclear y de Partículas dispone actualmente de las siguientes prácticas, distribuidas en dos bloques:

### **BLOQUE 1. DETECTORES DE CENTELLEO Y FOTOMULTIPLICADORES**

#### **PRÁCTICA 1.- Estudio del efecto Compton.**

Entre los objetivos de esta práctica se encuentra la determinación de la sección eficaz diferencial del efecto Compton. Se utiliza para ello una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  situada en el interior de un bloque de  $\text{Pb}$ . El dispositivo experimental permite la detección de los fotones difundidos en función del ángulo de emisión. Mediante un detector de centelleo plástico se pueden detectar los electrones de retroceso en coincidencia con los fotones difundidos. Un PC con tarjeta PCA para la adquisición y la electrónica NIM adecuada completan el material requerido para el desarrollo de la práctica.

### **PRÁCTICAS 2 y 3.- Coincidencias $\gamma$ - $\gamma$ y correlaciones angulares. Medida de vidas medias de estados nucleares.**

Para la coincidencia  $\gamma$ - $\gamma$  emplearemos dos detectores INa(Tl) con un PC y la electrónica NIM correspondiente. Existen dos versiones de esta práctica, en la primera se estudian las coincidencias de los fotones emitidos por una fuente de  $^{60}\text{Co}$ , en la segunda son los fotones de la aniquilación del positrón emitido por una fuente de  $^{22}\text{Na}$ . En ambas prácticas es posible medir la vida media del estado excitado  $(3/2)^-$  del  $^{57}\text{Fe}$  (núcleo hijo del  $^{57}\text{Co}$ ), utilizando para ello uno de los dos detectores de INa(Tl) y un detector de INa(Tl) con ventana de Berilio.

### **PRÁCTICA 4.- Estudio de la radiación cósmica y determinación de la vida media del muon.**

Práctica de coincidencias mediante contadores de centelleo, su objetivo es medir la radiación cósmica. Se basa en una torre de contadores de centelleo y la electrónica NIM asociada, en este caso de señales rápidas. Para la determinación de la vida media del muón se dispone de un PC como sistema de adquisición de datos equipada con una tarjeta PCA.

## **BLOQUE 2. DETECTORES GASEOSOS DE IONIZACIÓN Y DETECTORES DE SEMICONDUCCIÓN.**

### **PRÁCTICA 5.- Espectroscopía $\beta$ mediante un detector de Silicio.**

En esta práctica se utilizan distintas fuentes electro-depositadas, emisoras de radiación  $\beta$ . Un detector semiconductor de  $\text{Si}$  de barrera de superficie, situado al igual que las fuentes en el interior de una cámara de vacío, la electrónica NIM asociada y un ordenador con tarjeta PCA constituyen el sistema de detección y adquisición.

### **PRÁCTICA 6.- Espectroscopía $\alpha$ mediante un detector de Silicio.**

Consiste en el estudio de la energía perdida por partículas  $\alpha$  emitidas por una fuente de  $^{241}\text{Am}$  al atravesar distintos materiales. Se utiliza un detector de  $\text{Si}$  de barrera de superficie en una cámara de vacío, un ordenador con tarjeta PCA y electrónica NIM.

### **PRÁCTICA 7.- Espectroscopía y Fluorescencia de Rayos-X. El contador proporcional.**

La práctica consiste en la detección de rayos-X y fotones de baja energía utilizando para ello un detector proporcional. Se dispone de una fuente de rayos-X con la que se pueden activar distintos materiales y obtener así su espectro característico.

### 3. FENOMENOLOGÍA DE LAS INTERACCIONES DE FOTONES CON LA MATERIA

Las partículas cargadas interactúan con la materia a través de la interacción coulombiana de largo alcance, originando los fenómenos de ionización y excitación del medio, de modo que van perdiendo paulatinamente su energía. Los fotones, por tratarse de partículas neutras no sufren interacciones coulombianas.

Las interacciones básicas de la radiación  $\gamma$  con la materia son: el efecto fotoeléctrico, que domina a bajas energías, el efecto Compton que es importante a energías intermedias y la producción de pares, que se produce para energías del fotón superiores a  $2m_e c^2$  y que domina a energías elevadas. En la figura 1 se observa el comportamiento de la sección eficaz de cada uno de estos tres procesos, así como la curva correspondiente a la sección eficaz total de absorción.

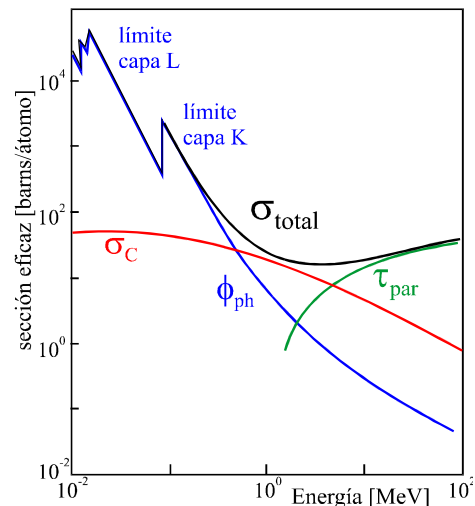


figura 1 - Sección eficaz total de absorción de fotones en plomo.

La detección de las partículas se basa siempre en procesos coulombianos, que se traducen en una ionización del medio material atravesado, por lo que en el caso de los fotones detectamos la ionización producida por los electrones originados en estas tres interacciones básicas.

#### 3.1 Efecto fotoeléctrico.

En el efecto fotoeléctrico, un fotón incidente interactúa con un átomo globalmente, produciendo la extracción de un electrón atómico de sus capas interiores (figura 2). En este proceso, el fotón suministra toda su energía al electrón, que la utiliza en liberarse de su enlace con el átomo y la energía restante es convertida en energía cinética del mismo. Como resultado del proceso se genera un hueco en la capa atómica, que es ocupado por otro electrón de las capas exteriores, con la consiguiente emisión de rayos-X, característicos del material. Así es habitual en los estudios que vamos a realizar, detectar los rayos-X del *Pb*, material que solemos utilizar para proteger el detector de la radiación ambiental. El efecto fotoeléctrico predomina sobre los otros dos para fotones de baja energía (inferior a unos 100 KeV), y su sección eficaz crece con  $Z^5/(h\nu)^{3.5}$ . Es por ello que el detector de *INa(Tl)* es idóneo para la detección de esta radiación  $\gamma$ , ya que el *I* tiene un número atómico elevado.

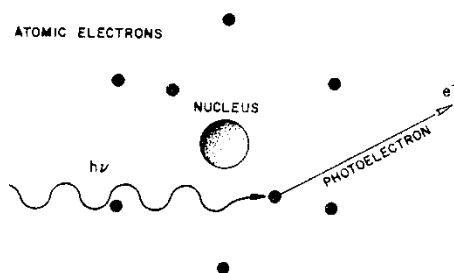


figura 2.- Efecto fotoeléctrico.

### 3.2 El efecto Compton.

La interacción Compton, consiste en la colisión elástica de un fotón de energía  $h\nu$  con un electrón atómico considerado en estado casi libre, de modo que éste es difundido con un determinado ángulo respecto de la dirección de incidencia del fotón (ver figura 3).

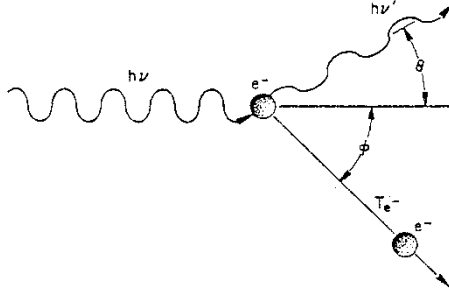


figura 3.- Efecto Compton.

Como consecuencia de la colisión, la energía y el momento del fotón se transfieren parcialmente al electrón, difundiéndose un nuevo fotón de menor energía,  $h\nu'$ , y cuya dirección es distinta a la del fotón original. El electrón, que habrá adquirido una energía cinética  $T_e$ , abandona el átomo de acuerdo con los principios de conservación de la energía y la cantidad de movimiento.

De acuerdo con el principio de conservación de la energía podemos escribir:

$$h\nu = h\nu' + T_e$$

Dado el carácter vectorial del momento lineal y asumiendo el plano XY como el plano de la figura 3, la conservación de la cantidad de movimiento nos permite escribir:

$$OX : \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + P \cos \phi$$

$$OY : 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta + P \sin \phi$$

a partir de la solución simultánea de estas tres ecuaciones se obtiene la fórmula de Compton, que permite calcular la energía del fotón difundido en términos de la energía inicial  $h\nu$  y del ángulo de difusión  $\theta$

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}$$

o en longitudes de onda

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

siendo la energía del electrón difundido:  $T_e = h\nu - h\nu'$ , la cual alcanza su valor máximo en el caso en que el electrón es proyectado en la dirección hacia delante y el fotón es difundido hacia atrás ( $\theta = 180^\circ$ ).

La sección eficaz de una interacción Compton es proporcional a la fracción  $Z/A$  del absorbente.

### 3.3 Producción de pares.

En este proceso el fotón interactúa con el campo eléctrico del núcleo, creándose un par electrón-positrón y desapareciendo el fotón incidente (ver figura 4).

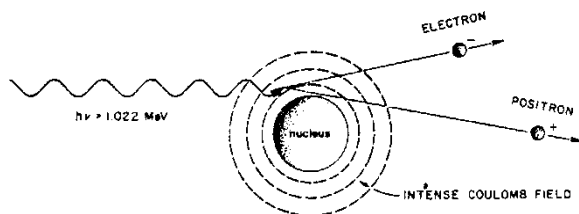


figura 4.- Producción de pares.

La energía umbral de producción de pares es 1.022 MeV, lo que corresponde a dos veces la masa del electrón en reposo, transformándose la energía restante en energía cinética del par  $e^+e^-$ . La sección eficaz de producción de pares crece rápidamente con la energía del fotón, de modo que éste es el proceso dominante cuando un fotón de alta energía atraviesa un medio material. Además, la sección eficaz de producción de pares depende de la  $Z^2$  del medio material. El electrón y el positrón pierden rápidamente su energía en el seno del medio material produciendo ionización y excitación del medio (fórmula de *Bethe y Bloch*). Una vez el positrón ha perdido toda su energía se recombina con un  $e^-$  del medio, aniquilándose ambos y dando lugar a un par de fotones de 0.511 MeV emitidos en sentidos opuestos. Estos fotones pueden interactuar con el medio material o escapar del mismo, por lo que parte de la energía original (0.511 ó 1.022 MeV) puede no ser detectada. Siempre que la energía de la radiación  $\gamma$  supere el umbral de producción de pares observaremos los picos de 0.511 y 1.022 MeV.

