

*24/17*

**DETERMINACION DE URANIO EN AGUA  
POR DETECTORES POR TRAZAS EN  
SOLIDOS (DTES)**

**TESIS PROFESIONAL  
MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN  
FACULTAD DE CIENCIAS  
FISICA  
UNAM  
1983**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

## INDICE

### Introducción.

- Capítulo I. Técnicas de detección de uranio.
- a. Colorimetría
  - b. Pruebas por manchas
  - c. Pruebas radiográficas
  - d. Análisis fluorescente
  - e. Espectrografía de rayos X
  - f. Espectrometría de masas
  - g. Determinación con detectores por ionización en gas
  - h. Determinación con detectores por trazas en sólidos
- Capítulo II. Interacción de la radiación con la materia.
- a. Interacción de las partículas pesadas con la materia
  - b. Esquema de decaimiento radiactivo y equilibrio radiactivo
- Capítulo III. Detección por trazas.
- a. Modelos de formación
  - b. Materiales detectores
  - c. Geometría de las trazas
  - d. Técnicas de revelado
  - e. Sistemas o técnicas de conteo
- Capítulo IV. Detección de uranio por trazas.
- a. Irradiación
  - b. Detección
  - c. Grabado

- d. Sistema de conteo
- e. Sistema de instrumentación propuesta

**Capítulo V. Resultados experimentales.**

- a. Determinación de los parámetros de grabado
- b. Detección de uranio en soluciones acuosas
- c. Determinación de la radiación de fondo
- d. Determinación de la dependencia angular en la detección
- e. Dependencia de la energía de las partículas alfa con el diámetro de la traza
- f. Obtención de un patrón de calibración
- g. Determinación de la concentración de uranio en diferentes muestras de agua
- h. Conclusiones

**Capítulo VI. Aplicaciones y futuro desarrollo de los detectores por trazas.**

**Referencias.**

## INTRODUCCION.

A partir de la década de los 50 se ha venido desarrollando e implementando el uso de los detectores por trazas en sólidos (DTES) los cuales pueden aplicarse en diversos campos de investigación científica y tecnológica. Este tipo de detectores es sensible a partículas cargadas y neutrones teniendo la ventaja de no interactuar con partículas beta y radiación electromagnética.

Esta técnica de detección está basada en el hecho de que al penetrar las partículas ionizantes en el DTES se forman zonas de daño que pueden ser amplificadas mediante un proceso químico apropiado para hacerlas visibles con un microscopio óptico o alguna otra forma de lectura.

Se han estudiado con este método muestras de uranio en solución depositando un sustrato en una tarjeta para obtener una muestra sólida y con ella determinar el contenido de uranio. El presente trabajo tiene como objetivos:

- Determinar si es posible detectar uranio en soluciones acuosas.
- Determinar la dependencia angular en la detección.
- Obtener un patrón de calibración.
- Determinar la mínima concentración de uranio que puede ser medida por este método.
- Determinar la concentración de uranio en diferentes muestras de agua.

y se realizó por inmersión del detector en la solución, lo que simplifica el proceso.

Está dividido en seis partes, en la primera se describen algu

nas de las técnicas más comunmente usadas en la detección de uranio. En la segunda parte se estudia la interacción de las partículas pesadas con la materia así como los decaimientos alfa y beta y los diferentes tipos de equilibrio radiactivo.

El capítulo tres incluye los modelos de formación de trazas en polímeros y la geometría de las mismas. También contiene las características de los detectores, las diferentes técnicas de revelado y los métodos de conteo.

El desarrollo experimental, que consiste en la irradiación y el grabado de los detectores así como los sistemas de conteo y de instrumentación propuesta, se describe en el capítulo cuatro.

En la quinta parte se presentan los resultados obtenidos y las conclusiones. Y por último, en la sexta parte se da una lista de aplicaciones de los DTES en diversas áreas y algunos de los posibles usos futuros.

## CAPITULO I. TECNICAS DE DETECCION DE URANIO.

En este capítulo se estudian algunos de los métodos de detección y determinación de uranio. La uranometría se puede dividir en dos clases en función del método empleado; en una se incluyen las técnicas que utilizan instrumentos o equipos tales como el espectrógrafo de masa o el de rayos X, y en la otra las técnicas que usan métodos manuales que están basados en propiedades tales como el color, la dureza, el brillo y el tacto del material por estudiar.

Entre las técnicas de detección y determinación de uranio se encuentran las siguientes:

### a) Colorimetría.

Reacciones en química del uranio que producen nebulosidad, color o turbidez pueden ser medidas por métodos colorimétricos. En determinaciones colorimétricas del uranio (U) y de otros elementos, la reacción debe cumplir lo siguiente<sup>(1)</sup>:

Los precipitados deben ser reproducibles, es decir, el número, tamaño y distribución de las partículas en el precipitado deben ser similares.

La naturaleza del precipitado no debe estar modificada por puntos de diferencia (presencia de materiales) entre la muestra y la solución estándar.

La reacción debe ser muy sensible, es decir, una pequeña cantidad de uranio debe producir una precipitación pronunciada.

Prácticamente todas las reacciones que producen precipitados o color pueden ser adaptadas para determinar uranio por métodos

colorimétricos.

b) Pruebas por manchas.

El papel turmérico es un reactivo que puede ser utilizado en la detección de uranio ya que se vuelve de color naranja-café en presencia de iones uranilos; después de que ha sido producida la coloración café se forma una violeta con carbonato de sodio.

Esta prueba fué propuesta por J. Zimmermann y posteriormente extendida por J. DeMent y H. Dake aplicando otros reactivos químicos después de la reacción con iones uranilos y haciendo un análisis fluorescente con radiación ultravioleta. Se puede reestablecer el color original (amarillo) del turmérico mediante un tratamiento con ácido hidrociorídrico.

c) Pruebas radiográficas.

En estas pruebas la muestra es colocada sobre una placa fotográfica no expuesta, separadas con papel delgado. Después de la exposición, durante un tiempo que va desde algunas horas a varias semanas, la placa es revelada e inspeccionada. En la mayoría de los casos la exposición indica presencia de uranio (U) y radón (Rn), pero otros radioelementos pueden afectar la placa.

Aunque esta prueba es muy sensible, no es segura ya que si se coloca la muestra sobre la placa se causan efectos fotográficos por presión que pueden ser confundidos con su verdadera exposición. Esta prueba es de mucha utilidad a gran escala.

d) Análisis fluorescente.

En el caso de los materiales radiactivos fluorescentes se tie



ne que el fenómeno es debido al elemento radio (Ra) presente en la muestra, sin embargo, la fluorescencia está directamente relacionada con el uranio presente y el tipo de sal en que existe, teniendo se que las uraninitas primarias no son fluorescentes en tanto que los minerales secundarios de uranio que son aquellos derivados de la alteración o descomposición de minerales primarios de uranio si son fluorescentes.

Para realizar este análisis se utiliza un fluorofotómetro con el cual se detecta y determina la parte gamma del uranio en solución. Esta se puede medir directamente por su fluorescencia si se tiene uranio en forma de  $UO_2$  y no contiene aniones, o por adición de iones metálicos en la sal que produzcan un pequeño efecto de apagamiento.

El fluorofotómetro es uno de los aparatos más precisos para determinar pequeñas cantidades de material, del orden de mg, sin alterarlo.

e) Espectrografía de rayos X.

Los procedimientos utilizados en esta forma de análisis son de dos clases; en una se estudia un cristal obteniéndose los resultados en forma de un espectrograma de rayos X, y en la otra la muestra es finamente pulverizada obteniéndose un patrón de difracción. Esta última tiene ventaja sobre el uso de un cristal ya que es necesario tener uno lo bastante grande para su estudio en tanto que pequeñas cantidades de polvo o agregados cristalinos pueden ser analizadas.

El patrón de difracción es obtenido en forma de una serie de anillos concéntricos en una placa fotográfica después de que el

haz de rayos X ha pasado a través de la muestra. Una sección de la fotografía de estos anillos tiene la apariencia de un espectro de líneas, cuyo valor consiste en que únicamente líneas definidas en un patrón corresponden a una sustancia puramente cristalina.

El patrón de un compuesto cristalino conocido es comparado con el de uno desconocido para su análisis, pudiéndose identificar y caracterizar minerales de uranio con esta técnica.

En general, el límite de detección de una sustancia cristalina en presencia de otras sustancias cristalinas puede ser tan bajo como el 1%. Se pueden utilizar muestras de 50 mg en la preparación del espectrograma, sin embargo se obtienen mejores resultados con cantidades mayores ya que son más apropiadas para el análisis cuantitativo por mediciones de intensidad<sup>(1)</sup>.

#### f) Espectrometría de masas.

Los principios básicos involucrados en los espectrómetros de masa incluyen la formación, aceleración, separación, colección y medición de iones los cuales son formados por bombardeo de moléculas gaseosas con electrones o por evaporación térmica de iones de muestras sólidas depositadas sobre el filamento en la fuente de iones.

Los iones son acelerados al atravesar por un campo electrostático y separados por medio de un campo magnético debido al cual recorren trayectorias circulares con radios proporcionales a la raíz cuadrada de la masa e inversamente proporcionales a la carga. La colección y medición es realizada poniendo blancos colectores en posiciones adecuadas para interceptar los haces de iones, produciéndose en ellos cargas eléctricas que crean corrientes muy peque

ñas que son amplificadas y medidas.

Los espectrómetros de masa usados para mediciones de abundancia isotópica de uranio pueden ser agrupados en dos clases:

1) Instrumentos que utilizan una fuente de iones por bombardeo de electrones.- estos instrumentos son aplicables al análisis de muestras en estado gaseoso en forma de  $UF_6$ . Tienen las siguientes ventajas (2, 3):

i) Las fuentes de iones son adaptables a la introducción de muestras gaseosas.

ii) La producción de iones puede ser controlada fácilmente a una razón constante.

iii) Es fácil hacer mediciones comparativas con muestras estándar.

2) Instrumentos que utilizan una fuente de iones por ionización térmica.- son aplicables en el análisis de muestras sólidas, usándose como muestra oxidos de uranio. Sus ventajas son las siguientes (2, 3):

i) Muestras muy pequeñas, del orden de microgramos, pueden ser analizadas.

ii) La mayoría de los compuestos de uranio pueden ser preparados para su análisis con estos instrumentos.

iii) Mediciones de la concentración de uranio y de la composición isotópica pueden ser realizadas usando un trazador isotópico o la técnica de dilución.

g) Determinación con detectores por ionización en gas.

En la naturaleza el radio (Ra) siempre está asociado con el uranio, el cual se puede detectar y determinar con facilidad por me

dio de su presencia ya que ambos emiten radiaciones ionizantes por las cuales puede verificarse su existencia en una muestra. Es posible determinar uranio a través de la determinación de radio ya que ambos existen en una razón constante ( $Ra/U = 3.4 \times 10^{-7}$ ).

En esta técnica se utiliza una muestra estándar que es comparada con una desconocida, ambas deben ser lo más parecidas posible en sus propiedades físicas.

Las muestras son colocadas separadamente a una distancia fija del detector; las actividades obtenidas son comparadas directamente determinándose la cantidad de uranio de la muestra en términos de la conocida<sup>(4)</sup>.

#### h) Determinación con detectores por trazas en sólidos.

Un nuevo método es explorado por los DTES; está basado en el hecho de que al penetrar la radiación en materiales dieléctricos se forman zonas de daño, llamadas trazas latentes, que pueden ser amplificadas mediante un grabado químico adecuado hasta obtener trazas medibles con un microscopio óptico<sup>(5)</sup>.

Es necesario tener un patrón de calibración el cual se obtiene irradiando detectores con muestras con una cantidad de uranio conocida encontrándose, después de grabarlos, una relación gráfica y/o analítica entre el número de trazas y la cantidad de uranio. Para analizar una muestra desconocida se irradia con ella un detector, con su densidad de trazas y la relación obtenida anteriormente se determina la cantidad de uranio en la muestra. Los detectores utilizados deben ser del mismo material.

Esta técnica es aplicable al análisis de muestras sólidas o en soluciones acuosas; es posible determinar con ella concentracio

nes de uranio del orden de partes por millón sin alteración de la muestra.

Para la realización de este trabajo se utilizó la técnica de detección por trazas ya que no requiere tecnología sofisticada, es económica, confiable y reproducible; además, la información obtenida no se pierde en el momento de la lectura sino que queda almacenada permanentemente en el detector.

Como este método esta basado en la interacción de la radiación con el detector, en el siguiente capítulo se estudiará la interacción de las partículas pesadas con la materia.

## CAPITULO II. INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA.

Al inicio del estudio de la radiactividad se identificaron tres tipos de radiación, dos de ellos formados por partículas cargadas llamadas alfa (núcleos de  ${}^4_2\text{He}$ ) y beta (electrones), y la tercera por radiación electromagnética llamada gamma.

Todas estas radiaciones producen excitación e ionización al penetrar en la materia por lo que son llamadas radiaciones ionizantes. Actualmente son divididas en tres grupos principales para su análisis: partículas cargadas pesadas (rayos  $\alpha$ , protones, núcleos, etc.), partículas cargadas ligeras (electrones y positrones) y radiación electromagnética (rayos  $\gamma$  y rayos X). En la tabla 2.1 se muestran los tipos de radiación con algunas de sus características.

En este capítulo se expondrá la interacción de las partículas pesadas con la materia, principalmente las partículas  $\alpha$ , obteniéndose la pérdida de energía de las partículas al penetrar en ella y el alcance de las mismas. También se estudiarán los esquemas de decaimiento radiactivo y las desintegraciones  $\alpha$  y  $\beta$  así como los tipos de equilibrio radiactivo, encontrándose cual de ellos hay entre los elementos de las series del uranio y del actinio, de interés en nuestro estudio.

### a) Interacción de las partículas pesadas con la materia.

La interacción de la radiación con la materia es un fenómeno que comprende efectos primarios y secundarios.

Los efectos primarios o directos consisten en el desplazamiento de átomos de sus lugares en la red cristalina, desplazamiento de electrones (ionización) y excitación de átomos y electrones sin

Partícula	Símbolo	Carga relativa	Masa en re poso (uma)	Energía equi valente MeV	Vida media	espín
Protón	p	1	1.007593	938.213	estable	1/2
Deuterón	d	1	2.014187	1875.50	estable	1
Alfa	$\alpha$	2	4.002777	3737.16	estable	0
Muón	$\mu$	$\pm 1$	0.114	105.655	$2.21 \times 10^{-6}$	1/2
Pión	$\pi$	$\pm 1$	0.150	139.59	$2.55 \times 10^{-8}$	0
Kaón	$\kappa$	$\pm 1$	0.531	439.9	$1.22 \times 10^{-8}$	0
Neutrino	$\nu$	0	pequeña ó cero	0	estable	1/2
Positrón	$\beta^+, e^+$	1	0.000549	0.510976	estable	1/2
Electrón	$\beta^-, e^-$	-1	0.000549	0.510976	estable	1/2
ó beta						
Rayo gamma	$\gamma$	0	0	0	estable	
Rayos X	X	0	0	0	estable	
Fragmentos de fisión:						
Promedio ligeros		20	95			
Promedio pesados		22	139			

Tabla 2.1 Partículas nucleares y algunas de sus características (4, 10).

desplazamiento.

