



**Universidad Nacional Autónoma  
de México**

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**"ESPECTROSCOPIA ALFA DEL URANIO"**

**T E S I S**

Que para Obtener el Título de:

**F I S I C O**

**Presenta:**

**Moises Cywiak Garbarcewicz**



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

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

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

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

# INDICE

0.- INTRODUCCION.

I.- RADIATIVIDAD.

A.- CARACTERISTICAS DE LAS RADIACIONES NUCLEARES.

- a). Radiactividad Alfa.
- b). Radiactividad Beta.
- c). Radiactividad Gamma.
- d). Conversión Interna.

B.- DECAIMIENTO RADIOACTIVO.

C.- SERIES RADIOACTIVAS.

II.- DETECTORES DE BARRERA SUPERFICIAL.

A.- PRINCIPIOS DE OPERACION

B.- RECTIFICACION EN UNA UNION METAL SEMICONDUCTOR

C.- CARACTERISTICAS DE LOS DETECTORES DE BARRERA SUPERFICIAL.

III.- PARTE EXPERIMENTAL.

A.- FABRICACION DE UN DETECTOR DE BARRERA SUPERFICIAL.

B.- PREPARACION DE FUENTES LAMINARES DE URANIO.

C.- EQUIPO ELECTRONICO ASOCIADO AL DETECTOR DE BARRERA SUPERFICIAL.

D.- MEDICION DE MUESTRAS DE URANIO.

IV.- RESULTADOS.

V.- CONCLUSIONES.

VI.- BIBLIOGRAFIA.

## 0.- INTRODUCCION.

Por mucho tiempo se pensó que la medida de la relación de actividades - del  $^{234}\text{U}$  entre el  $^{238}\text{U}$  en la naturaleza era igual a la unidad (Ref. 1). Sin embargo, en 1955, en un trabajo publicado por V.N. Gulyuzov (Ref. 2) se reporta que la medida de la razón de actividad alfa  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  es diferente a la unidad. El fenómeno que explica este desequilibrio no está muy claro todavía, sin embargo, L.K. Caron (Ref. 3) explica que debido a la emisión alfa del  $^{238}\text{U}$ , el átomo retrocede, generando un defecto en la red cristalina, el cual tiene como consecuencia un cambio en las características físicas y químicas del cristal causando la migración de los átomos de  $^{234}\text{U}$ . Sin embargo, independientemente del fenómeno que conduce a este desequilibrio, su medida ha generado un nuevo campo de estudio. El principio de medida del desequilibrio fue aplicada en la búsqueda de yacimientos de uranio (Ref. 4), pero al poco tiempo ha encontrado nuevas aplicaciones en diferentes campos de la ciencia, por ejemplo, en el estudio de la geología en depósitos - minerales, el estudio de la geología del Cuaternario, en geomorfología, Vulcanología, Arqueología y en otros campos de la ciencia (Ref. 5 y 6).

El  $^{234}\text{U}$  presente en la naturaleza tiene una abundancia isotópica de más del 99%, una vida media de  $4.4 \times 10^5$  años y la energía de las partículas alfa que emite es de 4.19 y 4.15 Mev, decae a  $^{230}\text{Th}$  con vida media de 24.1 -- días; y decae por emisión  $\beta^-$  a  $^{234}\text{Pa}$  cuya vida media es de 1.2 minutos, el cual a su vez decae por emisión  $\beta^-$  en  $^{234}\text{U}$ . La abundancia del  $^{234}\text{U}$  es de 0.505% del uranio total existente en la naturaleza, su vida media es de  $2.5 \times 10^5$  años y decae por emisión de dos partículas alfa de energías de 4.77 y

4.72 Mev. Por otra parte, también existen cantidades pequeñas de aproximadamente 0.7% de  $^{235}\text{U}$  que forma parte de otra serie radiactiva llamada serie del actinio y que tiene una vida media de  $7.13 \times 10^8$  años y emite varias -- partículas alfa desde 4.12 a 4.59 Mev.

Los isótopos del  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  y  $^{238}\text{U}$  se pueden distinguir uno del otro -- por su espectro de decaimiento alfa.

La medición de la razón de actividades del  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  se realiza por lo general con la ayuda de un detector de barrera superficial (Ref. 7).

La detección de las partículas alfa del uranio permite medir directamente la abundancia relativa de los isótopos de este elemento en la naturaleza. Los detectores de barrera superficial han mostrado ser particularmente apropiados para la detección de partículas cargadas pesadas, como son -- las partículas alfa emitidas por isótopos del uranio, cuando no se requiere de una resolución muy grande en la energía.

En el presente trabajo se presenta un método para fabricar un detector de barrera superficial y su aplicación a la espectroscopía en muestras de -- uranio natural, así como la obtención de la razón de actividades de  $^{234}\text{U}$ , --  $^{238}\text{U}$ .

En el capítulo I, se presenta un breve compendio sobre radiactividad, indicando los diferentes tipos de radiactividad natural. En el capítulo II, se presenta una introducción a los detectores de barrera superficial con -- una breve explicación sobre el principio de funcionamiento de estos detectores. En el capítulo III, se presenta la parte experimental, indicando el --

método que se utilizó en la construcción del detector de barrera superficial así como el experimento realizado para la obtención del espectro de uranio natural y la preparación de muestras delgadas de uranio natural. En el capítulo IV se presentan los resultados y finalmente en el capítulo V las conclusiones obtenidas.

## I.- RADIATIVIDAD.

La radiactividad es un fenómeno en el cual un núcleo atómico emite espontáneamente partículas cargadas o radiación electromagnética. Cuando este fenómeno ocurre en los elementos naturales, se le conoce como radiactividad natural.

Un elemento no radiactivo se puede transformar en otro radiactivo si se altera el estado de equilibrio de su núcleo.

### A) CARACTERÍSTICAS DE LAS RADIACIONES NUCLEARES.

Los isótopos radiactivos naturales decaen por emisión de partículas alfa (radiación alfa), partículas beta (radiación beta) y por emisión de radiación electromagnética (radiación gamma).

#### a) Radiactividad Alfa.

Las partículas alfa son núcleos de helio ( $\text{He}$ ) con carga eléctrica  $+2$ , y en consecuencia ejercen una fuerte interacción coulombiana con los electrones de la materia. Tanto por su masa como por su carga, las partículas alfa pierden energía rápidamente en distancias muy cortas al interaccionar con la materia.

Un núcleo determinado que emita partículas alfa lo hace con energías -- bien definidas, y disminuye su número de masa en 4 unidades y su carga nuclear en 2.

Debido a su masa, las partículas alfa no pueden ser desviadas prácticamente de su trayectoria al interaccionar con los electrones, pero originan -

en la materia los fenómenos de ionización y de excitación. En el primer fenómeno, se libera un electrón dejando en su lugar una vacancia. Al par vacancia - electrón se le denomina par iónico. La energía necesaria para liberar un electrón de un átomo es conocida como potencial de ionización. En el segundo fenómeno, los electrones del medio adquieren un nivel de energía mayor al de su estado base. La energía que pierde la partícula alfa por excitación es pequeña con respecto a la que pierde por ionización.

Se define el potencial de ionización promedio ( $\bar{I}$ ), como la energía promedio necesaria para crear ionización en un átomo dado

Un concepto útil para medir la pérdida de energía de la partícula alfa es el potencial de frenado, el cual se define como la razón de la energía  $dE$  que pierde una partícula alfa al atravesar una distancia  $dx$  cuando se mueve en la materia. De acuerdo con la fórmula de Bethe (Ref. 10), el potencial de frenado se puede expresar de la siguiente forma:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{\bar{I}}$$

en donde  $N$  es el número de átomos por unidad de volumen,  $Z$  es el número atómico del material frenador,  $e$  es la carga del electrón,  $v$  es la velocidad de la partícula alfa, la cual se considera constante en el intervalo  $dx$ ,  $m_0$  es la masa del electrón e  $\bar{I}$  es la energía promedio de ionización.

Se define el alcance  $R(E)$  (Ref. 9) de una partícula cargada, como la distancia que recorre en la materia antes de perder toda su energía, y está dado por la siguiente expresión:

$$R(E) = \int_E^0 \left( \frac{dE}{dX} \right)^{-1} dE$$

esta expresión nos permite conocer la distancia que recorre una partícula alfa en un medio desde que entra en él hasta que es frenada totalmente.

El poder de frenado relativo se define como la razón del poder de frenado en aire entre el poder de frenado en un medio y es de mucha utilidad para conocer la distancia que recorre una partícula alfa de determinada energía en un medio a partir de la distancia que recorre en el aire. A continuación se dan los poderes de frenado relativos de algunos materiales (ref. 8).