## 4. FUENTES DE RADIACIÓN GAMMA

Las fuentes de radiación  $\gamma$  que se utilizan en el laboratorio ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ , etc.), son en realidad emisores  $\beta$  que al desintegrarse quedan en estados excitados del núcleo hijo, y la desexcitación de éstos al estado fundamental se lleva a cabo mediante transiciones electromagnéticas, es decir emisión de radiación  $\gamma$ . El proceso de *desexcitación*  $\gamma$  compite con el fenómeno de *conversión interna*, en el que la energía de desexcitación se transmite a un electrón de las capas internas atómicas; posteriormente el hueco del electrón es ocupado por los electrones periféricos, con la consiguiente emisión de rayos-X de desexcitación atómica. Estos rayos-X corresponden al espectro atómico del núcleo hijo: en el caso del  $^{137}\text{Cs}$  la emisión de rayos-X corresponde al isótopo hijo  $^{137}\text{Ba}$ . Una consideración importante respecto de las fuentes de radiación  $\gamma$  es que su actividad nominal corresponde a la desintegración  $\beta$  original. Para calcular la actividad de una determinada transición  $\gamma$  hay que tener en cuenta la probabilidad de transición a cada uno de los niveles, y corregir por el tiempo transcurrido la actividad nominal. Advierta el alumno que las fuentes del laboratorio tienen un símbolo que las identifica, para conocer su fecha de fabricación y poder saber con exactitud la fuente con que se realiza la práctica, ya que no es conveniente en general intercambiarla.



## 5. ANÁLISIS DE LOS ESPECTROS DE LA RADIACIÓN GAMMA

En un cristal de  $INa(Tl)$  el efecto fotoeléctrico es el más probable a energías inferiores a 250 KeV, el efecto Compton predomina a energías entre 250 KeV y 5 MeV, siendo a energías superiores la producción de pares el fenómeno que más contribuye, como se ve en la figura 1. Para una fuente de radiación  $\gamma$  y un detector determinados, los pulsos de luz que se traducen en pulsos eléctricos en el fotomultiplicador son el resultado de combinaciones de todos los procesos descritos en el apartado 3 (ver figura 5). En caso de que alguno de los fotones del proceso escape del  $INa(Tl)$  sin interactuar, se producirá una merma en la reconstrucción de la energía del fotón incidente. La forma general de un espectro de rayos  $\gamma$  se observa en la figura 6.

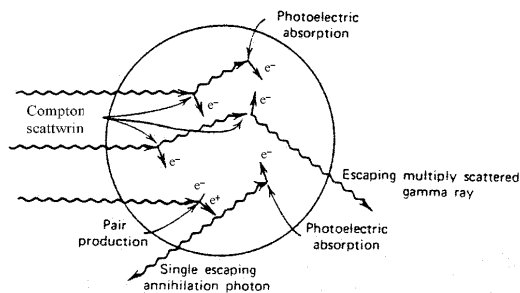


figura 5.- Diferentes interacciones de un fotón con un detector.

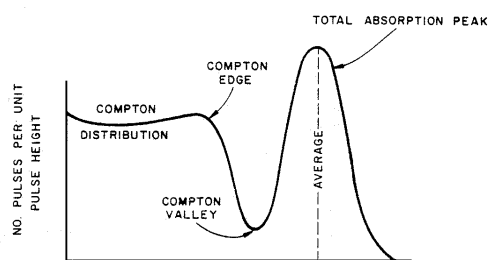


figura 6.- Forma típica de un espectro de rayos  $\gamma$ .

### 5.1 Pico de absorción total.

El pico de absorción total, denominado fotopico, se corresponde con los pulsos en los cuales la totalidad de la energía ha sido depositada en el interior del cristal ya sea a través de uno de los procesos mencionados anteriormente o por su combinación. En el caso ideal, el pico de absorción total debería ser una función delta; en realidad, el pico que se observa posee una estructura con una anchura finita y una forma en general gaussiana; esta distribución de pulsos alrededor de un valor medio es un fenómeno estadístico y se debe a las fluctuaciones en el número de ionizaciones y excitaciones. La anchura del pico está directamente relacionada con la resolución del detector, que se define como la capacidad del sistema para distinguir entre dos energías muy próximas, y puede ser utilizada como una medida directa de ésta.

### 5.2 Distribución Compton.

La zona del espectro correspondiente a la distribución Compton es el resultado de los pulsos cuya energía es menor a la del fotopico; se debe a procesos en los cuales ha tenido lugar una interacción Compton y el fotón difundido ha escapado del cristal sin producir interacción alguna. La forma ideal de la distribución Compton es la que se representa en la

figura 7. La distribución se extiende desde cero hasta el valor máximo que por consideraciones cinemáticas puede alcanzar la energía que se transfiere al electrón; este valor máximo se conoce con el nombre de *límite Compton* y su expresión en función de la energía del fotón incidente viene dada por

$$T_{max} = h\nu \frac{2\gamma}{1+2\gamma}$$

donde  $\gamma = h\nu/m_0c^2$ , es decir la energía del fotón en unidades de la masa del electrón. Dado que las energías recogidas en la zona Compton del espectro no corresponden todas ellas a difusiones Compton de fotones monoenergéticos, puesto que pueden deberse a fotones que ya hayan sufrido más de una difusión o a fotones generados en una aniquilación  $e^+e^-$  y como consecuencia de la resolución limitada del detector, la forma real de la distribución Compton en un centelleador de  $INa(Tl)$  es la convolución de distribuciones como las representadas en la figura 7, junto con las fluctuaciones estadísticas que cabe esperar para cada valor de la energía; es por ello que la distribución presenta un comportamiento mucho más suave que el que cabría esperar en el caso ideal.

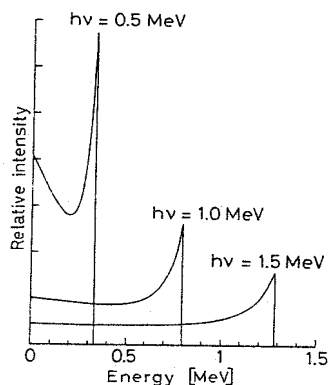


figura 7.- Distribución energética ideal de los electrones Compton. La bajada brusca corresponde a la máxima energía del electrón: límite Compton.

### 5.3 Otras estructuras presentes en un espectro de radiación gamma.

#### 5.3.1 Rayos-X del Plomo.

Con el fin de evitar que radiaciones de origen externo a la fuente que se desea estudiar penetren en el detector y enmascaren el espectro, los centelleadores de  $INa(Tl)$  se utilizan con un blindaje que, en general, suele ser de  $Pb$ . Como consecuencia de la colocación del  $Pb$  es normal observar en el espectro un pico en 72 KeV, correspondiente a procesos fotoeléctricos producidos en el blindaje y la posterior emisión de rayos-X, que generan el pico de 72 KeV característico del  $Pb$ . El esquema de la producción de estos rayos-X y el pico que sobre el espectro  $\gamma$  se genera puede verse en la figura 8. Compruebe el alumno que si quitamos el blindaje desaparece el pico de 72 KeV del  $Pb$ .

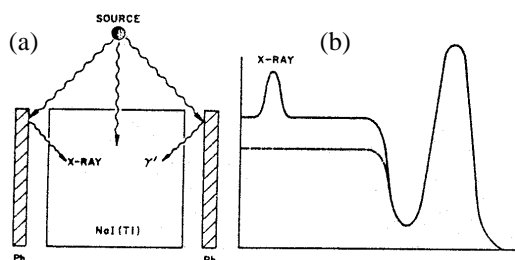


figura 8.- (a) Producción de rayos-X del Pb; (b) Espectro resultante.

### 5.3.2 Pico de retrodifusión.

El pico de retrodifusión o *back-scattering* aparece superpuesto en la mayoría de los espectros de radiación  $\gamma$ . Es consecuencia de la interacción Compton (en los materiales que rodean al detector) de los fotones emitidos por la fuente, fuera de la zona de aceptación del cristal, y que penetran en el *INa(Tl)* al ser difundidos con un ángulo de aproximadamente  $180^\circ$ . La máxima energía que puede poseer un fotón difundido a  $180^\circ$  está por debajo de 0.225 MeV incluso para fotones de energía elevada, resultado al que se llega sin más que sustituir  $\theta=180^\circ$  en la ecuación que proporciona la energía del fotón difundido. Compruebe el alumno que si se quita el blindaje de Pb se produce una reducción importante en el pico de *back-scattering*. Así mismo, si se añade una plancha de Pb en la base de la fuente se incrementa dicho pico.

### 5.3.3 Pico de aniquilación.

Si la fuente de radiación  $\gamma$  es un isótopo que se desintegra mediante la emisión de positrones, aparece un pico adicional en el espectro en 0.511 MeV debido a los fotones que se crean cuando el  $e^+$  pierde toda su energía y se aniquila con un  $e^-$ . En general, las fuentes de radiación  $\gamma$  están encapsuladas y el fenómeno de aniquilación tiene lugar en las inmediaciones del isótopo, con lo cual la propia fuente actúa como un emisor de radiación  $\gamma$  de 0.511 MeV. Dado que los fotones de la aniquilación se emiten en sentidos opuestos, es normal que sólo uno de ellos penetre en el cristal observándose por tanto el pico de aniquilación en 0.511 MeV superpuesto al espectro.

### 5.3.4 Escape de rayos-X del yodo.

Este fenómeno aparece en los espectros de emisores  $\gamma$  de baja energía (100 a 200 KeV). Existe una alta probabilidad de que un fotón de baja energía interactúe por efecto fotoeléctrico con el *INa(Tl)* cerca de su superficie, en tal caso los rayos-X del yodo, cuya energía es de 28 KeV, puede que escapen del cristal sin producir interacción. Cuando esto ocurre, la radiación  $\gamma$  totalmente absorbida aparecerá desplazada en el espectro 28 KeV hacia la izquierda del pico de absorción total.

### 5.3.5 Pico suma.

Aparecen también picos adicionales a causa de la detección coincidente de dos o más fotones emitidos en cascada por un radioisótopo, como se observa en la figura 9 para el caso del  $^{60}\text{Co}$ . La vida media del estado intermedio es generalmente tan corta que ambos fotones son detectados como si su producción fuera simultánea, es decir, emitidos en coincidencia. Si esto ocurre con relativa frecuencia, un pico correspondiente a la suma de energías de los fotones será observado en el espectro. Así en el caso del  $^{60}\text{Co}$  se espera detectar el pico suma a 2.5 MeV.