Al irradiar con partículas cargadas energéticas siempre se produce ionización primaria y, dependiendo de las condiciones, generalmente producen desplazamientos atómicos. Cuando se irradia con neutrones se produce ionización únicamente como un proceso secundario, consistiendo el primario en un desplazamiento atómico, en tanto que la irradiación con rayos gamma produce ionización indirectamente mediante transferencia de energía a electrones del material como efecto primario importante, teniéndose algunas veces desplazamientos atómicos como un efecto secundario.

Los efectos secundarios de la interacción consisten de excitación adicional y rompimiento de la estructura de la red por los electrones y los átomos con los que interactúa la radiación incidente.

Un átomo que se mueve a través de la materia a altas energías es retardado debido a numerosas colisiones, las cuales imparten energía a los átomos del material y a los electrones, dicho átomo es ionizado y va adquiriendo electrones conforme es retardado. La pérdida de energía cinética de las partículas puede ser debida a los siguientes procesos:

1) Colisiones inelásticas con electrones atómicos.- estas colisiones son usualmente los mecanismos predominantes por los que las partículas cargadas pierden energía cinética en un absorbedor. Debido a ellas, los electrones experimentan una transición a un estado excitado (excitación) o son sacados del átomo (ionización).

2) Colisiones inelásticas con el núcleo.- la partícula cargada incidente experimenta una deflexión, teniéndose que en algunos casos además se emite radiación electromagnética (Bremsstrahlung);



también se tiene excitación pero se puede considerar despreciable.

3) Colisiones elásticas con un núcleo.- la partícula es deflectada pero no radia ni excita al núcleo, perdiendo únicamente la energía cinética necesaria para que haya conservación de momento entre las dos partículas.

4) Colisiones elásticas con electrones atómicos.- la partícula cargada es deflectada por los electrones del átomo con el que colisiona. En este caso hay conservación de energía y de cantidad de movimiento, teniéndose que la transferencia de energía es menor, en general, que el potencial de excitación mínimo de los electrones, de tal manera que la interacción es realmente con el átomo. Estas colisiones son significativas únicamente para el caso de electrones incidentes de muy baja energía (<100 eV) (6).

En general, las colisiones inelásticas son mucho más frecuentes cuando la partícula incidente tiene alta energía, mientras que las colisiones elásticas son más importantes después de que la partícula ha sido frenada. Se encuentra una energía por ionización límite  $E_i$  tal que cuando la partícula incidente tiene energía  $E$  menor que  $E_i$  no hay una pérdida de energía por ionización apreciable y, cuando  $E$  es mucho mayor que  $E_i$ , las pérdidas por ionización exceden en mucho a las debidas a colisiones elásticas.

La energía de ionización en metales y aislantes es de alrededor de  $M_i/2m_e$  eV donde  $M_i$  es la masa de la partícula incidente y  $m_e$  es la masa del electrón. Esto conduce a que la ionización no es importante cuando la energía de una partícula en movimiento en KeV es menor que su peso atómico sin importar el material en el cual se está moviendo. En base a lo anterior, se tiene que la energía de las partículas cargadas rápidas es, en su mayor parte, disipada

por excitación electrónica cuando las partículas son llevadas al reposo.

En un material absorbedor, una partícula que se mueve es retardada y finalmente llevada al reposo por la acción combinada de los procesos elásticos e inelásticos; el tipo de interacción que ocurre cuando una partícula cargada rápida pasa cerca de un átomo está descrito por las leyes del azar<sup>(6)</sup>.

Teoría clásica de Bohr del frenado de partículas cargadas rápidas.

En esta teoría se hacen tres suposiciones fundamentales:

1) Para parámetros de impacto de  $x = 0$  a  $x = x_v$ , los electrones se comportan como si estuvieran completamente libres, en tanto que para parámetros de impacto mayores que  $x_v$  se comportan como si estuvieran ligados, en este caso no hay transferencia de energía.

2) El parámetro de impacto máximo  $x_v$  es mucho mayor que la distancia que se mueven los electrones repelidos,  $b/2$ .

3) Los electrones que son desplazados ligeramente cuando el parámetro de impacto es mayor que  $x_v$ , regresan a su configuración original sin absorber energía.

N. Bohr supuso que todos los electrones en el absorbedor son libres, lo cual sucede cuando el electrón repelido recibe una energía cinética mucho mayor que su energía de amarre inicial, de tal manera que ésta puede ser despreciada; este es el caso de la colisión coulombiana elástica. En la figura 2.1 se representa la colisión clásica de Coulomb entre una partícula incidente con carga  $Z_0$  masa  $M$ , velocidad  $V$  y energía cinética  $T = MV^2/2$ , y un electrón atómico libre, inicialmente en reposo, con carga  $-e$  y masa  $m_e$ .

Si  $x$  es el parámetro de impacto para una colisión en la cual

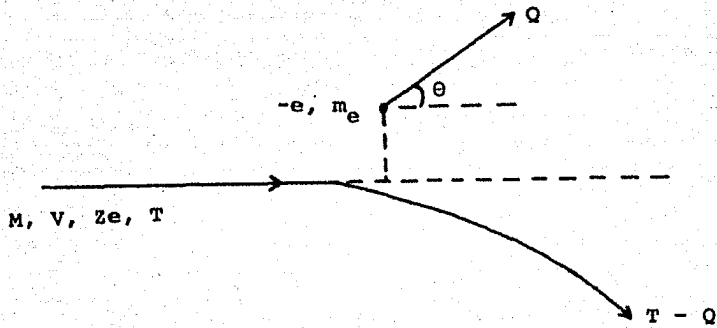


Figura 2.1 Representación esquemática de una colisión ionizante en la cual existe una transferencia de energía  $Q$  de la partícula cargada incidente ( $Ze, M$ ) a un electrón atómico ( $-e, m_e$ ) inicialmente en reposo <sup>(6)</sup>.

hay una transferencia de energía  $Q$ , entonces la sección transversal diferencial clásica por electrón atómico, para una transferencia de energía entre  $Q$  y  $Q + dQ$  está dada por:

$$d\sigma = 2\pi x dx = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e V} \frac{dQ}{Q^2} \equiv \phi_e(Q) dQ \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{electrón}} \quad (2.1)$$

donde  $\phi_e(Q)$  denota la función que caracteriza la teoría de colisiones clásica no relativista.

A partir de esta ecuación, como la probabilidad de una transferencia de energía varía inversamente con el cuadrado de la pérdida de energía, tenemos que las colisiones débiles en las que la pérdida de energía es pequeña están más favorecidas que las colisiones fuertes con pérdida de energía grande.

Cuando la partícula incidente atraviesa una distancia  $dS$  en un absorbedor con  $N$  átomos/cm<sup>3</sup>, cada uno con  $Z$  electrones, el valor esperado para la pérdida de energía por unidad de trayectoria es:

$$\frac{dT}{dS} = NZ \int_{Q_{\text{mín}}}^{Q_{\text{máx}}} Q d\sigma \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}}$$

Utilizando la sección transversal clásica dada por (2.1) tenemos:

$$\left(\frac{dT}{dS}\right)_{\text{clásica}} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e V} NZ \ln \frac{Q_{\text{máx}}}{Q_{\text{mín}}} \quad (2.2)$$

En una colisión de frente es fácil obtener  $Q_{\text{máx}}$ , pero la evaluación de  $Q_{\text{mín}}$  es un problema muy complicado, Bohr trató éste basando la teoría clásica en los conceptos de parámetro de impacto  $x$  y tiempo de colisión  $\tau \sim x/V$ , más que en la transferencia de energía  $Q$ . La relación entre  $Q$  y  $x$  es:

$$Q = \frac{2Z^2 e^4}{m_e V^2} \left( \frac{1}{x^2 + (b/2)^2} \right)$$

donde

$$b \equiv \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \left( \frac{M + m_e}{M} \right)$$

entonces

$$\left( \frac{dT}{dS} \right)_{\text{clásica}} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \int \frac{x dx}{x^2 + (b/2)^2} \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (2.3)$$

Para una colisión de frente, si integramos de  $x = 0$  a  $x = \infty$ , la energía estimada será infinita, resultado que no está de acuerdo con lo observado por lo que es necesario introducir un valor de corte para el parámetro de impacto  $x$  (suposición 2) más allá del cual la transferencia de energía será cero.

Dicho corte corresponde físicamente al hecho de que el electrón repelido está ligado originalmente a un átomo del absorbedor. Bohr calculó el valor para el parámetro de impacto efectivo máximo  $x_v$  y para el tiempo de colisión efectivo máximo  $\tau_v$  que están dados por:

$$x_v = \tau_v v = \frac{1.123 V}{2\pi v}$$

En base a esto, para  $(x_v)^2 \gg (b/2)^2$  tenemos que la pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria como ionización y excitación del material absorbedor es:

$$\left( \frac{dT}{dS} \right)_{\text{clásica}} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \ln \left( \frac{1.123m V M}{2\pi v z e^2 (M + m_e)} \right) \quad (2.4)$$

Entre 1930 y 1933, Mott, Bethe, Möller y Bloch resolvieron algunos aspectos del problema teórico mediante el uso de la mecánica cuántica; en este caso las colisiones se dividen en dos clases: fuertes y débiles. Las colisiones fuertes son aquellas en las cuales la transferencia de energía es lo suficientemente grande como

para considerar que el electrón repelido está inicialmente libre; en este caso, la sección transversal por electrón atómico va a depender del espín y de la naturaleza de la partícula incidente.

La transferencia de energía de una partícula incidente con ve locidad  $V = \beta c$ , masa en reposo  $M$  y energía cinética  $T = Mc^2/(1 - \beta^2)^{1/2} - Mc^2$  a un electrón atómico inicialmente en re poso es:

$$Q_{\text{máx}} = T \left( \frac{1 + (2Mc^2/T)}{1 + (M + m_e)^2 c^2 / 2m_e T} \right) \quad (2.5)$$

La pérdida de energía promedio por unidad de longitud de tra- yectoria en colisiones fuertes está dada por:

$$\frac{dT_H}{ds} = NZ \int_H^{Q_{\text{máx}}} Q \phi_H(Q) dQ \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}}$$

donde  $H$  es grande con respecto a la energía de amarre del electrón.

Para colisiones débiles, la transferencia de energía se toma de un valor mínimo  $Q_{\text{mín}}$ , el cual es en general del orden de la ener- gía de excitación o de ionización de un electrón atómico, hasta u- na energía arbitraria  $Q = H$ .

Para partículas pesadas en el caso de colisiones fuertes se tiene que para partículas incidentes de espín cero, carga  $Ze$  y ma- sa  $M \gg m_e$  la sección transversal diferencial es:

$$\phi_1(Q) dQ = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{dQ}{Q^2} \left( 1 - \beta^2 \frac{Q}{Q_{\text{máx}}} \right) \frac{\text{cm}^2}{\text{electrón}}$$

Si la energía cinética de las partículas es del orden de su ener- gía en reposo entonces

$$\phi_2(Q) dQ = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{dQ}{Q^2} \left( 1 - \frac{Q(1 - \beta^2)}{2m_e c^2} \right) \frac{\text{cm}^2}{\text{electrón}}$$

Para partículas pesadas con espín 1/2, la sección transversal diferencial es

$$\phi_3(Q) dQ = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{dQ}{Q^2} \left[ 1 - \frac{\beta^2 Q}{Q_{\text{máx}}} + \frac{1}{2} \left( \frac{Q}{T + Mc^2} \right)^2 \right] \frac{\text{cm}^2}{\text{elec.}}$$

donde el último término se debe a efectos de espín, siendo importante únicamente a muy altas energías y para una pequeña parte de las colisiones.

Un valor aproximado de la pérdida de energía promedio para partículas pesadas de cualquier espín, si  $H \ll Q_{\text{máx}}$ , está dado por

$$\frac{dT_H}{dS} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left( \ln \frac{Q_{\text{máx}}}{H} - \beta \right) \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (2.6)$$

H. A. Bethe obtuvo la pérdida de energía para partículas cargadas rápidas al colisionar con electrones atómicos basándose en la aproximación de Born<sup>(3, 7)</sup>. Para utilizar dicha aproximación se requiere que la amplitud de la onda dispersada por el campo del electrón atómico sea pequeña comparada con la amplitud de la onda incidente no perturbada, teniéndose que  $Ze^2/hv \ll 1$ . Cuando esta ecuación no se cumple, la partícula empieza a capturar electrones. Si la velocidad de la partícula incidente es grande comparada con las velocidades orbitales, es decir, si  $E \gg M/m_e E_{e1}$  donde  $E_{e1}$  es el potencial de ionización de los electrones, entonces, para velocidades no relativistas la pérdida de energía promedio por unidad de longitud de trayectoria para colisiones débiles es:

$$\frac{dT_s}{dS} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} NB$$

con  $B = Z \ln 2m_e v^2 / I$  siendo éste el número de frenado e  $I$  el potencial de excitación e ionización promedio del átomo del absorbedor.

Para velocidades relativistas y colisiones débiles ( $Q_{\text{mín}} \ll Q$

< H) para una partícula de carga Ze cuando  $\beta \gg Z/137$ , se tiene

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{Bethe}} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left(\ln \frac{2m_e v^2 H}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2\right) \quad (2.7)$$

La pérdida de energía total por ionización específica va a estar entonces dada por la pérdida de energía debida a colisiones fuertes, ecuación (2.6), más la debida a colisiones débiles, ecuación (2.7), obteniéndose:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left(\ln \frac{2m_e v^2 Q_{\text{máx}}}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2\right)$$

para partículas pesadas con energía cinética del orden de su energía en reposo se tiene que

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2\right) \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (2.8)$$

Alcance.

Como las partículas  $\alpha$  pierden una parte pequeña de su energía en cada colisión con un electrón y no son deflecionadas apreciablemente, entonces sus trayectorias son aproximadamente líneas rectas; además, como se necesita un gran número de colisiones ( $\sim 10^5$ ) para frenar una partícula  $\alpha$  de pocos MeV hasta el reposo, los alcances para alfas de la misma energía son aproximadamente iguales.

