

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSTGRADO



INVESTIGACIÓN DE LA SENSIBILIDAD DEL
ANÁLISIS POR ACTIVACIÓN NEUTRÓNICA
DE ALGUNOS ELEMENTOS UTILIZANDO
UNA FUENTE DE BAJA INTENSIDAD

TESIS

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA
OBTENER EL GRADO DE MAESTRÍA
EN CIENCIAS CON ESPECIALIDAD EN
INGENIERÍA NUCLEAR

PRESENTA

DANIEL ANGLIANO GARCÍA

ASESOR:

DR. BERNABÉ LUIS RODRÍGUEZ BUENROSTRO

SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, N. L.

JULIO 1999

TM

Z6651

FCFM

1999

A5



1020126424

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSTGRADO



INVESTIGACIÓN DE LA SENSIBILIDAD DEL
ANÁLISIS POR ACTIVACIÓN NEUTRÓNICA
DE ALGUNOS ELEMENTOS UTILIZANDO
UNA FUENTE DE BAJA INTENSIDAD

TESIS

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA
OBTENER EL GRADO DE MAESTRÍA
EN CIENCIAS CON ESPECIALIDAD EN
INGENIERÍA NUCLEAR

PRESENTA

DANIEL ANGUIANO GARCÍA

ASESOR:

DR. BERNABÉ LUIS RODRÍGUEZ BUENROSTRO

SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, N. L.

JULIO 1999

TM
Z6651
FCFM
1999
A5

0132-96560



FONDO
TESIS

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSTGRADO

**INVESTIGACIÓN DE LA SENSIBILIDAD DEL ANÁLISIS POR
ACTIVACIÓN NEUTRÓNICA DE ALGUNOS ELEMENTOS
UTILIZANDO UNA FUENTE DE BAJA INTENSIDAD.**

T E S I S

**QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRÍA EN CIENCIAS CON ESPECIALIDAD EN INGENIERÍA
NUCLEAR**

P R E S E N T A :

DANIEL ANGUIANO GARCÍA

A S E S O R :

DR. BERNABÉ LUIS RODRÍGUEZ BUENROSTRO

SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, N.L.

JULIO DE 1999.

**INVESTIGACIÓN DE LA SENSIBILIDAD DEL ANÁLISIS POR ACTIVACIÓN
NEUTRÓNICA DE ALGUNOS ELEMENTOS UTILIZANDO UNA FUENTE DE
BAJA INTENSIDAD**

Daniel Anguiano García

Tesis de Maestría en Ciencias con *Especialidad en Ingeniería Nuclear*
aprobada por la División de Estudios de Postgrado de la Facultad de
Ciencias Físico-Matemáticas de la Universidad Autónoma de Nuevo
León por el siguiente Jurado:

PRESIDENTE:

Dr. Bernabé Luis Rodríguez Buenrostro

SECRETARIO:

Dra. Nora Elizondo Villarreal

VOCAL:

M. C. Carlos Martínez Hernández

AGRADECIMIENTOS

Muy especialmente al Dr. Bernabé L. Rodríguez Buenrostro, su constante asesoría desde el inicio del proyecto, al contactarnos con el Centro Regional de Estudios Nucleares de la Universidad Autónoma de Zacatecas donde se llevó a cabo la parte experimental; así mismo agradezco sus correcciones, observaciones y sugerencias durante la realización del trabajo.

Al Dr. Carlos Ríos Martínez Profesor Investigador del Centro Regional de Estudios Nucleares de la Universidad Autónoma de Zacatecas por su asesoría y facilidades proporcionadas para la realización y posterior revisión de la parte experimental.

Al Lic. Jesús Rivero Jiménez, compañero de proyecto en la parte experimental, por su apoyo y ayuda en la colección de datos.

Finalmente a la administración de la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas a través de su Director Ing. Oscar Recio Cantú por su apoyo y facilidades brindadas para la realización de este trabajo.

Daniel Anguiano García
San Nicolás de los Garza, N. L.
Julio de 1999

CONTENIDO

	Página
RESUMEN	1
1. EL MÉTODO DE ANÁLISIS POR ACTIVACIÓN CON NEUTRONES	3
1.1 Generalidades	3
1.2 Ecuación de Activación	4
2. ESPECTROSCOPIA GAMMA	11
2.1 Generalidades	11
2.2 Interacción de los Rayos Gamma	12
2.2.1 Absorción Fotoeléctrica	13
2.2.2 Dispersión Compton	15
2.2.3 Producción de Pares	18
3. FUENTE DE IRRADIACIÓN	20
3.1 Generalidades	20
3.2 Fuentes (α , n)	21
4. SISTEMA DE DETECCIÓN	24
4.1 Generalidades	24
4.2 Espectrometría de Rayos Gamma con Centelladores	25
4.3 Predicción de Funciones de Respuesta	27
4.3.1 Detectores Pequeños	27
4.3.2 Detectores Grandes	29
4.3.3 Detectores de Tamaño Intermedio	29
4.3.4 Complicaciones en la Función de Respuesta	33
4.4 Resolución de Energía	39
4.5 Eficiencia del Detector	41

5. DESARROLLO EXPERIMENTAL	44
5.1 Objetivo	44
5.2 Fuente de Irradiación	44
5.3 Elementos Analizados	46
5.4 Condiciones de Irradiación y Detección	48
5.5 Calibración en Energía del Analizador Multicanal	51
5.5.1 Datos de Operación	51
5.5.2 Tablas de Datos y Curva de Calibración	51
5.6 Resolución en Energía del Detector	57
5.7 Eficiencia de Conteo del Detector	59
6. RESULTADOS: REPORTE DE SENSIBILIDADES	62
7. CONCLUSIONES Y COMENTARIOS	76
APÉNDICE 1	78
REFERENCIAS	85

RESUMEN

El análisis por activación neutrónica, cuyo fundamento es la detección de la actividad característica inducida en una muestra por su irradiación en un campo neutrónico, se ha convertido en una técnica altamente competitiva para la determinación de la composición elemental y la abundancia relativa de sus constituyentes, debido principalmente a la alta sensibilidad obtenible, rapidez, selectividad y en gran número de casos, su carácter no destructivo.

Aunado a lo anterior, la disposición de campos neutrónicos de gran intensidad (del orden de 10^{12} n/cm²/s) y el desarrollo de los sistemas de detección nuclear, han permitido obtener sensibilidades de hasta 1 parte en 10^{10} .

Al utilizar campos neutrónicos de baja intensidad, el nivel de la sensibilidad obtenible sufre una reducción similar a la que experimenta el campo de neutrones disponible, reducción que puede compensarse al elegir elementos con isótopos cuya sección eficaz de captura es comparativamente grande permitiendo su identificación y cuantificación bajo este conjunto de condiciones.

En el presente trabajo se explora la posibilidad de usar fuentes neutrónicas de muy baja intensidad (170 n/cm²/s, relativo a la eficiencia) para análisis por activación preciso siempre y cuando se conozca la sensibilidad del método en estas condiciones, y para ciertos elementos seleccionados, caracterizados por una sección eficaz de captura relativamente alta y una vida media corta.

En el planteamiento de la metodología, se partió del supuesto de que es factible utilizar la infraestructura experimental existente en el Centro Regional de Estudios Nucleares de la U.A.Z. para determinar la abundancia relativa de algunos elementos en diferentes matrices, mediante la técnica del análisis por activación neutrónica, por lo que en el presente trabajo se reportan los niveles de sensibilidad relativa obtenidos para los estándares preparados de los elementos seleccionados, utilizando como fuente de irradiación una fuente de neutrones de 0.185 TBq de Pu-Be, polietileno como medio moderador hidrogenado y un sistema de espectrometría gamma, basado en un cristal cilíndrico de NaI(Tl) de 2 plg. de diámetro por 2 plg. de altura.

1. EL MÉTODO DE ANÁLISIS POR ACTIVACIÓN CON NEUTRONES.

1.1 GENERALIDADES.

La detección de cantidades diminutas de elementos utilizando el método de análisis por activación con neutrones se ha diversificado mucho. Este método está basado en la determinación del peso de un elemento particular en una muestra mediante la medida de la actividad inducida por irradiación con neutrones.

La especificación del análisis por activación es usualmente excelente, ya que la identidad y la pureza del radionúclido medido se llevan a cabo por las determinaciones del período de semidesintegración y de las energías de la radiación. Para un importante número de elementos con sección eficaz adecuada de captura neutrónica se logra alcanzar una sensibilidad extremadamente alta con el flujo neutrónico de los reactores. La alta sensibilidad de este método ha sido obtenida en muchos casos mediante el uso de instrumentos electrónicos especializados y técnicas de conteo.

La activación neutrónica fué originalmente empleada en 1936 por Von Hevesy y Levi ^[1] para detectar actividades del disprosio y europio en mezclas de tierras raras, sin las tediosas separaciones químicas. De entonces a la fecha ha habido extensas aplicaciones y muchos refinamientos del método. El más grande avance durante las pasadas décadas puede atribuirse al advenimiento de los reactores nucleares, produciendo un alto flujo neutrónico, al desarrollo

de los generadores de neutrones permitiendo que los pequeños laboratorios tengan sus propias fuentes neutrónicas; al uso de analizadores multicanales transistorizados, los cuales permiten una más rápida interpretación de los datos; a los avances en la producción de detectores semiconductores con alta capacidad de resolución, y finalmente, a la aplicación de técnicas de computación las cuales conducen a cierto grado de automatización en el análisis por activación. El uso de los reactores como fuente de neutrones lentos ha incrementado la sensibilidad a tal grado que, una parte por 10^{13} . de algunos elementos se puede detectar ¹¹. Investigaciones que no requieren la sensibilidad alcanzable con flujos neutrónicos de reactores pueden llevarse a cabo fácilmente mediante el uso de fuentes neutrónicas de laboratorios más económicas. Estas últimas son especialmente aplicables a la detección de elementos con grandes secciones eficaces y que producen isótopos de vida media corta.

Durante la pasada década principalmente ha venido en aumento el análisis por activación no destructiva usando espectrometría de rayos gamma, aunado al manejo computacional de los resultados. Esta posibilidad ha probado ser de gran uso en el análisis de objetos arqueológicos valubles, en criminología, en biología y en muestro ambiental, entre otros.

1.2 ECUACIÓN DE ACTIVACIÓN.

A continuación deduciremos algunas de las principales ecuaciones matemáticas relacionadas con el Método de Análisis por Activación Neutrónica.

Considérese una muestra delgada de tal forma que la probabilidad de interacción es mucho menor que uno para cualquier neutrón específico. Entonces el flujo neutrónico permanece imperturbable, y la razón R a la cual las interacciones de activación ocurren en la muestra está dada por:

$$R = \phi \sum_{act} V \quad (1-1)$$

donde

ϕ = flujo de neutrones promediado sobre la superficie de la muestra.

\sum_{act} = sección eficaz de activación promediado sobre el espectro de neutrones.

V = volumen de la muestra.

Cuando la muestra es irradiada, las especies radiactivas que se forman también sufren decaimiento radiactivo. La razón de decaimiento está dada simplemente por λN , donde λ es la constante de decaimiento y N es el número total de núcleos radiactivos presentes. La razón de cambio en N está dada por la diferencia entre la razón de formación y la razón de decaimiento.

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (1-2)$$

Asumiendo que R es constante, es decir que el flujo neutrónico no varía durante la exposición, la ecuación (1-2) se resuelve multiplicando por el factor integrante $e^{\lambda t}$, obteniéndose

$$\begin{aligned} e^{\lambda t} \frac{dN}{dt} + \lambda N e^{\lambda t} &= R e^{\lambda t} \\ d(N e^{\lambda t})/dt &= R e^{\lambda t} \\ \int d(N e^{\lambda t}) &= R \int e^{\lambda t} dt \\ N e^{\lambda t} &= \frac{R}{\lambda} e^{\lambda t} + c \end{aligned}$$

Para $t = 0$ se tiene $N = 0$, de donde

$$c = - \frac{R}{\lambda}$$

por tanto

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (1-3)$$

La actividad A para la muestra está dada por λN , así que

$$A(t) = R (1 - e^{-\lambda t}) \quad (1-4)$$

Esta actividad inducida aumenta por lo tanto con el tiempo como se muestra en la Fig. 1-1, y se aproxima a un valor asintótico o "actividad de saturación" para tiempos de irradiación grandes:

$$A_{\infty} = R = \phi \sum_{act} V \quad (1-5)$$

Se asume que la irradiación ha procedido para un tiempo t_0 , en el cual la muestra es removida con una actividad A_0 :

$$A_0 = A_{\infty} (1 - e^{-\lambda t_0}) \quad (1-6)$$

Después de la exposición al flujo neutrónico, la muestra es transferida a un contenedor apropiado para la medida de su actividad. A causa de que la actividad está continuamente decayendo durante esta etapa, deben hacerse cálculos cuidadosos de cada uno de los tiempos involucrados. Si el conteo es llevado a cabo sobre un intervalo entre t_1 y t_2 , el número de cuentas será (véase la fig. 1-1):

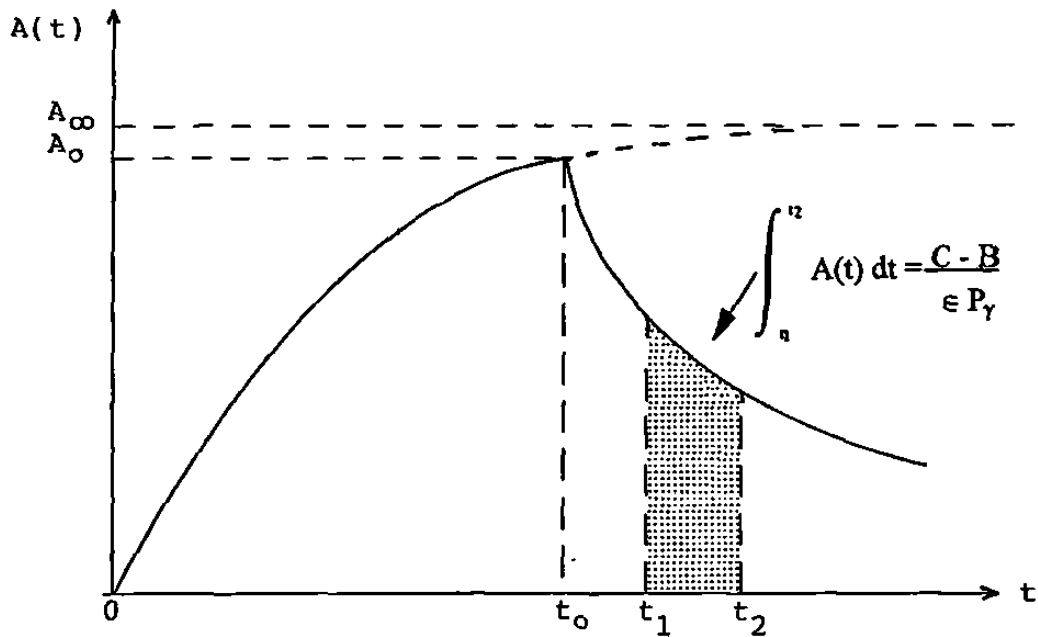


Fig. 1.1 *Actividad de la muestra después de la inserción en un flujo neutrónico constante al tiempo $t = 0$ y removida al tiempo $t = t_0$. El número medido de cuentas es proporcional al área bajo la curva decreciente entre t_1 y t_2 .*

$$C = \epsilon P_\gamma \int_{t_1}^{t_2} A(t) dt + B \quad (1-7)$$

donde,

ϵ = eficiencia global del conteo.

P_γ = probabilidad relativa de emisión del γ seleccionado para el conteo.

B = conteo de fondo para el intervalo $(t_2 - t_1)$.

Nótese que cuando el blanco es removido del flujo de irradiación, el número de átomos radiactivos decrece de acuerdo a la expresión matemática que describe el proceso de decaimiento radiactivo de un núcleo:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (1-8)$$

donde,

$A(t)$ = actividad de un isótopo en algún tiempo t , contado a partir del momento en que fue retirado de la irradiación.

y

A_0 = actividad al final de la irradiación.

Así pues, sustituyendo (1-8) en (1-7) y evaluando se obtiene

$$C = \epsilon P_{\gamma} \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda t} dt + B$$

$$C = \epsilon P_{\gamma} \frac{A_0}{\lambda} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) + B \quad (1-9)$$

Combinando las ecs. (1-6) y (1-9) se obtiene para la actividad de saturación:

$$A_{\infty} = \frac{\lambda (C - B)}{\epsilon P_{\gamma} (1 - e^{-\lambda t_0}) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (1-10)$$

o bien,

$$A_{\infty} = \frac{\lambda (C - B)}{\epsilon P_{\gamma} (1 - e^{-\lambda t_0}) [1 - e^{-\lambda (t_2 - t_1)}] e^{-\lambda t_1}} \quad (1-11)$$

sustituyendo (véase la Fig. 1.1):

$t_0 = t_i$ = tiempo de irradiación de la muestra.

$t_1 = t_d$ = tiempo de decaimiento de la muestra desde que fué retirada de la irradiación, hasta antes de iniciar el conteo. (Véase la ec. 1-8)

y

$t_2 - t_1 = t_c$ = tiempo de conteo de la muestra.

entonces

$$A_{\infty} = \frac{\lambda (C - B)}{\epsilon P_{\gamma} (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_c}) e^{-\lambda t_d}} \quad (1-12)$$

Con tiempos de irradiación de tres o cuatro veces la vida media de la actividad inducida, se alcanza del 87% al 93% del valor de saturación, e irradiaciones de 10 veces la vida media son suficientes para obtener cerca del 100% de la actividad de saturación.