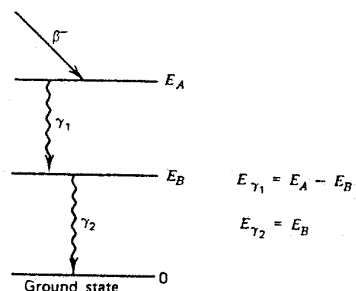


figura 9.- Esquema simplificado de una desintegración nuclear que puede dar lugar a efecto suma en el espectro, si el estado intermedio es de vida corta.

### 5.3.6 Picos de escape.

Los picos de escape aparecen sobre el espectro cuando los fotones de la radiación incidente poseen una energía superior a la umbral de producción de pares ( $\geq 1.02$  MeV). El positrón resultante de la materialización del fotón dará lugar a un par de fotones de 0.511 MeV, al aniquilarse con un electrón del medio. Uno de estos fotones (o ambos) puede escapar del cristal sin ser detectado, originando un pico de escape desplazado hacia menores energías respecto del fotopico 0.511 MeV (1.02 MeV para escape doble).

### 5.3.7 Radiación de frenado (Bremsstrahlung).

Cuando una partícula cargada interacciona con el campo eléctrico de un núcleo sufre una deceleración y como consecuencia pierde energía, la cual se manifiesta en forma de emisión de radiación electromagnética, es decir fotones. Este fenómeno es muy importante para partículas ligeras, como es el caso del electrón. La mayoría de las fuentes de emisión  $\gamma$  son así mismo emisoras de radiación  $\beta$ , de forma que una componente de la radiación de *bremsstrahlung* puede alcanzar el detector y superponerse al espectro. El espectro de la radiación de frenado es continuo, así como el espectro de energías de los electrones en la desintegración  $\beta$ , por lo que este efecto no origina ningún pico sobre el espectro pero sí un fondo continuo que puede originar errores en las medidas de las áreas netas de los fotopicos.

### 5.3.8 Picos de rayos-X de conversión interna.

Otro pico comúnmente observado en los espectros es el originado por los rayos-X característicos del núcleo hijo, que se generan en los procesos de conversión interna competitivos con las transiciones gamma nucleares. En el caso de la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  se observa un pico a 32 KeV que corresponde a los rayos-X del  $^{137}\text{Ba}$ . El alumno deberá estudiar los diferentes espectros de las fuentes emisoras  $\gamma$ , identificando los diferentes picos y estructuras que en ellas observe.

## 6. CARACTERÍSTICAS GENERALES DE UN DETECTOR DE CENTELLEO

Los detectores de centelleo son los más usados en la detección de partículas y radiación nuclear. Se basan en el hecho de que cuando ciertos materiales son atravesados por la radiación sus átomos o moléculas son excitados, produciéndose su casi inmediata desexcitación mediante emisión de luz cuya longitud de onda es próxima al espectro visible. Si a un material centelleador (transparente a la luz emitida) se le acopla un sistema de transducción-amplificación tal como un fotomultiplicador (PM), el pulso de luz se convierte en un pulso eléctrico que puede ser analizado mediante un sistema electrónico, obteniéndose así la información acerca de la radiación incidente. Tanto la electrónica utilizada como el mismo detector son *lineales*, es decir, la altura del pulso eléctrico final es proporcional a la energía depositada por la partícula incidente en el detector. La linealidad del sistema se verificará si las condiciones de trabajo son óptimas: voltaje de alimentación constante, no saturación de las señales, etc.

Los elementos básicos de un detector de centelleo pueden observarse en la figura 10. Consiste, en general, en un material centelleador acoplado ópticamente a un PM ya sea directamente o a través de una guía de luz. La luz incidente en la ventana del PM se convierte en electrones por efecto fotoeléctrico en el fotocátodo del PM, construido generalmente de materiales alcalinos con gran rendimiento de este efecto, amplificándose en el interior del PM el pulso eléctrico.

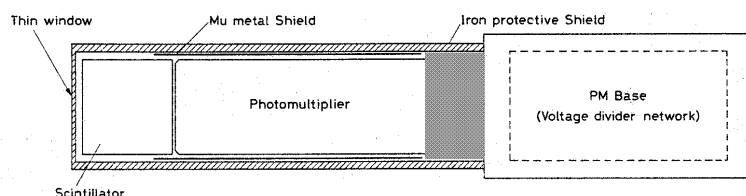


figura 10.- Esquema de un detector de centelleo.

En general, la señal de centelleo posee las siguientes propiedades:

- *Energía de la partícula.* Dada la linealidad del sistema la altura del pulso final es proporcional a la energía depositada por la partícula en el centelleador.
- *Rapidez en la respuesta temporal.* Los detectores de centelleo son instrumentos rápidos con relación a otros tipos de detectores, por lo que son idóneos para medir intervalos cortos de tiempo entre dos sucesos, por ejemplo la vida media de estados excitados y tiempo de vuelo de las partículas.

## 6.1 Cristales inorgánicos.

Los centelleadores inorgánicos son generalmente haluros alcalinos que contienen una pequeña proporción de impurezas activadoras, como es el caso del  $Na(Tl)$ . La ventaja de estos cristales inorgánicos radica en su elevado poder de frenado de la radiación a causa de su alta densidad y número atómico.

Mientras que el mecanismo de centelleo en un material orgánico es de naturaleza molecular, el proceso que tiene lugar en un centelleador inorgánico es característico de la estructura en bandas electrónicas propia de los cristales. Cuando una partícula entra en un cristal puede proporcionar la energía suficiente para que electrones que ocupan la banda de valencia pasen a la banda de conducción originándose un par *electrón-hueco*, libre de moverse en el seno del cristal. La desexcitación de estos estados es favorecida por la presencia de las impurezas que poseen estados en el seno de la banda prohibida del cristal puro y que reciben el nombre de centros activadores. Dado que la energía de desexcitación es ahora menor que la que corresponde al salto de bandas, esta transición origina un fotón en la zona del espectro visible, base del proceso de centelleo. El esquema del proceso de centelleo puede verse en la figura 11.

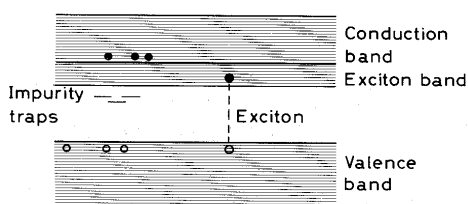


figura 11.- Estructura de bandas en un cristal inorgánico. Generación de pares electrón-hueco.

## 6.2 Centelleadores plásticos.

Los centelleadores plásticos consisten en soluciones de un centelleador orgánico ( $\sim 10$  g/litro) en un disolvente plástico sólido. Son centelleadores muy rápidos, el tiempo de respuesta es del orden de 2-3 ns; son además muy flexibles y manejables.

Los solutos orgánicos son compuestos hidrocarbonados que contienen estructuras del anillo del benceno, se caracterizan por tener un tiempo de desexcitación muy corto. La luz de centelleo aparece como consecuencia de las transiciones realizadas por los electrones de valencia de las moléculas, los cuales se pueden considerar como libres y no asociados a ningún átomo.

Aunque la mayoría de los centelleadores tienen una eficiencia del 100% para electrones, son los centelleadores orgánicos y los plásticos los que presentan mayor eficiencia en cuanto a la detección de electrones. Debido a su baja masa, los electrones son muy susceptibles de sufrir difusiones a ángulos grandes y en muchos casos llegan a abandonar el detector sin depositar totalmente su energía. Dado que la retrodifusión aumenta con el número atómico del material, serán los materiales con bajo  $Z$  los idóneos para la detección de este tipo de partículas.

### 6.3 El fotomultiplicador.

El fotomultiplicador es un instrumento electrónico cuya finalidad es convertir una señal luminosa (a veces de unos pocos fotones) en un pulso eléctrico amplificado. El esquema de un fotomultiplicador típico se presenta en la figura 12. Sus principales elementos son: una capa fotosensible denominada *fotocátodo* y una estructura multiplicadora de electrones constituida por una serie de *dínodos* sometidos a diferentes voltajes en orden creciente. El último dínodo recibe el nombre de *ánodo*.

La finalidad del fotocátodo es convertir el pulso de los fotones incidentes en un pulso de electrones de baja energía en el interior del tubo; las eficiencias típicas de conversión son del orden del 20%. La estructura interior del tubo PM proporciona una recolección eficiente de los electrones producidos, amplificando su número en cada dínodo por un factor aproximado de 2.5: los electrones, acelerados entre dos dínodos consecutivos, arrancan electrones del metal al colisionar con él. El fotomultiplicador puede considerarse como un amplificador lineal, con amplificaciones típicas del orden de  $10^7$ , dependiendo del número de dínodos presentes en la estructura, del voltaje de alimentación al que se somete, y del reparto de tensiones entre los dínodos. Advierta, por tanto, el alumno que un cambio en el voltaje de alimentación del PM se traduce en una variación del factor de amplificación de las señales.

Un elemento básico en un tubo PM suele ser la base *divisora-preamplificadora*. A la salida del tubo se suele conectar un circuito divisor de voltaje para la alimentación correcta de los distintos dínodos, y un preamplificador que sirve para amplificar y dar forma a la señal de salida del PM, así como para establecer las correctas impedancias de carga y salida de los instrumentos.

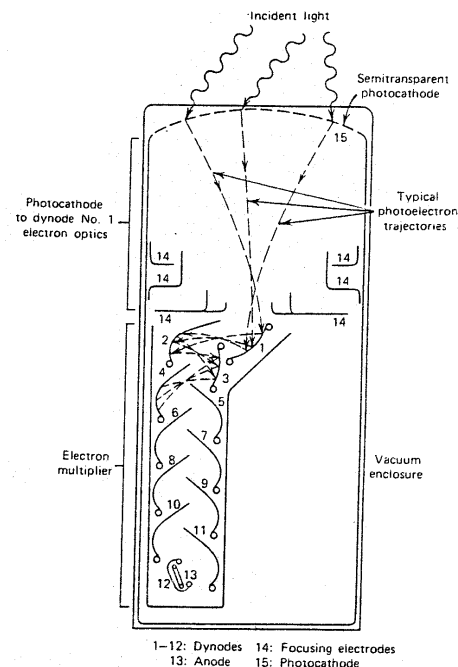


figura 12.- Elementos básicos de un fotomultiplicador.