Mica	Aluminio	Cobre	Plata	Cro
2000	1660	4000	3700	4800

Los valores anteriores se han tomado suponiendo la misma energía de la partícula alfa en el aire y en el medio.

En la figura 1 se muestra el alcance promedio de las partículas alfa en el aire en función de su energía (ref. 12).

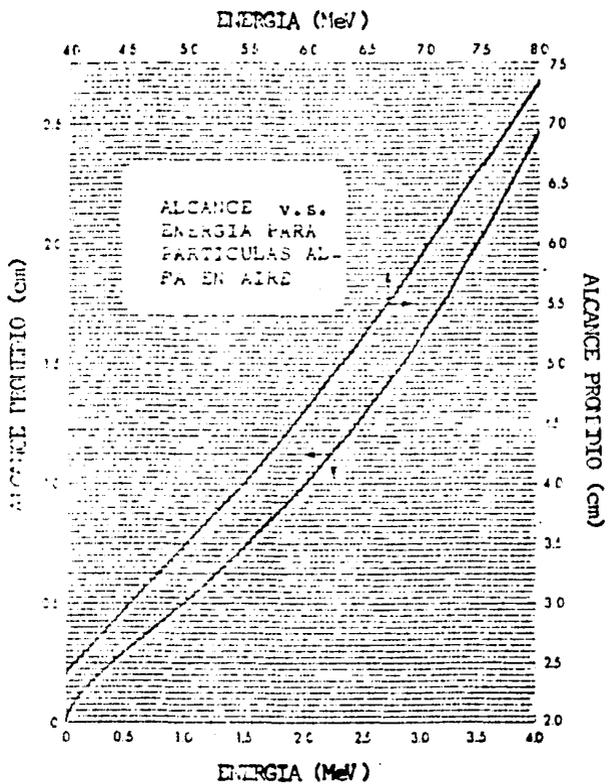


FIGURA 1 (REF. 12)

La siguiente expresión empírica (Ref. 8) ofrece una relación aproximada del alcance de una partícula alfa en el aire en función de la energía de la partícula.

$$R = 3.09E^{1/2}$$

en donde R es el alcance de la partícula en el aire y E es su energía.

Por otra parte, la fórmula empírica de Ingg - Bloeman (Ref. 8) relaciona el alcance de una partícula alfa en un medio con el alcance de la partícula en aire.

La expresión es la siguiente:

$$R_s = \frac{3.2 \times 10^{-4} R A^{1/2}}{\rho}$$

en donde  $\rho$  es la densidad del medio, A es el número de masa de los átomos del medio, R es el alcance de la partícula alfa en aire y  $R_s$  es el alcance de la partícula alfa en el medio.

Estas expresiones son válidas únicamente de 4 a 7 MeV. En la figura 2 se muestra una gráfica del alcance de una partícula alfa en algunos materiales (Ref. 12).

En las fórmulas anteriores se supuso que las velocidades de las partículas alfa son mayores a las de los electrones del medio, ya que si no se cumple esta condición, las partículas alfa se neutralizan rápidamente capturando electrones.

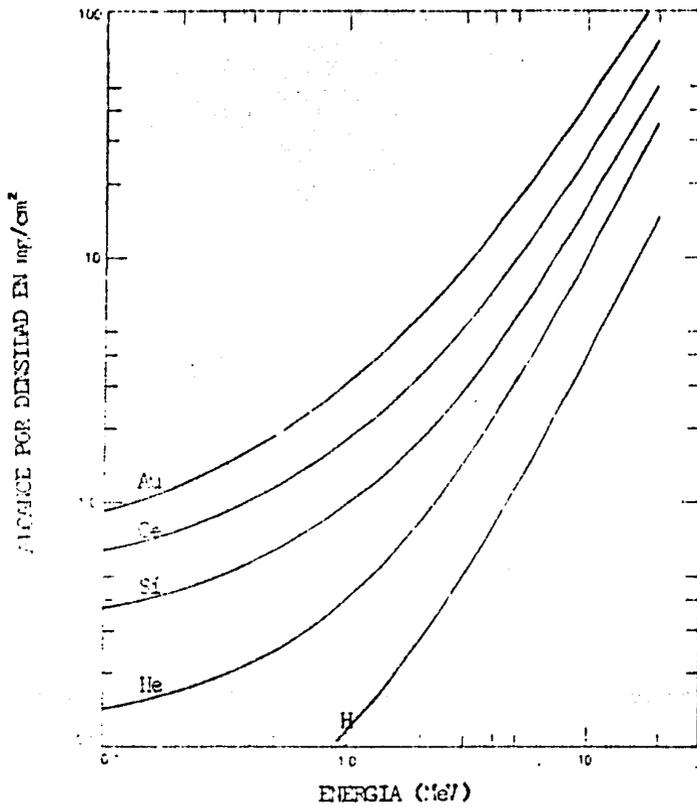


FIGURA 2 ALCANCE DE PARTICULAS ALFA EN ALGUNOS MATERIALES EN FUNCION DE LA ENERGIA DE LA PARTICULA (REF. 12).

## b) Partículas beta.

Las partículas beta son electrones emitidos por los núcleos radiactivos como resultado de una desintegración nuclear. Su carga eléctrica es negativa y su masa es muy pequeña. Las partículas beta no están en el núcleo pero se originan en él al ser emitidas.

También se conocen las partículas beta de carga positiva denominadas positrones y tienen muchas propiedades similares a las de las partículas beta negativas también llamadas negatrones.

Las partículas beta son emitidas con velocidades desde prácticamente --cero hasta velocidades cercanas a las de la luz.

Simultáneamente con las partículas beta se emiten los neutrinos, que --son partículas con masa en reposo cero y sin carga. La existencia de los --neutrinos permite explicar las leyes de conservación en el decaimiento beta. Un núcleo que emite una partícula beta no cambia su número de masa y varía --su carga nuclear en una unidad positiva o negativa dependiendo de si emite --un neutrón o un positrón.

A diferencia de las partículas alfa, las partículas beta siguen trayectorias aleatorias en el medio en el que viajan, debido a que interactúan --principalmente con los electrones del medio; en su interacción con la materia se producen los fenómenos de ionización, excitación, y además el fenómeno conocido como "Bremsstrahlung", el cual consiste en la pérdida de energía de una partícula cargada debido a la emisión de rayos X generada por un cam-

bio de velocidad.

### c) Radiactividad Gamma.

La emisión de fotones o radiación gamma, es radiación electromagnética la cual permite que un núcleo en estado excitado pase a otro menos excitado. La radiación gamma es también emitida en los procesos de transición isomérica; estos procesos son transiciones de baja energía y se llevan a cabo cuando hay una diferencia considerable entre los momentos angulares de los estados base y excitado. Como consecuencia de lo anterior, el estado excitado puede existir durante un tiempo finito antes de que ocurra la emisión.

Todos los núcleos radiactivos que emiten radiación gamma, lo hacen con energías discretas, debido a que estas energías representan las diferencias en energía entre niveles nucleares; su poder de penetración en la materia es de aproximadamente 100 veces mayor que el de las partículas beta.

Un núcleo que emite radiación gamma no cambia ni su masa ni su carga nuclear, solo cambia su estado de energía.

La radiación gamma interacciona con la materia principalmente por medio de tres fenómenos que son: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares. Estos fenómenos se detallan brevemente a continuación.

- 1) Efecto fotoeléctrico. En este fenómeno el fotón interacciona -- con un electrón de un átomo; el fotón desaparece y el electrón -- es liberado con la **energía** del fotón, menos la energía de enlace del electrón, menos la energía absorbida por el núcleo del átomo

en cuestión. El electrón producido en este caso se denomina fotoelectrón.

2) Dispersión Compton. En este proceso el fotón es dispersado al interactuar con un electrón libre y solo le transmite parte de su energía, quedando el electrón con una fracción de la energía del fotón.

3) Producción de pares. Este fenómeno consiste en que un fotón con energía igual o mayor a 1.02 MeV. (energía en reposo de un par electrón - positrón) en el campo de una partícula cargada, desaparece creando un par electrón - positrón. Si el fotón tiene una energía mayor que 1.02 MeV., el exceso de energía aparece como energía cinética del par.

d) Conversión Interna.

En ocasiones, la energía de transición isomérica se erite por medio de un electrón orbital, siendo el más común un electrón de la capa K; este proceso se conoce con el nombre de conversión interna. El átomo llega a su estado base por medio de la emisión de rayos X característicos del elemento.