Obtendremos ahora otra ecuación también muy utilizada en el Análisis por Activación Neutrónica, sobre todo en relación con el llamado Método Absoluto. De la ec. (1-1) se tiene que:

$$R = \phi \sum_{act} V$$

además

$$\sum_{act} = \sigma_{act} N \quad (1-13)$$

con

σ_{act} = sección eficaz microscópica de activación.

N = densidad atómica de la muestra, en átomos por unidad de volumen.

luego,

$$R = \phi \sigma_{act} (N V) \quad (1-14)$$

donde

NV = número total de átomos en la muestra.

Este número total de átomos en la muestra, puede obtenerse de la relación:

$$\frac{NV}{N_{AV}} = \frac{f m}{W_{at}} \quad (1-15)$$

donde

N_{AV} = número de Avogadro.

f = fracción porcentual del isótopo a activar.

m = masa del elemento a activar.

W_{at} = peso atómico del elemento.

Así pues, sustituyendo la ec. (1-15) en la ec. (1-14), se obtiene para la razón de activación.

$$R = \phi \sigma_{act} \frac{f m N_{AV}}{W_{at}} \quad (1-16)$$

Y en base a las ecs. (1-5) y (1-12) sustituidas en la (1-16), finalmente se obtiene para la masa del elemento a activar:

$$m = \frac{\lambda (C - B) W_{at}}{\phi \sigma_{act} f N_{AV} \epsilon P_{\gamma} (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_c}) e^{-\lambda t_d}} \quad (1-17)$$

Esta ecuación permite hacer cálculos de la concentración de un elemento, sin el uso de un elemento estándar.

2. ESPECTROSCOPIA GAMMA.

2.1 GENERALIDADES.

Un fotón de radiación, gamma o X no posee carga eléctrica y no crea ionización directa o excitación del material a través del cual pasa. La detección de los rayos gamma es por lo tanto críticamente dependiente de la capacidad del fotón para sufrir una interacción que transfiera toda o parte de su energía a un electrón en el material absorbente. Tres son los principales mecanismos de interacción de los rayos gamma en la materia, desde el punto de vista del importante papel que juegan en las mediciones de la radiación: *absorción fotoeléctrica, dispersión Compton y producción de pares.*

Debido a que la radiación gamma primaria es "invisible" al detector, únicamente los electrones producidos en las interacciones de los rayos gamma proveen indicios de la naturaleza de los rayos gamma incidentes. Estos electrones tienen una energía máxima igual a la energía del fotón gamma incidente y se frenarán y perderán su energía en la misma forma que cualquier otro electrón energético, tal como una partícula beta. La pérdida de energía es por lo tanto a través de la ionización y excitación de los átomos en el material absorbente y a través de emisiones "Bremsstrahlung".

A fin de que un detector sirva como un espectrómetro de rayos gamma, debe llevar a cabo dos funciones distintas. Primero, debe actuar como un medio

de conversión en el cual los rayos gamma incidentes tengan una razonable probabilidad de interactuar para producir uno o más electrones energéticos, y segundo, debe funcionar como un detector convencional para esos electrones secundarios. En la discusión siguiente, se supondrá que el detector es suficientemente grande de tal forma que el escape de electrones secundarios (y cualquier radiación de frenado a lo largo de sus trayectorias) no es significativo. Para rayos gamma incidentes de unos pocos MeV, los electrones secundarios más penetrantes también serán creados con unos pocos MeV de energía cinética. El correspondiente rango en un medio detector sólido típico es de unos cuantos milímetros. La suposición de absorción completa del electrón, por lo tanto, implica un detector cuyas dimensiones mínimas sean al menos de alrededor de un centímetro. Entonces únicamente una pequeña fracción de electrones secundarios, los cuales aparecen con cierta aleatoriedad por todas partes del volumen del detector, estarán dentro de un valor al alcance de la superficie y podrán posiblemente escapar.

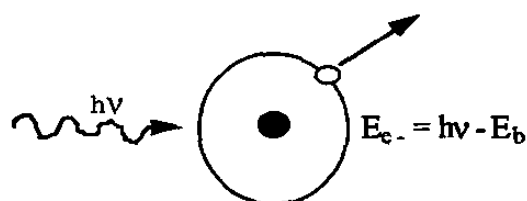
2.2 INTERACCIONES DE LOS RAYOS GAMMA.

De las diversas formas en que los rayos gamma pueden interactuar con la materia, únicamente tres mecanismos de interacción tienen una significación importante en la espectroscopía de rayos gamma, éstos son, como ya se mencionó anteriormente: la absorción fotoeléctrica, la dispersión Compton y la producción de pares. La absorción fotoeléctrica predomina para rayos gamma de baja energía (hasta varios cientos de KeV), la producción de pares predomina para rayos gamma de alta energía (por encima de 5 - 10 MeV) y la

dispersión Compton es el proceso más probable en el rango de energías entre esos extremos. El número atómico del medio interactuante tiene una fuerte influencia sobre las probabilidades relativas de esas tres interacciones. La más notable de esas variaciones involucra a la sección eficaz para la absorción fotoeléctrica, la cual varía aproximadamente como $z^4 \cdot 5$ [2]. Como se establecerá más adelante, debido a que la absorción fotoeléctrica es el modo preferido de interacción, existe un marcado interés en la selección de detectores para espectroscopía de rayos gamma desde el punto de vista de materiales que incorporen elementos con un alto número atómico.

2.2.1 ABSORCIÓN FOTOELÉCTRICA.

La absorción fotoeléctrica es una interacción en la cual el fotón de rayos gamma incidente desaparece. En su lugar, se produce un fotoelectrón a partir de un electrón de una de las capas del átomo absorbente con una energía cinética dada por la energía del fotón incidente $h\nu$ menos la energía de enlace del electrón en su capa original (E_b). Este proceso se muestra en el siguiente diagrama:



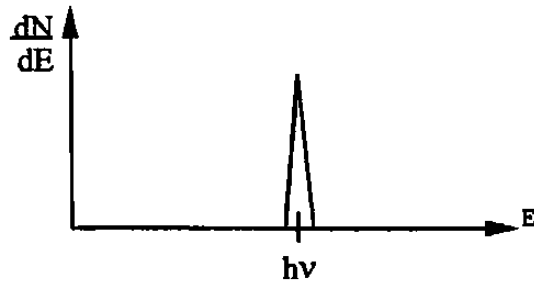
Para energías de rayos gamma típicos, es más probable que emerjan los fotoelectrones de la capa K, para la cual el rango de energías de enlace típico va desde unos cuantos KeV para materiales con bajo Z hasta decenas de KeV para materiales con número atómico grande.

La vacante que se crea en la capa electrónica como resultado de la emisión fotoeléctrica se llena rápidamente por el reacomodo de otro electrón del átomo. En el proceso, la energía de enlace es liberada ya sea en la forma de un rayo-X característico o un electrón Auger. Los electrones Auger tienen una trayectoria extremadamente corta debido a su baja energía. Los rayos-X característicos pueden viajar alguna distancia (del orden de un milímetro o menos) antes de ser reabsorbido por medio de interacciones fotoeléctricas con los electrones menos ligados en los átomos absorbentes. Aunque el escape de estos rayos-X puede algunas veces ser significativo, en concordancia con nuestro modelo simplificado se asumirá que ellos también son completamente absorbidos.

Así el efecto de la absorción fotoeléctrica es la liberación de un fotoelectrón, el cual transporta la mayoría de la energía del rayo gamma, junto con uno o más electrones de baja energía correspondientes a la absorción de la energía de enlace del fotoelectrón original. Si nada escapa del detector, entonces la suma de las energías cinéticas de los electrones que son removidos deben ser igual a la energía original del fotón de rayos gamma.

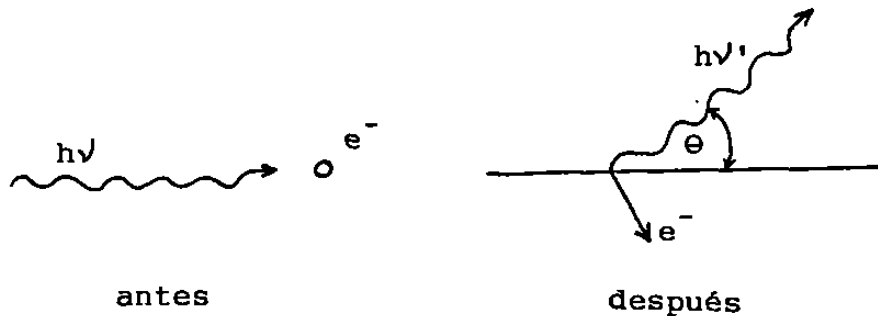
La absorción fotoeléctrica es por lo tanto un proceso *ideal* si se está interesado en la medida de la energía del rayo gamma original. La energía cinética del electrón es igual a la energía del rayo gamma incidente, y siempre será la misma si están involucrados rayos gamma monoenergéticos. Bajo estas condiciones, la distribución diferencial de la energía cinética electrónica para una serie de eventos de absorción fotoeléctrica sería una función delta simple

como se muestra en la figura a continuación. El pico corresponde a la energía de los rayos gamma incidentes.



2.2.2. DISPERSIÓN COMPTON.

El resultado de una interacción de dispersión Compton es la creación de un electrón dispersado y un fotón de rayos gamma dispersado, con la división de energía entre los dos dependiendo del ángulo de dispersión. Un bosquejo de la interacción es la siguiente:



La energía del rayo gamma dispersado $h\nu'$ en términos de su ángulo de dispersión θ está dada por ^[2]

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2-1)$$

donde m_0c^2 es la energía en reposo del electrón (0.511 MeV). La energía cinética del electrón dispersado es por lo tanto

$$E_e = h\nu - h\nu' = \left[\frac{\frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (2-2)$$

Se pueden identificar dos casos extremos:

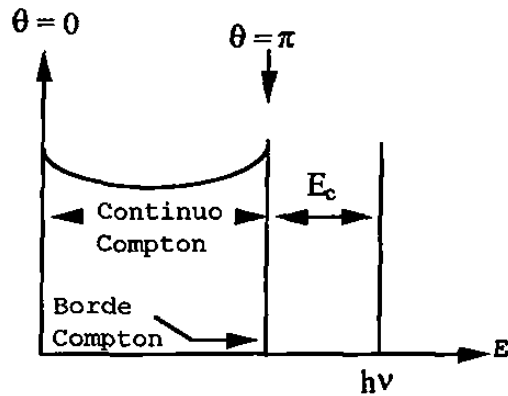
1. Un ángulo de dispersión rasante, es decir uno en el cual $\theta \cong 0$. En este caso, las ecs. (2-1) y (2-2) predicen que $h\nu' \cong h\nu$ y $E_e \cong 0$. En este caso extremo, el electrón Compton dispersado tiene muy poca energía y el rayo gamma dispersado tiene casi la misma energía que el rayo gamma incidente.

2. Una colisión de frente en la cual $\theta = \pi$. En este caso el rayo gamma incidente es retrodispersado hacia su dirección original mientras el electrón avanza a lo largo de la dirección de incidencia. Este caso representa la máxima energía que puede ser transferida a un electrón en una interacción Compton simple. Las ecs. (2-1) y (2-2) conducen a:

$$h\nu' |_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2 \frac{h\nu}{m_0c^2}} \quad (2-3)$$

$$E_e |_{\theta=\pi} = h\nu \left[\frac{2h\nu / m_0c^2}{1 + 2h\nu / m_0c^2} \right] \quad (2-4)$$

En circunstancias normales, todos los ángulos de dispersión ocurrirán en el detector. Por lo tanto, un continuo de energías puede ser transferido al electrón, con variaciones que van desde cero hasta el máximo predicho por la ec. (2-4). Según la energía del rayo gamma, la distribución de energía del electrón tiene la forma general mostrada en el esquema siguiente:



El intervalo entre la energía máxima del electrón dispersado y la energía del rayo gamma incidente está dada por

$$E_c \equiv hv - E_e|_{\theta=\pi} = \frac{hv}{1 + 2hv / m_0c^2} \quad (2-5)$$

En el límite, cuando la energía del rayo gamma incidente es grande, ó $hv \gg m_0c^2/2$, esta diferencia de energías tiende hacia un valor constante dado por

$$E_c \equiv \frac{m_0c^2}{2} (= 0.256 \text{ MeV}) \quad (2-6)$$

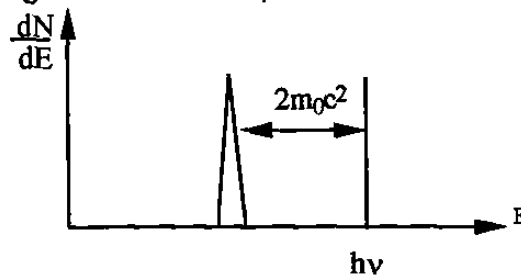
El análisis anterior está basado en la suposición de que la dispersión Compton involucra electrones que están inicialmente libres o desligados. En materiales detectores reales, la energía de enlace del electrón anterior al proceso de dispersión puede tener un efecto medible sobre la forma del continuo Compton. Estos efectos serán particularmente notables para los rayos gamma incidentes de baja energía. Dichos efectos involucran un redondeo de la elevación en el continuo cercano a su extremo superior y la introducción de una pendiente finita a la caída abrupta del borde Compton.

2.2.3 PRODUCCIÓN DE PARES.

La tercera interacción significativa de los rayos gamma es la producción de pares. Este proceso ocurre en el campo de un núcleo atómico del material absorbente, y corresponde a la creación de un par electrón-positrón en el punto de la desaparición completa del fotón de rayos gamma incidente. Debido a que se requiere una energía igual a $2m_0c^2$ para crear el par electrón-positrón, un rayo gamma de una energía mínima de 1.02 MeV se requerirá entonces para que el proceso sea energéticamente posible. Si la energía gamma incidente excede este valor, el exceso de energía aparece en la forma de energía cinética compartida por el par electrón-positrón. Por lo tanto, el proceso consiste en convertir el fotón de rayos gamma incidente en un electrón y un positrón cuya energía cinética total está dada por

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (2-7)$$

Para energías típicas de este proceso, ambos el electrón y el positrón viajan unos cuantos milímetros a lo más, antes de perder toda su energía cinética en el medio absorbente. Una gráfica de la energía cinética total para las partículas cargadas (electrón + positrón) por el rayo gamma incidente es nuevamente una función delta simple, pero está ahora localizada a $2m_0c^2$ abajo de la energía del rayo gamma incidente, como se ilustra en la siguiente figura:



En nuestro modelo simple, esta cantidad de energía se depositará cada vez que una interacción de producción de pares ocurra en el detector.

El proceso de producción de pares es complicado por el hecho de que el positrón no es una partícula estable. Una vez que su energía cinética disminuye (comparable a la energía térmica de los electrones normales en el material absorbente), el positrón se aniquilará o combinará con un electrón normal en el medio absorbente. En este punto ambos desaparecen y son reemplazados por dos fotones de rayos gamma de aniquilación de energía m_0c^2 (0.511 MeV) cada uno. El tiempo requerido por el positrón para frenarse y aniquilarse es pequeño, así que la radiación de aniquilación aparece en virtual coincidencia con la interacción original de producción de pares.

3. FUENTE DE IRRADIACIÓN.

3.1 GENERALIDADES.

El análisis por activación es una técnica analítica ya bien establecida en los países desarrollados donde se dispone de reactores nucleares. Sin embargo existen muchos países que no poseen un reactor nuclear o alguna otra fuente de neutrones, no obstante poseen un fuerte interés en esta técnica y en muchos casos, se cuenta con la instrumentación apropiada para el análisis por activación neutrónica como parte de un laboratorio analítico nuclear, como podría ser sistemas de espectrometría gamma consistentes de detectores de centelleo o semiconductores, analizadores multicanal acoplados con dispositivos de adquisición y procesamiento de datos. Donde no se cuenta con neutrones este equipo es usado para propósitos de adiestramiento sobre espectrometría gamma con fuentes radiactivas naturales o artificiales, y en algunos casos, éste es acoplado con o parte de un sistema de fluorescencia de rayos-X.

A partir de las consideraciones anteriores, a saber, la disponibilidad de algunos sistemas de espectroscopía gamma sofisticados en muchos laboratorios de centros de investigación nuclear, universidades y otras instituciones de diversos países y por otro lado la escasez de fuentes de neutrones apropiadas, ya sea un reactor nuclear o un generador de neutrones, se hace evidente la factibilidad de usar otras alternativas a el reactor de investigación o al generador de neutrones para el análisis por activación neutrónica. En particular, las fuentes de neutrones isotópicas de baja

intensidad, con diseño y características apropiadas en términos de flujo y espectro de neutrones, se presentan como una alternativa viable.

Existen básicamente tres tipos de fuentes de neutrones isotópicas: los emisores alfa, los cuales producen neutrones a través de la reacción (α, n); los emisores gamma a través de la reacción (γ, n) y las de fisión espontánea sufrida por elementos pesados.