### 6.3.1 Determinación de la tensión óptima del PM. Resolución del detector.

La resolución energética de nuestra cadena electrónica depende de la tensión de polarización del fotomultiplicador, que puede ser modificada dentro de ciertos límites, dichos límites se especifican para cada una de las prácticas en el correspondiente manual. El valor escogido para la alta tensión afecta directamente al proceso de multiplicación de electrones, que tiene lugar en el interior del fotomultiplicador, y por tanto a la resolución. Un voltaje demasiado bajo conllevará a que las fluctuaciones estadísticas sean elevadas y tendremos pérdida de resolución. Si por el contrario, la tensión es demasiado elevada se perderá la linealidad entre el número de fotones que llegan al fotocátodo y el número de electrones que se generan en el interior del fotomultiplicador, observaremos así mismo una pérdida de resolución.

La resolución energética del detector depende de él mismo (resolución intrínseca) y de la cadena electrónica, sobre todo del fotomultiplicador. Diremos que la tensión de trabajo óptima es aquella que nos proporciona la mejor resolución.

La resolución energética de un detector es una medida de su capacidad para separar dos fotopicos de energías relativamente próximas y se puede definir como: la anchura del pico de absorción total a la mitad de su altura, dividida por la altura del pulso en el centro de dicho pico (ver figura 13):

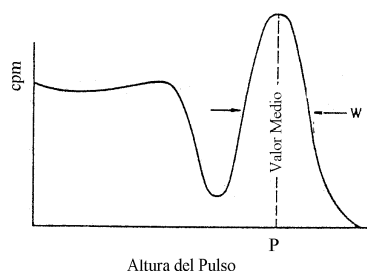


figura 13.- Resolución energética del detector.

$$\text{Resolución} = \frac{\text{Anchura a 1/2 del máximo de cuentas (W)}}{\text{Punto central del pico (P)}} = \frac{FWHM}{P}$$

Ambas cantidades, W y P, deben estar en las mismas unidades, en nuestro caso son canales de la PCA. Para determinar la resolución consideraremos únicamente los pulsos que corresponden a fotones que han depositado toda su energía en el centelleador, es decir aquellos que en el espectro constituyen el fotopico o pico de absorción total. El desplazamiento y evolución del fotopico al variar el voltaje puede servir para determinar como varía la resolución en función del voltaje aplicado.

Con objeto de obtener la tensión óptima, procederemos a determinar la resolución de los fotopicos en función de la tensión aplicada. Verifíquese para cada una de las prácticas la fuente que se aconseja para dicho estudio y el intervalo en que se variará la tensión. Es necesario ajustar la Ganancia del Amplificador de manera que a la tensión máxima el fotopico aparezca, bien definido, en la zona derecha del espectro adquirido por la PCA; mientras que a la mínima tensión el fotopico aparezca, bien definido, en la parte izquierda del espectro.

Mediante el comando ROI de la PCA se determina, a cada tensión, la posición del centroide (canal P) y la anchura a altura mitad, en canales, (FWHM).

Representando, gráficamente, resolución frente a voltaje determinamos la tensión óptima de trabajo, que sería aquella a la que la resolución permaneciese prácticamente

constante (*Plateau*); siempre en el compromiso resolución óptima - tensión mínima, ya que cuanto más alta es la tensión mayor es el deterioro del PM.

## 7. DETECTOR DE SILICIO DE BARRERA SUPERFICIAL (SSB).

El SSB es un detector de semiconducción. Los contadores de semiconductores se comportan, en principio, como una cámara de ionización; i.e., en el volumen del contador una partícula cargada libera portadores de carga positivos y negativos. Estos son dirigidos por un campo eléctrico a los electrodos situados en los extremos del contador y originan allí un impulso de tensión cuya altura es proporcional al número de portadores de carga liberados y, con ello, a la energía de la partícula detectada.

Las diferencias con la cámara de ionización son:

- El volumen del contador está formado por un sólido y por tanto, los alcances de las partículas son menores.
- Los portadores de carga no son electrones e iones, sino electrones y huecos (estados electrónicos desocupados).

Las ventajas de un detector de semiconducción son:

- Una resolución energética muy buena (la energía necesaria para liberar un par electrón - hueco es de sólo 3,6 eV, mientras que un par iónico en un gas consume 30 eV). A esta característica hay que añadir *el factor de Fano*, ventajoso en el caso de los detectores de silicio frente a los gaseosos.
- Buena resolución temporal, debido a las pequeñas dimensiones del contador, por tanto tiempos de recolección de portadores pequeños.
- Tamaño reducido.
- Gran poder de frenado, que hace que para electrones de energías del orden del MeV sean suficientes espesores del orden del milímetro para frenarlos completamente, y tan solo unas pocas decenas de micras para frenar partículas alfa de 5 MeV.

El funcionamiento de un contador de semiconducción puede explicarse mediante el modelo de bandas de los cristales (figura 14). Según dicho modelo, los electrones sólo pueden estar en determinadas bandas de energía. La banda de valencia está ocupada. La de conducción está separada de la de valencia por una zona prohibida de 1.1 eV para el silicio y 0.66 eV para el germanio.

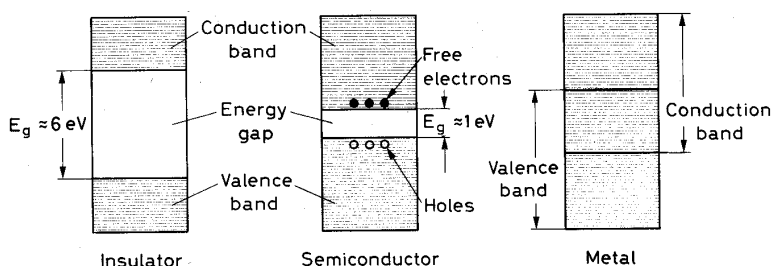


figura 14.- Estructura de bandas de energía para: aislantes, semiconductores y metales

Introduciendo impurezas en un cristal se puede aumentar la concentración de electrones en la banda de conducción (semiconductor tipo **n**) o número de huecos en la de valencia (semiconductor tipo **p**) y con ello la conductividad (figura 15).



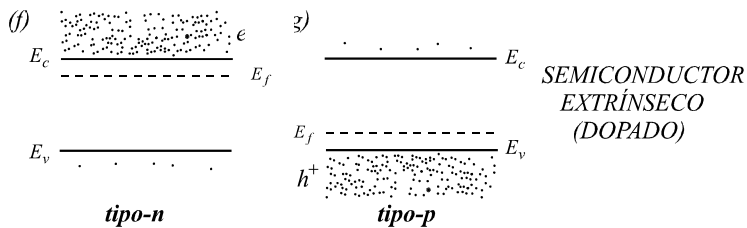


figura 15 .-Distribuciones de los portadores de carga en un semiconductor de tipo-n y tipo-p.

La unión de un semiconductor tipo **p** con un tipo **n** produce a través de la región frontera por difusión un flujo de portadores (huecos hacia la región **n** y electrones hacia la región **p**, debido a la diferente concentración de estos portadores mayoritarios a ambos lados de la unión. Como consecuencia se crea una zona doble de carga espacial, que crea un campo eléctrico en las proximidades de la unión; este campo absorbe los portadores de carga que se mueven libremente. La zona de carga espacial se vacía, pues, de cargas libres desapareciendo los portadores mayoritarios de la región, ya sean huecos o electrones, y, por consiguiente no conduce corriente. Cuando una partícula ionizante atraviesa esta zona, como consecuencia de la interacción culombiana del proyectil con los átomos del medio material, se liberan pares **e-h** que son barridos por el campo eléctrico, generando una corriente eléctrica proporcional a la ionización (figura 16).

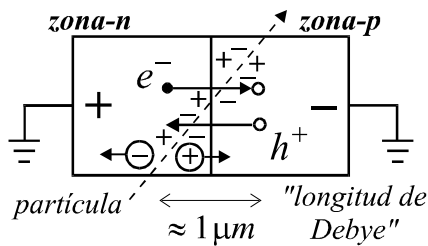


figura 16 .- Esquema de una unión p-n. Generación de pares  $e^-h^+$  como consecuencia del paso de una partícula cargada.

Para que el sistema funcione como un detector de partículas es necesario aplicar una tensión inversa a la **unión pn** con el objeto de ensanchar la zona de carga espacial desertizada de portadores mayoritarios, de modo que las partículas que la atraviesan pierdan toda su energía en ella (figura 17). El efecto de esta polarización es atraer a los huecos en la región **p** lejos de la unión y análogamente para los electrones en la región **n**. En estas condiciones sólo puede apreciarse una débil corriente a través de la unión, polarizada inversamente, que es debida fundamentalmente a los electrones (nuevos) procedentes de los pares electrón - hueco formados por agitación térmica en ambos cristales (corriente de fugas). Esta corriente que debe ser muy débil, se manifiesta como ruido electrónico superpuesto a la señal de salida del detector, siendo su efecto el de degradar la resolución energética del detector.

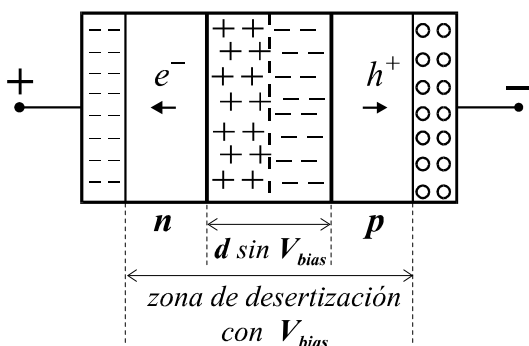


figura 17 .- Efecto de aplicar una tensión inversa a la unión p-n.

Una variedad de este tipo de detectores es el llamado de **barrera superficial**, basados en la propiedad siguiente: la unión de ciertos metales y un semiconductor (normalmente

silicio tipo **n** con oro o silicio tipo **p** con aluminio) produce una región en la zona del semiconductor con propiedades similares a la zona de carga de la unión p-n. Si mediante evaporación al vacío se deposita una fina capa de metal en el semiconductor, justamente bajo la capa metálica se forma una barrera libre de portadores de carga. La ventaja de esta disposición está en la ventana de entrada para la radiación, la cual, al ser de poco espesor, origina una mínima pérdida de energía (por tanto no detectada) de la partícula incidente.