La figura 2.2 muestra el número de partículas  $\alpha$  encontradas en un gas a una distancia r de la fuente en función de r para una fuente que emite  $\alpha$  de una energía; se observa que los alcances de todas las partículas en un medio dado no son iguales teniéndose una pequeña dispersión causada por las fluctuaciones estadísticas en el número de colisiones y en la pérdida de energía por colisión. La curva punteada es obtenida diferenciando la curva continua y representa la distribución de alcances, la distancia r co-



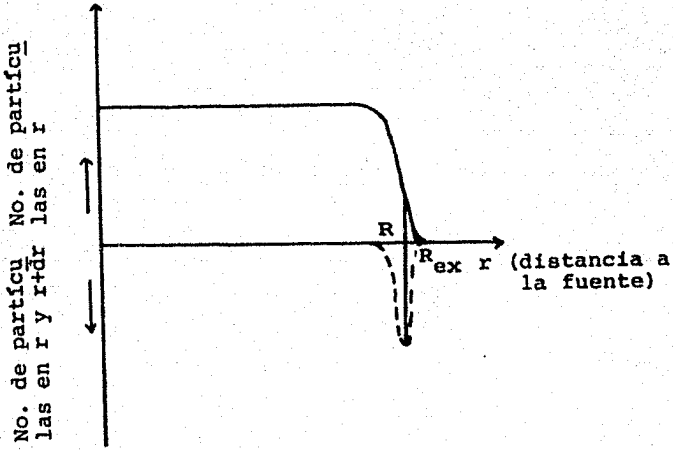


Figura 2.2 Número de partículas  $\alpha$  de una fuente como función de la distancia <sup>(9)</sup>.

rrrespondiente al máximo de la línea punteada es llamada alcance medio  $R$  de las partículas alfa; la distancia obtenida al extrapolar la parte recta de la curva continua es el alcance extrapolado  $R_{ex}$ .

El alcance de un ión está dado por:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{1}{dE/dx} dE \quad (2.9)$$

La figura 2.3 da los alcances en aire calculados con la ecuación (2.9) con  $dE/dx$  dado por la ecuación (2.8) para protones y alfas como función de su energía cinética.

El alcance de las partículas pesadas en materiales absorbedores distintos del aire pueden ser calculados mediante la siguiente relación (9):

$$\frac{R_z}{R_a} = 0.90 + 0.0275Z + (0.06 - 0.0086Z) \log \frac{E}{M} \quad (2.10)$$

donde  $R_z$  y  $R_a$  son los alcances de la partícula en un elemento  $Z$  y en el aire en  $mg/cm$ ,  $M$  es el número másico y  $E$  es la energía cinética inicial en MeV de la partícula; la ecuación (2.10) es aplicable a absorbedores con  $Z > 10$ . Para elementos más ligeros, se reemplaza  $(0.90 + 0.0275Z)$  por 1.00 excepto para helio e hidrógeno para los cuales se utiliza 0.82 y 0.30, respectivamente.

Si el absorbedor es un compuesto o mezcla de elementos, utilizamos la aproximación debida a Bragg, que nos dice que el efecto de frenado de una molécula o de una mezcla de átomos o moléculas está dado por la suma de los efectos de frenado de todos los átomos componentes; entonces, si  $R_1, R_2, R_3, \dots$  denotan los alcances en  $mg/cm^2$  de una partícula en cada uno de los elementos del absorbedor, el alcance total  $R_t$  de la partícula en un compuesto o en una mezcla homogénea de dichos elementos con fracciones de peso

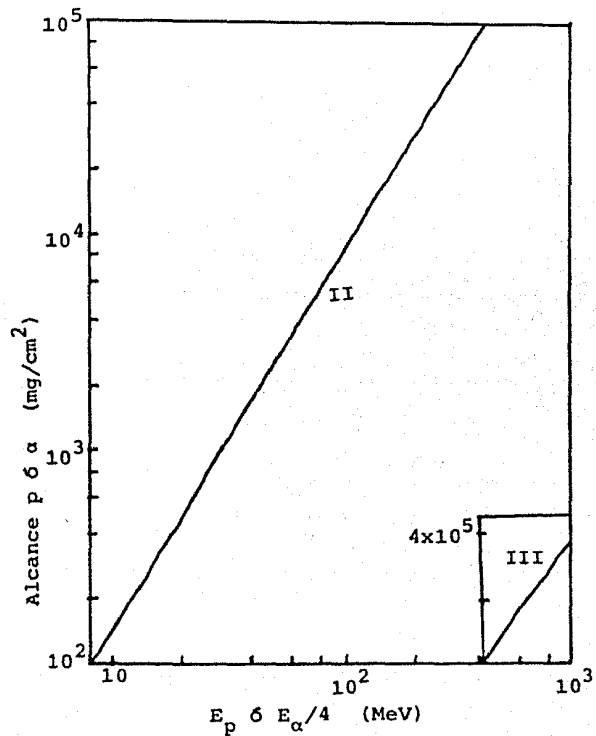
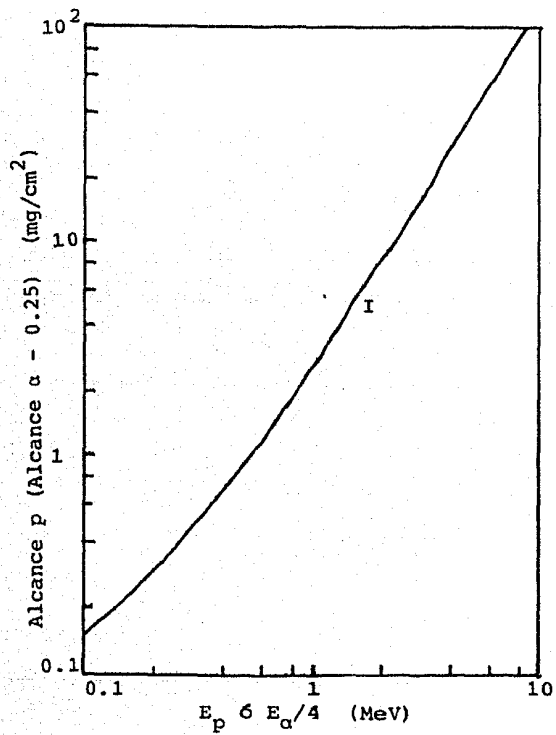


Figura 2.3 Relación Alcance-Energía para protones y partículas  $\alpha$  en aire<sup>(9)</sup>.

respectivas  $w_1, w_2, w_3, \dots$  está dada por:

$$\frac{1}{R_t} = \frac{w_1}{R_1} + \frac{w_2}{R_2} + \frac{w_3}{R_3} + \dots \quad (2.11)$$

Como los efectos de frenado relativos de los elementos son función de la energía de la partícula, esta ecuación no es aplicable a absorbedores heterogéneos.

En nuestro caso supondremos que el detector, CR-39, es un absorbedor homogéneo, como su composición es  $C_{12}H_{18}O_7$  tenemos que las fracciones de peso son  $w_H = 0.0662$ ,  $w_C = 0.5255$  y  $w_O = 0.4084$ ; usando las ecuaciones (2.10) y (2.11) tenemos que el alcance de las partículas alfa en el detector en función de su energía está dado por:

$$R_t = R_a \frac{0.30 + 0.0513 \text{Log} X - 4.23 \times 10^{-5} \text{Log}^2 X - 3.80 \times 10^{-6} \text{Log}^3 X}{0.346 + 0.0488 \text{Log} X - 5.62 \times 10^{-5} \text{Log}^2 X}$$

donde  $R_a$  se obtiene por medio de la gráfica dada en la figura 2.3 y  $X = E/4$ .

b) Esquema de decaimiento radiactivo y equilibrio radiactivo.

La ley exponencial que gobierna al decaimiento de las sustancias radiactivas fué formulada por E. Rutherford y F. Soddy en 1902 para explicar sus experimentos. Posteriormente, en 1910, H. Bateman obtuvo en la forma más general las ecuaciones de decaimiento y crecimiento de las sustancias radiactivas.

Para obtener la ley de desintegración consideremos un grupo que contiene un gran número  $N$  de átomos radiactivos idénticos. Sea  $\lambda$  la probabilidad de que cualquier átomo particular se desintegre por unidad de tiempo. Entonces, la actividad de estos átomos, es decir, el número total de desintegraciones por unidad de tiempo,

será  $N\lambda$ . La razón  $dN/dt$  del grupo de átomos es igual a la actividad cuando no se tiene una fuente de átomos radiactivos; como  $N$  disminuye cuando el tiempo aumenta, se tiene un signo negativo, entonces:

$$\frac{dN}{dt} = - N\lambda \quad (2.12)$$

o

$$\int dN = - \int \lambda dt$$

haciendo la suposición de que la probabilidad de decaimiento de un átomo es independiente del tiempo y constante tenemos, integrando, que

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = - \lambda t \quad (2.13)$$

donde  $N_0$  es el número de átomos en el tiempo  $t = 0$ .  $\lambda$  es llamada constante total de decaimiento radiactivo, es independiente de las condiciones físicas y químicas tales como temperatura, presión, concentración o edad de los átomos radiactivos.

Despejando  $N$  en (2.13) obtenemos la ley de desintegración

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.14)$$

la cual se aplica a todos los núcleos radiactivos siendo  $\lambda$  diferente para cada uno de ellos.

La vida media,  $t_{1/2}$ , de una sustancia radiactiva es el intervalo de tiempo en el cual la actividad de una muestra se reduce a la mitad. La relación entre la vida media y la constante de decaimiento está dada por

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Al inverso de la constante de decaimiento  $\tau = 1/\lambda$  se le llama vida

Números másicos	Serie	Progenitor	Vida media (años)	Producto final estable
4n	Torio	${}_{90}^{232}\text{Th}$	$1.39 \times 10^{10}$	${}_{82}^{208}\text{Pb}$
4n + 1	Neptunio	${}_{93}^{237}\text{Np}$	$2.25 \times 10^6$	${}_{83}^{209}\text{Bi}$
4n + 2	Uranio	${}_{92}^{238}\text{U}$	$4.51 \times 10^9$	${}_{82}^{206}\text{Pb}$
4n + 3	Actinio	${}_{92}^{235}\text{U}$	$7.07 \times 10^8$	${}_{82}^{207}\text{Pb}$

Tabla 2.2 Series radiactivas.

Núcleos de origen, vida media y producto final estable.

promedio de una sustancia radiactiva.

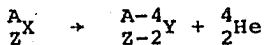
Series radiactivas.

La mayoría de los elementos radiactivos encontrados en la naturaleza pertenecen a una de cuatro series radiactivas cada una de las cuales esta formada por una sucesión de productos que proceden de un sólo núcleo. El que sólo haya cuatro series se debe a que la desintegración alfa disminuye el número másico de un núcleo en 4. Los núcleos cuyos números másicos están dados por  $A = 4n$ ,  $n$  entero, forman la serie  $4n$ . Los miembros de las series  $4n+1$ ,  $4n+2$  y  $4n+3$  tienen números másicos dados por  $A = 4n+1$ ,  $A = 4n+2$  y  $A = 4n+3$ , respectivamente. La tabla 2.2 muestra las cuatro series, sus núcleos de origen, su vida media y el producto final estable.

Las tablas 2.3 y 2.4 muestran los productos de la serie del  $^{238}\text{U}$  y la del  $^{235}\text{U}$ , respectivamente, así como su vida media, las energías de decaimiento alfa y su probabilidad de transición; los esquemas de dichas series se muestran en las figuras 2.4 y 2.5.

Desintegración alfa.

El decaimiento alfa es un proceso que ocurre comunmente en núcleos con número atómico mayor que  $Z = 82$ ; consiste en el decaimiento de un núcleo inestable en un núcleo descendiente mediante la emisión de una partícula  $\alpha$ . Si llamamos  $X$  e  $Y$  a los núcleos original y descendiente respectivamente, el proceso de desintegración alfa puede escribirse como



Como las fuerzas atractivas entre nucleones son de corto alcance, la fuerza total de enlace es aproximadamente proporcional al número de nucleones. Por otro lado, las fuerzas de repulsión electrostática entre protones son de alcance ilimitado y la fuerza

Isótopo	Vida media	Energías (MeV)	Probabilidad de transición
Uranio 238	$4.5 \times 10^9$ años	4.2	100%
Torio 234	24.1 días	---	---
Protactinio 234m	1.18 min	---	---
Protactinio 234	6.66 hrs	---	---
Uranio 234	$2.5 \times 10^5$ años	4.723	27.5%
		4.773	72.5%
Torio 230	$8.0 \times 10^4$ años	4.618	23.4%
		4.684	76.3%
		otras	0.3%
Radio 226	1620 años	4.598	5.5%
		4.781	94.5%
Radón 222	3.825 días	5.48	100%
Polonio 218	3.05 min	6.00	100%
Astatinio 218	1.3 seg	6.70	0.02%
Radón 218	$1.9 \times 10^{-2}$ seg	7.13	
Plomo 214	26.8 min	---	---
Bismuto 214	19.9 min	4.9 - 5.5	0.02%
Polonio 214	$1.6 \times 10^{-4}$ seg	7.688	100%
Talio 210	1.3 min	---	---
Plomo 210	22 años	---	---
Bismuto 210	5.01 días	4.67	$1.7 \times 10^{-4}$ %
Polonio 210	138.4 días	5.305	~100%
Talio 206	4.2 min	---	---
Plomo 206	estable		

Tabla 2.3 Elementos de la serie del uranio<sup>(11)</sup>.



Isótopo	Vida media	Energías (MeV)	Probabilidad de transición
Uranio 235	$7.0 \times 10^8$ años	4.368	12%
		4.400	56%
		otras	32%
Torio 231	25.6 hrs	---	---
Protactinio 231	$3.4 \times 10^4$ años	4.950	23%
		5.013	25%
		5.028	20%
		otras	32%
Actinio 227	22 años	4.951	0.7%
		otras	baja
Torio 227	18.2 días	5.755	20.3%
		5.976	23.4%
		6.037	24.5%
		otras	31.8%
Francio 223	22 min	---	---
Radio 223	12 días	5.603	24.2%
		5.712	52.5%
		otras	23.3%
Radón 219	3.9 seg	6.423	7.5%
		6.551	11.5%
		6.817	81.0%
Polonio 215	$1.8 \times 10^{-3}$ seg	7.384	100%
Astatinio 215	$1 \times 10^{-4}$ seg	8.00	baja
Plomo 211	36 min	---	---
Bismuto 211	2.16 min	6.278	16.0%
		6.622	83.7%
Polonio 211	0.52 seg	7.44	0.3%
Talio 207	4.79 min	---	---
Plomo 207	estable		

Tabla 2.4 Elementos de la serie del actinio<sup>(11)</sup>.

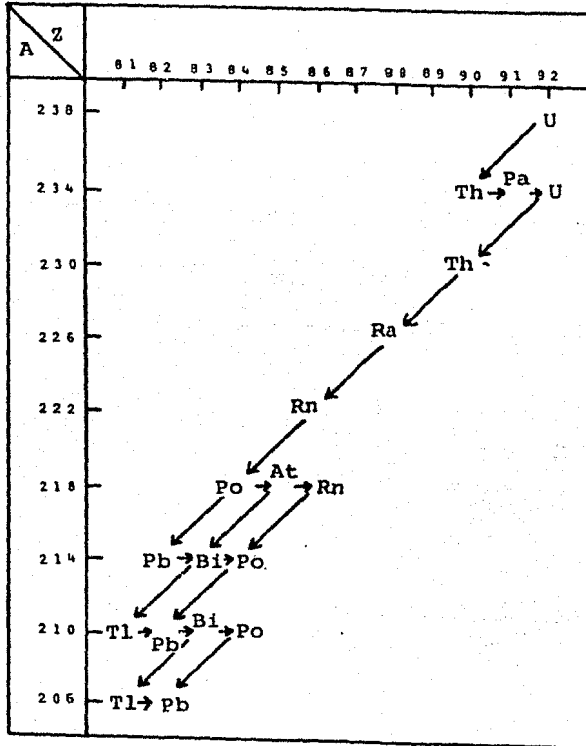


Figura 2.4 Esquema de decaimiento radiactivo de la serie del uranio.