3.2 FUENTES (α, n).

Los emisores radiactivos alfa pueden usarse como fuentes de neutrones al inducir reacciones (α, n) en un cierto número de núclidos blanco. Usualmente el berilio es usado como material blanco a través de la reacción



la cual tiene un valor-Q de 5.70 MeV. Como se muestra en la Tabla 3-1^[3] para el emisor alfa ${}^{210}\text{Po}$, otros núclidos pueden usarse como material blanco, pero con rendimientos neutrónicos sustancialmente más bajo que con el berilio. Es pues claro que para propósitos analíticos por activación únicamente el berilio

Tabla 3-1 Reacciones (α, n) del ${}^{210}\text{Po}$ sobre Núcleos Ligeros

Núclido Blanco	Valor-Q	Rendimiento Neutrónico por 10^6 alfas
${}^7\text{Li}$	- 2.79	2.6
${}^9\text{Be}$	5.70	80
${}^{10}\text{B}$	1.06	13
${}^{11}\text{B}$	0.16	26
${}^{13}\text{C}$	2.22	10
${}^{18}\text{O}$	- 0.70	29
${}^{19}\text{F}$	- 1.95	12

debe considerarse. Los otros materiales blanco se utilizan únicamente para propósitos especiales, por ejemplo, para simular un espectro de fisión

Varios núclidos emisores de alfas pueden en principio seleccionarse como fuentes posibles, como se muestra en la tabla 3-2.

Para propósitos de análisis por activación existen ciertas consideraciones que determinan la selección de la fuente: el precio, el período de semidesintegración, el rendimiento neutrónico, el blindaje requerido para la radiación gamma, toxicidad y tamaño, y por supuesto disponibilidad.

Tabla 3-2 Características de las fuentes $Be(\alpha, n)$

Núclido	Vida Mitad	E_α (MeV)	Rendimiento Neutrónico por 10^6 alfas ($n.s^{-1}$)	Rendimiento ($n.s^{-1}.g^{-1}$)	Energía Neutrón Prom. (MeV)	Dosis y a 1m para 10^8 n/s en mGy/h
^{238}Pu	89 a	5.50	-	4.5×10^7	4.0	< 0.01
^{239}Pu	24360 a	5.14	65	1.2×10^9	4.59	< 0.01
^{210}Po	138 d	5.30	73	1.1×10^{10}	4.54	< 0.001
^{241}Am	458 a	5.48	82	6.5×10^8	4.46	0.01
^{244}Cm	1801 a	5.79	100	2.5×10^8	4.31	< 0.01
^{242}Cm	163 d	6.10	118	10^{10}	4.16	< 0.01
^{226}Ra	1620 a	7.69 - 4.77	502	1.5×10^7	3.94	0.5
^{227}Ac	22 a	7.36 - 5.65	702	1.7×10^9	3.87	0.07

De la tabla 3-2 se observa^[3] que el ^{210}Po y ^{242}Cm tiene una vida tan corta que carecen de valor práctico; el ^{239}Pu y ^{238}Pu son considerados demasiado tóxicos y dañinos como para ser aceptados en muchos países. El Radio, el cual fué usado con frecuencia en el pasado, presenta dificultades de blindaje debido a sus altos niveles de radiación gamma, pese a esto puede ser una solución, aceptable debido a su disponibilidad y a su vida media grande,

permitiendo así producción estable de neutrones. El ^{227}Ac podría ser una excelente selección ya que combina alto rendimiento neutrónico con un razonable período de semidesintegración, sin embargo con frecuencia su producción es escasa.

El ^{244}Cm no está realmente disponible aún, así pues queda como opción el ^{241}Am el cual combina largo período de semidesintegración con un razonablemente alto rendimiento neutrónico y baja dosis de radiación gamma.

Es posible sin embargo que las fuentes de ^{244}Cm cobren importancia en el futuro conforme este isótopo sea producido en cantidades copiosas en los reactores rápidos.

4. SISTEMA DE DETECCIÓN.

4.1 GENERALIDADES.

A principios de la década de los 50s, el desarrollo del Yoduro de Sodio activado con Talio como material de centelleo fué precursor en la era moderna de la espectroscopia de rayos gamma. Con su introducción, se dispuso de un detector práctico, que podía proveer una alta eficiencia para la detección de rayos gamma, y al mismo tiempo, capaz de una suficientemente buena energía de resolución como para separar la contribución de las fuentes de rayos gamma polienergéticos. La espectroscopía de rayos gamma usando centelladores se ha desarrollado ya como una ciencia madura con aplicaciones en diversos campos científicos.

No obstante que el NaI (TI) fué virtualmente el primer medio de detecciones sólido práctico usado para la espectroscopía de rayos gamma, éste permanece como el más popular material de centelleo para esta aplicación. Este extraordinario éxito se fundamenta en su extremadamente buena luminosidad, excelente linealidad, y alto número atómico del yodo como uno de sus constituyentes. Otros centelladores como el cesio y los yoduros han también alcanzado cierta relevancia en la espectroscopía de rayos gamma, pero el uso combinado de todos los otros materiales se extiende a únicamente una pequeña fracción con relación al yoduro de sodio^[2].

En el presente trabajo se utilizó un detector de NaI (TI), por lo tanto nos concentraremos en este tipo de centellador, aunque la mayoría de las conclusiones pueden extenderse a otros materiales centelladores tomando en cuenta las diferencias en cuanto a las probabilidades de interacción con los rayos gamma y propiedades de centelleo.

4.2 ESPECTROMETRÍA DE RAYOS GAMMA CON CENTELLADORES.

El uso en gran escala de los detectores de centelleo como espectrómetros de rayos gamma ha sido posible como ya se mencionó anteriormente debido a la disponibilidad de relativamente grandes cristales de NaI (TI) y al desarrollo de tubos fotomultiplicadores con fondo de ventana con alta resolución. Los rayos gamma interactúan con los cristales de NaI (TI) por tres mecanismos: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares. En cada uno de estos procesos, una parte de la energía del fotón primario es cedida como energía cinética asociada con los electrones, electrones negativos en los procesos fotoeléctricos y Compton y tanto electrones negativos como positrones en la producción de pares. El resto de la energía es transportada por los fotones secundarios. Excepto cuando la interacción ocurre cerca de la superficie y el electrón escapa del centellador antes de alcanzar el reposo, la energía cinética del electrón se consume en la producción de la luz. Los fotones secundarios pueden o no liberar electrones adicionales y así perder energía

productora de la luz para el centellador. Si se produce luz, ésta es añadida a la causa por los electrones libres en el proceso primario, y la luz total producida es proporcional a la energía del fotón primario E . Estas etapas separadas de las interacciones ocurren casi simultáneamente comparadas con el tiempo de decaimiento del fósforo de tal forma que su luz producida no será resuelta en el tiempo sino que será mostrada como un pulso individual de luz.

En el proceso fotoeléctrico el fotón secundario es un rayo X, y a causa de su baja energía es absorbido en el centellador esencialmente siempre. Consecuentemente el proceso fotoeléctrico resulta en un pulso de luz de energía proporcional a la energía gamma primaria excepto para el efecto de superficie mencionado anteriormente.

En el proceso Compton una fracción relativamente grande de energía primaria puede ser transportada por el gamma dispersado. Esto depende de el ángulo de dispersión y de la energía del gamma primario. La energía del gamma dispersado está dado por la ec. (2-1).

En la producción de pares una energía igual al doble de la energía de la masa en reposo del electrón, o sea 1.02 MeV, es requerida para la producción de un par. Consecuentemente la energía cinética del par es únicamente $E - 1.02$ MeV. Sin embargo cuando ocurre la aniquilación del positrón, dos fotones de 0.51 MeV son producidos.

Ambos, el gamma dispersado en el efecto Compton y la radiación de aniquilación que acompaña a la producción de pares escapan del centellador en considerable número de ocasiones, excepto en un cristal muy grande de Na I (Tl) o en otro de alta densidad^[4].

4.3 PREDICCIÓN DE FUNCIONES DE RESPUESTA.

4.3.1 DETECTORES PEQUEÑOS.

Entenderemos por detectores pequeños, aquellos que son con muy pequeños comparados con la trayectoria libre media de la producción gamma secundaria, es decir, dispersión Compton y fotones de aniquilamiento.

Si suponemos que toda partícula cargada es completamente absorbida en el cuerpo sensitivo del detector, obtendremos una gráfica de respuesta como la de la Figura 4-1^[2].

Los procesos de absorción fotoeléctrica y de dispersión Compton levantan el continuo Compton en la gráfica de la izquierda. A altas energías la dispersión ocurre además de la producción de pares que en su migración salen del detector originado por un pico de doble escape.

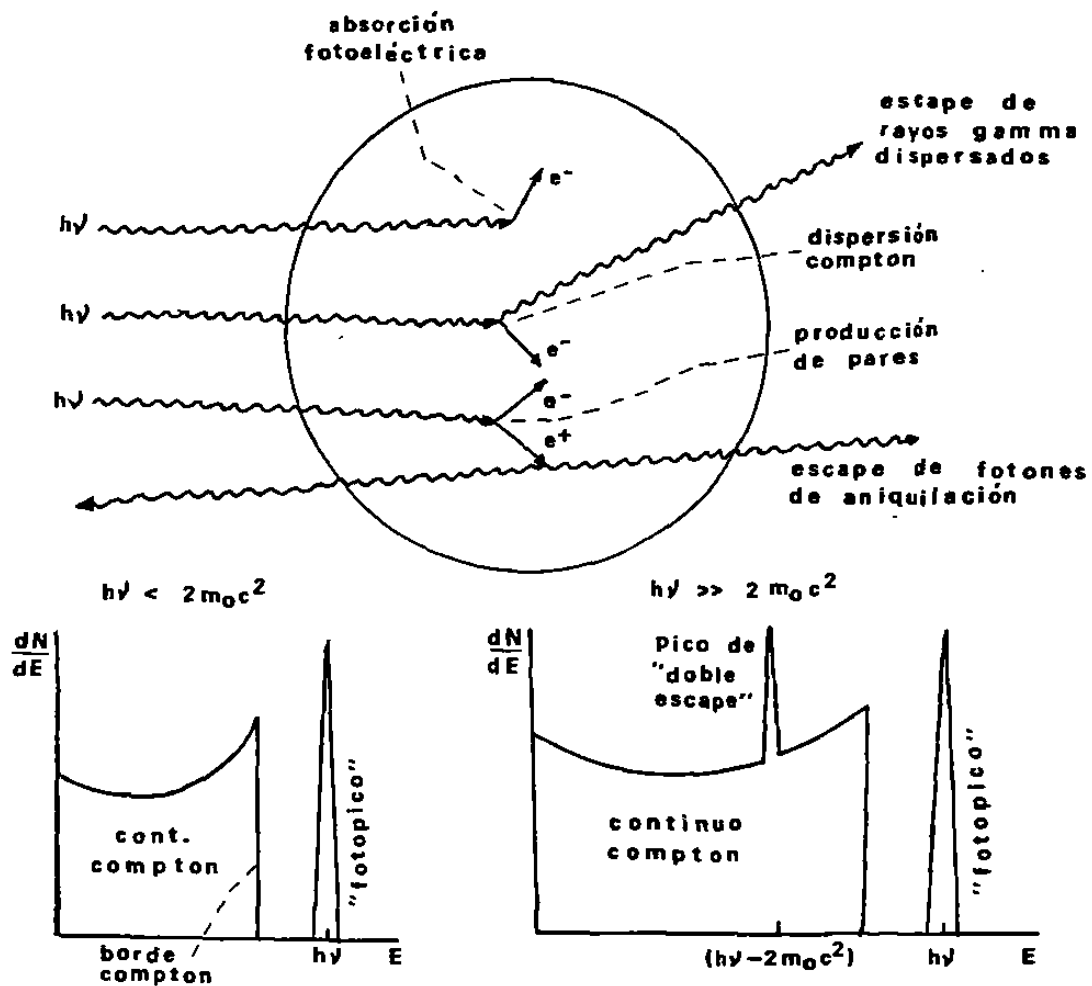


Fig. 4-1 El "detector pequeño" en la espectroscopía de rayos gamma. Los procesos de absorción y dispersión Compton dan lugar al espectro de baja energía de la izquierda. A altas energías, el proceso de producción de pares añade un pico de "doble escape" mostrado en el espectro de la derecha.

4.3.2 DETECTORES GRANDES.

Ahora el detector es suficientemente grande, de tal forma que todas las radiaciones secundarias, incluyendo los rayos gamma dispersados Compton y los fotones de aniquilación también interactúan dentro del volumen activo del detector y ninguno escapa de la superficie. No importa que tan compleja sea la historia de un fotón en particular toda su energía será disipada dentro del cristal. No obstante que un fotón puede sufrir 4 ó más interacciones antes de quedar completamente absorbido, todas ellas ocurrirán antes de que un nanosegundo haya transcurrido por lo que el detector captará una cantidad de energía siempre proporcional a la energía de la partícula incidente y dado que *no hay forma de que parte de la energía se pierda en el escape de una partícula al final tendremos como espectro un solo pico en la energía correspondiente al fotón incidente.* Es decir, el detector siempre verá igual a partículas con la misma energía, por lo que registrará un solo pico. Véase Fig. 4-2^[2].

4.3.3 DETECTORES DE TAMAÑO INTERMEDIO.

Estos detectores son los usados en realidad. Aún los más grandes disponibles se comportarán como intermedios, dado que aquellas interacciones producidas muy cerca de la superficie producirán fugas de electrones y por lo tanto complicarán el espectro.

La figura 4-3^[2] ilustra el tipo de interacciones que ocurrirán en el detector y la respuesta que se obtendrá en el espectro.

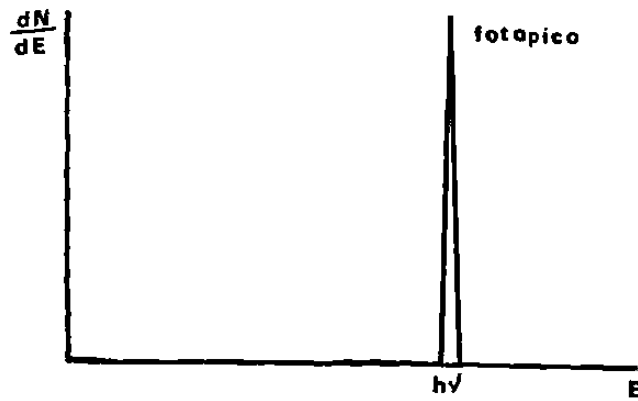
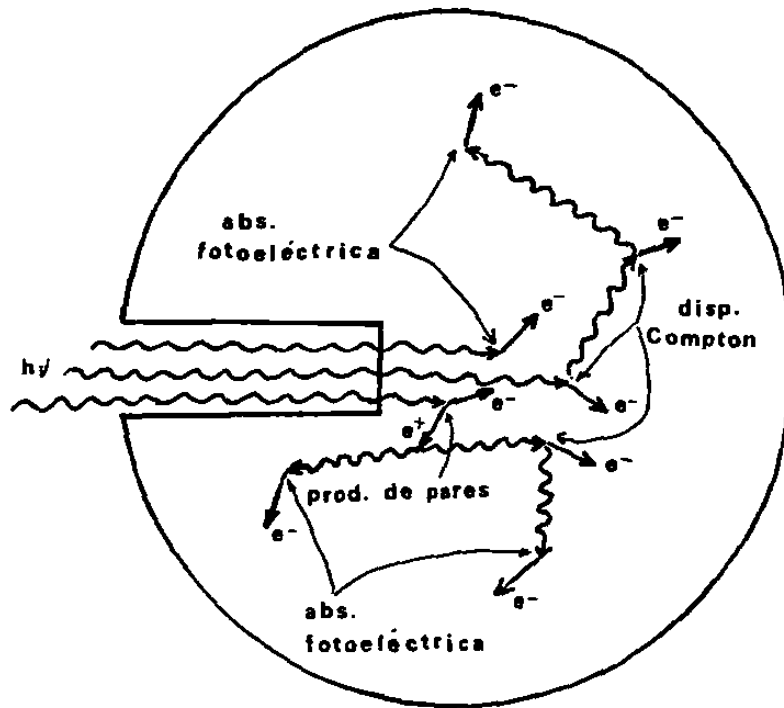


Fig. 4-2 El "detector grande" en espectroscopía de rayos gamma. Todos los fotones de rayos gamma, por complejo que sea su modo de interacción, a la larga depositan toda su energía en el detector. Algunas historias representativas se muestran en la parte superior.

La razón del área bajo el fotopico a el área del continuo Compton se favorece a energías pequeñas y medianas debido a que hay una serie de eventos que suman su contribución al fotopico. A menor energía del fotón incidente, menor será la energía que posea el electrón dispersado y por lo tanto la distancia que viaja será menor por lo que al haber menos fugas, el detector se comportará como uno muy grande. A muy bajas energías (100 KeV) el continuo Compton puede efectivamente desaparecer.

A energías intermedias los fotones empiezan a sufrir varias dispersiones y en ocasiones el fotón último escapa.

Esto resulta en que la máxima energía que predice la ecuación (2-4) por una sola dispersión se ve rebasada y el intervalo de energía entre el fotopico y el filo Compton va siendo llenado por las diferentes contribuciones de estas interacciones.

Si la energía de los rayos gamma es suficientemente alta para hacer que la producción de pares sea significativa, tenemos varias alternativas que pueden ocurrir. Si ambos fotones de aniquilación escapan aparecerá un pico de doble escape. Si uno solo escapa tendremos el pico de un solo escape situado a $E = h\nu - 0.511 \text{ MeV}$. Varias otras posibilidades existen en las cuales uno o ambos fotones son parcialmente absorbidos, tales eventos se acumulan en un amplio espectro continuo entre el pico de doble escape y el fotopico.