Este es un detector extraordinariamente delicado y de precio elevado, por lo que su utilización debe llevarse a cabo con un cuidado exquisito. Véase un esquema del detector en la figura 18.

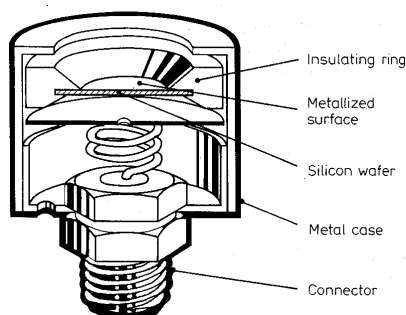


figura 18.- Esquema de un detector de silicio de barrera superficial.

En el detector de barrera superficial, la unión entre el semiconductor (Si) tipo **n** y una delgada lámina de **Au** constituye la barrera Schottky que genera la zona de agotamiento, denominada así porque en su extensión han desaparecido los portadores mayoritarios del semiconductor (ver figura 19). Dicha zona, que es **la parte activa del detector** para la determinación de la energía depositada, puede llegar a ser prácticamente todo el espesor del semiconductor en este tipo de detectores y, de ahí estriba su utilidad para las medidas de pérdida de energía por unidad de longitud, al ser atravesado por partículas cargadas energéticas, o para la obtención de espectros de energía, en que toda la energía transportada por la partícula es absorbida por el detector.

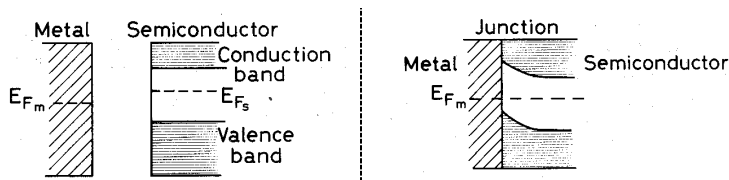


figura 19.- Formación de la barrera de Schottky.

Las principales desventajas de este tipo de detectores es que son muy sensibles a la luz ambiental y a la contaminación superficial, por lo que **está totalmente prohibido abrir la cámara de vacío con el detector polarizado**. Siempre que no haya vacío en la cámara, el detector debe hallarse despolarizado  $V_B = 0$  V. Queda también **totalmente prohibido tocar la superficie activa del detector**, que podría quedar irremediablemente dañada.

Es muy importante en todas las sesiones de prácticas polarizar y despolarizar correctamente y paulatinamente el detector, controlando la corriente de fugas que se genera durante el proceso. Existe además un **“logbook”** del detector en el que debe anotarse todas las incidencias de esta fase y dibujar diariamente la correspondiente gráfica de la corriente de fugas del detector en función del voltaje aplicado.

Es necesario también anotar la temperatura del laboratorio, que no debe sobrepasar los  $22^\circ$  C, puesto que la corriente de fugas tiene una fuerte dependencia con ella; también se debe anotar sobre el logbook la corriente final de fugas alcanzada en la sesión, juntamente con los nombres de los usuarios, antes de abandonar el laboratorio de prácticas.

La polarización del detector debe efectuarse paulatina y gradualmente, controlando la corriente de fugas que se genera.

La primera vez que se polarice el detector, debe realizarse en presencia de un profesor, quien controlará y explicará el procedimiento y los cuidados a considerar.

Los detectores de semiconducción disponen de un identificador de serie de fabricación, constituido por tres números separados por guiones, que indican las características del detector: *la profundidad de desertización, su área activa y su resolución energética*.

También se debe conocer el voltaje de alimentación **con su signo**, que **no debe sobrepasarse nunca, bajo ningún concepto**. Préstese mucha atención al signo de polarización del detector y al que aparece en el módulo de alta tensión, ya que **ambos deben coincidir**.

Si alguno de estos *caveat* no se tuviera en cuenta, el detector quedaría irremediablemente dañado. No tome nunca decisiones personales en contra de esta normativa y consulte cualquier duda con el profesor.

El alumno debe familiarizarse con los conceptos que se aplican a los detectores de semiconducción: portadores mayoritarios, corrientes de difusión y generación, resistividad de los semiconductores, niveles de bandas, alimentación inversa, la región desertizada y su dependencia con el voltaje de alimentación, la corriente de fugas y su dependencia con la temperatura, daño por radiación, factor de Fano etc.

## **8. ELECTRÓNICA PARA EL TRATAMIENTO DE LAS SEÑALES.**

Se da a continuación una breve descripción de los módulos electrónicos que comúnmente se utilizarán para el tratamiento de señales en la mayoría de las prácticas.

### **8.1 Preamplificador TC-145 (o similar).**

Se halla situado muy próximo al detector, su función básica es amplificar las señales (en general débiles) de los detectores antes de ser introducidas en el resto de la electrónica. Otra finalidad es la del ajuste de las impedancias entre el detector y la cadena electrónica. Existen tres tipos de amplificadores: sensibles al voltaje, a la corriente y a la carga. Son los amplificadores sensibles al voltaje los más utilizados en conjunción con un centelleador y un fotomultiplicador, la amplitud del pulso a la salida es proporcional a la del pulso de entrada. El *TC-145* es un preamplificador sensible al voltaje, posee una entrada *TEST* para el generador de pulsos y una conexión a través de la cual recibe la tensión de alimentación del amplificador y envía la señal amplificada a dicho módulo. Un selector de la capacidad permite llevar a cabo el ajuste de impedancias.

### **8.2 Preamplificadores TC-170 y TC-171 (o similares).**

Se trata de preamplificadores sensibles a la carga. El preamplificador debe situarse muy próximo al detector y sirve para amplificar la altura del pulso proporcionado por éste. La tensión de polarización del detector se suministra, en este caso, a través del preamplificador.

Disponen estos módulos de diferentes entradas y salidas que son:

- TEST IN para la entrada del pulsador,
- HV IN para la entrada de la alta tensión de alimentación,
- E OUT salida al amplificador, etc.

### 8.3 Amplificador.

Este módulo es un amplificador conformador de la señal, que dispone de un selector grueso del factor de ganancia que va desde 10X hasta 500X, y de un selector fino de ganancia, que multiplica el factor anterior entre 0.5 y 1.5 veces gradualmente. Otro selector disponible en el módulo es el **POSitivo** y **NEGativo** según se quiera invertir o no la polaridad de la señal proporcionada por el amplificador. Si se trabaja con señales unipolares (de un único lóbulo), la señal de salida del amplificador, que es la que va a ser inyectada en el conversor analógico-digital para analizar su altura de pulso, ha de ser **necesariamente positiva** y menor que el intervalo de digitalización de la PCA (0-8 V). Controle además que no exista *saturación ni apilamiento* de las señales. Cuando la velocidad de pulsos producidos no es muy elevada, es preferible trabajar con señales unipolares. Contrólese así mismo en el osciloscopio que la línea base no se altera debido a la frecuencia de los pulsos de llegada.

#### 8.3.1 Ajuste del polo cero.

Cuando se analiza en la pantalla del osciloscopio la señal unipolar positiva que sale del amplificador, se observa que la señal al llegar a la línea base cruza el nivel  $V=0$  y desciende por debajo de este valor, después se recupera lentamente y regresa a la línea base (figura 20). Este efecto, que se denomina *undershoot*, es consecuencia del proceso de conformación de la señal en el amplificador.

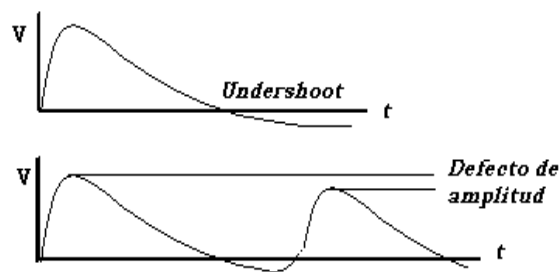


figura 20.- Defecto en la amplitud a causa de la generación de *undershoot*.

La llegada de un segundo pulso antes de que el primero haya alcanzado de nuevo el nivel  $V=0$  da lugar a un defecto de amplitud, lo que significa una distorsión de la información contenida en la altura del pulso. El problema se resuelve, o al menos se mejora, mediante lo que se denomina *cancelación del polo cero* del circuito y consiste en añadir en paralelo una resistencia variable al condensador del circuito *RC* de conformación de la señal. En la práctica, el circuito se ajusta mirando la señal en el osciloscopio y actuando sobre el tornillo que para tal fin se encuentra en el panel frontal del amplificador. El problema adquiere mayor importancia cuanto mayor es la tasa de pulsos, en nuestro caso la actividad de la fuente.

### 8.4 Módulo de alta tensión TC-954.

Este módulo proporciona el nivel de alta tensión necesario para la polarización de los detectores de silicio de barrera superficial (SSB), que se usan en las prácticas de espectroscopía  $\alpha$  y  $\beta$ . El módulo dispone de un interruptor general que debe situarse en la posición **ON** cuando vaya a polarizarse el detector. Dispone de un selector de intervalo de tensión de alimentación, que debe estar situado en la posición 100 V ó 1000 V según sea el valor del voltaje que se requiera aplicar, consúltase dicho valor en el manual específico de la práctica. Dispone, así mismo, de otro selector grueso de intervalo de la corriente de fugas del detector, que debe situarse en la posición 1  $\mu$ A. Dispone además de un selector fino complementario del anterior que sirve para limitar en tantos por cien de la escala anterior la corriente de fugas máxima que admitimos en el circuito. Si accidentalmente se supera este valor, automáticamente se desconecta la Alta Tensión (HV), y el módulo se coloca

momentáneamente en la posición **Disable**. Si esto ocurre, debe avisarse al profesor. Este selector fino de corriente de fugas debe estar situado en la posición 30-35% correspondiendo a una corriente de fugas máxima de unos 300 nA. Compruebe, antes de polarizar el detector que el cursor de voltaje se halla en la posición 0-00. Existe un panel de luces que nos indica la polaridad de la tensión aplicada al detector: **Compruebe que su signo es el correcto**, es decir el que viene referido en la caja del detector. Caso de no ser correctos, **¡Avísese inmediatamente al profesor!**. Se dispone de otro selector V- $\mu$ A que sirve para controlar alternativamente según sea su posición el voltaje de alimentación del detector, y la corriente de fugas que se genera en cada instante.