#### B) DECAIMIENTO RADIOACTIVO.

La radiactividad se mide por el número de núcleos desintegrados en la unidad de tiempo, llamándose a este número actividad. Si  $N$  es el número de núcleos radiactivos presentes en un determinado instante, la actividad está dada por:

$$A = - \frac{dN}{dt} \quad (1)$$

El número de átomos radiactivos  $dN$  que decaen en un intervalo de tiempo  $dt$  es proporcional al número de átomos presentes en ese momento en la muestra, por lo cual es posible escribir la siguiente expresión:

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

en donde  $\lambda$  es una constante de proporcionalidad y se le conoce como constante de desintegración radiactiva. El signo negativo indica que el número de átomos radiactivos disminuye al aumentar el tiempo transcurrido.

La integración de la ecuación (2), permite expresar el número de átomos radiactivos en la siguiente forma:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (3)$$

en donde  $N_0$  es el número de átomos radiactivos presentes en la muestra en el tiempo  $t = 0$ .

De las relaciones anteriores, es posible concluir que la actividad  $A$  está dada por la siguiente expresión:

$$A = \lambda N \quad (4)$$

Existen varias unidades para medir la actividad: las más conocidas son el Curie ( $\text{Ci} = 3.7 \times 10^{10}$  desintegraciones/segundo), y sus submúltiplos, el mCi y el  $\mu\text{Ci}$ . En el Sistema Internacional de Unidades, la unidad de radiactividad es el Becquerel ( $1 \text{ Becquerel} = 1$  desintegración/segundo).

De las expresiones anteriores, se puede obtener la siguiente relación para la actividad:

$$A = A_0 \exp(-\lambda t) \quad (5)$$

en donde  $A_0$  es la actividad de la muestra en el tiempo  $t=0$ .

Se define la vida media de un radioisótopo  $T_{1/2}$ , como el tiempo que de be transcurrir para que el número de átomos radiactivos de una muestra dada, se reduzca a la mitad y se puede expresar de la siguiente forma:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0.693 \quad (6)$$

### C) SERIES RADIATIVAS.

Los elementos radiactivos naturales son miembros de tres series radiactivas. Cada serie está formada por una sucesión de elementos, que se forman por una secuencia de desintegraciones radiactivas. A estas series naturales se les conoce con el nombre de: a) serie de uranio, b) serie del actinio y finalmente c) serie del torio. Existe también una cuarta serie, - d) serie del neptunio, sin embargo por la vida media tan corta de su elemento inicial, prácticamente no existen sus miembros en la naturaleza.

#### a) Serie del Uranio.

El primer núcleo radiactivo de esta serie es el  $^{238}_{92}\text{U}$ , el cual tiene una vida media de  $4.51 \times 10^9$  años, y el último miembro es el  $^{206}_{82}\text{Pb}$ . El número de masa de cada miembro en esta serie puede ser expresado por la relación  $4n + 2$ , siendo  $n$  un número entero positivo. Por esta razón esta serie es frecuentemente nombrada como la serie  $4n + 2$ .

b) Serie del Actinio.

Esta serie se inicia con el  $^{235}_{92}\text{U}$ , el cual tiene una vida media de 7,15  $\times 10^8$  años, y el último miembro de esta serie es el  $^{207}_{82}\text{Pb}$ . El número de masa de cada miembro puede ser expresado por la relación  $4n + 3$ .

c) Serie del Torio.

La serie del torio se inicia con el  $^{232}_{90}\text{Th}$ , que tiene una vida media de  $1,39 \times 10^{10}$  años y el último de sus miembros es el  $^{208}_{82}\text{Pb}$ . El número de masa de cada uno de sus miembros se puede expresar por la relación  $4n$ .

d) Serie del Actinio.

Finalmente, la cuarta serie, la serie del Actinio cuyo elemento inicial es el  $^{237}_{83}\text{Ac}$ , tiene una vida media de  $2,18 \times 10^6$  años. El número de masa de cada uno de sus miembros se puede expresar por la relación  $4n + 1$ .

En las figuras 3, 4 y 5 se presentan las series radiactivas (Ver. 18).

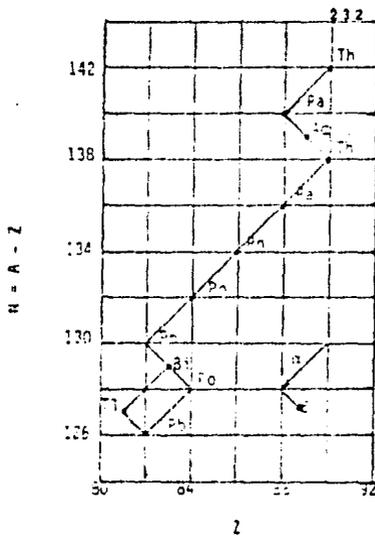


FIGURA 3 SERIE DEL TORIO O SERIE  $4n$





## II.- DETECTORES DE BARRERA SUPERFICIAL.

En la detección de partículas cargadas pesadas, se han empleado diversos tipos de detectores, entre los cuales se encuentran los detectores pasivos, detectores plásticos, espectrógrafos y espectrómetros magnéticos. Todos estos detectores han permitido obtener distribuciones de energía o momentos de partículas cargadas además de otro tipo de radiación.

Los detectores de estado sólido, se han desarrollado con el fin de lograr substituir o mejorar los detectores existentes, entre estos detectores se encuentran los detectores de barrera superficial que se emplean principalmente para determinar la energía de partículas cargadas pesadas.

Aunque con los espectrógrafos magnéticos se obtienen espectros con resolución superior a los detectores de barrera superficial, se prefieren usar éstos debido a las ventajas que presentan en cuanto a geometría, bajo fondo, linealidad de respuesta en un amplio intervalo de energías, respuesta rápida, facilidad de fabricación y bajo costo. Además de estas características, presentan la ventaja de permitir variar fácilmente la región sensible a la radiación, lo cual permite la discriminación e identificación de partículas.

Los detectores de barrera superficial pueden aplicarse también en la detección de neutrones: esto se logra induciendo las reacciones  $(n, \alpha)$  y  $(n, p)$ , lo cual se realiza colocando un blanco frente al detector o inclusive dentro del detector mismo.

Junto con el desarrollo de los detectores de barrera superficial, se

ha desarrollado también la electrónica asociada. Se ha logrado evitar la -- variación de la altura del pulso con respecto a pequeñas variaciones del -- voltaje de operación empleando para este fin preamplificadores sensibles a la carga, lo cual se logra mediante una retroalimentación capacitiva en el circuito. Como consecuencia, el pulso de voltaje a la salida del preampli- ficador es independiente de la capacidad del detector, sin embargo debido a la pequeña amplitud de la señal, es necesario emplear amplificadores de -- bajo ruido.

Los detectores de barrera superficial se fabrican con un cristal de sí- licio tipo N, el cual es sometido a un tratamiento químico para posterior- mente depositar una capa delgada de oro en una de las caras del cristal. -- Debido a la unión metal semiconductor tratada de esta manera, se forma una unión M-P, con propiedades de rectificador eléctrico. La teoría que expli- ca este fenómeno se detalla más adelante.

#### 1) PRINCIPIO DE OPERACION.

En ausencia de un voltaje aplicado a la unión N - P, los electrones -- del lado N se difunden hacia el lado P, mientras que las vacancias del lado P se difunden hacia el lado N, produciéndose en la unión una zona de carga espacial con un campo eléctrico dirigido desde la región N hacia la región P. Entre las regiones N y P se produce una fuerza electromotriz (fem), la cual establece una barrera para los electrones y las vacancias.

Si a la unión se le aplica un voltaje eléctrico directo, es posible -- vencer la barrera, la cual se reduce a un valor mínimo, estableciéndose una

corriente que es principalmente debida a los electrones del lado N y a las vacancias del lado P. Si por contraste, se aplica una polarización inversa a la unión, la corriente que fluye por la unión es muy pequeña, del orden de unos cuantos microamperes, y en este caso puede considerarse que la corriente inversa es debida principalmente a los electrones del lado P que se difunden hacia el lado N, y a las vacancias del lado N que se difunden hacia el lado P. Además, la región de carga espacial, la cual forma una barrera que se opone al paso de la corriente eléctrica, se hace más grande a medida que se incrementa la polarización inversa. Esta región del detector es la parte sensible a la radiación y por este motivo, los detectores de barrera superficial se operan con una polarización inversa aplicada.

En la zona de carga espacial, sometida a un voltaje de polarización inversa, se establece un potencial eléctrico ( $\phi$ ), el cual puede ser calculado aplicando la ecuación de Poisson en la forma indicada a continuación:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1)$$

donde  $\epsilon$  es la constante dieléctrica del material, y  $\rho$  es la densidad neta de carga por unidad de volumen.