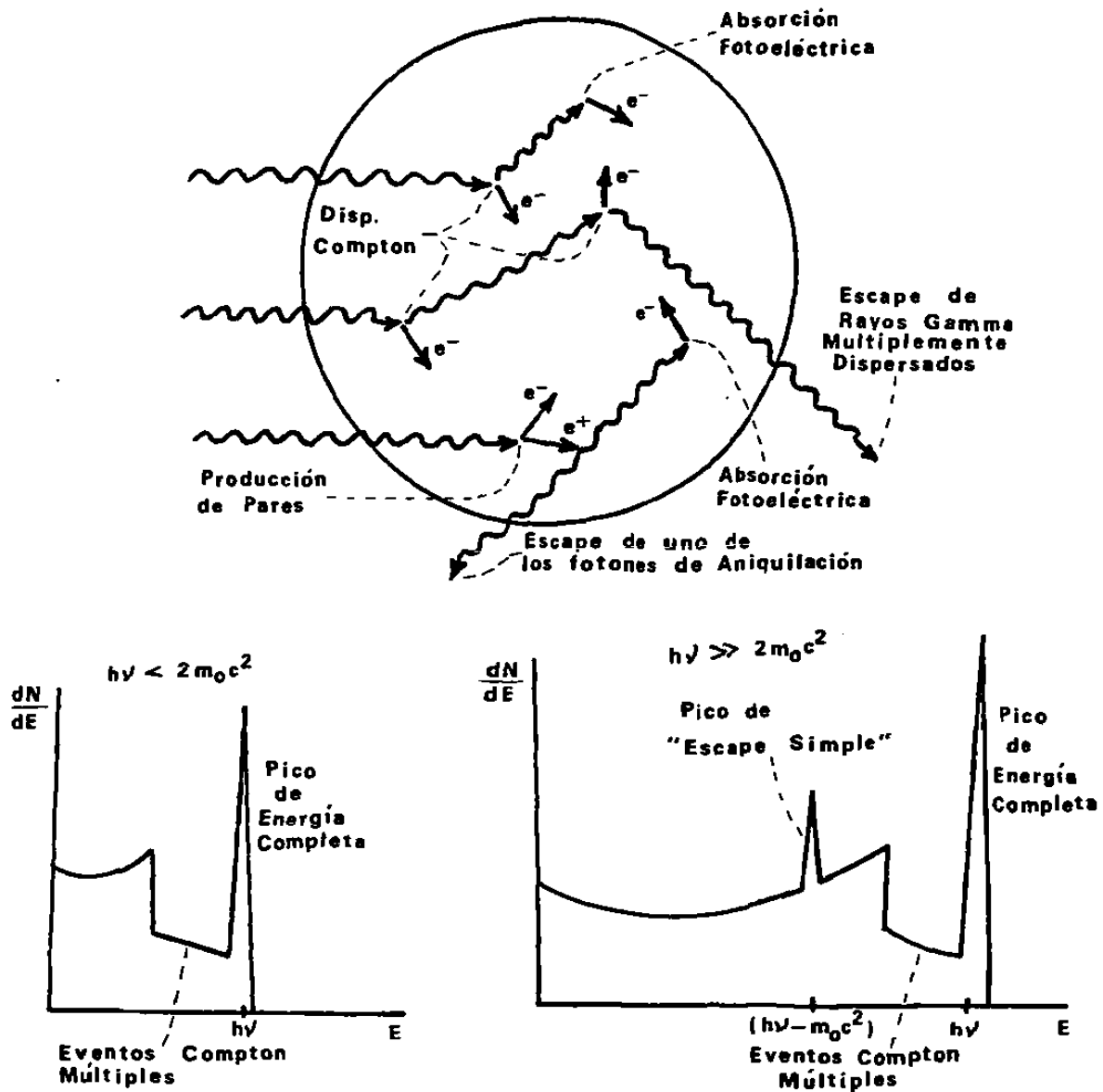


Fig. 4-3 El detector de tamaño intermedio en espectroscopia de rayos gamma. El espectro de la izquierda, muestra además del continuo de la dispersión Compton simple y del pico de energía completa, la influencia de eventos Compton múltiples seguidos por el fotón de escape. El pico de energía completa también contiene algunas historias que principiaron con la dispersión Compton. A la derecha, el pico de "escape simple" corresponde a interacciones iniciales de producción de pares en los que únicamente un fotón de aniquilación sale del detector sin futura interacción.

4.3.4 COMPLICACIONES EN LA FUNCIÓN DE RESPUESTA.

- Escape de electrones Secundarios:

Si el detector no es grande comparado con los rangos de los electrones típicos secundarios, éstos tenderán a fugarse de la superficie del detector y esto causará que la función de respuesta se distorsione moviendo algunos eventos a menores energías y modificando la forma del continuo Compton hacia las amplitudes menores.

- Escape de Radiación de Frenado:

Uno de los mecanismos por los cuales los electrones secundarios pierden energía es por fotones de radiación de frenado (Bremsstrahlung). La fracción de energía perdida por este proceso se incrementa con la energía del fotón y se convierte en el proceso dominante para electrones con energías mayores a algunos MeV.

- Escape de Rayos X Característicos:

En el proceso de absorción fotoeléctrica, un rayo X característico es emitido por el átomo absorbedor. En la mayoría de los casos la energía de este rayo X es reabsorbida muy cerca del sitio de la interacción original. Si la absorción fotoeléctrica ocurre cerca de la superficie del detector, el rayo x puede escapar y la energía que se detectará será menor. Sin el escape del rayo X, el fotón original sería completamente absorbido y contribuiría al fotopico. Con su escape tendremos un nuevo pico en la función de respuesta y se localizará a una distancia igual a la energía original menos la del rayo X

característico que se escapó. A éstos picos se les denomina "Picos de Escape de Rayos X" y tienden a ser menos prominentes a energías de Rayos gamma menores y para detectores cuya razón de superficie a volumen es grande.

- Radiación Secundaria Creada Cerca de la Fuente:

Radiación de Aniquilación. Si el radioisótopo decae por emisión positrónica, éstos contribuirán con un pico en el espectro localizado a 0.511 MeV debido al frenado de los positrones al chocar con el encapsulado que usualmente cubre a todas las fuentes de rayos gamma.

Radiación de Frenado. La mayoría de las fuentes de rayos gamma decaen también por emisión beta menos. Estas emisiones son frenadas en el material que recubre al detector lo cual produce el fenómeno conocido como radiación de frenado ("bremsstrahlung"). La energía de estas emisiones es continua por lo que no forma picos, pero eleva el fondo hasta una energía cercana a la energía beta máxima. A fin de minimizar este efecto, el uso de absorbedores beta hechos de material de bajo número atómico, tales como Berilio, son los más deseados.

- Efectos de los Materiales Envolventes:

Todo detector como mínimo está encapsulado para proveer una barrera contra la humedad y la luz o bien se monta en una envoltura al vacío. Además se encuentra montado dentro de un blindaje para reducir la radiación natural de fondo.

Cuando la radiación interactúa sobre estos materiales, la radiación secundaria producida puede alcanzar al detector e influenciar la respuesta en varias formas como se muestra en la figura 4-4^[2].

- Rayos Gamma Retrodispersados:

Es frecuente observar picos en los espectros localizados en las proximidades de 0.2 - 0.25 MeV. A estos picos se les llaman "picos de retrodispersión" y son causados por la interacción Compton del fotón en algunos de los materiales que rodean al detector con la subsiguiente entrada al detector del rayo dispersado. La Figura 4-5^[2] muestra la dependencia de esos rayos gamma dispersados como una función del ángulo de dispersión. De la forma de las curvas, puede decirse que no importa que energía posea el fotón incidente cuando el ángulo es mayor de 110° - 120° las energías de los fotones retrodispersados es aproximadamente igual. Por lo tanto, una fuente monoenergética dará lugar a una gran cantidad de rayos gamma dispersados cuya energía es cercana al valor mínimo, apareciendo por lo tanto ahí, un pico en el espectro. La energía del *pico de retrodispersión* corresponderá a la Ec. (2-3)

$$h\nu|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2\frac{h\nu}{m_0c^2}}$$

En el límite si la energía del rayo gamma primario es grande ($h\nu \gg m_0c^2/2$) esta expresión se reduce a

$$h\nu|_{\theta=\pi} = \frac{m_0c^2}{2} \tag{4-1}$$

Así, el pico de retrodispersión aparece a una energía de 0.25 MeV o menor.

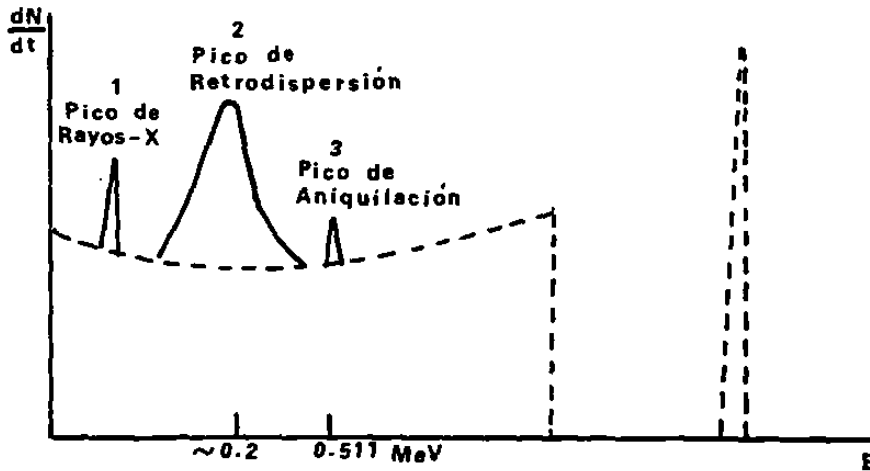
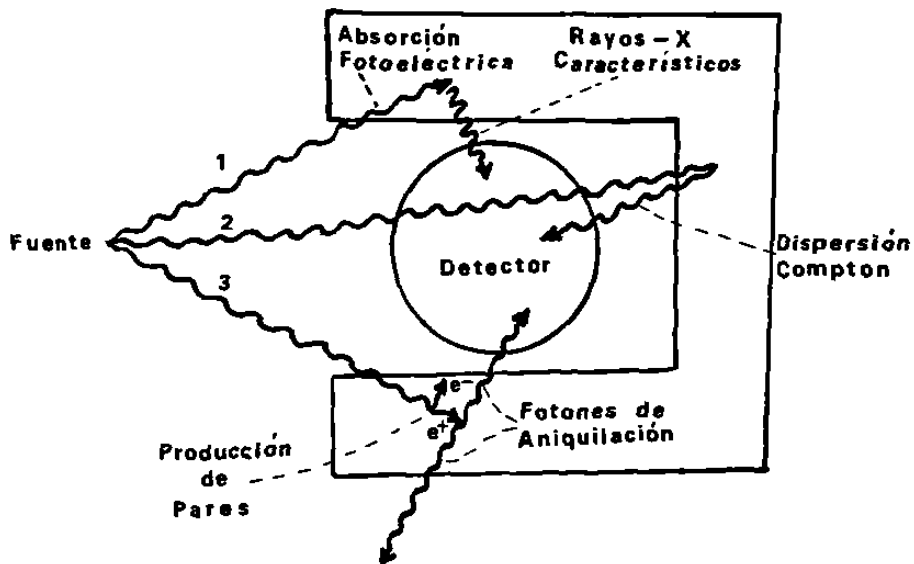


Fig. 4-4 Influencia de los materiales de los alrededores sobre la respuesta del detector. En adición al espectro esperado (mostrado con línea discontinua), las historias representativas mostradas en la parte superior, conducen a los relieves correspondientes indicados en la función de respuesta.

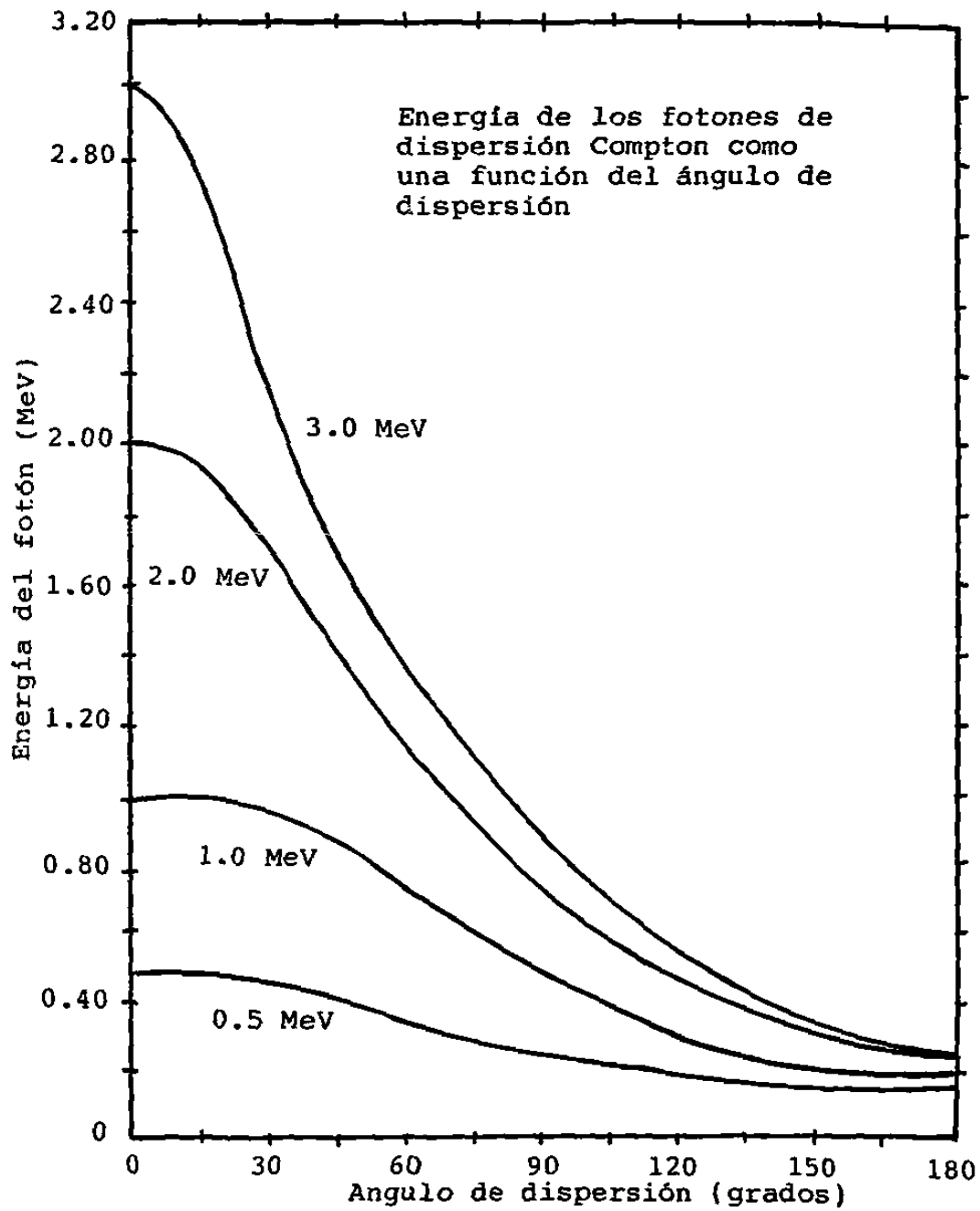


Fig. 4-5 Variación de la energía de los rayos gamma dispersados, con el ángulo de dispersión.

- **OTRAS RADIACIONES SECUNDARIAS:**

Además de la dispersión Compton, existen otras interacciones de los rayos gamma primarios con los materiales de los alrededores que pueden dar lugar a picos perceptibles en el espectro. Por ejemplo, la absorción fotoeléctrica en materiales que rodean inmediatamente al detector puede conducir a la generación de rayos-X característicos, los cuales pueden alcanzar al detector. Si el número atómico del material es alto el rayo-X será relativamente energético y podrá penetrar significativamente los espesores de los materiales interpuestos. Por lo tanto, materiales con alto-Z deben ser evitados en las vecindades inmediatas del detector. Por otro lado, los materiales de blindaje más efectivos son aquellos con número atómico alto, tales como el plomo. Un "buen blindaje" es aquel en el cual, el grueso del blindaje, está hecho de materiales de alto-Z, pero la superficie interna está forrada con un material de bajo número atómico. Este recubrimiento interno sirve para absorber los rayos-X característicos emitidos por el grueso del blindaje, y al mismo tiempo emite únicamente rayos-X de penetración débil o baja energía.

Si la energía de los rayos gamma primarios es alta, la producción de pares dentro de los materiales de los alrededores puede dar un rendimiento significativo de radiación de aniquilación. Un pico puede por lo tanto, aparecer en el espectro a 0.511 MeV de la detección de estos fotones secundarios. Existe cierto riesgo de confundir este pico, con el esperado de la radiación de aniquilación producida por las fuentes radiactivas emisoras de positrones, y de tenerse cuidado en identificar el origen de dichos fotones de aniquilación.

4.4 RESOLUCIÓN DE ENERGÍA.

En muchas aplicaciones de los detectores de radiación, el objetivo es medir la distribución de energía de la radiación. Esta situación es clasificada bajo el término general de Espectroscopía de la Radiación. En el caso particular de Espectroscopía Gamma, el detector de Na I (Tl) yoduro de sodio activado con talio, es uno de los más ampliamente usados. Una importante característica de un detector en espectroscopía como éste, se puede ver analizando su curva de respuesta a una radiación incidente monoenergética.