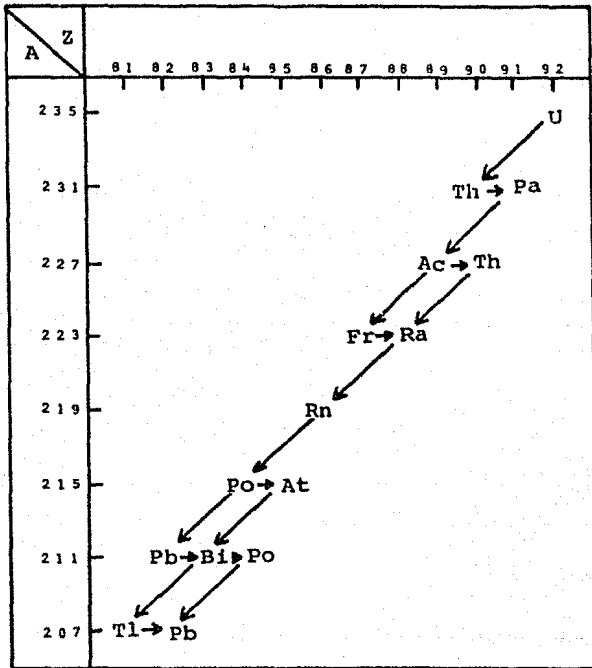


Figura 2.5 Esquema de decaimiento radiactivo de la serie del actinio.

disruptiva total en un núcleo es aproximadamente proporcional a  $Z^2$ . En los núcleos que tienen 210 o más nucleones, las fuerzas nucleares que los mantienen unidos son difícilmente capaces de equilibrar la repulsión entre protones, siendo la desintegración  $\alpha$  un medio de aumentar su estabilidad mediante la reducción de tamaño; el proceso de desintegración tiene lugar espontáneamente debido a que es energéticamente favorable siendo mayor la masa del núcleo original que la del núcleo descendiente más la de la partícula  $\alpha$ , esto se debe principalmente a una reducción en la energía de Coulomb del núcleo cuando su carga  $Ze$  se reduce por la carga  $2e$  de la partícula  $\alpha$ . La energía que queda disponible en el decaimiento, que es la energía equivalente a la diferencia de masa, puede ser calculada a partir de las masas atómicas del núcleo original ( $M_x$ ), el núcleo descendiente ( $M_y$ ) y de la partícula  $\alpha$  ( $m_\alpha$ ) mediante la ecuación

$$Q = (M_x - M_y - m_\alpha)c^2$$

La energía cinética  $T_\alpha$  de la partícula  $\alpha$  emitida no es igual a la energía de desintegración  $Q$  ya que el núcleo se queda con una parte de la energía cinética, por conservación de la energía y de la cantidad de movimiento se tiene que la energía cinética de la partícula  $\alpha$  es

$$T_\alpha = \frac{M_y}{m_\alpha + M_y} Q$$

La teoría de desintegración  $\alpha$  fué desarrollada por G. Gamow y y por G. Gurney y Condon en 1928, sus principios básicos son: una partícula  $\alpha$  puede existir como una entidad dentro del núcleo, está en constante movimiento y encerrada en el núcleo por medio de la barrera de potencial que lo rodea existiendo una cierta probabili-

dad de que la partícula pueda pasar a través de ella cada vez que se produce una colisión.

En la figura 2.6 se muestra la energía potencial de interacción de una partícula  $\alpha$  con el resto del núcleo; la energía de las partículas alfa es menor que la altura de la barrera coulombiana en la superficie del núcleo y la partícula sólo puede escapar penetrando la barrera de potencial. La probabilidad de desintegración por unidad de tiempo  $\lambda$  en función de la probabilidad  $P$  de penetrar la barrera de potencial está dada por  $\lambda = \nu P$  donde  $\nu$  es el número de veces por segundo que una partícula  $\alpha$ , dentro del núcleo golpea la barrera de potencial que lo rodea.

Suponiendo que en un momento hay en el núcleo una partícula  $\alpha$  y que se mueve hacia adelante y hacia atrás a lo largo del diámetro  $2R$  del núcleo, entonces  $\nu = v/2R$  donde  $v$  es la velocidad de la partícula  $\alpha$  cuando abandona el núcleo.

Como  $V > E$ , la física clásica predice una probabilidad de transmisión  $P$  igual a cero, en tanto que en mecánica cuántica una partícula  $\alpha$  en movimiento es considerada como una onda, de modo que  $P$  no es igual a cero, por lo que la desintegración  $\alpha$  se explica mediante la física cuántica.

Consideremos el caso de un haz de partículas de energía cinética  $T$  que incide por el lado izquierdo de una barrera de potencial de altura  $V$  y de anchura  $L$  como se muestra en la figura 2.7. A ambos lados de la barrera  $V = 0$  lo que quiere decir que ahí no actúan fuerzas sobre la partícula. La ecuación de Schrödinger en las regiones es

$$\frac{\partial^2 \psi_I}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} T \psi_I = 0 \quad \text{para } x < 0$$

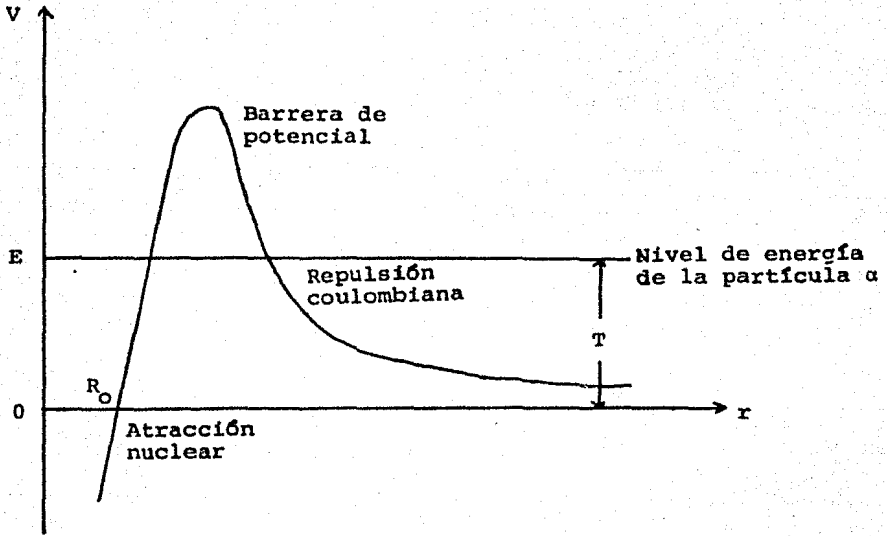


Figura 2.6 Energía potencial de una partícula  $\alpha$  y un núcleo.

$$\frac{\partial^2 \psi_{II}}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (T - V) \psi_{II} = 0 \quad \text{para } 0 < x < L$$

$$\frac{\partial^2 \psi_{III}}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} T \psi_{III} = 0 \quad \text{para } x > L$$

cuyas soluciones son

$$\psi_I = Ae^{iax} + Be^{-iax} \quad \text{para } x < 0$$

$$\psi_{II} = Ce^{-bx} + De^{bx} \quad \text{para } 0 < x < L$$

$$\psi_{III} = Ee^{iax} \quad \text{para } x > L$$

donde  $a = \sqrt{2mT}/\hbar$  y  $b = \sqrt{2m(V - T)}/\hbar$ .

La probabilidad de transmisión  $P$  para que una partícula pase a través de la barrera de potencial está dada por la relación entre la densidad de probabilidad en la región III y en la región I de donde

$$P = \frac{\psi_{III} \psi_{III}^*}{\psi_I \psi_I^*} = \frac{EE^*}{AA^*}$$

aplicando las condiciones a la frontera y suponiendo que la barrera de potencial es alta comparada con la energía cinética de una partícula incidente y que es lo suficientemente ancha ( $R \gg R_0$ ) para que  $\psi_{II}$  esté fuertemente atenuada entre  $x = 0$  y  $x = L$  se obtiene

$$P = e^{-2bL} \quad \text{o} \quad \ln P = -2bL$$

esta es la ecuación para una barrera rectangular en tanto que una partícula  $\alpha$  dentro del núcleo se encuentra en una barrera de altura variable, entonces;

$$\ln P = -2 \int_0^L b(x) dx = -2 \int_{R_0}^R b(x) dx \quad (2.15)$$

donde  $R_0$  es el radio del núcleo y  $R$  la distancia desde el centro hasta  $V = T$ , más allá de  $R$ ,  $T_\alpha$  es positiva y la partícula puede moverse libremente.

La energía potencial electrostática de una partícula  $\alpha$  a una

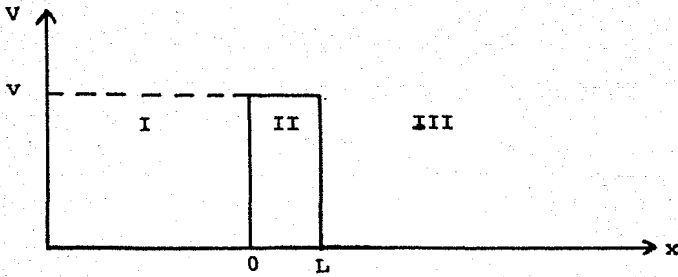


Figura 2.7 Barrera de potencial de altura  $v$  y anchura  $L$  utilizada para calcular la probabilidad de transmisión de una partícula a través de ella <sup>(12)</sup>.



distancia  $x$  del centro de un núcleo de carga  $(Z + 2)e$  es

$$V(x) = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 x}$$

y la energía cinética es

$$T = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R}$$

entonces, tenemos.

$$b = \frac{(2mT)^{1/2}}{\hbar} \left(\frac{R}{x} - 1\right)^{1/2}$$

de donde

$$\ln P = -2 \int_{R_0}^R b(x) dx = -2 \left(\frac{2mT}{\hbar^2}\right)^{1/2} R \left\{ \cos^{-1}\left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2} - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{R_0}{R}\right)^{1/2} \right\}$$

como  $R \gg R_0$

$$\ln P = -2 \left(\frac{2mT}{\hbar^2}\right)^{1/2} R \left\{ \frac{\pi}{2} - 2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2} \right\}$$

sustituyendo  $R = 2Ze^2/4\pi\epsilon_0 T$

$$\ln P = \frac{4e}{\hbar} \left(\frac{m}{\pi\epsilon_0}\right)^{1/2} (ZR_0)^{1/2} - \frac{e^2}{\hbar\epsilon_0} \left(\frac{m}{2}\right)^{1/2} ZT^{1/2}$$

donde  $T$  se expresa en MeV,  $R_0$  en unidades de  $10^{-15}$  m y  $Z$  es el número atómico del núcleo menos el de la partícula  $\alpha$ .

Sustituyendo los valores de las constantes tenemos

$$\ln P = 2.97 Z^{1/2} R_0^{1/2} - 3.95 ZT^{1/2}$$

dado que  $\lambda = vP = (v/2R)P$  entonces

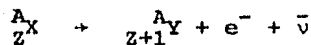
$$\ln \lambda = \ln \frac{v}{2R_0} + 2.97 Z^{1/2} R_0^{1/2} - 3.95 ZT^{1/2} \quad (2.16)$$

esta ecuación predice la gran variación de la vida media con la energía de desintegración y explica el fenómeno de desintegración  $\alpha$  en función de la penetración de una barrera de potencial por una

partícula que no tiene suficiente energía para remontarla.

Decaimiento beta.

La desintegración  $\beta$  consiste en el decaimiento de un núcleo inestable en un núcleo descendiente mediante la emisión de un electrón, el núcleo descendiente tiene el mismo número másico y su número atómico es una unidad mayor que el núcleo original. Si denotamos por X e Y a los núcleos original y descendiente respectivamente el proceso puede escribirse como



donde  $\bar{\nu}$  es un antineutrino.

La relación de conservación de masa-energía de este proceso es

$$(M_x - Zm_e)c^2 = (M_y - (Z + 1)m_e)c^2 + m_e c^2 + T_y + T_\beta + T_{\bar{\nu}}$$

y la energía disponible en la desintegración es

$$Q = T_y + T_\beta + T_{\bar{\nu}} = (M_x - M_y)c^2$$

teniéndose que el decaimiento  $\beta$  es posible cuando  $M_x > M_y$  ( $Q > 0$ ).

Crecimiento del producto hijo.

En un gran número de casos un núcleo radiactivo A con constante de decaimiento  $\lambda_A$  decae en un núcleo B con constante de decaimiento  $\lambda_B$  también radiactivo. Consideremos la abundancia de B si A decae a B y B decae a C.

Sea  $N_A$  el número de átomos A en cualquier instante y  $N_0$  el número inicial,  $N_B$  el número de átomos B y supondremos que el número inicial de átomos B es cero. Cada vez que un átomo A se desintegra, aumenta el número de átomos B y cada desintegración de B los reduce, de la ecuación (2.12) se tiene que el número de átomos que entran a la categoría B es

$$-\frac{dN_A}{dt} = \lambda_A N_A$$

y el número de átomos que dejan B es  $\lambda_B N_B$ . El cambio neto en  $N_B$  es la diferencia entre las ecuaciones anteriores obteniéndose

$$\frac{dN_B}{dt}(\text{neto}) = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B$$

de la ecuación (2.14) se tiene

$$\frac{dN_B}{dt} + \lambda_B N_B = \lambda_A N_0 e^{-\lambda_A t}$$

integrando y como  $N_B = 0$  para  $t = 0$

$$N_B = N_0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (2.17)$$

de donde la actividad de B es

$$N_B \lambda_B = (N_A \lambda_A) \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (1 - e^{-(\lambda_A - \lambda_B)t}) \quad (2.18)$$

esta ecuación puede ser utilizada para cualquier relación entre átomos padres e hijos.