De la ecuación anterior es posible calcular el campo eléctrico  $E$ , aplicando la siguiente relación:

$$E = - \frac{d\phi}{dx} \quad (2)$$

Sean  $N_D$  y  $N_A$  la concentración de impurezas donadoras y la concentra-

ción de impurezas aceptadas respectivamente: es entonces posible proponer un eje coordenado  $X$ , de tal manera que se cumpla la siguiente condición para la densidad de carga eléctrica en la zona de carga espacial:

$$\rho(X) = \begin{cases} eN_D & \text{si } -a < X \leq 0 \\ -eN_A & \text{si } 0 < X < b \end{cases} \quad (3)$$

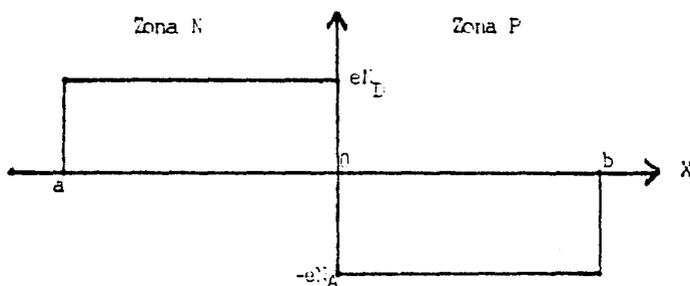


FIGURA 6 DISTRIBUCION GRAFICA DE LA DENSIDAD DE PORTADORES EN UNA UNION N-P.

Al aplicar la ecuación (1) a esta distribución, se obtiene la siguiente relación:

$$\frac{d^2\phi}{dX^2} = \begin{cases} \frac{-eN_D}{\epsilon} & \text{si } -a < X \leq 0 \\ \frac{eN_A}{\epsilon} & \text{si } 0 < X < b \end{cases} \quad (4)$$

Para realizar la primera integración, deben proponerse las condiciones a la frontera adecuada, que en este caso requieren que el campo eléctrico --

daio por la ecuación (2) se anula en los puntos a y b. Con estas restricciones se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{d\phi}{dX} = \begin{cases} \frac{-eND}{\epsilon} (X + a) & -a < X \leq 0 \\ \frac{eNA}{\epsilon} (X - b) & 0 < X < b \end{cases} \quad (5)$$

Para realizar la segunda integración se considera pequeña la caída de potencial en la unión, de tal manera que se cumplen las condiciones siguientes:

$$\phi(-a) = V; \quad \phi(b) = 0 \quad (6)$$

La solución de la integración conduce a la relación siguiente:

$$\phi = \begin{cases} \frac{eND}{2\epsilon} (X + a)^2 + V & \text{si } -a < X \leq 0 \\ \frac{eNA}{2\epsilon} (X - b)^2 & \text{si } 0 < X < b \end{cases} \quad (7)$$

Debido a que el potencial  $\phi$  debe ser continuo, es necesario que la relación (7) sea continua en  $X = 0$ . Con esta condición se obtiene la siguiente expresión:

$$V = \frac{eND}{2\epsilon} a^2 = \frac{eNA}{2\epsilon} b^2 \quad (8)$$

la cual puede escribirse de la siguiente forma:

$$N_A b^2 + N_D a^2 = \frac{2\epsilon V}{e} \quad (9)$$

Como la carga total del sistema debe ser cero debe cumplirse la si -

siguiente expresión:

$$a N_D = b N_A \quad (10)$$

la cual nos permite escribir la relación (9) de la siguiente manera:

$$(a + b) L = \frac{2eV}{eN_D} \quad (11)$$

En los detectores de barrera superficial, el lado P consiste básicamente en una delgada capa de óxido, por lo tanto es posible suponer que:

$$a \gg b \quad (12)$$

y por la ecuación (10) se concluye que:

$$N_A \gg N_D \quad (13)$$

Por tal motivo, y empleando nuevamente la relación (10), se puede deducir la siguiente expresión:

$$d = \frac{2eV}{eN_D}^{1/2} \quad (14)$$

en donde  $d = a + b$  es el espesor de la zona de carga espacial, y en particular, es la zona sensible del detector a la radiación.

Se define la resistividad ( $\rho_D$ ) de un material tipo N con la siguiente expresión:

$$\rho_D = \frac{1}{\mu_D e N_D} \quad (15)$$

en la cual  $\mu_D$  es la movilidad de los donadores.

A partir de las ecuaciones (14) y (15), se obtiene la siguiente expresión:

$$d = 2\epsilon V_{\mu_D \rho_D}^{1/2} \quad (16)$$

la cual nos permite conocer el ancho de la zona sensible de un detector de barrera superficial, en función del voltaje de polarización inversa aplicado, la movilidad eléctrica de los electrones y la resistividad del material.

La capacitancia eléctrica por unidad de área (C) de la unión N - P se obtiene a partir de la definición de capacitancia eléctrica:

$$C = \frac{\epsilon}{d} \quad (17)$$

en donde A es el área de contacto de la unión N - P.

Empleando la relación (14) se obtiene la siguiente expresión:

$$C = \frac{\epsilon e \mu_D}{2I}^{1/2}$$

en donde se hace patente la dependencia de la capacitancia del detector de barrera superficial con el inverso de la raíz cuadrada del voltaje de polarización aplicado.

#### B) RECTIFICACION EN UNA UNION METAL SEMICONDUCTOR.

Las propiedades rectificantes de una unión metal semiconductor, dependen generalmente de las propiedades del metal y del estado superficial del semiconductor, sin embargo, cuando un cristal semiconductor es tratado por medios mecánicos y químicos, como en el caso de los detectores de barrera superficial, la densidad de estados superficiales es elevada, y en consecuencia las propiedades rectificadoras de la unión dependen únicamente de estos

estados, independientemente de las propiedades del metal. Este hecho se ha podido comprobar experimentalmente, al medir las resistividades de diferentes metales en unión con un semiconductor dado, ya que se ha encontrado que aunque al cabo de unas horas de formarse la unión hay pequeñas diferencias en la resistividad, después de aproximadamente una semana las resistividades son prácticamente iguales (Ref. 11).

Hay dos tipos de estados superficiales, los rápidos, con duración desde  $10^{-7}$  hasta  $10^{-6}$  segundos, y lentos, con duración desde  $10^{-3}$  segundos hasta varias horas (Ref. 11).

Los estados rápidos se localizan en la superficie del semiconductor, y consisten en niveles cercanos a la banda de conducción y se deben principalmente a discontinuidades en los bordes de la red cristalina. El mecanismo de interacción de estos estados se realiza por medio de los electrones del semiconductor, los cuales están en movimiento, eventualmente quedan atrapados en trampas localizadas sobre la superficie del semiconductor. Estos electrones repelen a los electrones localizados en el cuerpo del semiconductor pero cercanos a la superficie, causando una barrera de inversión, es decir, una barrera vacía de electrones.

Los estados lentos se localizan en la capa de óxido entre el metal y el semiconductor, la cual tiene un espesor aproximado de  $10^0$  Å (Ref. 15). Estos estados son lentos debido a que se encuentran en mal contacto eléctrico con el semiconductor, es decir, están alejados de la banda de conducción, y se manifiestan cuando hay un cambio de voltaje aplicado a la unión.

La propiedad rectificadora de una unión metal semiconductor, depende del grado de difusión de oxígeno a través de la cara superior de cristales de la superficie del semiconductor. Al aplicar un voltaje inverso a la unión en el momento justo de formarla, la corriente que circula por la unión es elevada, y si el sistema se conserva en vacío, se mantiene esta condición. Sin embargo, si la unión se oxida al aire, se observa una disminución en la corriente de acuerdo a la siguiente relación (Ref. 11):

$$I = at^{-n} + b$$

en donde I es la corriente inversa que circula por la unión, t es el tiempo de exposición de la unión en el aire, n es un número empírico comprendido entre 0.5 y 2; a y b son constantes.

La disminución en la corriente se mantiene por un período de aproximadamente 24 horas, después del cual va no hay disminución apreciable.

Se ha experimentado con otros gases para tratar de reproducir este efecto, pero no se ha encontrado ninguna rectificadora (Ref. 15).

### C) CARACTERÍSTICAS DE LOS DETECTORES DE BARRERA SUPERFICIAL.

#### a) Corriente Inversa.

Esta corriente se debe principalmente a la contaminación superficial del cristal de silicio, especialmente con vapor de agua, pero generalmente es pequeña, del orden de unos cuantos microamperes (Ref. 15).

#### b) Fotoconductividad.

Todos los detectores de barrera superficial son fotoconductores, principalmente de radiación infrarroja, por lo cual se les usa en la oscuridad (Ref. 10).

c) Capacitancia.