### 8.5 Generador de Pulsos (Pulse Generator).

Sirve para comprobar el buen funcionamiento de la cadena electrónica, su linealidad de respuesta, así como para la calibración *energía - canal* del sistema. Este módulo, que genera señales a una frecuencia de 50 Hz. sirve para inyectar dichas señales en la cadena electrónica (**TEST IN** de preamplificador). Se ha de elegir la polaridad conveniente (selector **POSitivo** o **NEGativo**), y la amplitud que se desea, de modo que el espectro de salida correspondiente esté comprendido en el intervalo máximo aceptado por el conversor de la PCA. Para la conexión del Pulsador es conveniente empezar con valores pequeños de la amplitud e identificar dicha salida en el osciloscopio, que no debe superar los 8 V. Se puede atenuar la señal generada por factores constantes, correspondientes a los factores que se observan en el panel frontal del módulo; en este caso el cable que se inyecta al **TEST IN** del preamplificador debe salir del **OUT** y no del **DIRECT OUT**, que no sufre atenuación.

### 8.6 Retrasador de señales (Delay Amplifier).

Este módulo permite obtener una señal retrasada desde 0.25  $\mu$ s hasta 4.75  $\mu$ s, en intervalos de 0.25  $\mu$ s con respecto a la señal de entrada. El módulo acepta tanto señales lógicas como analógicas de ambas polaridades.

### 8.7 Analizador monocanal (SCA).

El módulo puede trabajar en cuatro modos: *Integral*, *Normal*, *Ventana Asimétrica* y *Ventana Simétrica*, para ello basta colocar el interruptor correspondiente en la posición deseada. Acepta señales analógicas bipolares y unipolares de polaridad positiva. La respuesta del módulo es una señal lógica (positiva lenta o negativa rápida, según la conexión) si la amplitud de la señal de entrada supera un cierto nivel inferior o umbral de discriminación (*lower level* en modo integral), o se encuentra entre los dos valores que determinan los límites inferior y superior de aceptación de la señal (*lower level* y *upper level* en modo normal), se dice en este caso que el SCA funciona como un discriminador diferencial. En el caso de que la amplitud de entrada no verifique las condiciones requeridas el módulo no suministra señal alguna. Funcionando en modo integral, el módulo permite eliminar el ruido electrónico correspondiente a señales de baja amplitud, mejorando así la relación señal-fondo. Cuando funciona en modo normal permite seleccionar pulsos cuya amplitud se encuentra en el intervalo  $(V, V + \Delta V)$ , o lo que es lo mismo si el sistema es lineal energías en el intervalo  $(E, E + \Delta E)$ . Para la calibración de los SCA se propone utilizar el montaje experimental esquematizado en la figura 21. Téngase en cuenta que la fuente radiactiva y las energías a seleccionar serán las que correspondan en cada caso.

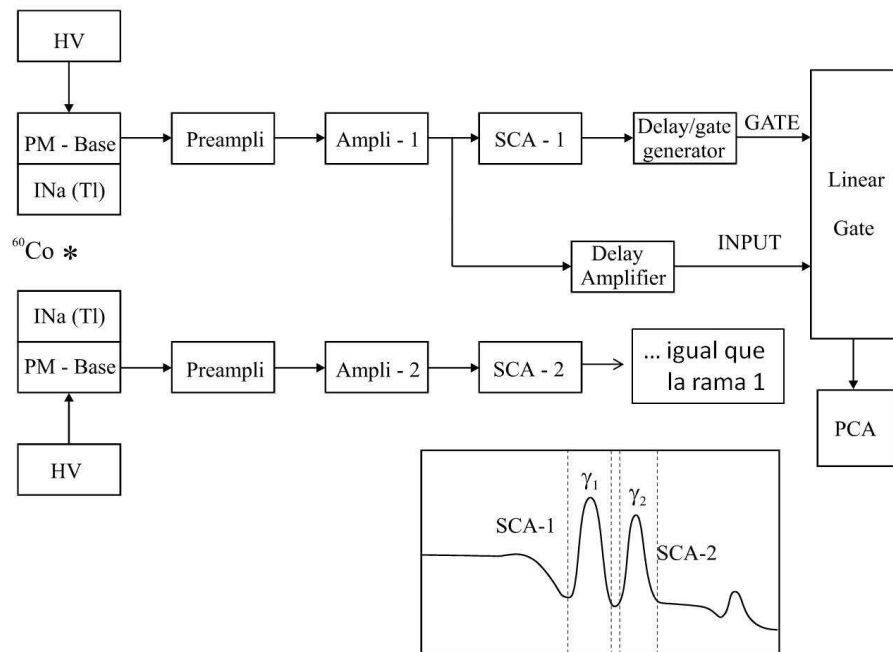


figura 21.- Montaje experimental propuesto para la calibración de los SCA.

## 8.8 Generador de puertas y retrasos (Delay and Gate Generator).

Acepta señales lógicas de entrada de ambas polaridades y proporciona una señal lógica cuya anchura o duración es regulable, lo que normalmente se denomina una puerta. Es conveniente medir la anchura de esta puerta con el osciloscopio.

## 8.9 Conversor Tiempo Amplitud (TAC).

El TAC es una unidad que convierte el período de tiempo entre dos pulsos lógicos (*START* y *STOP*) en un pulso de amplitud proporcional a su duración. Este pulso puede ser mandado a un MCA para obtener el espectro de una distribución temporal (ver manual del módulo) o a una escala, con el fin de contar el número de coincidencias entre las señales *START* y *STOP*, dentro de un intervalo temporal prefijado por el usuario.

### 8.9.1 Calibración del módulo TAC.

El proceso de calibración del TAC tiene como objetivo establecer la correspondencia entre un intervalo de tiempo y el canal de la PCA correspondiente a su digitalización.

El procedimiento consiste en enviar un mismo pulso a través de dos ramas. La señal de una de las ramas se discrimina y se introduce directamente al *START* del TAC. En la otra rama se introducirán retrasos conocidos y una vez discriminada la señal se enviará al *STOP* del TAC, cuando el discriminador es el módulo SCA el retraso se puede introducir directamente utilizando el botón “delay” del panel frontal. La salida del TAC se enviará a la PCA, con el fin de establecer la correspondencia entre el retraso y el canal de la PCA. La finalidad de los discriminadores es obtener señales cuya forma y polaridad sea compatible con las entradas del TAC. Verifíquese en cada caso la polaridad de las señales de entrada del TAC.

El espectro obtenido al introducir diferentes retrasos nos proporcionará la información necesaria para determinar la función de calibración *tiempo-canal*. Dicha función de calibración proporciona, al igual que lo hace la *calibración energética*, información sobre la linealidad del ADC.

Nótese que dicha calibración ha de llevarse a cabo una vez establecido el intervalo temporal del TAC correspondiente a la medida que se pretende realizar y que los retrasos introducidos en la rama del *STOP* han de abarcar todo el intervalo, tomando al menos diez puntos uniformemente distribuidos. Es imprescindible medir con el osciloscopio la diferencia de tiempo entre el *START* y el *STOP* antes de proceder a la adquisición de la salida del TAC. El módulo que se utilizará para generar los retrasos dependerá del orden de magnitud del intervalo temporal del TAC (nanosegundos o microsegundos) y del tipo de electrónica (rápida o lenta).

Un esquema del montaje para la calibración del TAC se puede ver en la figura 22. El recuadro punteado indica que en la mayoría de los casos ambas funciones están implementadas en el mismo módulo.

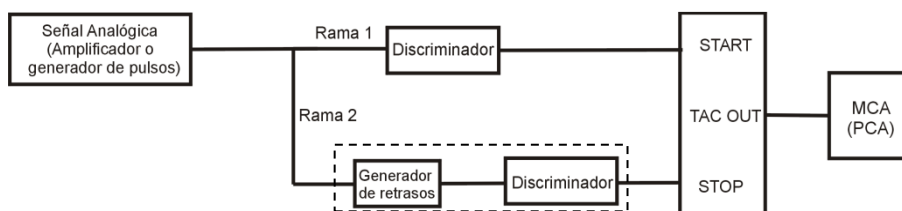


figura 22 .- Esquema lógico para la calibración del TAC

### 8.10 Puerta lineal (Linear Gate).

El módulo transmite o bloquea las señales analógicas de entrada si éstas llegan en coincidencia con una señal lógica introducida a través de la *GATE*. Es decir el módulo actúa como un filtro temporal de señales. Posee dos modos de funcionamiento:

- ♦ **N.O. (Normally open):** las señales pasan a través de la puerta lineal si no llegan acompañadas por la *gate*. Es decir la *gate* bloquea la transmisión de la señal.
- ♦ **N.C. (Normally closed):** las señales pasan a través de la puerta lineal si y sólo si llegan acompañadas por la *gate*. Es decir si se verifica la coincidencia entre ambas señales. Este será el modo en el que habitualmente trabajaremos. Nótese que sólo se transmite la parte del pulso que se superpone temporalmente con la *gate*, es decir si la *gate* es más estrecha que el pulso de entrada o existe un desplazamiento relativo entre ambas, la señal transmitida se verá recortada y se observará un desplazamiento hacia la izquierda de los espectros. Por tanto, para que toda la señal pueda ser transmitida, ésta debe estar totalmente contenida en la *gate*, o al menos la zona correspondiente al máximo de su amplitud. En muchos casos, cuando exista coincidencia física pero una señal llegue por su camino electrónico avanzada respecto de la otra, será necesario retrasar la señal más adelantada y ensanchar la *gate* mediante un generador de puertas, antes de introducirlas en el módulo.

### 8.11 Sistema de adquisición de datos (PCA).

El sistema informático para la adquisición de señales y tratamiento de datos, consta básicamente de dos elementos: el ordenador *PC* y la tarjeta de análisis *PCA*. Ambos

elementos disponen de manuales de operación propios, que se deben consultar para el desarrollo del trabajo que se propone. La tarjeta es básicamente un convertidor analógico-digital (ADC). El cable que conecta la salida del amplificador a la PCA envía las señales amplificadas a la tarjeta, la cual por medio del ADC convierte la altura del pulso en un número (proceso de digitalización), en nuestro caso entre 0 y 2047 (ADC de 11 bits). El software incorporado permite clasificar los pulsos de acuerdo con su altura y representarlos en un histograma, al que nos referiremos como *espectro de energías*. El valor digitalizado es proporcional a la altura del pulso y se corresponde con el canal del espectro. El *software* estándar permite también una serie de operaciones con los espectros que están descritas en el manual de la PCA.