Las ecuaciones (2.14) y (2.17) que se refieren a una y dos sustancias radiactivas han sido generalizadas por H. Bateman para cualquier número de productos. Supongamos que en el tiempo  $t = 0$  hay  $N_0$  átomos de A y que no hay átomos de los productos B, C, ..., M, N de la serie de decaimiento de A. Sean  $\lambda_A, \lambda_B, \dots, \lambda_M, \lambda_N$  sus constantes de decaimiento, entonces en cualquier tiempo  $t$  el número de átomos de N,  $N_N$  presentes está dado por la integral de

$$\frac{dN_N}{dt} = N_M \lambda_M - N_N \lambda_N$$

donde  $N_M$  se obtiene de una serie de ecuaciones similares a la anterior para las cantidades de los productos precedentes, integrando se obtiene la ecuación de Bateman

$$N_N = N_0 (h_A e^{-\lambda_A t} + h_B e^{-\lambda_B t} + \dots + h_M e^{-\lambda_M t} + h_N e^{-\lambda_N t}) \quad (2.19)$$

donde los coeficientes que son funciones adimensionales de las constantes de decaimiento están dados por

$$\begin{aligned} h_A &= \frac{\lambda_A}{\lambda_N - \lambda_A} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_A} \dots \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_A} \\ h_B &= \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \frac{\lambda_B}{\lambda_N - \lambda_B} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \dots \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_B} \\ &\vdots \\ h_M &= \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_M} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_M} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_M} \dots \frac{\lambda_M}{\lambda_N - \lambda_M} \\ h_N &= \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_N} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_N} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_N} \dots \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_N} \end{aligned} \quad (2.20)$$

la condición inicial de que  $N_N = 0$  en  $t = 0$  nos dá que

$$h_A + h_B + h_C + \dots + h_M + h_N = 0$$

La actividad del producto N es  $N_N \lambda_N$  y los valores de  $N_0$ ,  $N_A$ ,  $N_B$ , ...,  $N_N$  se refieren al número de átomos presentes; para obtener los pesos relativos de las sustancias cada uno de estos valores debe ser multiplicado por el peso atómico de la sustancia en cuestión.

La razón de las actividades de padre e hijo bajo la condición  $N_B = 0$  para  $t = 0$ , dada por la ecuación (2.18), es cero en  $t = 0$  y tiene su valor máximo para grandes valores de  $t$ , teniéndose varios casos dependiendo de la relación entre las vidas medias.

1) Si el hijo tiene una vida media mayor que el padre

$$t_{1/2 A} < t_{1/2 B} \quad (\lambda_A > \lambda_B)$$

En este caso la razón de las actividades aumenta continuamente conforme  $t$  aumenta y la podemos escribir como

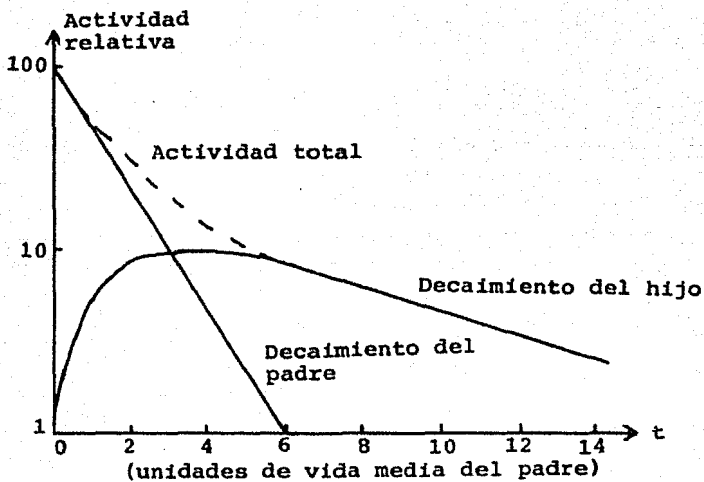


Figura 2.8 Relación Padre-Hijo cuando no hay equilibrio radiactivo (6).

$$\frac{N_B \lambda_B}{N_A \lambda_A} = \frac{\lambda_B}{\lambda_A - \lambda_B} (e^{(\lambda_A - \lambda_B)t} - 1)$$

Este caso se ilustra en la figura 2.8.

ii) El hijo y el padre tienen aproximadamente la misma vida media  $t_{1/2 A} \approx t_{1/2 B}$

Como  $t_{1/2 A} = t_{1/2 B}$  entonces  $t_{1/2 A} = t_{1/2 B}(1 + \delta)$  donde  $\delta \ll 1$  entonces la ecuación (2.18) se convierte en

$$\begin{aligned} \frac{N_B \lambda_B}{N_A \lambda_A} &= \frac{1 + \delta}{\delta} (1 - e^{-\delta t / (1 + \delta) \tau_B}) \\ &= \frac{t}{\tau_B} (1 - \frac{\delta}{1 + \delta} \frac{t}{2\tau_B} + \dots) \approx \frac{t}{\tau_B} \end{aligned}$$

iii) Si el hijo tiene una vida media menor que el padre

Si  $t_{1/2 B} < t_{1/2 A}$  ( $\lambda_A < \lambda_B$ ) entonces la razón de las actividades aumenta al principio con el tiempo y después se acerca a un valor constante obteniéndose

$$\frac{N_B \lambda_B}{N_A \lambda_A} = \frac{t_{1/2 A}}{t_{1/2 A} - t_{1/2 B}} (1 - e^{-(t_{1/2 A} - t_{1/2 B}) / t_{1/2 A} \lambda_B t})$$

para valores de  $t$  grandes comparados con  $\tau_B T_A / (T_A - T_B)$  tenemos

$$\frac{N_B \lambda_B}{N_A \lambda_A} = \frac{T_A}{T_A - T_B} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A}$$

cuando esta razón es mayor que la unidad se tiene que existe equilibrio transitorio, este caso se ilustra en la figura 2.9.

iv) Si el hijo tiene una vida media mucho menor que el padre

$$t_{1/2 A} \gg t_{1/2 B} (\lambda_A \ll \lambda_B)$$

En este caso la ecuación (2.18) toma la forma

$$N_B \lambda_B = N_A \lambda_A (1 - e^{-\lambda_B t})$$

teniéndose que la razón de equilibrio de las actividades se vuelve sustancialmente la unidad, de donde

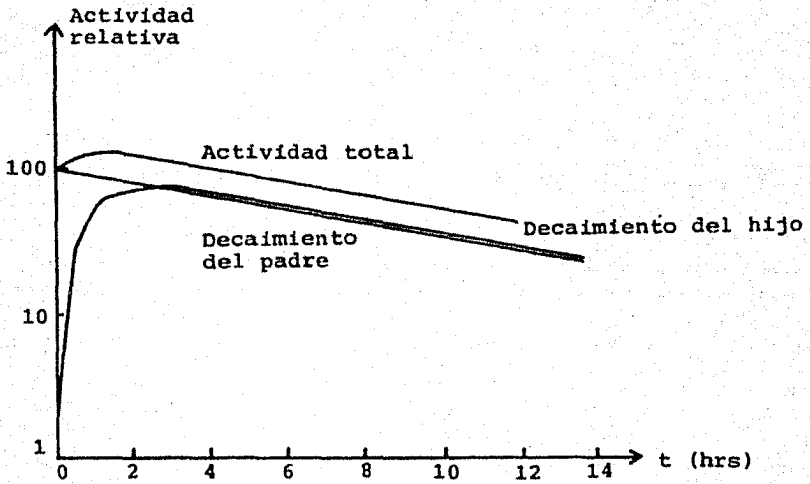


Figura 2.9 Relación Padre-Hijo cuando hay equilibrio transitorio<sup>(13)</sup>.

$N_B \lambda_B = N_A \lambda_A$  para  $t \gg t_{1/2 B}$  si  $t_{1/2 A} \gg t_{1/2 B}$   
esta condición se conoce clásicamente como equilibrio secular, cuya relación entre padre e hijo se muestra en la figura 2.10<sup>(13)</sup>.

Por medio de las ecuaciones de Bateman, se obtuvo la figura 2.11 que muestra la actividad relativa en función del tiempo, de los elementos de las series del uranio (U) y del actinio (Ac) la cual fué realizada bajo la condición de que inicialmente sólo existen átomos de  $^{238}\text{U}$  y  $^{235}\text{U}$  encontrándose que existe equilibrio secular para ambas series a partir de  $10^7$  años, teniéndose que la actividad de los elementos de la serie del actinio es aproximadamente del 5% de la del uranio y sus descendientes.

Como los elementos de la serie del uranio tienen la misma actividad, entonces emiten igual número de partículas por unidad de tiempo, así mismo para los elementos de la serie del actinio; debido a esto, utilizando las probabilidades de transición dadas en las tablas 2.3 y 2.4 tenemos que se emite un mayor número de partículas, por unidad de tiempo, con energías 4.2, 5.48, 6.00 y 7.68 MeV que corresponden a  $^{238}\text{U}$ ,  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{218}\text{Po}$  y  $^{214}\text{Po}$  respectivamente, resultado que será utilizado posteriormente para encontrar la relación existente entre la energía con que son emitidas las partículas  $\alpha$  y el diámetro de las trazas.



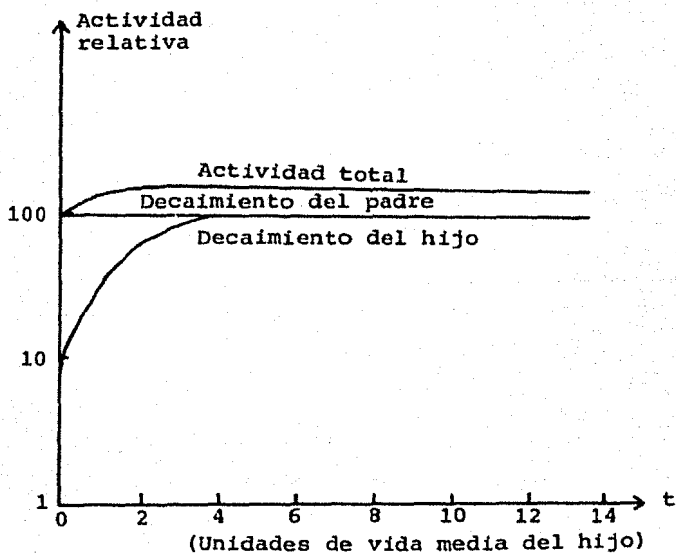


Figura 2.10 Relación Padre-Hijo en equilibrio secular<sup>(13)</sup>.

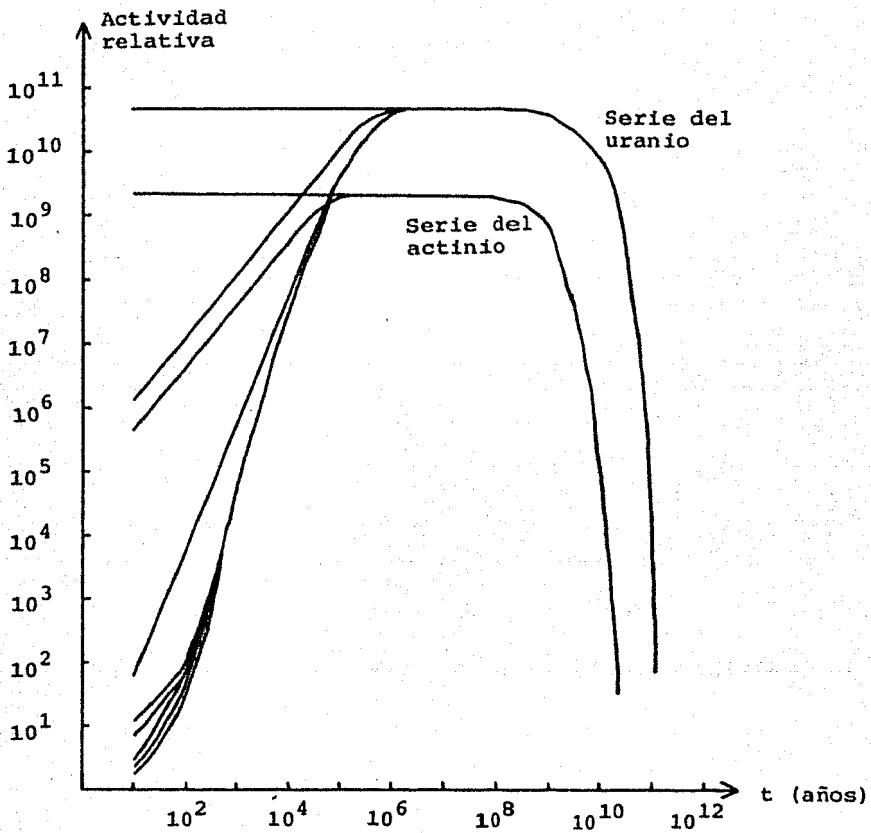


Figura 2.11 Actividad relativa contra tiempo para los elementos de las series del uranio y del actinio.

### CAPITULO III. DETECCION POR TRAZAS.

Para comprender la formación de trazas en sólidos es necesario conocer el medio por el cual los iones pesados pierden energía a medida que son retardados.

Los efectos de la interacción de la partícula con el detector son los siguientes:

- 1) Excitación de los electrones a altos niveles de energía o,
- 2) Expulsión de los electrones de sus átomos (ionización).

Para polímeros, la desexcitación que sigue al proceso 1) puede conducir a rompimientos en las cadenas de moléculas, en tanto que en cualquier sólido el proceso 2) crea solo centros de carga. El electrón emitido, llamado rayo delta, puede producir excitación e ionización adicional si lleva suficiente energía.

La ionización y excitación primarias ocurren cerca de la trayectoria del ión mientras que las secundarias se extienden a través de grandes distancias radiales del centro de la traza.

En este capítulo se describirán los modelos que explican la formación de trazas en polímeros y la geometría de las mismas; se darán las características de los detectores por trazas en estado sólido (DTES) así como las técnicas de revelado y los métodos de conteo de trazas.

#### a) Modelos de formación.

Entre los modelos de formación de trazas se tienen unos que la describen en materiales inorgánicos y otros en materiales orgánicos (altos polímeros). La tabla 3.1<sup>(5)</sup> muestra los modelos básicos, sus críticas y aplicaciones posibles.

MODELO	CRITICAS PRINCIPALES	CONCLUSIONES
1) Punta térmica	i) El umbral se espera aumente con la temperatura requerida para el cambio de fase, contrario al hecho experimental ii) No hace predicciones adecuadas	No aplicable
2) Colisiones atómicas	i) Predice trazas que son producidas a energías inferiores a las observadas	No aplicable en general. Relevante a 1 KeV/uma
3) Pérdida total de energía en ionización	i) Predice trazas que son producidas a energías superiores a las observadas ii) Incluye la energía depositada lejos de la traza	No aplicable
4) Energía depositada por electrones secundarios en el núcleo de la traza	i) Ignora defectos debidos a ionización y excitación primaria ii) Cuantitativamente incorrecto a bajas energías iii) No predice umbrales relativos, ni la ausencia de trazas en conductores	Incompleto e incorrecto para minerales
5) Pérdida total de energía en el núcleo de la traza	i) Ignora diferencias entre los defectos cualitativamente distintos producidos por la ionización y excitación primaria y los debidos a la pérdida de energía por rayos $\delta$ ii) Lo mismo que el modelo 4) inciso iii)	Promete para un estudio más adelante
6) Pérdida de energía restringida	i) Lo mismo que el modelo 5) inciso i) ii) Supone daño importante no real a grandes distancias en contra de lo observado iii) Ignora la dosis interior depositada por rayos $\delta$ , no así el exterior de la región iv) Predice registro donde no es observado cualitativamente como Pérdida total de energía pero con errores menores v) Lo mismo que el modelo 4) inciso iii)	Convenientes pero inexactas las predicciones analíticas
7) Ionización primaria y excitación	i) Ignora pérdida de energía por rayos $\delta$ dentro de la región de la traza	Satisfactorio para detectores inorgánicos
8) Densidad lineal de eventos	i) Lo mismo que el modelo 7) inciso i)	Conviene hacer estudios aplicando el modelo

Tabla 3.1 Comparación de modelos de formación de trazas<sup>(5)</sup>.