Observando la Fig. 4-6 se puede ver que en el primer caso, en la curva marcada como "buena resolución" las interacciones que los fotones incidentes sufrieron en el detector fueron de tal naturaleza que la energía depositada finalmente en el cristal por cada fotón fueron muy semejantes. Sin embargo, en el otro caso los fotones liberaron su energía en diferentes formas y cantidades, por lo que fueron vistos por el detector como energías algo diferentes y se distribuyeron sobre un intervalo mayor sobre el eje de energía.

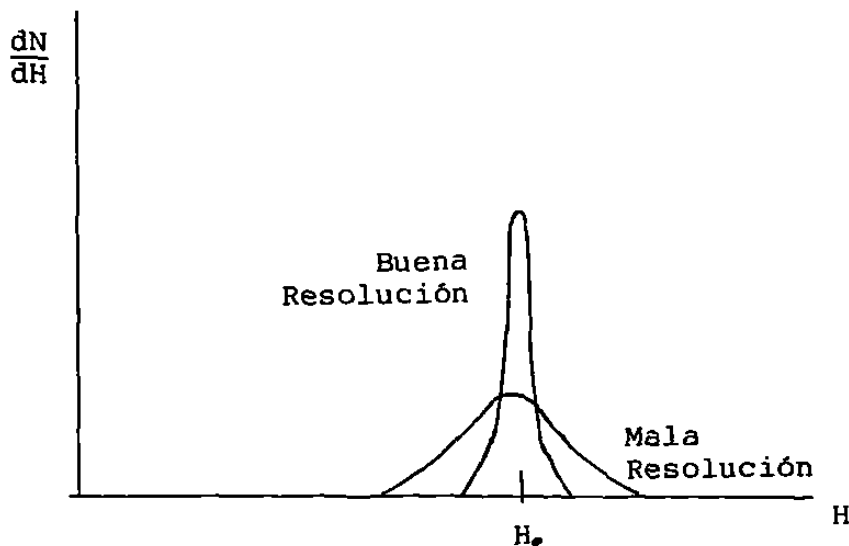


Fig. 4-6 Ejemplos de funciones de respuesta para detectores con relativamente buena y mala resolución, donde H es altura de pulso y dN/dH es el número diferencial de pulsos por altura de pulso diferencial.

A medida que la anchura del fotopico se hace menor, es posible apreciar detalles más finos del espectro y, por tanto, es deseable tener una buena resolución cuando se efectúa este tipo de análisis (espectroscopía).

Una definición formal de "Energía de Resolución" de un detector se muestra en la Fig. 4-7 donde se supone una sola emisión monoenergética.

La "anchura del fotopico a la mitad del máximo" denominada FWHM (Full Width at Half Maximum) se muestra en la Fig. 4-7 y se define como la anchura de distribución a un nivel que es justo la mitad de la ordenada máxima alcanzada por el pico.

La resolución R del detector estará dada como^[2]:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (4-2)$$

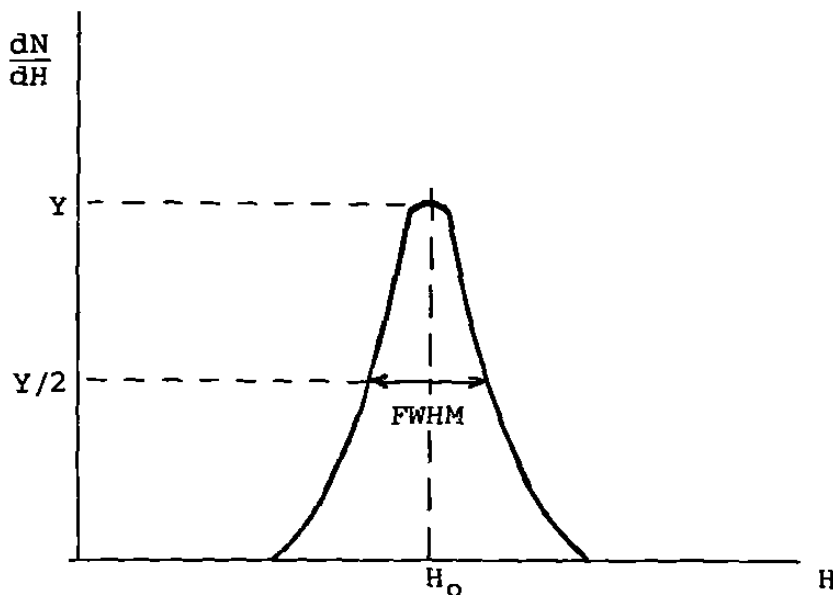


Fig. 4-7 Definición de la Resolución del detector.

es decir , la anchura media del fotopico dividida entre la localización del centroide del pico H_0 . La energía de resolución R es entonces una fracción adimensional convencionalmente expresada como porcentaje. Detectores típicos de centelleo tienen una R en el orden de 5 - 10%. Generalmente se establece que es posible distinguir entre dos energías cercanas si están separadas cuando menos por un FWHM.

4.5 EFICIENCIA DEL DETECTOR.

Todos los detectores de radiación, en principio dan origen a un pulso de salida por cada cuanto de radiación que interactúa con su volumen activo. Para la radiación primaria cargada tal como partículas alfa o beta, la interacción en la forma de ionización o excitación tomará lugar inmediatamente a la entrada de la partícula al volumen activo. La partícula únicamente debe viajar una distancia suficiente de tal forma que el pulso resultante es bastante grande para ser detectado a pesar de las fuentes de ruido y el evento pueda ser registrado. Así a menudo es fácil disponer la situación de tal forma que el detector registre cada partícula alfa o beta que entre en su volumen activo. Bajo estas condiciones se dice que el detector tiene una eficiencia de conteo del 100%.

Por otro lado, radiaciones sin carga tales como rayos gamma o neutrones deberán primero sufrir una interacción significativa en el detector antes de que la detección sea posible. Debido a que estas radiaciones pueden viajar grandes distancias entre interacciones, los detectores tienen a menudo una eficiencia

menor al 100%. Se hace necesario entonces tener un cálculo preciso para la eficiencia del detector en orden a relacionar el número de pulsos contados a el número de neutrones o fotones incidentes en el detector.

Las eficiencias de conteo son por lo general categorizadas según la naturaleza del evento registrado. Si se aceptan todos los pulsos del detector, entonces es apropiado usar la eficiencia *total* . En este caso todas las interacciones sin importar, que tan baja es su energía, se asume que son contadas. En términos de la distribución de altura de pulsos diferencial hipotética mostrada en la Fig. 4-8, el área entera bajo el espectro es una medida de el número de todos los pulsos registrados sin importar su amplitud, y deben ser tomados en cuenta en la definición de la eficiencia total. La eficiencia *pico* , sin embargo, asume que únicamente aquellas interacciones que depositan la energía completa de la radiación incidente son contadas. En una distribución de altura de pulsos diferencial, estos eventos de energía completa son normalmente evidenciados por un pico el cual aparece en el extremo más alto del espectro^[2]. Los eventos que depositan únicamente una parte de la energía de radiación incidente aparecerán a la izquierda en el espectro. El número de eventos de energía completa, puede obtenerse simplemente integrando el área total bajo el pico, la cual se muestra como el área sombreada en la Fig. 4-8. Siempre es preferible desde un punto de vista experimental, usar las eficiencias pico, debido a que el número de eventos de energía completa no es sensible a algunos efectos perturbadores, tales como dispersión desde objetos de los alrededores o falsos ruidos.

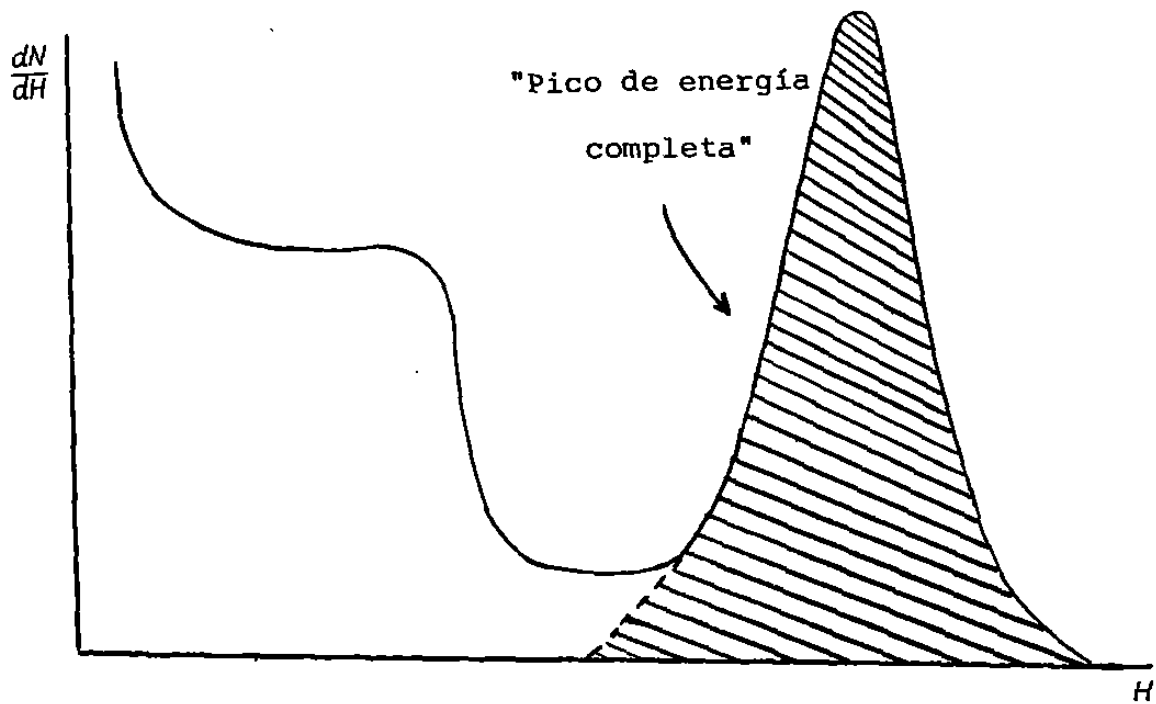


Fig. 4-8 Ejemplo de un "pico de energía completa" en un espectro de altura diferencial de pulsos.

En el presente trabajo, se utilizó la *eficiencia absoluta pico*, la cual se define como

$$\epsilon_{\text{abs. pico}} = \frac{\text{número de cuentas en el fotopico}}{\text{número de fotones de la fuente}}$$

5. DESARROLLO EXPERIMENTAL.

5.1 OBJETIVO.

El análisis por activación neutrónica usando reactores nucleares como fuente de neutrones para los cuales son típicos flujos del orden de $10^{10} - 10^{12}$ $n/cm^2/s$ ^[5], se ha convertido al paso de los años en una de las principales técnicas de análisis de elementos en muestras. El propósito de este trabajo es explorar la posibilidad de usar fuentes isotópicas portátiles de neutrones térmicos de baja intensidad ($\sim 10^2 - 10^3$ $n/cm^2/s$) para ciertas rutinas de análisis por activación, como son los grados de sensibilidad a la activación neutrónica térmica, de algunos elementos seleccionados, caracterizados por una sección eficaz de captura relativamente alta y una vida media corta.

El trabajo fue planeado bajo el supuesto de que es factible de utilizar equipo de irradiación y detección para Análisis por Activación, sumamente elemental, en cuanto a fuentes isotópicas de muy baja intensidad (véase la Tabla 5-1) y un sistema de detección basado en un detector de NaI(Tl), (véase Fig. 5-2).

5.2 FUENTE DE IRRADIACIÓN.

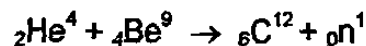
La fase experimental del presente trabajo se llevó a cabo en las instalaciones del Centro Regional de Estudios Nucleares (CREN) de la Universidad Autónoma de Zacatecas. La fuente de neutrones utilizada, es una

mezcla de Plutonio – Berilio, encamisada en acero inoxidable, cuyas características se presentan en la Tabla 5-1^[6]. Esta fuente esta formada por tres cápsulas cilíndricas, una de 3.7×10^{10} Bq de actividad y las otras dos de 7.4×10^{10} Bq cada una. Para facilitar su manejo las tres cápsulas se encuentran juntas en un contenedor de aluminio.

Tabla 5-1 Características de la Fuente de Irradiación.

Tipo de fuente: $^{239}\text{Pu} - ^9\text{Be}$
Actividad inicial : 0.185 TBq (5Ci)
Vida Media : 24360 años
Rendimiento: 57 neutrones / 10^6 alfas (experimental) 65 neutrones/ 10^6 alfas (teórico)
Energía α: 5.14 MeV
Energía neutrónica promedio: 3.2 MeV
Flujo de n's térmicos moderados en polietileno a 3 cm de la fuente: 170 n/cm ² /s (experimental, relativo a la eficiencia; máximo ^[7])

Una fuente de neutrones de este tipo está basada en una fuente emisora de partículas alfa y un material usado como blanco; en estas fuentes, el plutonio emite partículas alfa que interactúan sobre el berilio mediante la siguiente reacción:



con un valor Q de 5.71 MeV.

Estos neutrones son emitidos con distintas energías, lo que da lugar a un espectro de energía.

5.3 ELEMENTOS ANALIZADOS.

Se buscó que los elementos analizados cumplieren con las características nucleares adecuadas a flujos neutrónicos bajos, a saber, alta sección eficaz de captura y la producción de especies radiactivas con esquemas simples de decaimiento. Además se buscó también que cumplieren con cierta finalidad práctica, esto es, su presencia potencial en los depósitos minerales tradicionalmente explotados en la región minera zacatecana y la naturaleza estratégica del elemento.

Aunque el conjunto de elementos con estas propiedades es muy amplio, se trabajó con muestras y elementos disponibles los cuales se presentan en las tablas 5.2 y 5.3 reportándose igualmente las propiedades nucleares involucradas en la técnica.

La preparación de las muestras para su irradiación se hizo en una pastilladora para muestras de infrarrojo, obteniéndose un diámetro promedio de 1.5 cm y una altura dependiente de la cantidad de muestra de cada pastilla, la cual varió desde 0.5042 gr hasta 1.3810 gr. Para garantizar la seguridad física de las muestras y evitar posibles contaminaciones, éstas fueron recubiertas con cinta transparente de espesor igual a 50 mg/cm^2 .^[10]

Tabla 5-2 Muestras irradiadas.

MUESTRA	FORMULA DEL COMPUESTO	MASA(g)	PUREZA DEL COMPUESTO (%)
Indio	In	0.5042	99.99
Manganeso	MnSO ₄ .H ₂ O	1.0063	99.00
Vanadio	NH ₄ VO ₃	0.5121	99.90
Cobalto	Co(NO ₃) ₂ .9H ₂ O	0.9979	99.90
Aluminio	Al	0.753	99.90
Yodo	HgI ₂	1.3810	99.90
Bario	BaCl ₂	0.6854	99.00
Sodio	NaCl	1.0000	99.99
Cobre	Cu	9.8686	95.00
Cadmio	3CdSO ₄ .8H ₂ O	1.1775	99.90
Estroncio	SrCl ₂ .6H ₂ O	1.0885	99.90

Tabla 5-3 Propiedades nucleares de los elementos a analizar.

Elemento (blanco)	Abundancia del elemento en el compuesto (%)	Abundancia Isotópica ^[9] (%)	σ (barns) ^[8]	Producto	T ½ (min) ^[1]	E δ (MeV) ^[1]
In: ¹¹⁵ In	100.0000	95.72	65.00	^{118m} In	54.00	1.2940
Mn: ⁵⁵ Mn	32.5056	100.00	13.30	⁵⁶ Mn	154.80	0.8469
V: ⁵¹ V	43.5488	99.75	4.88	⁵² V	3.75	1.4340
Co: ⁵⁹ Co	17.0785	100.00	37	^{60m} Co	10.50	0.0585
Al: ²⁷ AL	100.0000	100.00	0.23	²⁸ Al	2.31	1.7789
I: ¹²⁷ I	55.8550	100.00	63	¹²⁸ I	25.40	0.4427
Ba: ¹³⁸ Ba	65.9508	71.70	0.35	¹³⁹ Ba	83.00	0.1658
Na: ²³ Na	39.3373	100.00	0.53	²⁴ Na	900.00	2.7536
Cu: ⁶³ Cu	100.0000	69.17	3.8	⁶⁶ Cu	5.10	1.0390
Cd: ¹¹⁰ Cd	43.8207	12.49	0.1	^{111m} Cd	48.00	0.2454
Sr: ⁸⁶ Sr	32.8639	9.86	1.3	^{87m} Sr	170.40	0.3885

NOTA: Para los cálculos correspondientes a la columna "Abundancia del elemento en el compuesto (%)" véase la Tabla 6-1.

5.4 CONDICIONES DE IRRADIACIÓN Y DETECCIÓN.

El tiempo de irradiación de cada una de las muestras, representado por t_i en la ec. (1-12) se mide desde su introducción en la posición de irradiación hasta su retiro y se fijó igual a diez veces el período de semidesintegración del producto deseado con la finalidad de obtener cerca del 100% de la actividad de saturación. Dada la pureza y composición de los reactivos utilizados en la elaboración de las muestras, la activación de impurezas se consideró despreciable. Con el objeto de termalizar los neutrones de la fuente, se utilizó polietileno en gránulos como medio hidrogenado moderador. La posición de irradiación de las muestras, fue la de máximo flujo, localizado experimentalmente^[7] a 3 cm de la fuente. El arreglo experimental de las condiciones de irradiación se muestra en la figura 5-1.