El valor de la capacitancia es inversamente proporcional al ancho de la región sensible del detector, y es grande debido a que la barrera es muy delgada y exhibe una alta constante dieléctrica (Ref. 10).

d) Resolución.

Con varios los factores que afectan la resolución, a continuación se detallan algunos de ellos.

- 1) La estadística en la formación de pares vacancia - electrón, el cual es un fenómeno natural dependiente del tipo de radiación y del material empleado para el detector, por tal motivo no es posible anular este fenómeno, que contribuye a un ensanchamiento del pico del espectro de aproximadamente 10 KeV. para partículas alfa de 5 MeV. (Ref. 11)
- 2) El ruido electrónico causado por el detector debido a fluctuaciones en la corriente inversa.
- 3) El ruido del sistema amplificador, el cual se ha logrado reducir con la electrónica moderna basada en transistores de efecto de campo, contribuye con un ensanchamiento del espectro de aproximadamente 5 KeV. para un detector de aproximadamente 100 pf. de ca

Todos los detectores de barrera superficial son fotoconductores, principalmente de radiación infrarroja, por lo cual se les usa en la oscuridad (Ref. 10).

c) Capacitancia.

El valor de la capacitancia es inversamente proporcional al ancho de la región sensible del detector, y es grande debido a que la barrera es muy delgada y exhibe una alta constante dieléctrica (Ref. 10)

d) Resolución.

Con varios los factores que afectan la resolución, a continuación se detallan algunos de ellos.

- 1) La estadística en la formación de pares vacancia - electrón, el cual es un fenómeno natural dependiente del tipo de radiación y del material empleado para el detector, por tal motivo no es posible anular este fenómeno, que contribuye a un ensanchamiento del pico del espectro de aproximadamente 10 KeV. para partículas alfa de 5 MeV. (Ref. 11).
- 2) El ruido electrónico causado por el detector debido a fluctuaciones en la corriente inversa.
- 3) El ruido del sistema amplificador, el cual se ha logrado reducir con la electrónica moderna basada en transistores de efecto de campo, contribuye con un ensanchamiento del espectro de aproximadamente 5 KeV. para un detector de aproximadamente 100 pf. de ca

capacitancia (Ref. 17).

- 4) El espesor de la ventana, el cual está compuesto de la capa de oro evaporada en el silicio, una membrana de óxido, y una región adicional inactiva, la cual depende del grado de difusión de los pares vacancia-electrón generados por la radiación (Ref. 9). -- Este factor contribuye a un ensanchamiento del espectro de - - - aproximadamente 5 KeV. en partículas alfa de 5 MeV (Ref. 11).
- 5) Se observa que la resolución cambia con la temperatura. En la figura 7 se muestran los espectros tomados con un detector a 15° C., 1° C. y a -19° C. (Ref. 15)
- 6) A mayor área del detector, corresponde un mayor ensanchamiento del pico del espectro. Como ejemplo se tiene el reporte técnico (Ref. 16), en donde se reporta una resolución de 17 KeV. para un detector de 7 mm<sup>2</sup> de área activa, y 40 KeV. para un detector de 120 mm<sup>2</sup>.

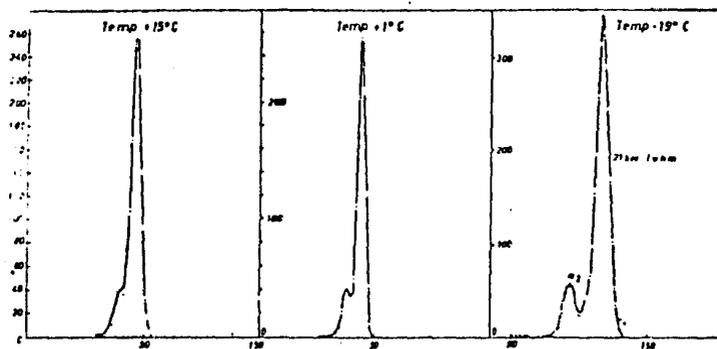


FIGURA 7 ESPECTRO DE  $^{239}\text{Pu}$  TOMADO A DIFERENTES TEMPERATURAS (REF. 16)

### III.- PARTE EXPERIMENTAL.

En años recientes, se ha dado importancia a la determinación del desequilibrio de la relación  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  en la naturaleza. Es por este motivo -- que es muy importante desarrollar algún método simple y económico que permita medir con bastante precisión la razón  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ .

Se puede observar en publicaciones recientes (Ref. 7) que los detectores de barrera superficial resultan ser bastante precisos en la determinación de la relación  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ , y es debido a esto, que en el Centro Nuclear de México, se propuso la tarea de medir esta relación.

La primera etapa de esta tarea, fue la construcción del detector de barrera superficial que cumpliera con las condiciones mínimas necesarias para obtener la relación mencionada; la segunda etapa de la tarea fue la elaboración de la fuente de uranio natural con las condiciones necesarias para obtener la separación de los isótopos del uranio. Bajo estas condiciones se empezó a trabajar en la fabricación del detector de barrera superficial y la fuente radiactiva de uranio natural, dando lugar a un vasto trabajo de prueba y error, hasta que finalmente, con la obtención de algunos resultados positivos, se logró sistematizar un mecanismo que se detalla a continuación y para el cual se dan los resultados en el siguiente capítulo.

#### A) FABRICACION DE UN DETECTOR DE BARRERA SUPERFICIAL

Para la fabricación del detector de barrera superficial se partió de un cristal de silicio hiperpuro adquirido en la compañía Low Corning Corporation en Hendock Michigan, E.U. El fabricante proporcionó las siguientes

características del cristal:

Material	Silicio Hiperpuro tipo N.
Espesor	.271 - .281 mm.
Resistividad	mayor a 1000 cm.
Diámetro	.420 - .520 mm.

En el proceso de fabricación del detector se emplearon sustancias químicas de alta pureza y como pegamento araldita MY - 750 adquirida en Ciba de México. La araldita se preparó de la siguiente forma: se mezclaron 5 partes de resina MY 750 (por peso) y 1 parte de endurecedor HY - 956 (por peso) y se calentó la mezcla bajo una lámpara a 100° C. durante un tiempo aproximado de 30 minutos.

El contenido del CP - 4A empleado en el pulido químico del cristal de silicio es el siguiente:

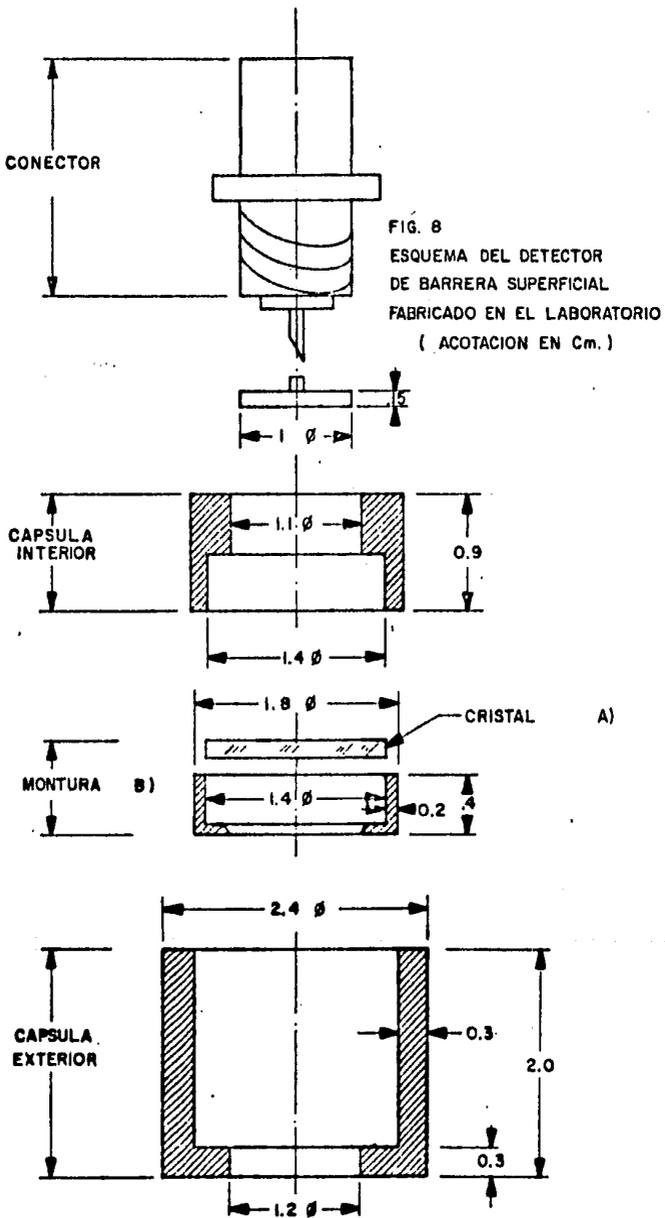
Acido Nítrico concentrado	2 volúmenes.
Acido Acético glacial	1 volumen.
Acido Fluorhídrico	1 volumen.