Como este trabajo ha sido realizado con polímeros, se describirán únicamente los modelos relativos a ellos.

1) Modelo de pérdida de energía secundaria.

Este modelo fué propuesto por E. J. Kobetich y R. Katz<sup>(14, 15)</sup>; supone que la energía perdida por los electrones secundarios a una distancia radial específica  $r$  cerca de la trayectoria del ión pesado es la cantidad crítica para la formación de la traza.

La cantidad de radiación  $D$  de los electrones secundarios está dada por:

$$D(r) = \frac{aZ^2}{\beta^2} \frac{1}{r} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \quad (3.1)$$

donde  $R$  es el ancho máximo de la traza. Además, postula que la densidad de energía promedio es producida principalmente por rayos  $\delta$  en una distancia  $r = 20 \text{ \AA}$ .

Los fragmentos moleculares que resultan de la interacción de los rayos  $\delta$  con el medio que los rodea son más solubles que las moléculas base, formándose una traza grabable si ocurre fragmentación sobre un diámetro suficientemente grande como para que el grabador penetre, a través de la huella de daño, dentro del material dieléctrico.

En este modelo se tienen dos dificultades:

1) En la selección arbitraria de diferentes radios críticos para diferentes materiales, y

2) Al ignorar los efectos primarios, los cuales tienen una contribución importante al daño en el centro de la traza.

ii) Modelo de pérdida de energía restringida o REL.

Este modelo, sugerido por E. V. Benton<sup>(16, 17)</sup>, considera que es posible describir el daño en plásticos tomando en cuenta única-

mente la parte de la pérdida de energía debida a los rayos  $\delta$  de energía moderadamente baja  $E_0$ . La pérdida de energía restringida está dada por:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{E < E_0} = \frac{2\pi n_e e^4}{\beta^2 m_e c^2} \left( \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_0}{I}\right) - \beta^2 - \delta - U \right) \quad (3.2)$$

donde  $n_e$  es el número de electrones por  $\text{cm}^3$  en el detector,  $m_e$  es la masa del electrón,  $I$  es el potencial de ionización medio,  $\delta$  es la corrección por efecto de polarización del medio a velocidades relativistas y  $U$  es la corrección de bajas velocidades.

Debido a que son iones rápidos, una gran fracción de los rayos  $\delta$  tiene alta energía, por lo que  $(dE/dx)_{E < E_0}$  es una pequeña fracción de la pérdida de energía total a altas energías y tiene su máximo a bajas energías.

Recientemente se ha tomado  $E_0 = 350$  eV como la máxima energía de los rayos  $\delta$ ; debido a que el alcance de electrones con esta energía es de varios cientos de angstroms<sup>(14)</sup>, la energía depositada fuera de la región de grabado preferencial es incluida, en tanto que la fracción de energía depositada por rayos  $\delta$  de alta energía es ignorada. Estos dos errores probablemente se compensan parcialmente. Se tiene que este modelo es lo suficientemente bueno para caracterizar el comportamiento de grabado de las zonas de daño producidas por los iones en detectores poliméricos<sup>(18)</sup>.

El modelo de pérdida de energía secundaria considera una contribución que es relevante para el registro de trazas en los plásticos, pero ignora los defectos debidos a la ionización y excitación primaria; mientras que el REL considera los rayos  $\delta$  de baja energía ignorando los de alta energía aunque se encuentren muy cerca de la trayectoria del ión.

A pesar de que se ha realizado una gran cantidad de modelos de formación de las trazas aún no se tiene uno que la explique completamente.

b) Materiales detectores.

Las trazas de partículas se pueden formar en casi cualquier material aislante, pero no se forman en buenos conductores<sup>(19, 20)</sup>, teniéndose que los materiales con una resistividad de alrededor de 2000 ohm-cm o mayor, generalmente forman trazas. Los detectores por trazas en sólidos (DTES) caen dentro de dos categorías:

i) Cristales inorgánicos y vidrios, y

ii) Polímeros

siendo estos últimos considerablemente más sensibles a la radiación que los materiales inorgánicos<sup>(21)</sup>.

Se han realizado medidas cuantitativas para establecer que partículas producen trazas y cuales no a fin de obtener la sensibilidad relativa de los diferentes detectores. La tabla 3.2 enlista, en orden aproximado de sensibilidad decreciente, distintos DTES teniéndose que las líneas interrumpidas separan detectores con sensibilidades parecidas, en tanto que las líneas continuas separan los detectores para los que se han observado claras diferencias. Esta tabla es cualitativa ya que los datos fueron tomados de diferentes fuentes con distintas condiciones experimentales y partículas de calibración. Se tiene que los plásticos son, en general, más sensibles que los detectores inorgánicos, aunque puede haber vidrios y cristales más sensibles que algunos de ellos.

La eficiencia de un detector es la probabilidad de que cada traza permanezca visible después de efectuar el grabado<sup>(22)</sup>; exis-

DETECTOR	COMPOSICION ATOMICA	IONIZACION MINIMA POR ION	
Inorgánicos:			
Olivino	$MgFeSiO_4$	100 MeV	$^{56}Fe$
Cuarzo	$SiO_2$	100 MeV	$^{40}Ar$
Mica Muscovita	$KAl_3Si_3O_{10}(OH)_2$	2 MeV	$^{20}Ne$
Tektitita	$22SiO_2:2Al_2O_3:FeO$		
Ambar	$C_2H_3O_2$		
Orgánicos:			
Allyl Diglycol (CR-39)	$C_{12}H_{18}O_7$		
A-Policarbonato Bisphenol (lexano, makrofol)	$C_{16}H_{14}O_3$	0.3 MeV	$^4He$
Polypropylene	$CH_2$	1 MeV	$^4He$
Polymethylmethacralato (plexiglas)	$C_5H_8O_7$	3 MeV	$^4He$
Acetato de celulosa	$C_{12}H_{18}O_7$		
Triacetato de celulosa (triafol-T)	$C_3H_4O_2$		
Nitrato de celulosa (darcel)	$C_6H_8O_9N_2$	0.55 MeV	$^1H$

Tabla 3.2 Sensibilidades relativas y composición química de varios detectores<sup>(5)</sup>.



te un ángulo crítico de ataque bajo el cual las trazas no son registradas, que depende del detector, mientras menor sea dicho ángulo va a ser mayor su eficiencia a la detección  $f$ , la cual está dada por<sup>(23, 24)</sup>:

$$f = \frac{\int_{\theta_c}^{\pi/2} d\Omega}{\int_0^{2\pi} d\Omega} = 1 - \text{sen}\theta_c \quad (3.3)$$

Un DTES polimérico debe tener las siguientes propiedades:

i) Sensibilidad a las partículas de interés e insensibilidad a partículas ligeras y fotones.

ii) Claridad óptica. Mediciones precisas de las trazas requieren que las superficies sean altamente transparentes después del grabado.

iii) Composición y morfología uniforme. Regiones de diferente composición o arquitectura del polímero conduce a fluctuaciones en la rapidez de grabado químico.

iv) Dominio de rompimiento de cadenas sobre la formación de enlaces químicos entre ellas (cross link)<sup>(25)</sup>.

v) Respuesta dependiente del tiempo y estabilidad de la traza latente a temperatura ambiente.

c) Geometría de las trazas.

La geometría de las trazas grabadas está relacionada, en el caso más simple, con dos procesos de ataque: disolución química a lo largo de la traza de la partícula a una rapidez lineal  $V_T$  y el ataque químico general sobre la superficie del detector a una rapidez  $V_B$ .

La figura 3.1<sup>(26)</sup> ilustra cómo este proceso crea un cono que

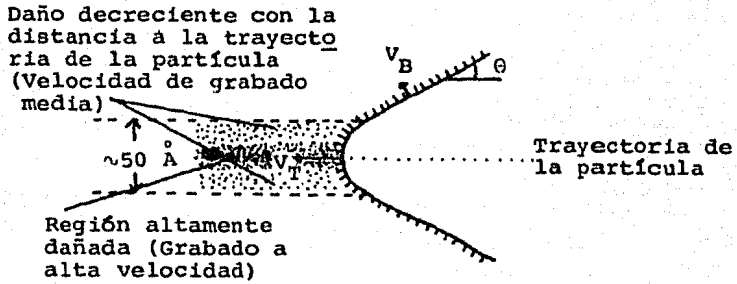


Figura 3.1 Diagrama de la huella de daño y grabado de la traza en una escala submicroscópica (26).

tiene la traza original (latente) en su eje, el daño de la radiación es mayor en la vecindad de la trayectoria de la partícula y la rapidez de ataque tiene su mayor valor  $V_T$ . En este caso se tienen que hacer dos suposiciones:

- i)  $V_T$  es constante a lo largo de la traza, y
- ii)  $V_B$  es constante e isotrópica.

Como el avance del extremo de la cavidad grabada mantiene su forma mientras se mueve hacia adelante a una rapidez  $V_T$ , el ángulo entre las paredes de la cavidad y la trayectoria de la partícula debe ser tal que la proyección de  $V_T$  en la dirección de la normal a las paredes sea  $V_B$ , de donde, el ángulo  $\theta$  de la traza cónica está dado por:

$$\theta = \text{ang sen } V_B/V_T \quad (3.4)$$

Este ángulo puede ser considerado como un ángulo límite para obtener trazas revelables.

Se ha encontrado que  $V_T$  puede ser expresada como una función monótonamente creciente de la rapidez de pérdida de energía restringida de la partícula,  $REL\omega$ .

Cuando la razón de las velocidades de grabado varía, la situación se complica, por lo cual es necesario introducir en el formalismo teórico el llamado estrato crítico removido  $h_c$  que se muestra en la figura 3.2<sup>(27)</sup> en la que se observa que  $h_c$  es una función del ángulo de incidencia y del alcance  $R_0$  de la partícula y puede ser obtenido resolviendo la ecuación:

$$V(R_0 - X_c) \text{sen} \theta - 1 = 0 \quad (3.5)$$

para  $X_c = h_c / \text{sen} \theta$ , en donde  $V = V_T / V_B$  es de la forma

$$V = 1 + e^{-AR} + B \quad \text{para PC, CA y CN}$$

$$V = 1 + AR^{-B} \quad \text{para CR-39}$$

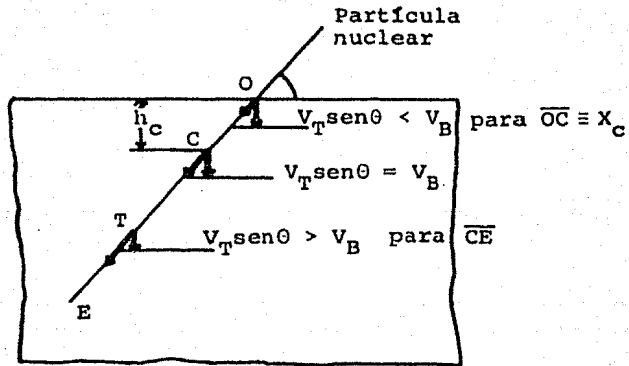


Figura 3.2 Esquema del aumento de la rapidez de ataque en la traza ( $V_T$ ) en comparación con la rapidez de ataque ( $V_B$ ) a lo largo de la huella de daño de una partícula nuclear cargada (27).

siendo A y B parámetros de ajuste. Sustituyendo estas ecuaciones en (3.5) se tiene que:

$$h_c = \text{sen}\theta \left( R_0 - \frac{1}{A} \ln \frac{\text{sen}\theta}{1 - \text{sen}\theta} - \frac{B}{A} \right)$$

y

$$h_c = \text{sen}\theta \left( R_0 - \left( \frac{A \text{sen}\theta}{1 - \text{sen}\theta} \right)^{1/B} \right)$$

Se tienen dos casos:  $h_c = 0$  y  $h_c \neq 0$ ; en el primero la formación de las trazas atacadas es inmediata en tanto que en el segundo es necesario grabarlas durante un tiempo suficientemente largo<sup>(27)</sup>.

La superficie del cono puede ser generada por la rotación de una línea recta, dada por la ecuación

$$y = -x \tan \delta + L \tan \delta \quad (3.6)$$

donde  $\tan \delta = 1/(V^2 - 1)^{1/2}$  y  $L = Vh$ , alrededor del eje x del sistema de coordenadas mostrado en la figura 3.3<sup>(27)</sup>. La ecuación de la superficie cónica circular puede ser obtenida de la ecuación (3.6) reemplazando y por  $(y^2 + z^2)^{1/2}$ , obteniéndose

$$z^2 + y^2 - \frac{(x - hV)^2}{V^2 - 1} = 0 \quad (3.7)$$

esta ecuación describe la cinética del crecimiento de la traza en la llamada fase cónica de la formación de la cavidad.

Cuando se ha removido el estrato  $h = R_0/V$  no hay ya un ataque preferencial a lo largo del eje de la traza, en esta etapa el extremo de la traza se vuelve esférico teniéndose una fase de transición en la cual la parte esférica crece gradualmente y disminuye la porción cónica, esta fase es descrita por la ecuación:

$$z^2 + y^2 + (x - R_0)^2 - h(R_0/V)^2 = 0 \quad (3.8)$$

Finalmente, en la fase esférica de la formación de la cavidad,

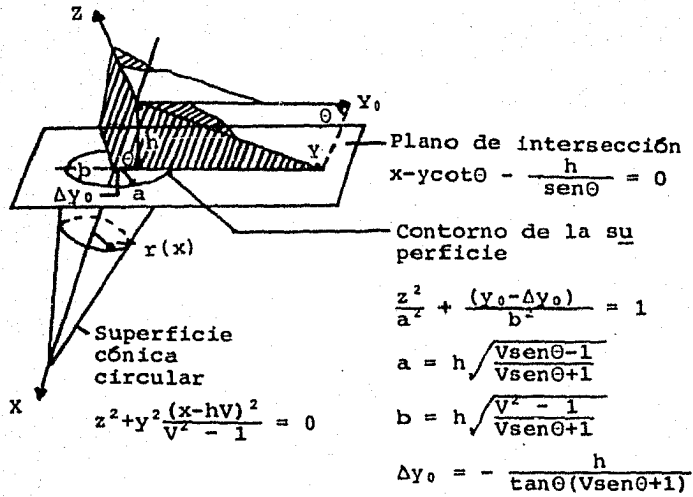


Figura 3.3 Esquema que describe las cantidades de grabado en la fase cónica de la formación de la traza en sólidos isotrópicos a una velocidad de grabado  $V$  constante (27).

la traza se vuelve completamente esférica teniéndose que la superficie está dada por

$$x - y \cot \theta - h / \sin \theta = 0 \quad (3.9)$$

para la cual la parte cónica ha sido completamente removida.

Con el conocimiento de los parámetros  $V$ ,  $\theta$ ,  $h$  y  $R_0$ , y usando las ecuaciones (3.7), (3.8) y (3.9) se pueden predecir las variaciones de cualquier parámetro de la traza durante el proceso de grabado químico; el perfil de la traza está dado por la ecuación (3.6).