El tiempo de "enfriamiento" o de decaimiento de las muestras representado por t_d en la ec. (1-12), medido desde su retiro de la posición de irradiación hasta el inicio del intervalo de conteo, varió de 0.567 a 54 minutos.

Para fijar el tiempo de conteo t_c en la ec. (1-12), se utilizó el período de semidesintegración del producto deseado, ya que para aquellos con período mayor de 10 minutos, éste pasó a ser el tiempo de conteo, mientras que para aquellos de período menor a 10 minutos el tiempo de conteo se hizo igual a un período.

El sistema y la geometría de detección utilizada, se muestran en la Fig. 5-2, consistente en un sistema de espectrometría γ , basado en un detector de

Nal(Tl) con un cristal cilíndrico de 2 plg. de diámetro por 2 plg. de altura, colocado a 2.5 cm de la posición de las muestras y la electrónica asociada compuesta por un fototubo EMI-9758, un preamplificador ORTEC-113, un amplificador ORTEC-570, un analizador multicanal ORTEC-7150, una fuente de alto voltaje ORTEC-415 y un sistema de computo.

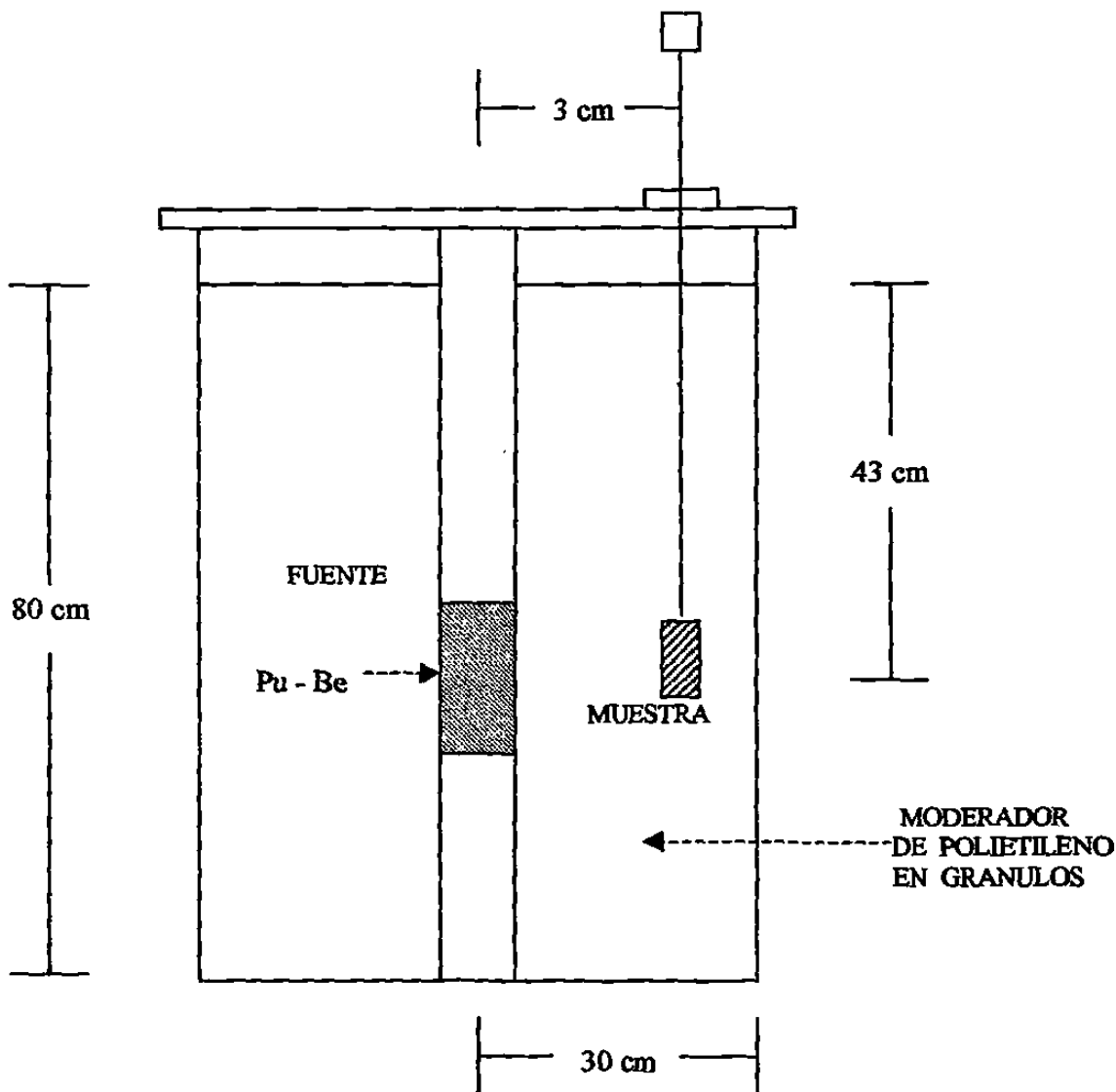


Fig. 5-1 Arreglo experimental con geometría cilíndrica de las condiciones de irradiación

- (1) Muestra irradiada
- (2) Cristal de Na I (Tl)
- (3) Fototubo
- (4) Preamplificador

- (5) Amplificador
- (6) Analizador Multicanal
- (7) Fuente de Alto Voltaje
- (8) Equipo de Computo

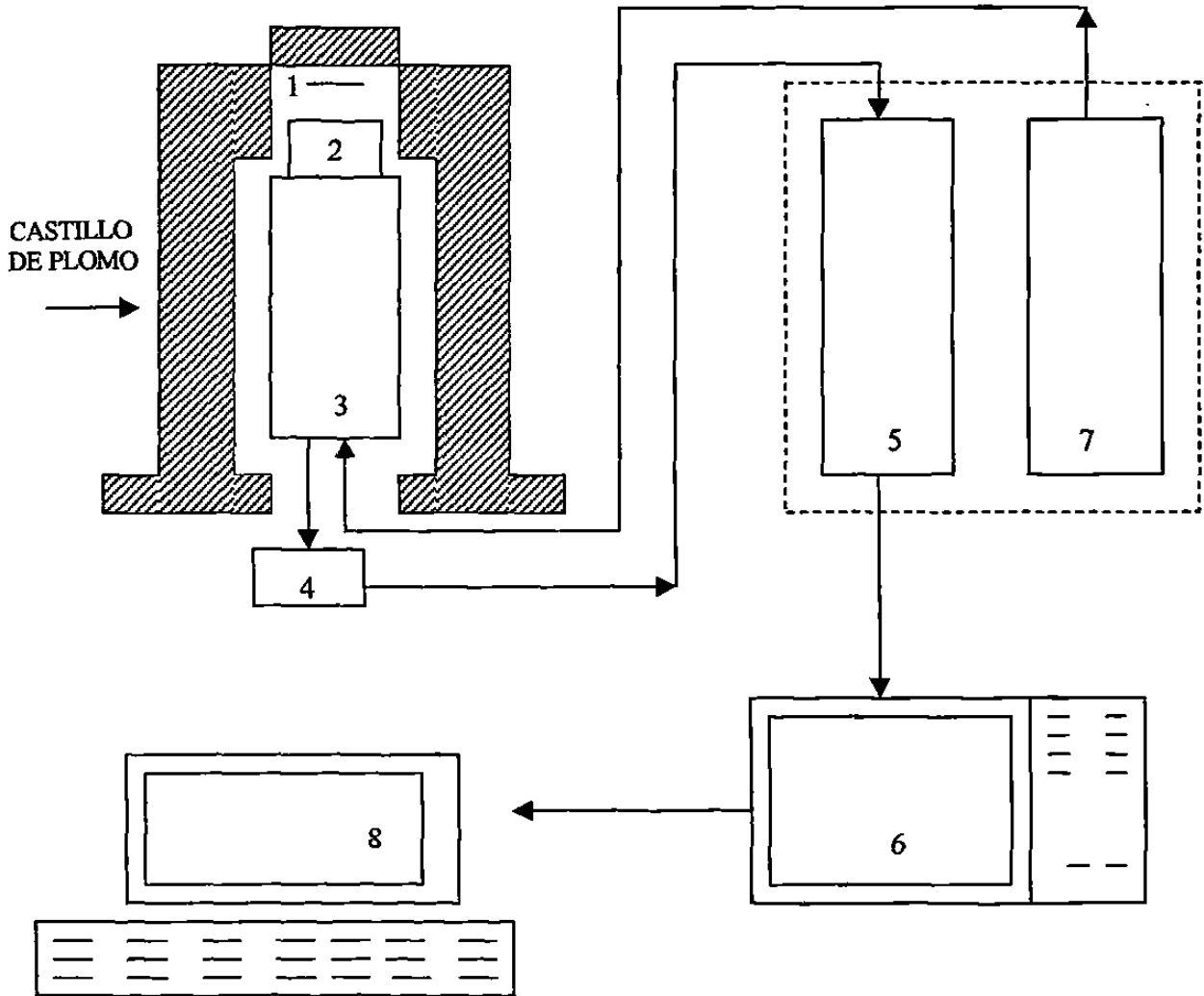


Fig. 5-2 Geometría y sistema de detección

5.5 CALIBRACIÓN EN ENERGÍA DEL ANALIZADOR MULTICANAL.

5.5.1 DATOS DE OPERACIÓN.

Vop = voltaje de operación = 1100V

Ganancia Fina = 0.68

Ganancia Gruesa = 1000

Tiempo de formación de pulso = 1 μ s

5.5.2 TABLAS DE DATOS Y CURVA DE CALIBRACIÓN.

En las tablas 5.4 a 5.7 se muestra la información obtenida al realizar la calibración de Energía vs. Número de Canal del sistema de detección que se utilizó en la medición de las muestras y estándares. En la Fig. 5-3 se muestra la Curva de Calibración en energía del analizador multicanal, obtenida utilizando fuentes de referencia fabricadas por Amersham, de los emisores γ ; ^{60}Co (1.1732MeV, 1.3325 MeV), ^{54}Mn (0.8348 MeV), ^{137}Cs (0.6616 MeV) y ^{22}Na (0.5110 MeV, 1.2745 MeV).

Tabla 5-4 Calibración del Analizador Multicanal.
Valores promedio sobre 5 medidas.

FUENTE: ^{60}Co $t_{\text{real}} = 5 \text{ min.}$ $T_{1/2} = 5.271 \text{ a}$

REGIÓN	CANAL	ENERGÍA (MeV)	INTEGRAL (Cuentas)
Continuo Compton	25-498		472163
1er. Fotopico	498-598	1.173	99842
2do. Fotopico	598-708	1.332	66168
Cola del espectro	708-993		7028

POSICIONES	CANAL	ENERGÍA (MeV)	CUENTAS
Pico de Retrodisp.	117	0.210	
Borde de Compton del 1er. Fotopico	460	0.963	
1er. Fotopico	558	1.173	1471
Izquierda del FWHM	522		723
Derecha del FWHM	594		723
2do. Fotopico	635	1.332	1085
Izquierda del FWHM	607		550
Derecha del FWHM	663		550

Tabla 5-5 Calibración del Analizador Multicanal.
Valores promedio sobre 5 medidas.

FUENTE: ^{54}Mn $t_{\text{real}} = 5 \text{ min.}$ $T_{1/2} = 312.5 \text{ d}$

REGIÓN	CANAL	ENERGÍA (MeV)	INTEGRAL (Cuentas)
Continuo Compton	25-339		71304
Fotopico	339-445	0.835	31354
Cola del espectro	445-993		934

POSICIONES	CANAL	ENERGÍA (MeV)	CUENTAS
Pico de Retrodisp.	108	0.196	
Borde de Compton	305	0.639	
Fotopico	400	0.835	690
Izquierda del FWHM	377		345
Derecha del FWHM	419		344

Tabla 5-6 Calibración del Analizador Multicanal.
Valores promedio sobre 5 medidas.

FUENTE: ^{137}Cs $t_{\text{real}} = 5 \text{ min.}$ $T_{1/2} = 30 \text{ a}$

REGIÓN	CANAL	ENERGÍA (MeV)	INTEGRAL (Cuentas)
Continuo Compton	25-261		325639
Fotopico	261-355	0.662	192531
Cola del espectro	355-993		3661

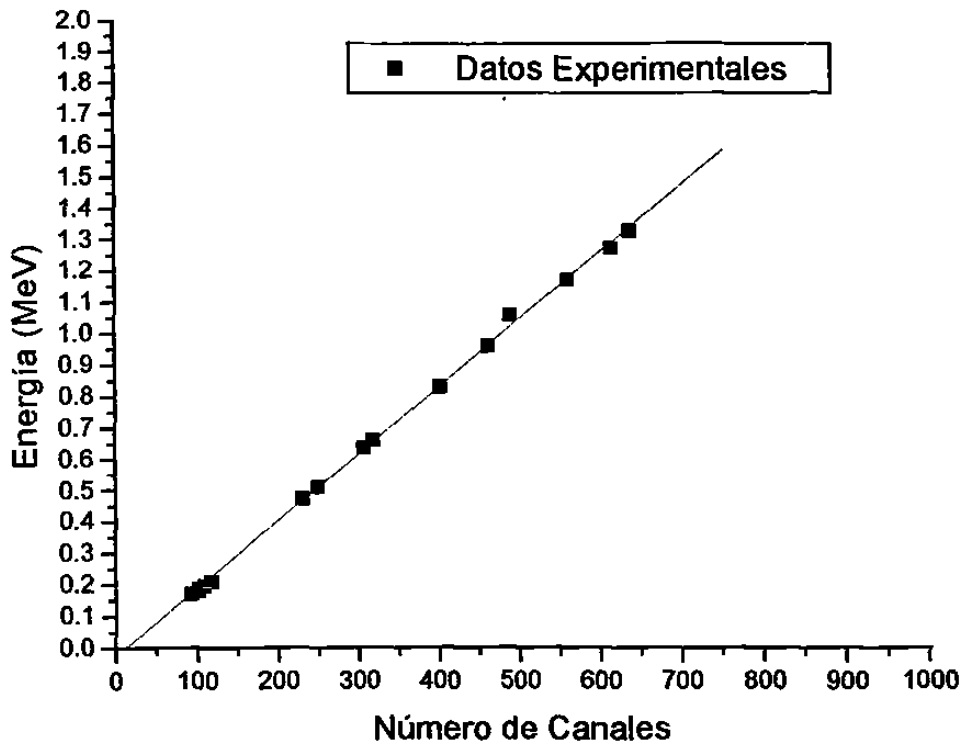
POSICIONES	CANAL	ENERGÍA (MeV)	CUENTAS
Pico de Retrodisp.	101	0.184	
Borde de Compton	229	0.477	
Fotopico	317	0.662	4599
Izquierda del FWHM	297		2278
Derecha del FWHM	336		2262

Tabla 5-7 Calibración del Analizador Multicanal.
Valores promedio sobre 5 medidas.

FUENTE: ^{22}Na $t_{\text{real}} = 5 \text{ min.}$ $T_{1/2} = 2.602 \text{ a}$

REGIÓN	CANAL	ENERGÍA (MeV)	INTEGRAL (Cuentas)
Continuo Compton	25-197		523316
1er. Fotopico	197-292	0.511	400586
Continuo Compton	292-544		109284
2do. Fotopico	544-682	1.275	73768
Cola del espectro	682-993		11491

POSICIONES	CANAL	ENERGÍA (MeV)	CUENTAS
Pico de Retrodisp.	93	0.170	
1er. Fotopico	248	0.511	9812
Izquierda del FWHM	229		4696
Derecha del FWHM	266		4827
Borde de Compton del 2do. Fotopico	487	1.062	
2do. Fotopico	612	1.275	1148
Izquierda del FWHM	584		577
Derecha del FWHM	643		566
Pico Suma	874	1.786	99
Izquierda del FWHM	857		51
Derecha del FWHM	889		52



Ecuación de línea de regresión : $(- 2.980E-02) + (2.163E-03) X$

Fig. 5-3 *Curva de Calibración MCA*

5.6 RESOLUCIÓN EN ENERGÍA DEL DETECTOR.

La resolución de un espectrómetro como el del NaI(Tl) es una medida de su habilidad para resolver dos picos con energías muy cercanas. Como se estableció en la ec. (4-2) la resolución de un fotopico se encuentra resolviendo la siguiente ecuación [11]:

$$R = \delta E/E \times 100$$

donde:

R = la resolución en porcentaje.

δE = la anchura del fotopico a la mitad del máximo nivel del conteo (FWHM), medido en número de canales.

E = el número de canal (H_0) en el centroide del fotopico.

En la Tabla 5.8 se muestra los datos experimentales de la resolución del sistema para las energías γ y de las fuentes de referencias utilizadas, mencionadas anteriormente (5.5.2) y en la Fig. 5-4 se muestra una gráfica correspondiente a este rango de energías.

Tabla 5-8 Datos experimentales para obtener la Resolución R del Detector de NaI(Tl) utilizado.