El método de fabricación de los detectores de barrera superficial es -- simple con respecto al de otros detectores, sin embargo se necesita asegurar la máxima limpieza del cristal de silicio en el proceso, debido a que las -- impurezas presentes en éste por lo general son pequeñísimas y dado que la su perficie del cristal recién tratado químicamente es muy activa y fácilmente se contamina, en especial en el lavado del cristal.

La figura 8 muestra un esquema del detector fabricado en donde se indican con letras mayúsculas las piezas utilizadas en su fabricación.

Las etapas para la fabricación del detector de barrera superficial fueron las siguientes:

- 1.- Se limpió el cristal sumergiéndolo en ácido nítrico concentrado durante 10 minutos aproximadamente.
- 2.- Se preparó la mezcla de CP - 4A justo antes del ataque químico y se sumergió el cristal en esta solución a temperatura ambiente durante aproximadamente 6 minutos hasta obtener un terminado de espejo en el cristal. El recipiente se movió ocasionalmente para eliminar las burbujas acumuladas sobre la superficie del cristal.
- 3.- Se hizo pasar agua desmineralizada por el recipiente con el cristal y la mezcla ácida evitando exponer al aire el cristal de silicio en las primeras etapas.
- 4.- Se transfirió el cristal a otro recipiente y se lavó varias veces más con agua desmineralizada.
- 5.- Se eliminó la humedad del cristal con ayuda de un papel filtro y se dejó reposar durante 24 horas para secarlo.
- 6.- Se colocó el cristal (A) en una montura elaborada en el laboratorio y hecha de resina poliéster. El cristal se fijó en la montura (B) empleando araldita.



- 7.- Se pegaron 5 cm. de alambre de cobre (C) del número 18 sobre la montura, el cual sirve como contacto eléctrico con el frente - del detector.
- 8.- Se colocó el dispositivo en un molde de caucho de silicón para ocultar la cara posterior del detector manteniendo descubierto el frente.
- 9.- Este dispositivo se colocó en una evaporadora. Se evaporó oro - en el frente del detector con un vacío de  $2 \times 10^{-5}$  torr, depositándose aproximadamente  $50 \text{ ug/cm}^2$ .
- 10.- Se invirtió la posición de la montura en el molde de caucho de silicón ocultando la cara en la cual se había depositado oro y se dejó visible la cara posterior del cristal.
- 11.- Se evaporaron aproximadamente  $100 \text{ ug/cm}^2$  de aluminio de alta - pureza en la parte posterior del cristal. La evaporación se -- efectuó bajo un vacío de  $2 \times 10^{-5}$  torr.
- 12.- Se guardó el dispositivo en un lugar limpio y al medio ambiente durante 24 horas. En esta etapa se asegura que el cristal se - oxide al máximo posible, formándose así la barrera de óxido.
- 13.- Se introdujo el dispositivo en una cápsula elaborada con resina poliéster se aprovechó este paso para colocar un cono de cobre a presión en la parte posterior del cristal de silicio que quedó aprisionado con un conector BNC. Por el otro lado del conec-

tor se soldó el alambre de cobre. Finalmente se pegaron con araldita las partes móviles de la cápsula para asegurar rigidez y fácil manipulación del detector.

### B) PREPARACION DE FUENTES LAMINARES DE URANIO.

El material que se utilizó para preparar las muestras laminares de uranio fue óxido de uranio comercial de alta pureza, con una relación isotópica correspondiente a la del uranio natural.

Las fuentes laminares se prepararon por evaporación del óxido de uranio sobre soportes de acero inoxidable de forma circular con un área de  $2.54 \text{ cm}^2$  y un espesor de 1.5 mm. Los soportes fueron lavados y pulidos previamente a la evaporación con el fin de lograr una superficie lisa y libre de impurezas.

Para realizar la evaporación se colocaron en la evaporadora 70.60 mg. de óxido de uranio sobre una placa de tungsteno, sobre la cual y a 15 cm. de distancia se colocaron los soportes de acero inoxidable. Se hizo un vacío de aproximadamente  $2 \times 10^{-6}$  torr para realizar la evaporación, haciendo pasar una corriente muy alta en la placa de tungsteno. Con estas condiciones se logró depositar aproximadamente  $50 \text{ ug/cm}^2$  sobre cada soporte.

### C) EQUIPO ELECTRONICO ASOCIADO AL DETECTOR DE BARRERA SUPERFICIAL.

La parte electrónica asociada al detector de barrera superficial, se muestra en forma esquemática en el diagrama de bloques de la figura 9.

El equipo de detección empleado consta de las siguientes partes:

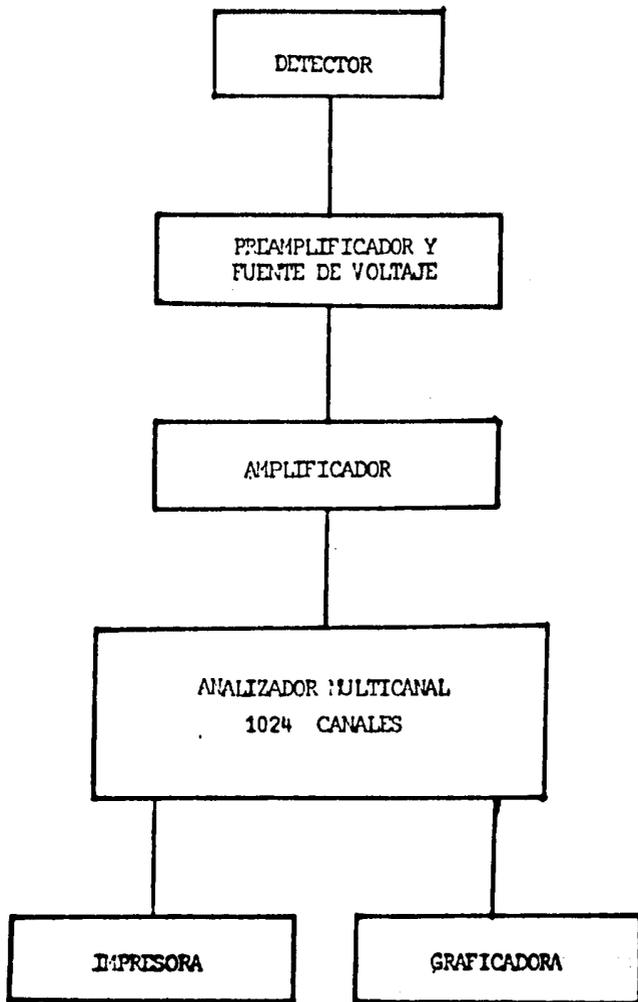


FIGURA. 9 DIAGRAMA ESQUEMATICO DEL SISTEMA DE DETECCION

- 1.- Detector de barrera superficial construido en el laboratorio.
- 2.- Preamplificador Tenelec, Modelo TC133
- 3.- Fuente de voltaje Ortec, Modelo 459
- 4.- Amplificador Ortec modelo 450
- 5.- Analizador multicanal (1024 canales) Northern, Modelo NS-710
- 6.- Impresora Teletype 9320-3JC
- 7.- Graficador Hewlet Packard, Modelo 7004B

## D) MEDICION DE MUESTRAS DE URANIO.

Para evitar la pérdida de energía de las partículas alfa al atravesar el aire existente entre el detector y la fuente de uranio, fue necesario montar el sistema formado por el detector y la fuente radiactiva en una campana de vacío; en nuestro caso el vacío logrado fue de aproximadamente 2 horas -- después del encendido de la bomba de difusión para permitir un vacío estable. Las muestras laminares de uranio obtenidas por el método de evaporación se midieron por un período de más de 20 horas que fue el tiempo establecido -- como el más adecuado. Si el tiempo utilizado para la medición es mucho menor, no se tiene estadística suficiente para obtener una información confiable; por otra parte, si es muy largo, los cambios externos como la temperatura, fluctuaciones del voltaje, fluctuaciones electrónicas, etc., pueden -- afectar las medidas.

La radiactividad de las muestras se calculó por medio del área integrada bajo los picos de energías de 4.77 MeV. y 4.2 MeV. que corresponden a los isótopos del uranio 234 y 238 respectivamente.

#### IV.- RESULTADOS.

La determinación de la relación isotópica  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  presente en la muestra de uranio natural se hizo identificando cada uno de los picos de energía del espectro de emisión alfa emitido por la fuente laminar de uranio preparada en el laboratorio y comparando su intensidad. Para lograr ésto es necesario contar con una buena calibración del sistema de detección.