El contorno de la superficie de la traza puede ser obtenido mediante la solución de las ecuaciones que describen las paredes. Para la fase cónica se tiene que la solución es una elipse definida por:

$$\frac{z^2}{a^2} + \frac{(y_0 - \Delta y_0)^2}{b^2} = 1 \quad (3.10)$$

donde  $a$  y  $b$  son los semiejes menor y mayor y  $\Delta y_0$  es el desplazamiento del punto de intersección del eje de la traza cónica con respecto al centro geométrico de la elipse.

El contorno de la traza en la fase esférica es un círculo dado por:

$$z^2 + (y_0 - \delta y_0)^2 = (h - R_0/V)^2 - (h - R_0 \sin \theta)^2 = r^2 \quad (3.11)$$

donde  $\delta y_0 = (h - R_0 \sin \theta) / \tan \theta$ .

Con las ecuaciones (3.10) y (3.11) de las fases elíptica y circular de la superficie de la traza, pueden determinarse las relaciones que describen la evolución de los ejes mayor y menor de la traza.

En el caso de cristales, el material es anisotrópico por lo que no es válida la hipótesis de que  $V_B$  es isotrópica. Para altos

polímeros, las cadenas moleculares pueden estar preferencialmente orientadas produciéndose diferencias en la rapidez de grabado químico entre las direcciones a lo largo de la dirección preferencial y en la normal al alineamiento molecular.

Las trazas en materiales plásticos tienen forma de agujas, en tanto que en los vidrios inorgánicos predominan las trazas de sección circular u oval.

Para CR-39 se tiene que la rapidez de ataque en la traza  $V_T$  puede ser expresada como una función del parámetro de pérdida de energía restringida REL donde:

$$(REL)_{\omega_0} = \frac{z_{eff}^2}{\beta^2} f(\beta) \omega_0$$

donde  $\omega_0$  es una constante cuyo mejor valor encontrado es 200 eV. La forma de la curva de respuesta  $V_T$  vs  $(REL)_{200 \text{ eV}}$  para una temperatura de grabado de 70 °C en NaOH al 6.25 N se muestra en la figura 3.4(28).

#### d) Técnicas de revelado.

El daño producido por las partículas nucleares en los DTES permanece en estado latente hasta que se emplea un procedimiento que lo revela. La información obtenida depende del método de revelado.

Las técnicas de revelado se pueden dividir en:

i) Por transmisión.- las trazas son observadas por medio de un microscopio electrónico. Consiste en difractar un haz de electrones con el detector, las trazas se observan como líneas oscuras amplificadas donde los planos del cristal están lo suficientemente inclinados como para dispersar los electrones fuera de la reflexión



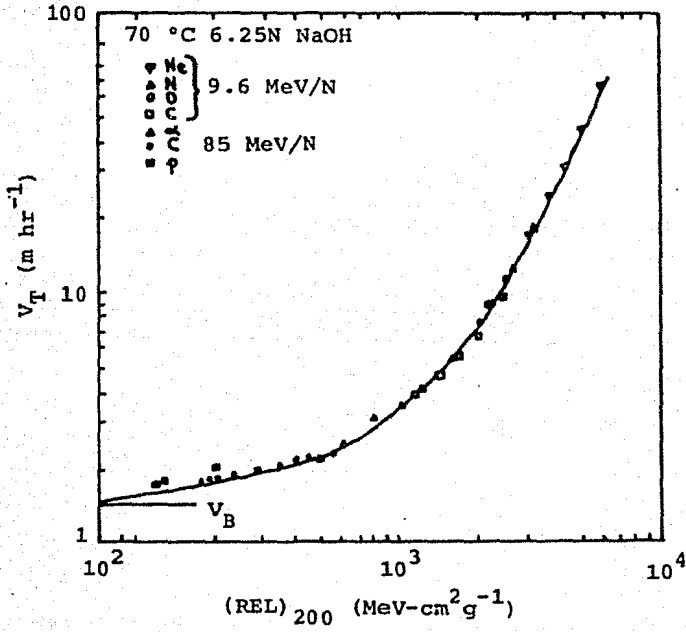


Figura 3.4 Forma de la curva de respuesta del CR-39 en función de la pérdida de energía res tringida(28).

de Bragg. Este método está limitado a materiales cristalinos.

ii) Por eliminación del material dañado.- dentro de esta técnica se encuentran el grabado químico (CE) y el grabado electroquímico (ECE).

En 1958 A. Young<sup>(29)</sup> descubrió que se forman cavidades microscópicas en la superficie de los sólidos que han sido irradiados con partículas pesadas y grabados con un atacante químico. En 1960 se mostró que las trazas se pueden hacer visibles en una gran variedad de materiales dieléctricos tales como minerales, vidrios inorgánicos naturales o artificiales y especialmente en polímeros orgánicos. En principio, cualquier agente químico que ataque a suficiente velocidad puede ser utilizado como grabador<sup>(21, 30)</sup>. El uso de diferentes grabadores conduce a diferencias en la rapidez de grabado pero no en la sensibilidad del detector. Los reactivos químicos usados más frecuentemente para revelar trazas en plásticos son: NaOH,  $KMnO_4$ ,  $H_2SO_4$ , HF y KOH. En un material dado la velocidad de grabado depende de los siguientes parámetros: tipo y velocidad de la partícula cargada; composición química del atacante; temperatura, concentración y viscosidad del grabador y del tratamiento pre- y post-irradiación físico y químico del detector.

Una desventaja básica del CE de las trazas es que únicamente las trazas de la superficie que son accesibles al grabador pueden ser hechas visibles. Para mediciones precisas de las trazas se requiere una gran reproducibilidad de las condiciones de grabado; en particular, cambios en la concentración del grabador debidos a evaporación deben ser minimizados.

La densidad de trazas obtenida depende de la temperatura de grabado y de las propiedades químicas de la solución.

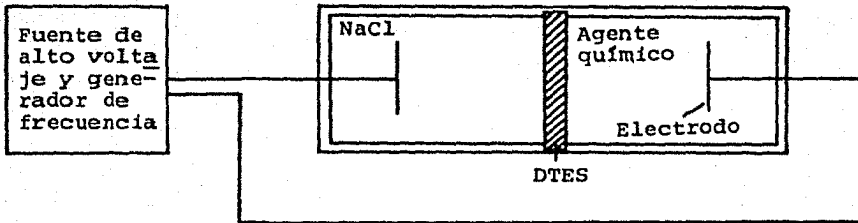


Figura 3.5 Diagrama del dispositivo de grabado electroquímico.

El grabado electroquímico es obtenido cuando a los DTES se les aplica un campo eléctrico de corriente alterna a una frecuencia dada durante el grabado químico. El detector es colocado separando en dos una cámara que contiene el reactivo químico de un lado y agua con NaCl del otro, teniéndose en ambos lados un electrodo como se muestra en la figura 3.5.

El grabado electroquímico tiene lugar en dos etapas consistiendo la primera en la formación de la cavidad de la traza y la segunda en la formación de un árbol, este proceso se muestra en la figura 3.6<sup>(31)</sup>.

Una traza es agrandada mediante el ECE, tomando forma de árbol, únicamente si la componente perpendicular a la superficie de la velocidad de grabado a lo largo de la traza  $V_T$  es mayor que la velocidad de grabado a lo largo de la superficie  $V_B$ , que es la misma condición que la requerida para grabar las trazas químicamente<sup>(32)</sup>.

La pérdida de energía en el dieléctrico producida por el campo eléctrico de corriente alterna  $E$  es muy importante en la etapa de formación de la traza; la potencia disipada por unidad de volumen  $P_s$ , en dieléctricos bajo un campo uniforme de corriente alterna está dada por:

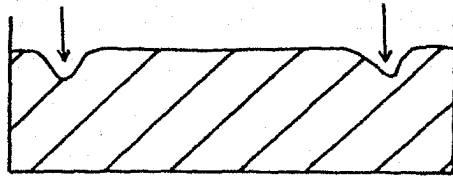
$$P_s = \omega E^2 \epsilon_0 \epsilon'' \quad (3.12)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia (en radianes),  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío y  $\epsilon''$  es el factor de pérdida del dieléctrico; en tanto que el esfuerzo de Maxwell  $\sigma$  está dado por:

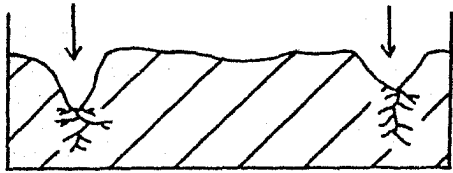
$$\sigma = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon' E^2 \quad (3.13)$$

donde  $\epsilon'$  es la constante dieléctrica del detector.

El esfuerzo de Maxwell produce tensión mecánica en polímeros,



Etapa 1. Formación de la traza.



Etapa 2. Formación del árbol.

Figura 3.6 Mecanismos básicos para el grabado electroquímico <sup>(31)</sup>.

y puede iniciar el rompimiento electromecánico, especialmente en polímeros térmicos.

Es recomendable grabar químicamente el detector antes de aplicar el ECE ya que la densidad de fondo disminuye puesto que al hacerlo se remueven los defectos del material como se muestra en la figura 3.7; además, la superposición de trazas es mínima<sup>(32-34)</sup>.

iii) Por sustitución.- consiste en la reducción y precipitación de átomos en un sólido transparente, preferentemente a lo largo de las regiones dañadas dando lugar a trazas opacas<sup>(35)</sup>.

#### e) Sistemas y técnicas de conteo.

La información básica necesaria para muchos de los estudios por trazas consiste en mediciones de la densidad de trazas; algunas veces es necesario contar trazas con ciertas características distintas. El método más directo para contarlas es utilizando un microscopio óptico con una rejilla calibrada contándose el número de trazas en una serie de campos de observación.

En la tabla 3.3 se describen varios procedimientos de conteo de trazas.

El método por chispas es aplicable a detectores delgados, después de grabado el detector es colocado en un electrodo plano y cubierto con una hoja aluminizada que hace contacto con otro electrodo conectado a tierra. Un voltaje positivo causa chispas a través de las perforaciones en el detector que evaporan el aluminio de la hoja aluminizada obteniéndose una réplica visible de cada traza en ella; se pueden hacer varias réplicas de cada detector<sup>(31)</sup>.

El contador de bacterias consiste de una cámara de T.V. con una plataforma que puede ser iluminada desde arriba o desde abajo

TECNICA	VELOCIDAD DE EXPLORACION cm <sup>2</sup> /min	DENSIDAD DE TRAZAS cm <sup>2</sup>	COMENTARIOS
Exploración óptica	0.15		Discriminación por altura de pulsos. Selección de señal característica.
Exploración óptica (con enfoque automático)	0.002	10 <sup>3</sup> a 10 <sup>5</sup>	Aplicable a policarbonatos.
Conteo por chispas en C. D. con escalador	10	0 a 3000	El voltaje genera defectos.
Conteo por chispas en C. A.	100 a 200		Evita muchos defectos.
Dispersión de luz		10 <sup>4</sup> a 10 <sup>6</sup>	
Transmisión de luz por DTES. Plástico opaco		4x10 <sup>4</sup> a 3x10 <sup>6</sup>	Luz ultravioleta a través de Mylar
Detector de barrera superficial + DTES		4x10 <sup>2</sup> a 10 <sup>5</sup>	Registra partículas alfa a través de las trazas del DTES.
Conductividad eléctrica a través del DTES		1 a 10 <sup>11</sup>	
Contador de bacterias			Se puede seleccionar la zona y la forma del área contada.

Tabla 3.3 Métodos de exploración para conteo de trazas (5).

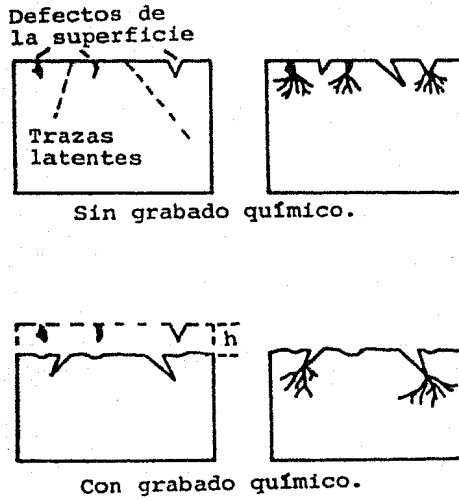


Figura 3.7 Formación de la cavidad de la traza y del árbol para detectores con y sin grabado químico (34).



para contar las trazas; se puede obtener un aumento adicional usando una cámara de T.V. auxiliar con un microscopio, el campo visual es proyectado en un monitor de T.V., la forma y el tamaño del área contada puede ser seleccionada; se tiene un marcador que permite determinar el área del campo en unidades relativas o el área del campo cubierta por trazas, también es posible contar el número de trazas, con estos resultados se puede determinar el diámetro promedio de las trazas en un campo dado<sup>(36)</sup>.

En el presente trabajo se utilizaron un microscopio óptico y/o un lector de microfichas como método de conteo ya que son métodos directos y confiables de lectura de los detectores.

## CAPITULO IV. DETECCION DE URANIO POR TRAZAS,

En este capítulo se describe el proceso experimental. Al ser irradiados los detectores se forman zonas de daño las cuales son agrandadas, utilizando el grabado químico, por medio de un ataque preferencial hasta hacer las trazas de dimensiones visibles con un microscopio óptico. Para aumentar aún más el tamaño de las trazas, facilitándose su conteo, se usa el grabado electroquímico.

Así mismo, se dan las características del detector y el sistema de instrumentos utilizado.

### a) Irradiación.

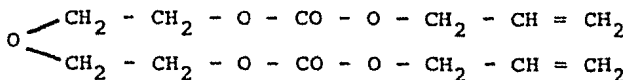
La irradiación se llevó a cabo por inmersión de los detectores en las soluciones las cuales fueron mantenidas a una temperatura de  $27 \pm 1$  °C mediante Baño María en un calentador de temperatura controlada marca Grant Instruments Ltd. Se utilizaron soluciones de H<sub>2</sub>O con nitrato de uranilo (UO<sub>2</sub>(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>·6H<sub>2</sub>O) y de H<sub>2</sub>O con uranio, calibradas por NBS, a distintas concentraciones; el uso de nitratos se debe a que el uranio no es soluble en agua por lo que es necesario un compuesto químico.

Las soluciones fueron tapadas para evitar evaporaciones y mantener la concentración constante durante el tiempo de irradiación que tuvo una duración entre 3 y 15 días.

### b) Detección.

Como detector se utilizó un polímero, carbonato allyl diglycol, fabricado por Pershore Mouldings Ltd., Pershore, England; cuyo nombre comercial es CR-39 y su composición es C<sub>12</sub>H<sub>18</sub>O<sub>7</sub>.

El CR-39 está polimerizado de un monómero líquido con la siguiente estructura:



La presencia de dos grupos allyl en el monómero permite que la polimerización ocurra en una red de enlaces químicos obteniéndose se un plástico térmico.