EVENTO	H_0 (Canales)	FWHM (Canales)	R = FWHM / H_0
1er. Fotopico del ^{60}Co	558	72	0.129
2do. Fotopico del ^{60}Co	635	56	0.088
Fotopico del ^{54}Mn	400	42	0.105
Fotopico del ^{137}Cs	317	39	0.123
1er. Fotopico del ^{22}Na	248	37	0.149
2do. Fotopico ^{22}Na	612	59	0.096
Pico Suma del ^{22}Na	874	32	0.036

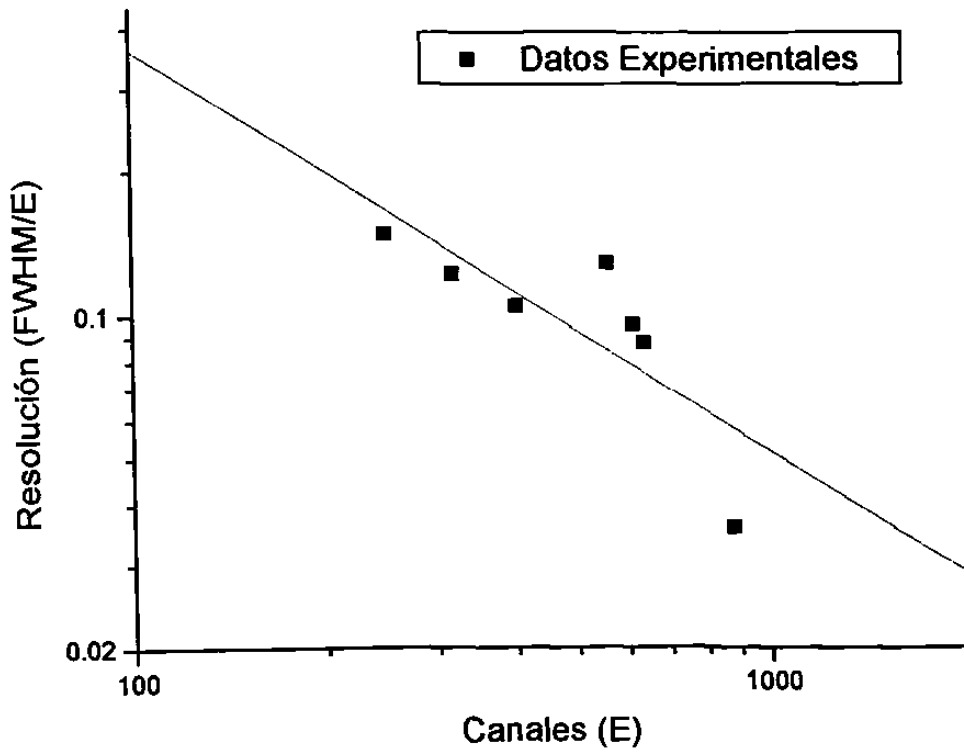


Fig. 5-4 Resolución Na I (Ti) 2X2

5.7 EFICIENCIA DE CONTEO DEL DETECTOR.

Se calculó experimentalmente la eficiencia absoluta pico del detector de NaI (TI) con cristal cilíndrico de 2 plg. de diámetro por 2 plg. de altura, colocado a 2.5 cm de la posición de las muestras, utilizando como fuente y estándares: ^{60}Co (1.1732 MeV y 1.3325 MeV), ^{54}Mn (0.8348 MeV), ^{137}Cs (0.6616 MeV) y ^{22}Na (0.5110 MeV, 1.2745 MeV).

El modelo utilizado para el cálculo de la eficiencia absoluta pico se define como:

$$\epsilon = \text{número de cuentas en el fotopico} / \text{número de fotones de la fuente}$$

La eficiencia se calculó para cada una de las energías de los rayos gamma emitidos por las fuentes estándares. El número de cuentas en el fotopico correspondiente, se tomó de las Tablas 5-4 a 5-7 de la columna marcada I (Integral), que corresponde al total de cuentas en el fotopico completo dividido éste, entre el tiempo de conteo de 300 seg. El número de fotones de la fuente se calculó en base a los Certificados de Calibración ^[12] en actividad A_0 de cada una de las fuentes utilizadas y al rendimiento porcentual fotónico f por desintegración ^[12].

Así

$$\epsilon = I / A \cdot f \quad ; \quad A = A_0 e^{-\lambda t}$$

donde:

I = no. de cuentas en el fotopico, medidas experimentalmente con el detector de Na I(Tl)

A = actividad de la fuente calculada a partir de la actividad inicial de calibración y al tiempo de decaimiento.

f = intensidad del fotón.

A_0 = actividad inicial de calibración.

t = tiempo de decaimiento entre la calibración y la medida de I .

λ = constante de decaimiento.

Los datos utilizados y resultados obtenidos se muestran en la Tabla 5-9 y en la Fig. 5.5.

Tabla 5-9 Datos para obtener la Eficiencia ϵ del conteo del detector.

Fuente	⁶⁰ Co	⁶⁰ Co	²² Na	²² Na	⁵⁴ Mn	¹³⁷ Cs
[12]Energía del fotón (MeV)	1.1732	1.3325	0.5110	1.2745	0.8348	0.6616
Cuentas en el fotopico I(cuentas/s)	333	221	1335	246	105	642
[12]Actividad calibrada A_0 (μ Ci)	0.89	0.89	1.19	1.19	1.14	1.01
Tiempo de decaimiento t (años)	2.0941	2.0941	2.1972	2.1836	2.2931	2.2356
[12]Constante de decaimiento λ (años ⁻¹)	0.1315	0.1315	0.2664	0.2664	0.8096	0.0231
Actividad calculada A(Bq)	25015	25015	24521	24521	6589	35489
[12]Intensidad del fotón f	0.9990	0.9998	1.7980	0.9994	0.9998	0.9350
Eficiencia ϵ (%)	1.332	0.884	3.027	1.003	1.593	1.934

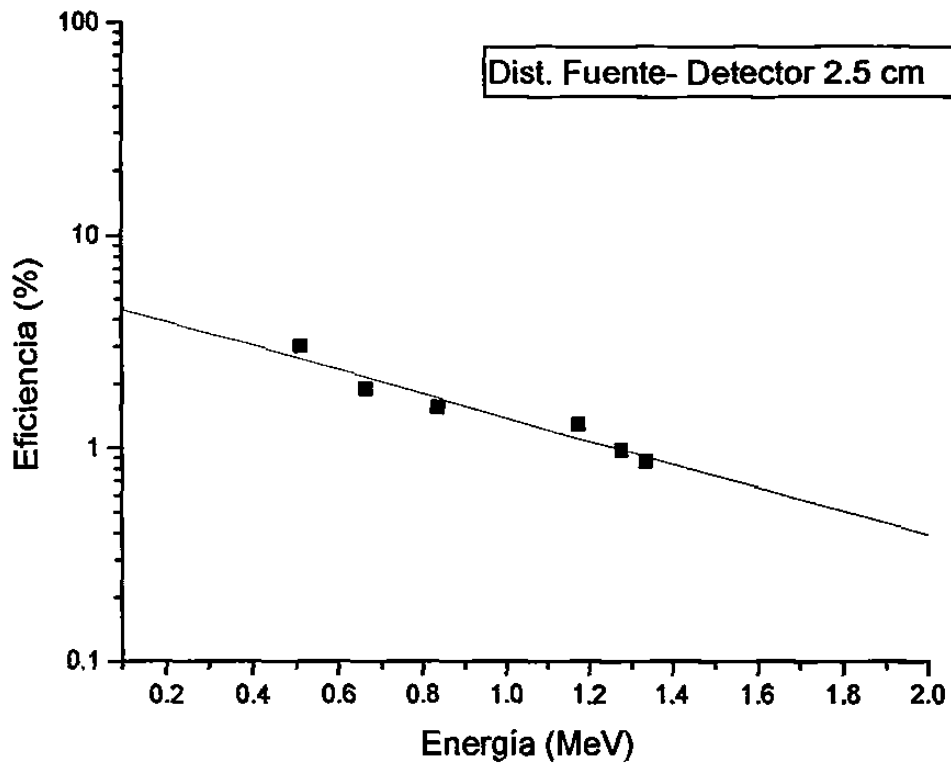


Fig. 5-5 *Curva de Calibración en Actividad*

6. RESULTADOS: REPORTE DE SENSIBILIDADES.

Prácticamente todas las muestras fueron irradiadas hasta la saturación (un punto en el cual la rapidez con la cual los átomos que están siendo formados por activación y la rapidez con la cual se están perdiendo por decaimiento son iguales, esto se logra aproximadamente en irradiaciones de seis o más vidas medias).

En promedio el tiempo de irradiación fue de diez veces la vida media del núclido producto deseado, (véase el punto 5-4 y las Tablas 6-3 a 6-4) de tal forma que la actividad de saturación se alcanzó para casi todas las muestras.

De acuerdo con la ec. (1-12), la actividad de saturación A_{∞} para cada muestra está dada por:

$$A_{\infty} = \frac{\lambda(C - B)}{\epsilon P_{\gamma} (1 - e^{-\lambda_t})(1 - e^{-\lambda_c})e^{-\lambda_d}}$$

Así, la razón de la actividad de saturación producida, a la masa que la produce será

$$\frac{A_{\infty}}{m} = \frac{\lambda(C - B)}{\epsilon P_{\gamma} m (1 - e^{-\lambda_t})(1 - e^{-\lambda_c})e^{-\lambda_d}} \quad (6-1)$$

donde:

A_{∞} = actividad de saturación producida por la masa m del elemento

blanco

m = masa del elemento blanco (Véase la Tabla 6-2).

λ = constante de decaimiento del núclido producto ^[6].

$C - B$ = cuentas netas medidas en el fotopico seleccionado (Véase el Apéndice 1, donde el número de cuentas C corresponde a la columna etiquetada "Integral" y el conteo de fondo B corresponde a la columna etiquetada "Fondo").

ϵ = eficiencia de conteo del detector, calculada de la ecuación de la gráfica experimental de la Fig. 5-5, para la energía del gamma correspondiente.

P_γ = probabilidad relativa de emisión del gamma seleccionado para el conteo ^[1].

t_i = tiempo de irradiación de la muestra (Apéndice 1).

t_c = tiempo de conteo de la muestra (Apéndice 1).

t_d = tiempo de decaimiento de la muestra, desde su remoción del flujo neutrónico hasta el inicio del conteo (Apéndice 1).

Por otro lado, si se calcula la masa del elemento requerida para producir una actividad en la saturación de 100 cuentas netas por minuto (c.p.m.), en el fotopico correspondiente al fotón seleccionado, se tiene:

Sea m' = cantidad del elemento blanco que produciría 100 c.p.m. bajo las condiciones de irradiación y conteo.

luego

$$m' = \frac{100 \text{ c.p.m.}}{A_\infty / m} \quad (6-2)$$

Por tanto, la sensibilidad M con respecto a una unidad de masa (por ejemplo 1 mg) de algún elemento X, tomando como referencia será

$$M/(1 \text{ mg})_x = m'/m'_x \quad (6-3)$$

con M en mg, y

S = sensibilidad relativa

$$S = m'/m'_x \quad (6-4)$$

Los datos requeridos para obtener los resultados experimentales de las ecs. (6-1) a (6-4) se encuentran enlistados en las tablas 6-1 a 6-4.

Tabla 6-1 *Cálculo de abundancia del elemento en el compuesto.*

Muestra : $\text{MnSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$

Elemento	Peso ⁽¹³⁾ atómico	Factor de Peso	Peso en una en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
Mn	54.938	1	54.938	32.5056
S	32.064	1	32.064	
O	15.999	5	79.995	
H	1.0079	2	2.0158	
Peso del Compuesto			169.0128	

Muestra: NH_4VO_3

Elemento	Peso ⁽¹³⁾ atómico	Factor de Peso	Peso en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
N	14.006	1	14.006	
H	1.0079	4	4.0316	
V	50.942	1	50.942	43.5488
O	15.999	3	47.997	
Peso del Compuesto			116.9766	

Tabla 6-1 (continuación) Cálculos de abundancia del elemento en el compuesto.

Muestra: $\text{Co}(\text{NO}_3)_2 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$

Elemento	Peso ^[13] atómico	Factor de Peso	Peso en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
Co	58.9332	1	58.9332	17.0785
N	14.006	2	28.012	
O	15.999	15	239.985	
H	1.0079	18	18.1422	
Peso del Compuesto			345.0724	

Muestra: HgI_2

Elemento	Peso ^[13] atómico	Factor de Peso	Peso en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
Hg	200.59	1	200.59	
I	126.90	2	253.80	55.855
Peso del Compuesto			454.39	

Muestra: BaCl_2

Elemento	Peso ^[13] atómico	Factor de Peso	Peso en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
Ba	137.34	1	137.34	65.9508
Cl	35.453	2	70.906	
Peso del Compuesto			208.246	

Muestra: NaCl

Elemento	Peso ^[13] atómico	Factor de Peso	Peso en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
Na	22.9898	1	22.9898	39.3373
Cl	35.453	1	35.453	
Peso del Compuesto			58.4428	

Tabla 6-1 (continuación) Cálculos de abundancia del elemento en el compuesto.

Muestra: $3\text{CdSO}_4 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$

Elemento	Peso ^[13] atómico	Factor de Peso	Peso en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
Cd	112.40	3	337.2	43.8207
S	32.064	3	96.192	
O	15.999	20	319.98	
H	1.0079	16	16.1264	
Peso del Compuesto			769.4984	

Muestra: $\text{SrCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$

Elemento	Peso ^[13] atómico	Factor de Peso	Peso en el compuesto	% Abundancia en el Compuesto
Sr	87.62	1	87.62	32.8639
Cl	35.453	2	70.906	
H	1.0079	12	12.0948	
O	15.999	6	95.994	
Peso del Compuesto			266.6148	

Tabla 6-2 Determinación de la masa del elemento blanco.

Sea m = masa del elemento blanco.

m_m = masa de la muestra (Véase la Tabla 5-2).

P_c = pureza del compuesto en la muestra (Véase la Tabla 5-2).

A_e = abundancia del elemento en el compuesto (Véase la Tabla 6-1).

NOTA: La abundancia del isótopo a activar en el blanco, no se requiere, ya que m en la ec. (6-1) es la masa del elemento tal como se encuentra en la naturaleza con todos sus isótopos.

entonces,

$$m = m_m \cdot P_c \cdot A_e \quad (6-5)$$

ELEMENTO	$m_m(g)$	P_c	A_e	$m(g)$
Mn	1.0063	0.9900	0.3251	0.3238
In	0.5042	0.9999	1.0000	0.5041
V	0.5121	0.9990	0.4355	0.2228
Co	0.9979	0.9990	0.1708	0.1703
Al	0.7530	0.9990	1.0000	0.7522
I	1.3810	0.9990	0.5586	0.7706
Ba	0.6854	0.9990	0.6595	0.4475
Na	1.0000	0.9999	0.3934	0.3933
Cu	9.8686	0.9500	1.0000	9.3752
Cd	1.1775	0.9990	0.4382	0.5155
Sr	1.0885	0.9990	0.3286	0.3573

Tabla 6-3 Glosario de parámetros de la Tabla 6-4.

Símbolo	Unidades	Parámetro	Referencia
E_{γ}	MeV	Energía del fotón del núclido producto de activación seleccionado	Tabla 5-3
$T_{1/2}$	minutos	Período de semidesintegración del núclido producto seleccionado	Tabla 5-3
λ	minutos ⁻¹	Constante de decaimiento del núclido producto de activación seleccionado	Tabla 5-3
C - B	"cuentas"	Cuentas netas medidas en el fotopico seleccionado	Ec. (6-1)
ϵ		Eficiencia de conteo del detector para la energía del gamma correspondiente.	Fig. 5-5
P_{γ}		Probabilidad de emisión del gamma seleccionado para el conteo	Ec. (6-1)
m	gramos	Masa del elemento blanco	Ec. (6-5)
t_i	minutos	Tiempo de irradiación de la muestra	Apéndice 1
t_c	minutos	Tiempo de conteo de la muestra	Apéndice 1
t_d	minutos	Tiempo de decaimiento ("enfriamiento") de la muestra	Apéndice 1
A_{∞}/m	c.p.m./g	Razón de la actividad de saturación a la masa que la produce	Ec. (6-1)
m'	mg	Masa del elemento blanco que produciría 100 c.p.m.	Ec. (6-2)
M	mg	Sensibilidad con respecto a una unidad de masa del elemento de referencia	Ec. (6-3)
S		Sensibilidad Relativa a un elemento de referencia	Ec. (6-4)

Tabla 6-4 Valores de los parámetros de las ecuaciones (6-1) a (6-4) para el cálculo de las sensibilidades relativas de los elementos seleccionados en las muestras:

MUESTRA	Mn SO ₄ . H ₂ O
ELEMENTO BLANCO	Mn
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	⁵⁵ Mn (n, γ) ⁵⁶ Mn
E _γ (MeV) [1]	0.847
T _½ (min) [1]	154.80
λ (min ⁻¹)	0.0045
C - B (cuentas)	11537
ε	0.0176
P _γ [1]	1
m (g)	0.3238
t _i (min)	3240
t _c (min)	10
t _d (min)	1
A _∞ /m (c.p.m./g)	208001
m' (mg)	0.4808
M (mg)	1 (por asignación)
S	1 (por ser referencia)

MUESTRA	In
ELEMENTO BLANCO	In
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	¹¹⁵ In (n, γ) ^{116m} In
E _γ (MeV) [1]	1.294
T _½ (min) [1]	54
λ (min ⁻¹)	0.0128
C - B (cuentas)	34267
ε	0.0099
P _γ [1]	1
m (g)	0.5041
t _i (min)	540
t _c (min)	10
t _d (min)	8
A _∞ /m (c.p.m./g)	811488
m' (mg)	0.1232
M (mg)	0.2562
S	0.2562

Tabla 6-4 (continuación)