Para calibrar el sistema de detección se utilizó una fuente patrón comercial con el contenido de los siguientes isótopos radiactivos:

- a)  $^{240}\text{Pu}$  que emite radiación alfa de 5.168 y 5.123 MeV. con una proporción de 76 y 24% respectivamente.
- b)  $^{241}\text{Am}$  que emite radiación alfa de 5.485 y 5.422 MeV. con una proporción de 85.2 y 21.8% respectivamente.
- c)  $^{244}\text{Cm}$  que emite radiación alfa de 5.804 y 5.762 MeV. con una proporción de 76.24 y 23.6% respectivamente.

El espectro alfa obtenido con esta fuente radiactiva se muestra gráficamente en la figura 10, en la cual pueden observarse tres picos de energías principales. El primer pico que corresponde a la energía de 5.168 MeV. localizado en el canal 517, el segundo pico correspondiente a 5.485 MeV. localizado en el canal 561 y finalmente el pico de 5.804 MeV. localizado en el canal 603. Los picos de energía de 5.123, 5.442 y 5.762 MeV. no aparecen en el espectro debido a su bajo porcentaje de emisión, quedando enmascarados por la resolución del sistema de detección.

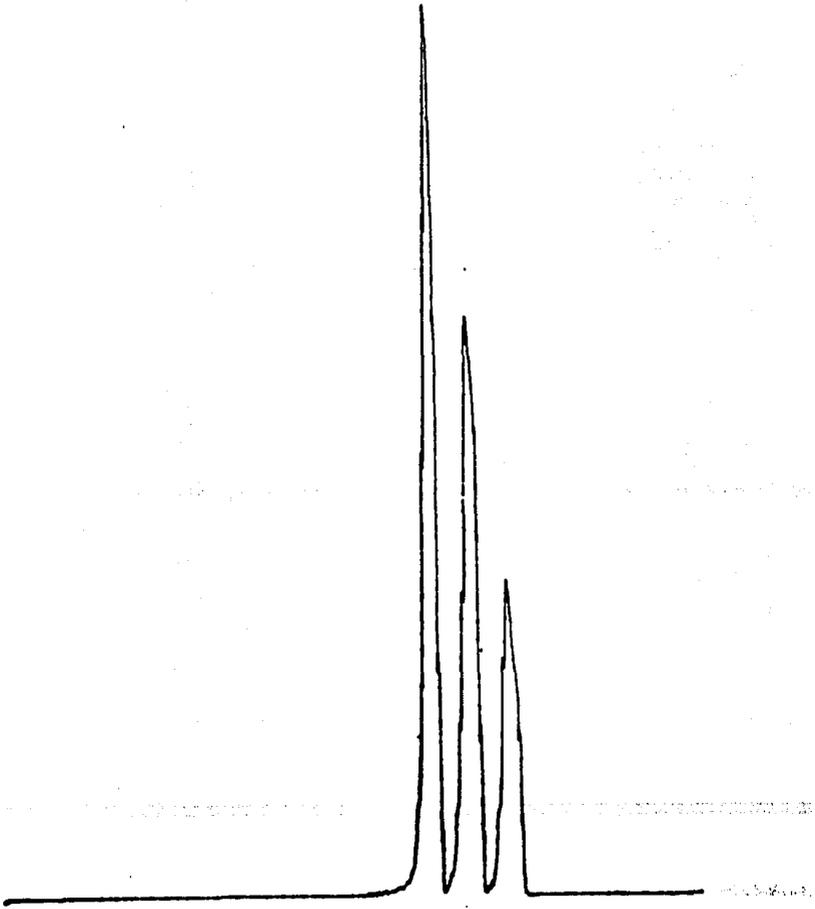


FIGURA 10 ESPECTRO DE LA FUENTE PATRON

La anchura de cada pico a la mitad de la altura máxima (FWHM) corresponde a 5 canales.

En la figura 11 se muestra la recta de calibración obtenida por el método de mínimos cuadrados para los datos anteriores. De esta recta se determina una relación de aproximadamente 7 KeV. por cada canal, con lo cual se obtiene una FWHM de 35 KeV. para el espectro de energías de la figura 10.

Una vez calibrado el equipo, se procedió a medir la radiación alfa emitida por la fuente laminar de uranio preparada en el laboratorio. El tiempo de conteo para la obtención de este espectro de energías fue de 67384 segundos.

En la figura 12 se muestra el espectro de energías de la radiación alfa emitida por la fuente laminar de uranio natural. En esta figura se pueden apreciar dos picos de energía de alturas aproximadamente iguales: el primero de 4.2 MeV. se localizó en el canal 389 y el segundo pico de 4.7 MeV. se localizó en el canal 406. Estas dos energías se identificaron como emisores alfa del  $^{238}\text{U}$  y del  $^{235}\text{U}$  respectivamente. Entre estos dos picos máximos de energía se encuentra un pico de pequeña altura que corresponde a 4.4 MeV. -- del  $^{235}\text{U}$ .

La FWHM es de 11 canales para el  $^{238}\text{U}$  y de 12 canales para el  $^{235}\text{U}$ , con lo cual se tiene una resolución expresada en porcentajes en energías de 2.0% aproximadamente para los dos picos.

Habiendo identificado las energías de las partículas alfa, se procedió a obtener la relación de actividades  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ . Para esto se integró el - -

área bajo cada pico de energías correspondiente a cada isótopo, teniendo --  
cuidado en tomar el mismo número de canales para cada energía. La relación  
de actividades  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  encontrada fue de 0.965.