### 8.12 El osciloscopio.

No es un instrumento exclusivo de Instrumentación Nuclear, pero su uso es imprescindible en nuestro laboratorio. Su aplicación usual es la de dar por pantalla la forma del pulso de entrada (voltaje en función del tiempo). Con ello se puede medir con precisión la altura y anchura de las señales. Es necesario durante el desarrollo de la práctica verificar constantemente mediante el osciloscopio las señales con las que se está trabajando, ya sean analógicas (las del amplificador) o lógicas (las que se introducen o generan en los distintos módulos NIM). Una aplicación del osciloscopio es el establecimiento de coincidencias (modo *trigger*) y medida del retraso temporal de las señales. Esta aplicación deberá ser desarrollada por el alumno en el punto correspondiente a la detección de coincidencias.

### 8.13 Cables coaxiales de señal.

Para el transporte de las señales entre los distintos módulos se utilizarán cables coaxiales. Su geometría consiste en dos cilindros conductores concéntricos que están separados por un material dieléctrico (normalmente teflón), todo ello protegido por una cubierta plástica. El cilindro exterior transmite la corriente reflejada y aísla el interior de posibles campos electromagnéticos dispersos. El tiempo de propagación de la señal por unidad de longitud es  $T = (LC)^{1/2}$  y constituye el retraso introducido por el cable, los valores típicos son de unos 5 ns/m para cables estándar de 50Ω.

## 9. CALIBRACIÓN ENERGÉTICA.

Elegidas y fijadas la ganancia del amplificador y la tensión de polarización del detector (ver apartado “*Determinación de las condiciones de trabajo*” en el manual de la práctica que se esté desarrollando), se procederá al calibrado energético del sistema de adquisición; para ello se utilizarán diferentes fuentes: encapsuladas para el estudio de la radiación gamma, electro-depositadas para la espectroscopía beta y la denominada trifuente en el caso de la radiación alfa. Utilizando los picos de los distintos isótopos, se establecerá la curva de calibración energética: valor del canal del máximo del pico en función de la energía nominal de la correspondiente radiación.

El valor del canal, correspondiente al máximo, viene dado por el centroide cuando se selecciona el pico como una *región de interés* (ROI) mediante el menú de la PCA. Valores más exactos se pueden obtener ajustando el pico y el fondo a las funciones apropiadas.

En general, los fotopicos de la radiación gamma tienen comportamiento gaussiano y el fondo suele ajustarse a un polinomio. En el caso de que dos o más fotopicos aparezcan superpuestos en el espectro, a causa de una baja resolución, tendremos que tener en cuenta las distintas probabilidades de desintegración correspondientes a cada fotopico y ajustar el



pico global a un conjunto de gaussianas, cada una de ellas contribuyendo de acuerdo con las probabilidades calculadas.

Cuando se trabaja con picos de conversión interna, caso de la radiación beta, son los correspondientes a las capas K y L los más útiles para la calibración, dado que en general nuestro sistema no dispone de resolución suficiente para aislar los picos de las capas restantes.

Para el calibrado de la radiación alfa, utilizando la trifuente, será necesario consultar la documentación de dicha fuente (ver manual de la práctica) y tener en cuenta las distintas contribuciones de los isótopos que constituyen dicha fuente.

Es importante disponer de picos distribuidos a lo largo del intervalo de energías en el que se va a trabajar. Cuando nuestras fuentes no nos permitan obtener picos en todas las regiones del espectro, se puede emplear un generador de pulsos para obtener picos en las zonas de interés. Para ello, extraemos la fuente y conectamos el generador de pulsos a la entrada *TEST* del preamplificador, al objeto de que los pulsos del generador recorran el mismo camino electrónico que los pulsos procedentes del detector. La polaridad de los pulsos inyectados en la cadena electrónica se puede comprobar a la salida del mismo generador y después de la etapa de amplificación. Los pulsos generados tras la amplificación han de ser positivos, ya que la PCA sólo trabaja con este tipo de pulsos; en consecuencia debe elegirse la polaridad correcta de las señales producidas por el generador de pulsos. Una vez verificada la polaridad con el osciloscopio, comenzaremos la adquisición modificando la amplitud de los pulsos generados hasta que su posición sea la del centroide correspondiente a un fotopico de energía conocida; en ese momento la energía del pulso y la del fotopico son las mismas. Seguidamente, mediante la introducción de factores reductores/atenuadores, disminuimos la energía de los pulsos justamente en el factor introducido, con el consiguiente desplazamiento del pico hacia canales cada vez más bajos (tanto más pequeños cuanto mayor es el factor reductor). Cada vez que efectuamos una reducción obtenemos un pulso en un canal conocido con una energía también conocida, que se obtiene dividiendo la energía del fotopico de referencia por el factor reductor. Con los fotopicos y los pulsos del generador puede procederse al calibrado.

Hágase un ajuste de la curva de calibración minimizando la función de *chi-cuadrado*, utilizando las hipótesis de que la función teórica es una línea recta y alternativamente una parábola. Discútase, utilizando el nivel de confianza de los ajustes, cuál de ellos es mejor. En base a los anteriores ajustes, hágase un estudio de la *linealidad integral* del sistema (véase W.R.Leo). Represéntense gráficamente los resultados.

## **10. DETERMINACIÓN DE LA EFICIENCIA DEL DETECTOR.**

Las curvas de eficiencia de detección de la radiación son totalmente diferentes para partículas cargadas y partículas neutras. Es habitual encontrar eficiencias de prácticamente el 100% en partículas cargadas, ya que la detección se basa en la interacción coulombiana, de largo alcance, entre la partícula cargada y el medio material del detector que es ionizado y excitado. La radiación  $\gamma$  *no se detecta directamente* sino que son los electrones producidos por las tres interacciones básicas mencionadas anteriormente los que originan la señal detectable. Dado que las secciones eficaces de interacción de estos tres procesos dependen de la energía de la radiación  $\gamma$ , es comprensible que la *eficiencia de detección* dependa de la energía.

La eficiencia de un detector se presenta, normalmente, mediante una gráfica de *eficiencia* en función de la *energía* de la radiación.

Se pueden definir dos tipos de eficiencias: **la eficiencia absoluta y la intrínseca**. Los parámetros que mayor influencia tienen sobre la eficiencia de un detector son: por un lado su tamaño y forma, y por otro el tamaño, la naturaleza física de la fuente y la energía de la radiación.

La eficiencia absoluta o total de un detector, para una determinada energía de la radiación, se define como la fracción entre el número de sucesos registrados por el detector y los emitidos por la fuente,

$$\epsilon_{\text{tot}} = \frac{\text{sucesos detectados}}{\text{sucesos emitidos por la fuente}}$$

donde el número de sucesos detectados corresponde al área neta del pico.

Como ejemplo, consideremos un detector cilíndrico y una fuente puntual situada a una distancia  $d$ , como se esquematiza en la figura 23. Si la fuente emite de forma isótropa, la probabilidad de que se emita una partícula con ángulo comprendido entre  $\theta$  y  $\theta + d\theta$  es:

$$P(\theta) d\Omega = d\Omega/4\pi$$

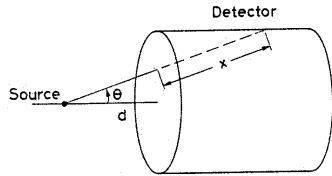


figura 23.- Esquema de un detector cilíndrico con una fuente puntual.

y la probabilidad de que la partícula interaccione con el detector, tras haber recorrido una distancia  $x$  en su interior:

$$P_{\text{int}}(x) = 1 - \exp(-x/\lambda)$$

donde  $\lambda$  es el recorrido libre medio de la radiación en el detector. Combinando ambas expresiones se obtiene:

$$d\epsilon_{\text{tot}} = \{1 - \exp(-x/\lambda)\} \frac{d\Omega}{4\pi}$$

integrando esta expresión a todo el volumen del detector se obtiene la eficiencia absoluta. Obsérvese que en su forma diferencial la eficiencia total es el producto de un factor intrínseco, que depende de  $\lambda$  y por consiguiente de la sección eficaz de la interacción, y de un factor puramente geométrico. Si  $x$  no varía apreciablemente a lo largo de todo el detector, el factor intrínseco es prácticamente constante. Por otra parte, si  $\lambda$  es pequeño, la eficiencia intrínseca será prácticamente la unidad, pudiéndose factorizar en ambos casos la  $\epsilon_{\text{tot}}$  como el producto de dos factores:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{int}} \cdot \epsilon_{\text{geom}}$$

donde  $\epsilon_{\text{int}}$  representa la eficiencia intrínseca y  $\epsilon_{\text{geom}}$  es la eficiencia geométrica o *aceptancia*. La eficiencia intrínseca es por tanto, la fracción entre el número de sucesos que interaccionan con el detector depositando toda su energía y que por tanto aparecen en el área neta del fotopico y el número de partículas que atraviesan el detector.

$$\epsilon_{\text{int}} = \frac{\text{sucesos detectados}}{\text{partículas que atraviesan el detector}}$$

Para la determinación de la eficiencia absoluta es conveniente disponer de un conjunto de fuentes de actividad conocida. En la figura 24 se muestra la eficiencia absoluta para un

detector típico de  $INa(Tl)$ , de forma cilíndrica y de dimensiones  $5.08\text{ cm} \times 5.08\text{ cm}$ , para diferentes posiciones de la fuente de rayos gamma.

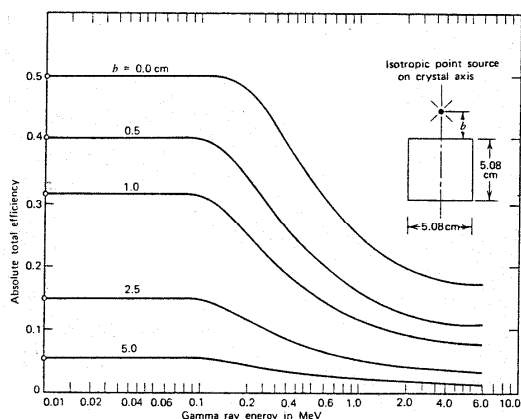


figura 24.- Eficiencia total para un detector de INa de  $5.08\text{ cm} \times 5.08\text{ cm}$ , en función de la posición de la fuente.

Si la geometría fuente-detector es distinta a la descrita, deberá llevarse a cabo el cálculo completo del factor geométrico. En el libro “*Measurement and Detection of Radiation*” de N. Tsoulfanidis, se pueden encontrar diferentes ejemplos.