MUESTRA	NH ₄ VO ₃
ELEMENTO BLANCO	V
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	⁵¹ V (n, γ) ⁵² V
E _γ (MeV) [1]	1.434
T _½ (min) [1]	3.75
λ (min ⁻¹)	0.1848
C - B (cuentas)	331
ε	0.0083
P _γ [1]	1
m (g)	0.2228
t _i (min)	60.183
t _c (min)	3.75
t _d (min)	0.6525
A _∞ /m (c.p.m./g)	74641
m' (mg)	1.3400
M (mg)	2.7870
S	2.7870

MUESTRA	Co (NO ₃) ₂ · 9H ₂ O
ELEMENTO BLANCO	Co
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	⁵⁹ Co (n, γ) ^{60m} Co
E _γ (MeV) [1]	0.0585
T _½ (min) [1]	10.5
λ (min ⁻¹)	0.0660
C - B (cuentas)	709
ε	0.0490
P _γ [1]	1
m (g)	0.1703
t _i (min)	105
t _c (min)	10
t _d (min)	1.0322
A _∞ /m (c.p.m./g)	12439
m' (mg)	8.0393
M (mg)	16.7207
S	16.7207

Tabla 6-4 (continuación)

MUESTRA	Al
ELEMENTO BLANCO	Al
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	$^{27}\text{Al} (n, \gamma) ^{28}\text{Al}$
E_{γ} (MeV) [1]	1.7789
$T_{1/2}$ (min) [1]	2.31
λ (min^{-1})	0.3000
C - B (cuentas)	41
ϵ	0.0053
P_{γ} [1]	1
m (g)	0.7522
t_i (min)	50
t_c (min)	2.25
t_d (min)	0.6598
A_{∞}/m (c.p.m./g)	7663
m' (mg)	13.0494
M (mg)	27.1410
S	27.1410

MUESTRA	Hgl ₂
ELEMENTO BLANCO	I
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	$^{127}\text{I} (n, \gamma) ^{128}\text{I}$
E_{γ} (MeV) [1]	0.4427
$T_{1/2}$ (min) [1]	25.4
λ (min^{-1})	0.0273
C - B (cuentas)	1001
ϵ	0.0298
P_{γ} [1]	1
m (g)	0.7706
t_i (min)	247.5
t_c (min)	10
t_d (min)	1.245
A_{∞}/m (c.p.m./g)	5159
m' (mg)	19.3816
M (mg)	40.3111
S	40.3111

Tabla 6-4 (continuación)

MUESTRA	BaCl ₂
ELEMENTO BLANCO	Ba
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	¹³⁸ Ba (n, γ) ¹³⁹ Ba
E _γ (MeV) [1]	0.1658
T _½ (min) [1]	83
λ (min ⁻¹)	0.0083
C - B (cuentas)	305
ε	0.0426
P _γ [1]	0.7
m (g)	0.4475
t _i (min)	906
t _c (min)	10
t _d (min)	0.9312
A _∞ /m (c.p.m./g)	2403
m' (mg)	41.6119
M (mg)	86.5472
S	86.5472

MUESTRA	NaCl
ELEMENTO BLANCO	Na
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	²³ Na (n, γ) ²⁴ Na
E _γ (MeV) [1]	2.75
T _½ (min) [1]	900
λ (min ⁻¹)	0.00077
C - B (cuentas)	12
ε	0.0016
P _γ [1]	1
m (g)	0.3933
t _i (min)	4584.1667
t _c (min)	10
t _d (min)	0.5833
A _∞ /m (c.p.m./g)	1965
m' (mg)	50.8766
M (mg)	105.8166
S	105.8166

Tabla 6-4 (continuación)

MUESTRA	Cu
ELEMENTO BLANCO	Cu
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	$^{65}\text{Cu} (n, \gamma) ^{66}\text{Cu}$
E_{γ} (MeV) [1]	1.039
$T_{1/2}$ (min) []	5.1
λ (min^{-1})	0.1359
C - B (cuentas)	326
ϵ	0.0138
P_{γ} [1]	1
m (g)	9.3752
t_i (min)	48.0167
t_c (min)	5.166
t_d (min)	0.6506
A_{∞}/m (c.p.m./g)	743
m' (mg)	134.63
M (mg)	280.0125
S	280.0125

MUESTRA	$3\text{Cd SO}_4 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$
ELEMENTO BLANCO	Cd
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	$^{110}\text{Cd} (n, \gamma) ^{111\text{m}}\text{Cd}$
E_{γ} (MeV) [1]	0.2454
$T_{1/2}$ (min) [1]	48
λ (min^{-1})	0.0144
C - B (cuentas)	130
ϵ	0.0384
P_{γ} [1]	1
M (g)	0.5155
t_i (min)	689.6666
t_c (min)	10
t_d (min)	0.6345
A_{∞}/m (c.p.m./g)	712
m' (mg)	140.4977
M (mg)	292.2165
S	292.2165

Tabla 6-4 (continuación)

MUESTRA	Sr Cl ₂ .6H ₂ O
ELEMENTO BLANCO	Sr
REACCIÓN DE ACTIVACIÓN [1]	⁸⁶ Sr (n, γ) ^{87m} Sr
E _γ (MeV) [1]	0.3885
T _½ (min) [1]	170.4
λ (min ⁻¹)	0.0041
C - B (cuentas)	70
ε	0.0320
P _γ [1]	1
M (g)	0.3573
t _i (min)	1389
t _c (min)	10
t _d (min)	54
A _∞ /m (c.p.m./g)	782
m' (mg)	127.9079
M (mg)	266.0314
S	266.0314

En la Tabla 6-5 se muestran las sensibilidades relativas obtenidas, basadas en el manganeso, de tal forma que si el sistema de conteo es capaz de medir los resultados desde 1 miligramo de manganeso, entonces es capaz de medir la cantidad enlistada de cada elemento en miligramos. Se seleccionó el Manganeso como referencia, porque fué uno de los elementos cuyo espectro se obtuvo con muy buena definición.

Las sensibilidades fueron asignadas sobre la base de la cantidad de elemento requerido para producir una razón de conteo en la saturación de 100 cuentas netas por minuto en el fotopico correspondiente al fotón seleccionado.

Al comparar las sensibilidades obtenidas con las reportadas por G. I. Gleason, en el documento **Isotopic Neutron Source Experiments. ORAU Report 102, July 1976**, se encuentran finalmente los rangos de sensibilidad mostrados en la Tabla 6-6.

Tabla 6-5 Sensibilidades obtenidas

ELEMENTO	MASA (mg)
Indio	0.2562
Manganeso	1.0
Vanadio	2.7870
Cobalto	16.7207
Aluminio	27.1410
Yodo	40.3111
Bario	86.5472
Sodio	105.8166
Estroncio	266.0314
Cobre	280.0125
Cadmio	292.2165

Tabla 6-6 Rangos de sensibilidades obtenidas y de referencia.

Rango de sensibilidad	Presente trabajo	INSE (Gleason)
0.1 - 1 mg	In	In
1 - 10 mg	Mn, V	Mn, V
10 - 100 mg	Co, Al, I, Ba	Co, I, Al
100 - 1000 mg	Na, Sr, Cu, Cd	Na, Sr, Ba, Cu
> 1000 mg		Cd

7. CONCLUSIONES Y COMENTARIOS.

Al utilizar campos neutrónicos de muy baja intensidad ($\sim 10^2 - 10^3$ n/cm²/s) el nivel de sensibilidad obtenible sufre una reducción similar a la que experimenta el campo de neutrones disponible, reducción que puede compensarse al elegir elementos con isótopos cuya sección eficaz de captura es comparativamente grande, pues como puede observarse en la Tabla 6-6 de comparaciones de los resultados obtenidos en el presente trabajo, con los reportados en la literatura, se encuentra que sí es factible la determinación de algunos elementos mediante las condiciones de irradiación (fuente de baja intensidad) y de detección basada en un detector de NaI(Tl). Nótese que elementos tales como In, Mn, V, Co, Al, I, Na, Sr, y Cu, caen dentro de los rangos de sensibilidad esperados.

Por otro lado, el uso de los reactores nucleares como fuente de neutrones lentos ha incrementado la sensibilidad del análisis por activación neutrónica a tal grado que una parte por 10^{13} de algunos elementos se puede detectar con flujos disponibles del orden de $10^{10} - 10^{12}$ n/cm²/s. ^[1]

La producción de neutrones desde fuentes isotópicas, no obstante es usualmente de varios órdenes de menor magnitud que en los reactores, por ejemplo para un fuente de Sb-Be, de 37 GBq, el flujo es del orden de $10^3 - 10^4$ n/cm²/s. ^[6] Así el análisis de trazas es únicamente posible para elementos con características nucleares adecuadas y está limitado a un cierto número de ellos. Sin embargo las fuentes de neutrones isotópicas ofrecen interesantes perspectivas analíticas para determinaciones precisas de menores y mayores constituyentes en concentrados de minerales metalíferos, aleaciones, etc. Es también obvio que para propósitos docentes, las fuentes de neutrones

isotópicas son también de interés, ya que los principios básicos siguen siendo válidos, pues no dependen de la intensidad de la fuente.

A partir de las consideraciones anteriores y tomando en cuenta la escasez de fuentes de neutrones apropiadas, ya sea un reactor nuclear o un generador de neutrones en universidades y otras instituciones del país, se hace evidente la factibilidad de usar otras alternativas para el análisis por activación neutrónica. En particular, las fuentes de neutrones isotópicas de baja intensidad, se presentan como una alternativa viable ya que podrían ser adquiridas por pequeños centros o universidades con el fin de realizar proyectos orientados hacia el adiestramiento y la investigación basados en el análisis por activación neutrónica. Más aún, estas fuentes pueden también usarse para realizar diversos experimentos de física nuclear para propósitos de enseñanza, pues si bien, como ya se mencionó anteriormente los flujos neutrónicos de fuentes isotópicas es de órdenes de magnitud ($\sim 10^{10}$) menor que en los reactores nucleares, los principios básicos siguen siendo válidos. Así pues, para instituciones que por razones de financiamiento o de otra índole no disponen de un reactor nuclear, las fuentes de neutrones isotópicas ofrecen interesantes posibilidades, debido a las ventajas intrínsecas que presentan sobre otras fuentes como su extremadamente pequeño tamaño y costos de mantenimiento relativamente bajos, neutrones producidos con períodos de estabilidad cortos y largos, posibilidad de uso de flujos neutrónicos térmicos y rápidos. El fácil y bajo costo de blindaje puede también agregarse a esta lista de ventajas, repercutiendo por lo tanto, en un bajo riesgo de daño a la salud.

APÉNDICE 1

Apéndice 1. *Algunos datos experimentales relacionados con la activación neutrónica de las muestras para la determinación de sus Sensibilidades Relativas.*

MUESTRA DE: Mn SO₄ . H₂O (Manganeso)

Masa de la muestra: 1.0063 g

Tiempo de irradiación: 3240 min

Tiempo de decaimiento: 1 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
1er. "pico" 70-160	13502	115	119	
Continuo Compton 161-297	12423			
Fotopico seleccionado 351-487	12305	419	229	498
Región plana 488-775	4864			
2do. "pico" 776-826	2154	801	66	
3er. "pico" 827-849	580	838	30	
Espectro Completo 13-993	57003			

Apéndice 1. (continuación).

MUESTRA DE: In (Indio)

Masa de la muestra: 0.5042 g

Tiempo de irradiación: 540 min

Tiempo de decaimiento: 8 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
1er. "pico"		41	1743	
2do. "pico"		73	1423	
Continuo Compton		130	1093	
3er. "pico" 178-240	64153	209	1459	
4to. "pico"		402	528	
5to. "pico" 498-586	36969	542	555	
Fotopico seleccionado 587-696	34598	644	469	331
6to. "pico"		739	146	
7mo. "pico"		787	104	
8vo. "pico"		832	179	

Apéndice 1. (continuación).

MUESTRA DE: NH_4VO_3 (Vanadio)

Masa de la muestra: 0.5121 g

Tiempo de irradiación: 60.183 min

Tiempo de decaimiento: 0.6525 min

Tiempo de conteo: 3.75 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
Continuo Compton 25-624	3447			
Fotopico seleccionado 625-726	434	676		103

MUESTRA DE: $\text{Co}(\text{NO}_3)_2 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ (Cobalto)

Masa de la muestra: 0.9979 g

Tiempo de irradiación: 105 min

Tiempo de decaimiento: 1.0322 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
Fotopico seleccionado 25-39	981	32	88	272
1er. "pico" 665-768	248	717	4	
2do. "pico" 769-851	452	810	10	
3er. "pico" 852-972	287	912	5	
Espectro Completo 25-993	6054			

Apéndice 1. (continuación).

MUESTRA DE: Al (Aluminio)

Masa de la muestra: 0.7530 g

Tiempo de irradiación: 50 min

Tiempo de decaimiento: 0.6598 min

Tiempo de conteo: 2.25 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
Fotopico seleccionado 413-477	62	445	4	21
Espectro completo 25-993	1636			1207

MUESTRA DE: Hgl₂ (Yodo)

Masa de la muestra: 1.3810 g

Tiempo de irradiación: 247.5 min

Tiempo de decaimiento: 1.245 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
Fotopico seleccionado 188-251	1524	221	44	523
"pico" 726-796	464	761	16	523
Espectro Completo 25-993	9797			5421

Apéndice 1. (continuación)

MUESTRA DE: BaCl₂ (Bario)

Masa de la muestra: 0.6854 g

Tiempo de irradiación: 906 min

Tiempo de decaimiento: 0.9312 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
Fotopico seleccionado 55-123	1293	89	30	988
"pico" 790-916	764	853	14	682
Espectro Completo 25-993	6267			5437

MUESTRA DE: NaCl (Sodio)

Masa de la muestra: 1 g

Tiempo de irradiación: 4584.1667 min

Tiempo de decaimiento: 0.5833 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
"pico" 308-386	1063	341	30	332
Fotopico seleccionado 718-770	307	746	16	295
Espectro Completo 25-993	11017			

Apéndice 1. (continuación).

MUESTRA DE: Cu (Cobre)

Masa de la muestra: 9.8686 g

Tiempo de irradiación: 48.0167 min

Tiempo de decaimiento: 0.6506 min

Tiempo de conteo: 5.166 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
25-58	1424			
Continuo Compton 59-209	3265			
1er. "pico" 210-294	1331	249		
2do. "pico" 295-435	769	369		
Fotopico seleccionado 436-579	634	501		308
580-993	420			

MUESTRA DE: 3CdSO₄ · 8H₂O (Cadmio)

Masa de la muestra: 1.1775 g

Tiempo de irradiación: 689.66 min

Tiempo de decaimiento: 0.6345 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
Fotopico seleccionado 100-140	704	130	23	574
1er. "pico" 776-859	590	817	11	576
2do. "pico" 860-944	275	902	7	295
Espectro Completo 25-993	5965			

Apéndice 1. (continuación).

MUESTRA DE: Sr Cl₂ · 6H₂O (Estroncio)

Masa de la muestra: 1.0885 g

Tiempo de irradiación: 1389 min

Tiempo de decaimiento: 54 min

Tiempo de conteo: 10 min

REGIÓN (canales)	INTEGRAL DE LA REGIÓN (cuentas)	POSICIÓN DEL PICO (canal)	CONTEO DEL PICO (cuentas)	FONDO DE LA REGIÓN (cuentas)
1er. "pico" 25-57	709	41	31	
Fotopico seleccionado 186-218	340	202	9	270
2do. "pico" 712-814	683	763	12	
Espectro Completo 25-993	5983			

REFERENCIAS.

1. C. E. Crouthamel. *Applied Gamma-Ray Spectrometry*. Pergamon Press. 1975.
2. G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons. 1979.
3. J. Hoste. *Isotopic Neutron Sources for Neutron Activation Analysis*. A Technical Document issued by the International Atomic Energy Agency, Vienna. 1988.
4. W. J. Price. *Nuclear Radiation Detection*. Mc. Graw-Hill Book Company. 1964.
5. W. W. Meinke and R. E. Anderson. *Activation Analysis Using Low Level Neutron Sources*. *Analytical Chemistry*. Vol. 25, No. 5, May 1953.
6. H. R. Vega Carrillo y J. F. Lugo Rivera. *Diseño y Construcción de un Sistema para Irradiación con Neutrones*. Cuadernos de Investigación No. 36 UAZ. 1987.
7. C. Martínez Hernández. *Distribución Espacial de los Neutrones Térmicos en un Medio. Moderador Hidrogenado*. Tesis M. C., F.C.F.M.-U.A.N.L., 1994.

8. The Health Physics and Radiological Health Handbook. Nucleon Lectern Associates, Inc. 1984.

9. F. Yang and J. H. Hamilton. *Modern Atomic and Nuclear Physics*. The Mc. Graw-Hill Companies. Inc. 1996.

10. C. Ríos Martínez, H. R. Vega Carrillo, J. A. Ramírez Ortiz. Estudio de la Sensibilidad del Análisis por Activación Neutrónica. *Revista de la Sociedad Química de México*, Vol. 35, No. 2, 1991.

11. Experiments in Nuclear Science. Alpha, Beta, Gamma, X-Ray and Neutron Detectors and Associated Electronics. Introduction to Theory and Basic Applications. Second Edition. Published by ORTEC, July 1976.

12. Dupont, Calibration Certificate. Dupont's Radioassays to the National Bureau of Standards, 1987.

13. J. R. Lamarsh. *Nuclear Reactor Teory*. Addison Wesley. 1972