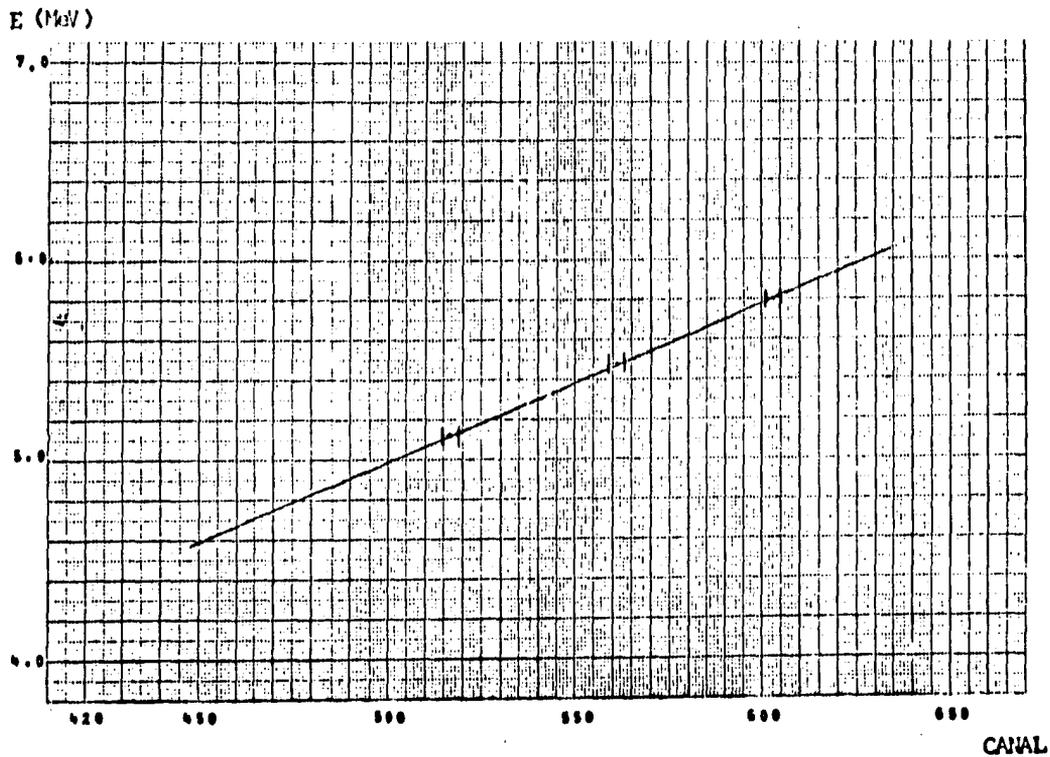


FIGURA 11 RECTA DE CALIERACION DEL SISTEMA DE  
DETECCION

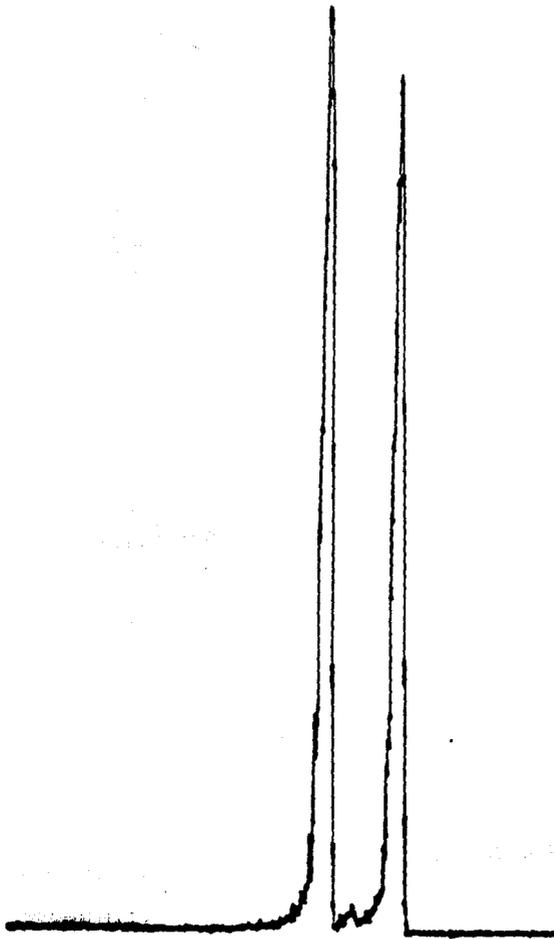


FIGURA 12 ESPECTRO DE URANIO NATURAL

## 7.- CONCLUSIONES.

En el presente trabajo se establecieron las condiciones adecuadas para la fabricación tanto de una fuente laminar de uranio por la técnica de evaporación, como la de un detector de barrera superficial para la detección de partículas cargadas pesadas. En este caso particular, para la medición de la radiación alfa emitida por una fuente de uranio natural.

El detector de barrera superficial acoplado al multicanal, muestra una respuesta lineal con respecto a las energías de las partículas alfa, lo que se muestra en la recta de calibración de la figura 11. Por otra parte, el valor de la razón de actividades  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ , es comparable al valor de esta relación en el uranio natural en equilibrio radiactivo. Esto confirma que el detector y la fuente laminar fabricados en el laboratorio pueden utilizarse para realizar estudios de espectroscopía alfa con buena precisión.

Los resultados de este trabajo demuestran que el sistema detector de barrera superficial y la fuente laminar de uranio, permiten obtener medidas de la abundancia isotópica relativa del  $^{234}\text{U}$  y  $^{238}\text{U}$  en forma muy eficiente y práctica.

La determinación de la razón de actividades  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  ha cobrado importancia debido a la aplicación que tiene este cociente en diversos campos de la ciencia, como son la Geocronología, la Arqueometría o la prospección de uranio entre otros. Estas aplicaciones están basadas en la medida del desequilibrio de esta razón, es decir, en la medida en que se aparta de la unidad la razón de las actividades del  $^{234}\text{U}$  entre el  $^{238}\text{U}$ .

Una explicación de este desequilibrio está dada por Langmuir (Ref. 19) en la cual indica que el  $^{238}\text{U}$  se encuentra básicamente en la naturaleza en el estado de oxidación +4, en el cual es químicamente inmovil para todo fin práctico, sin embargo, debido a la emisión alfa de este isótopo, se produce un retroceso en el  $^{234}\text{Th}$  resultante y como consecuencia, el  $^{234}\text{U}$  se encuentra en un estado de oxidación de +6, estado en el cual el uranio es aprecia- blemente soluble en aguas naturales.

En el estudio del desequilibrio de la razón de actividades  $^{234}\text{J}/^{238}\text{J}$  - en aguas subterráneas, Osmond y Cowart (Ref. 20) encontraron una relación - inversa entre la razón de actividades  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  y la concentración de ura- nio en una zona determinada, de tal manera que a mayores cocientes de acti- vidades  $^{234}\text{J}/^{238}\text{J}$  corresponden menores concentraciones de uranio. Además - encontraron que a medida que las aguas subterráneas se alejan de la zona de recarga, va disminuyendo la concentración de uranio. Esto lo atribuyen a - pérdidas de uranio en solución en el agua que tiende a depositarse en las - paredes que contienen a estas aguas. Osmond y Cowart realizaron una clasi- ficación de las aguas subterráneas, en la cual se asigna un valor para el - cociente de actividades  $^{234}\text{J}/^{238}\text{J}$  y un valor para la concentración de ura- nio.

Los sedimentos también han sido estudiados en detalle. Rosholt (Ref.- 21) ha encontrado que los sedimentos de los ríos son deficientes en  $^{234}\text{J}$ , - ya que se reportan razones de actividades de  $^{234}\text{J}/^{238}\text{J}$  de 0.34. Rosholt ex- plica esta deficiencia suponiendo que el uranio contenido en los yacimien- tos sedimentarios se encuentra en un estado de oxidación de +4 por lo que -

es menos soluble en aguas naturales.

En aguas oceánicas Ku (Pef. 22) ha encontrado excesos de  $^{234}\text{U}$  ya que se han encontrado razones de actividades de 1.20. Ku explica este exceso por la entrada de aguas de ríos en aguas oceánicas.

Actualmente, en el Centro Nuclear de México, y con la colaboración de la Secretaría de Recursos Hidráulicos, se está llevando a cabo un estudio de la medida del desequilibrio de la razón de actividades  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ , con el propósito de seguir el método de Osmon y Cowart para aplicarlo a la clasificación de cuencas y su posible interconexión; estos estudios permitirán una explotación más racional de los recursos acuíferos.

## BIBLIOGRAFIA

- 1.- Umemoto, Shunji, *Radiochimica Acta.*, Vol. 8 No. 2 (1967).
- 2.- Enerlynstev, V.W., *Trans. 3rd. Sess. Moscow* (1955).
- 3.- Casan, J.K., Cozart, J. J. and Ivanovich, A., *Int. J. Appl. Radiat. - Isot.*, Vol. 34 No. 1 (1983).
- 4.- Bolt, J.M., Sidel, W.H., Mersman, L.H. and Garner, E.L., *Econ.- Geol.* 59, 576 (1964).
- 5.- Gonzalez, Luis Mita, *Desequilibrio del  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$  en la Naturaleza, Algunas Aplicaciones.* Tesis, Universidad Nacional Autónoma de México. Facultad de Ciencias.
- 6.- Casan, J. K. and Ivanovich, A., *Int. J. Appl. Radiat. Isot. Vol. 34 No. 1* (1983).
- 7.- Yotashi, Asaya, Sato, Jun and Saito Nobufusa, *Radiochimica Acta.* Vol. 26 (1973).
- 8.- Lapp, Ralph E. and Andrews, Howard L., *Nuclear Radiation Physics.* Prentice - Hall, Inc. 3a. edición 1963.
- 9.- Cohen, Bernard L., *Concepts of Nuclear Physics.*, Mc. Graw -Hill Book -- Company. 1a. edición 1971.
- 10.- Burcham, W.E., *Elements of Nuclear Physics.* Longman Inc. 1a. edición - 1979.
- 11.- Bertolini, G. and Coche, A., *Semiconductor Detectors.* John Wiley and - Sons, Inc. 1a. edición 1968.
- 12.- Knoll, Glen F., *Radiation Detection and Measurement.* John Wiley and -- Sons. Inc. 1a. edición 1979.

- 13.- Hansen, N. J., Scott, R. G. and Henderson, D. J., Nuclear Instruments and Methods No. 104 pp. 333 (1972)
- 14.- Langley, Robert A., Nuclear Instruments and Methods No. 113 pp. 109 - (1973)
- 15.- Dornaley, G. and Whitehead, A.B., The Solid - State Surface Barrier - Charged Particle Detector. Nuclear Physics Division. Atomic Energy - Research Establishment. Harwell, Berkshire. 1960.
- 16.- Capellani, F. and Restelli, G., Nuclear Instruments and Methods No. - 25 pp. 230 (1964).
- 17.- Catálogo Comercial EG and G. Ortec. 1983/1984., Radiation Detection. Measurement. Analysis.
- 18.- Aguilar, Hernández Fortunato., Aplicación del estudio de las Trazas - de las Partículas Alfa del  $^{222}\text{Rn}$  a la Prospección de Uranio., Tesis. Universidad Autónoma de Zacatecas. Escuela de Ciencias Químicas.
- 19.- Langmuir, D., Geochim. Cosmochim. Acta. 42, 547 (1978).
- 20.- Osmond, J. K. and Cowart, J.B., Atomic Energy Review. 14, 621 (1976).
- 21.- Rosholt, J. N., Butler, A. P., Garner, E. L. and Shields, W. R., Econ. Geol. 60, 199 (1965).
- 22.- Ku, T - L., J. Geophys. Res. 70, 3457 (1965).