## 11. ESTUDIO DE LA LINEALIDAD DEL SISTEMA.

### 11.1 Linealidad integral.

Se define la linealidad integral del sistema de análisis de los pulsos, en nuestro caso el multicanal, como la correspondencia entre la altura del pulso y el canal donde se observa. La linealidad integral se puede obtener directamente a partir de la curva de calibración energética. Si el sistema es lineal el resultado del ajuste será una recta. Si por el contrario del ajuste se obtiene una parábola, la desviación máxima entre una respuesta lineal ideal y la obtenida nos proporcionará el valor de la linealidad integral. Dado que la linealidad diferencial se corresponde con la derivada de la linealidad integral, si el resultado de la linealidad integral es una recta, la linealidad diferencial será una función constante, es decir, una distribución uniforme; si se obtiene una parábola, la linealidad diferencial se corresponderá con una recta de una determinada pendiente.

### 11.2 Linealidad diferencial.

Se define la linealidad diferencial del sistema como la constancia en la anchura de los canales. En medidas espectroscópicas, una no-linealidad diferencial puede distorsionar la forma de los espectros.

Para su determinación puede usarse un **TAC** (*Time to Analogical Converter*), cuyo **Start** puede ser originado por un Generador de Pulsos y el **Stop** debe venir dado por una señal totalmente descorrelacionada con la anterior (por ejemplo la producida por un fotomultiplicador o por la señal del detector de silicio sometido a un flujo de partículas  $\beta$ ). Si el sistema electrónico y PCA son totalmente lineales, se espera una distribución uniforme para el tiempo de llegada de los stops. Una pequeña corrección hay que considerar sobre la distribución uniforme dado que el TAC sólo registra el primero de los stops que le pueden llegar durante la apertura de su ventana temporal. Se aconseja que la frecuencia de ambos pulsos sea similar: una frecuencia elevada de stops implicaría una acumulación de intervalos pequeños start-stop, con lo que se perdería el carácter de la distribución uniforme. Así mismo, se aconseja colocar la ventana del TAC a su máximo valor. El esquema puede verse en la figura 25.

La desviación con respecto a la distribución uniforme, *pendiente*  $\alpha$ , es una medida de la linealidad diferencial.

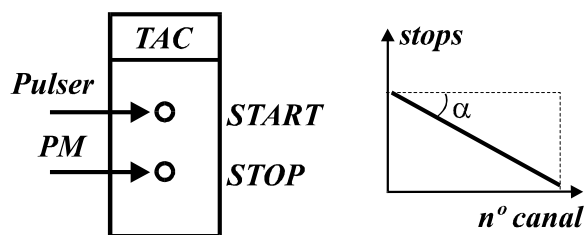


figura 25.- Estudio de la linealidad diferencial mediante la técnica del TAC

Con el fin de corregir posteriormente los espectros es necesario determinar la función que permita obtener la distribución real de llegada de los *stops*, supuestamente uniforme, a partir de la obtenida. Para ello procederemos del siguiente modo:

- Supongamos que  $N$  es el número total de cuentas registradas durante el período de medida.
- Para una distribución uniforme, el valor de la ordenada correspondiente al número de cuentas en cada uno de los canales será:  $y_u = N/n_c = k$ , siendo  $n_c$  el número total de canales y  $k$  un valor constante.
- Sea  $y(i) = \alpha \cdot i + \beta$  el valor de la ordenada correspondiente al  $i$ -ésimo canal de la recta obtenida a partir del ajuste del espectro del TAC. Se trata de obtener la función  $f(i)$  tal que:

$$y(i) \cdot f(i) = k$$

la cual, evidentemente, se obtiene como:  $f(i) = \frac{k}{\alpha \cdot i + \beta}$

- La función  $f(i)$  permitirá corregir cualquier espectro obtenido con el mismo sistema de medida.

## 12. LAS TÉCNICAS DE COINCIDENCIA.

### 12.1 Principios básicos.

La figura 26 ilustra un simple sistema de medida de coincidencias. La técnica básica consiste en convertir las señales analógicas de los detectores en señales lógicas, para entonces enviar estos pulsos a un módulo de coincidencias. Si las señales son en efecto *coincidentes* se producirá una señal lógica como salida.

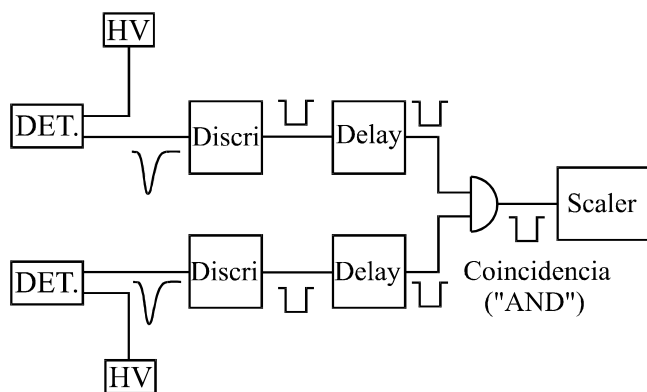


figura 26.- Esquema básico de un sistema de medida de coincidencias.

El significado de *coincidencia* precisa de una correcta definición. De la descripción del circuito se extrae que la señal de salida de la coincidencia se produce en algún punto del solapamiento entre las dos señales de entrada. Este es el caso ideal pues en un circuito real debe haber un mínimo solapamiento entre las dos señales para que éstas sean reconocidas como coincidentes. Este tiempo mínimo de solapamiento es lo que se conoce como *tiempo de resolución* de la coincidencia.

## 12.2 Ajuste de retrasos. La curva de coincidencia - retraso

Un aspecto muy importante a considerar, cuando se trabaja con señales coincidentes, es que los caminos eléctricos de cada rama conectada a la unidad de coincidencias deben ser iguales o al menos dentro de los límites de la tolerancia permitida por el tiempo de resolución de la unidad. Esto se consigue ajustando líneas de retraso, como se mostraba en la figura 26. En principio, solamente se necesita una línea de retraso sobre la rama más rápida, aunque la disponibilidad de dos retrasos ajustables permite mayor flexibilidad. El ajuste de los retrasos debe efectuarse con una fuente de coincidencias verdaderas, como es el caso de los dos fotones del  $^{60}\text{Co}$  o del  $^{22}\text{Na}$ . En tal caso, los valores relativos de los retrasos se pueden encontrar midiendo el número de coincidencias como una función del retraso relativo. La representación gráfica de los resultados es lo que se conoce como *curva de coincidencia - retraso* y un ejemplo puede encontrarse en la figura 27.

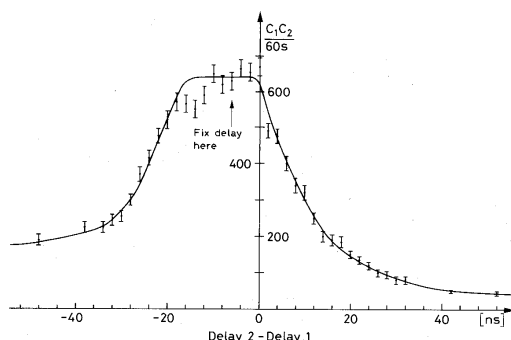


figura 27.- Ejemplo de curva de coincidencia - retraso.

A partir de esta figura se ve que el valor correcto para el retraso es el correspondiente a la mitad del *plateau*. Idealmente esta curva debería ser perfectamente rectangular puesto que, en principio, corresponde a la región de solapamiento entre dos pulsos rectangulares (lógicos). Sin embargo, las pequeñas variaciones temporales de los detectores y la electrónica (así como también la forma no perfecta de las señales) producen fluctuaciones en la relación de tiempos (conocido en inglés como *jitter*) entre las dos señales, las cuales suavizan la forma de la curva. Si la anchura de las señales es menor que estas fluctuaciones se perderán coincidencias verdaderas y las medidas de la curva de coincidencias fluctuarán, dando lugar a una forma aberrante. En tal caso, las anchuras de las señales deberían ser aumentadas con el fin de contrarrestar el efecto de estas fluctuaciones. Estos efectos son los factores limitantes de los circuitos de coincidencia. La anchura total a altura mitad de esta curva (*FWHM*) es lo que se toma como *tiempo de resolución* del sistema. El tiempo de resolución óptimo debería ser próximo a la suma de las anchuras de las dos señales. Obviamente, cuanto más estrecha sea esta curva mejor será la capacidad del circuito de distinguir pequeños intervalos de tiempo y menos coincidencias casuales serán tomadas. A tal fin, las anchuras de las señales coincidentes deben reducirse al máximo, teniendo en cuenta no sobrepasar el límite establecido por las fluctuaciones de tiempo antes mencionadas.

Si las coincidencias son suficientemente intensas, un método rápido de encontrar aproximadamente los retrasos es viendo los dos pulsos mediante un trazado dual en el

osciloscopio: disparando con un pulso y observando el segundo, puede verse sobre la pantalla la relación de tiempos, para posteriormente ajustar los retrasos. No olvidar asegurarse que las longitudes de los cables que llevan las señales al osciloscopio son las mismas.

### 12.2.1 Coincidencias casuales.

Cuando se realizan medidas de coincidencia, dentro de la totalidad de coincidencias uno debe considerar la posibilidad de que algunas de ellas sean *coincidencias accidentales o casuales* del circuito. Éstas pueden ser debidas a sucesos de fondo no correlacionados que llegan dentro del tiempo de resolución del circuito o ruido aleatorio de los elementos de la cadena electrónica. Obviamente, en cualquier medida el número de coincidencias casuales debe mantenerse al mínimo.

La tasa de coincidencias casuales o accidentales se puede estimar a partir de las tasas de cada rama y del tiempo de resolución de la unidad de coincidencias. Supongamos que  $r_a$  y  $r_b$  son las tasas en cada rama y  $\sigma$  el tiempo de resolución. Puesto que cualquier solapamiento de los pulsos de al menos un período  $\sigma$  produce una coincidencia, por cada señal proveniente de la rama  $a$  habrá  $r_b\sigma$  pulsos de la rama  $b$  durante el tiempo de resolución. Ya que hay  $r_a$  pulsos por unidad de tiempo en la rama  $a$ , el número total de coincidencias accidentales será:

$$r_A \approx \sigma r_a r_b$$

Esta tasa de sucesos puede medirse experimentalmente y corresponde realmente a la línea base de la curva de *coincidencia - retraso* de la figura 27. El hecho anterior, sugiere automáticamente un método para medir la tasa de coincidencias casuales de manera simultánea a las coincidencias verdaderas y es formar un segundo circuito de coincidencia con retrasos completamente fuera de la curva de coincidencias.