Sus características principales son:

- 1) Gran claridad. Su índice de refracción a 20 °C es 1.504 el cual es un poco menor que el del vidrio (1.52).
- 2) Estabilidad de sus propiedades ópticas.
- 3) Transmisión de la luz de un 89 - 92%.
- 4) Gran resistencia a altas temperaturas.
- 5) Resistencia a la radiación gamma (no alteración en color).
- 6) Al ser sujeto a radiación no hay formación de enlaces químicos entre las cadenas (cross link), sino que el daño causado es debido a degradación del peso molecular<sup>(37, 38)</sup>.
- 7) Los hidróxidos alcaloides son agentes convenientes para grabarlo.
- 8) Es muy sensible a partículas cargadas.
- 9) Su uniformidad e isotropía de respuesta a demostrado que es posible una buena discriminación de energía de las trazas de protones y partículas alfa<sup>(39)</sup>.
- 10) Bajo umbral de detección. Se ha encontrado que es de  $(Z/\beta) = 9$  en tanto que el del nitrato de celulosa es de  $(Z/\beta) = 30$  y el del lexano es de  $(Z/\beta) = 60$  a  $65$ <sup>(40)</sup>.
- 11) Es más sensible a la exposición de radiación que otros detectores poliméricos<sup>(41)</sup>.

Se tiene que a todas las temperaturas de grabado estudiadas (25 °C a 95 °C) el CR-39 tiene una sensibilidad mucho mayor que la del lexano y que ésta aumenta con la temperatura de grabado (37).

Tenemos entonces que el CR-39 cumple con las características de un buen detector. Los detectores utilizados fueron cortados de hojas de 25 x 20.5 cm<sup>2</sup> con un espesor de 600 µm y marcados con el tiempo de irradiación y la concentración de la solución.

La geometría de detección fué 2π. El efecto de la solución en el detector se describe posteriormente, fundamentalmente la presencia de radón.

#### c) Grabado.

Los detectores se grabaron mediante dos procedimientos, primero fueron grabados químicamente para hacer visible el daño y después electroquímicamente para aumentar el tamaño de la traza que puede ser hasta 50 veces mayor que en el grabado químico convencional.

Para grabar químicamente el detector se utilizó una solución de hidróxido de potasio (KOH) que degrada químicamente las moléculas, rompiendo las ligaduras únicamente en la interfase líquido-sólido (37).

Todos los detectores fueron grabados por inmersión durante el mismo tiempo y a la misma temperatura y posteriormente lavados para desactivar la acción del agente grabador. Después, los detectores fueron atacados electroquímicamente por un lado en una solución de KOH, el diagrama a cuadros del sistema de grabado ECE se muestra en la figura 4.1; se utilizó una señal cuadrada a una frecuencia fija aplicándose una corriente y un voltaje constantes en

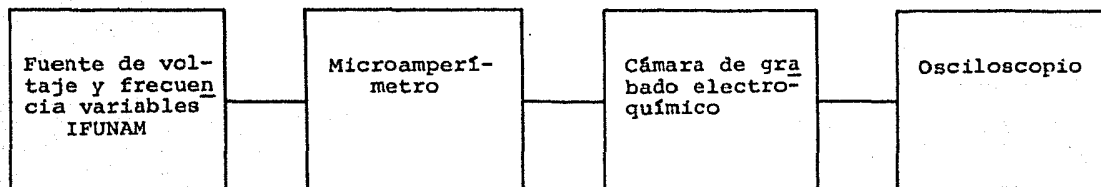


Figura 4.1 Diagrama a cuadros del sistema para grabado electroquímico.

el detector. Un osciloscopio se usó para medir la frecuencia de la señal y el voltaje sobre el detector manteniendo la forma de onda constante durante todo el proceso. El grabado se realizó a temperatura ambiente.

d) Sistemas de conteo.

Los detectores fueron contados, una parte, con un microscopio óptico marca Carl Zeiss modelo Winkel con un aumento de 200x el cual tiene una rejilla cuadrículada que permite contar las trazas con facilidad, tiene también una placa móvil con una escala vertical y una horizontal que permite mover el detector en ambos sentidos y de esta manera saber que región del mismo ha sido contada.

Para obtener la densidad de trazas se hicieron, dependiendo del número de ellas en el detector, de 20 a 80 lecturas, las cuales se realizaron contando la cantidad de trazas para un área conocida y sacándose el promedio y la desviación estándar con las siguientes ecuaciones:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (4.1)$$

$$\sigma = \left( \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

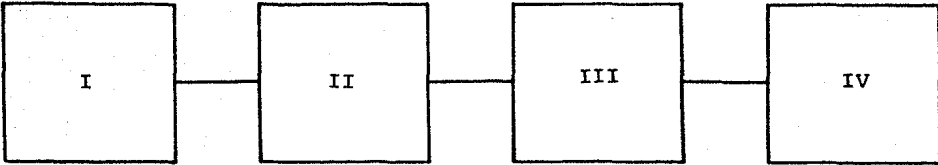
Posteriormente se obtuvo el número de trazas por  $\text{cm}^2$ .

El resto de los detectores se contó con un lector de microfichas marca Datagraphix Inc. modelo Datamate 100 con un aumento de 17x al cual se le colocó en la pantalla una mica cuadrículada para facilitar el conteo. Se hicieron 15 lecturas para un área conocida siendo promediadas, usándose las ecuaciones (4.1) y (4.2), en contrándose finalmente el número de trazas por  $\text{cm}^2$ .

e) Sistema de instrumentación propuesta.

Para realizar los experimentos se utilizaron diferentes instrumentos dependiendo de cada etapa del proceso. Ya se ha explicado en que consiste cada una de ellas. La figura 4.2 muestra el diagrama a cuadros del proceso experimental dándose el material y la instrumentación usada en cada etapa.

En el siguiente capítulo se darán los resultados experimentales obtenidos al seguir el procedimiento aquí descrito para cada uno de los detectores utilizados.



I. Irradiación.

Soluciones de agua destilada con  $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$

Calentador Baño María de temperatura controlada marca Grant Instruments Ltd.

Lavado

II. Grabado químico.

Soluciones de KOH

Horno de atmósfera libre marca Blue M, modelo SW-17TA

Lavado

III. Grabado electroquímico.

Sistema de grabado electroquímico, IFUNAM

Lavado

IV. Sistema de conteo.

Microscopio óptico marca Carl Zeiss, modelo Winkel

Lector de microfichas marca Datagraphix, Inc., modelo Data-mate 100

Figura 4.2 Diagrama a cuadros del proceso experimental seguido para determinar la cantidad de uranio en agua por el método de trazas.



## CAPITULO V. RESULTADOS EXPERIMENTALES.

Como primer punto se determinó la posibilidad de detectar uranio con CR-39 en soluciones acuosas mediante inmersión del detector en ellas. En segundo lugar se analizó la dependencia angular en la detección determinándose y evaluándose la eficiencia para cada uno de los ángulos de incidencia. Posteriormente se procedió a la calibración de las muestras de uranio utilizándose soluciones estándar y dos series de soluciones que fueron realizadas por peso y por dilución, los resultados obtenidos se usaron para encontrar la concentración de uranio en varias muestras de agua. Por último, se determinó la sensibilidad del detector.

### a) Determinación de los parámetros de grabado.

Para atacar químicamente los detectores se escogió una solución de KOH ya que es un agente químico simple. Se hicieron pruebas a diferentes normalidades grabándose detectores irradiados bajo las mismas condiciones encontrándose que la normalidad de 6 correspondiente a una densidad medida en frío de  $1.235 \text{ gr/cm}^3$  es la óptima ya que se tiene un número (del orden de  $100 \text{ trazas/cm}^2$ ) y un tamaño (entre  $30$  y  $50 \mu\text{m}$ ) de trazas adecuados para su conteo. En base a esto los detectores se grabaron en KOH 6N durante 5 hrs a una temperatura de  $60 \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Para atacarlos electroquímicamente también se usó como agente grabador KOH al 6N, además se utilizó otra solución de agua con NaCl al 0.5% grabándose los detectores únicamente por un lado durante 5 hrs a temperatura ambiente, se utilizó una señal cuadrada de  $2000 \pm 100 \text{ Hz}$  aplicándose un voltaje de  $2000 \pm 100 \text{ V}_{pp}$  sobre el

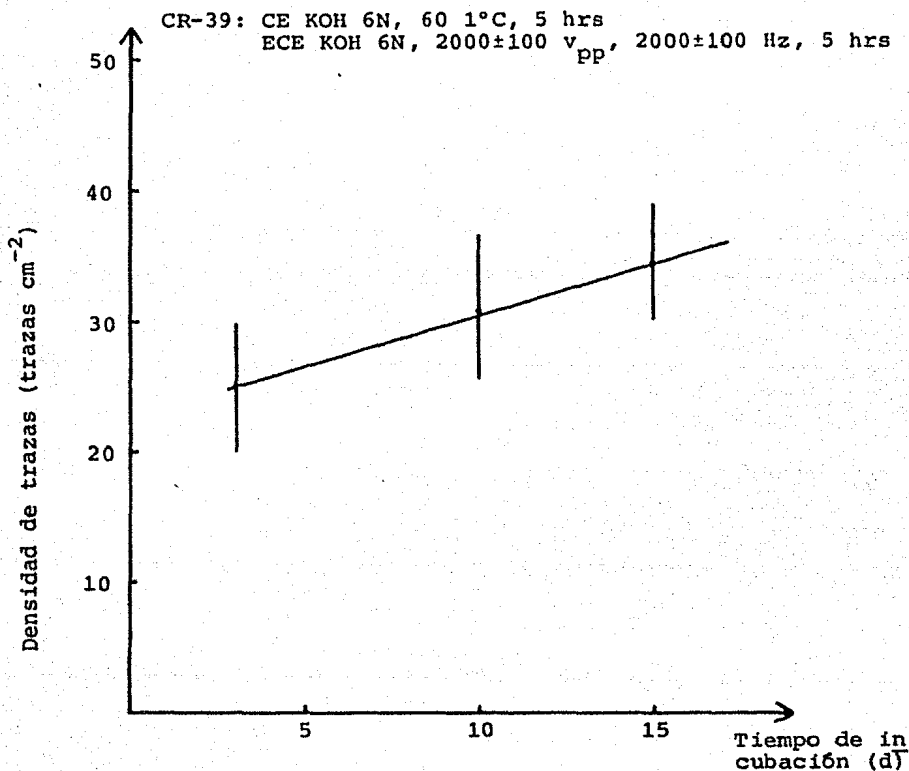


Figura 5.1 Densidad de trazas contra tiempo de incubación para radiación de fondo.

detector.

Estos parámetros fueron optimizados variando uno de ellos y grabando detectores irradiados bajo las mismas condiciones, utilizándose aquellos para los que la densidad (100 a 300 trazas/cm<sup>2</sup>), el tamaño (50 a 300 μm) y la forma de las trazas son convenientes para su conteo y medición.

b) Detección de uranio en soluciones acuosas.

Los detectores fueron sumergidos, formando un ángulo de 90° con respecto a la horizontal, en soluciones de un litro de agua natural, agua destilada y agua destilada con nitrato de uranilo ( $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) al 2.5% que fueron tapadas y mantenidas a una temperatura unos grados mayor que la ambiente para evitar cambios en la concentración. Como primer experimento se dejaron los detectores 15 días en las soluciones al término de ellos fueron sacados, lavados y grabados químicamente.

Al ser observados al microscopio se encontró que si es posible determinar la existencia de uranio en solución mediante este método.

Se irradiaron detectores bajo las mismas condiciones encontrándose una desviación del 5% entre las densidades de trazas obtenidas.

c) Determinación de la radiación de fondo.

Es necesario establecer la cantidad de trazas que no son debidas a las partículas alfa emitidas por la muestra radiactiva, dichas trazas pueden ser causadas por lo siguiente:

i) Radiación ambiental.- los detectores son expuestos a radia

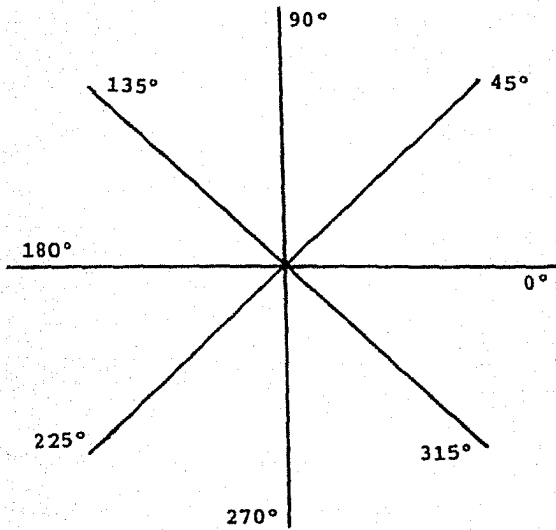


Figura 5.2 Angulos de irradiación de los detectores.

ciones durante su transporte al laboratorio o en su almacenamiento y manejo dentro del mismo.

ii) Impurezas del material.- éstas son introducidas en los detectores durante su fabricación.

iii) Esfuerzos mecánicos.- en la elaboración, corte y grabado (CE ó ECE) de los detectores se producen tensiones que pueden romper las cadenas del polímero formándose trazas.

Para obtener la radiación de fondo se colocaron los detectores en agua destilada formando un ángulo de  $90^\circ$  con la horizontal y se dejaron durante 3, 10 y 15 días. La figura 5.1 muestra la densidad de fondo contra el tiempo de incubación, los datos obtenidos se restarán a las densidades de los detectores irradiados. El número de trazas para 3, 10 y 15 días de incubación es de  $25 \pm 5$ ,  $31 \pm 6$  y  $35 \pm 5$  trazas/cm<sup>2</sup>, respectivamente.

d) Determinación de la dependencia angular en la detección.

Para este efecto los detectores fueron irradiados en una solución de agua destilada con nitrato de uranilo al 0.3% durante 1 día siendo colocados, manteniendo la misma cantidad de solución sobre cada uno de ellos, a  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $225^\circ$ ,  $270^\circ$  y  $315^\circ$  que fueron medidos como se muestra en la figura 5.2. Después de seguir el proceso descrito anteriormente, se obtuvieron los datos de la tabla 5.1 determinándose la eficiencia relativa de cada ángulo. Se encontró que si hay dependencia angular en la detección como se ve en la figura 5.3, que nos presenta la relación entre la densidad de trazas y el ángulo de irradiación.

El hecho de que el número de trazas disminuya conforme aumenta el ángulo de irradiación se debe, posiblemente, al flujo de ra-

Angulo de Irradiación	Densidad (trazas $\text{cm}^{-2}$ )	Eficiencia
0°	361 ± 28	1.26
45°	350 ± 35	1.22
90°	287 ± 29	1.00
135°	330 ± 36	1.15
180°	332 ± 26	1.16
225°	330 ± 36	1.15
270°	287 ± 29	1.00
315°	350 ± 35	1.22
360°	361 ± 28	1.26

Tabla 5.1 Densidad de trazas y eficiencia para los diferentes ángulos de irradiación.

CR-39: Irradiado  $\text{H}_2\text{O} + \text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  al 0.3%, 1 día

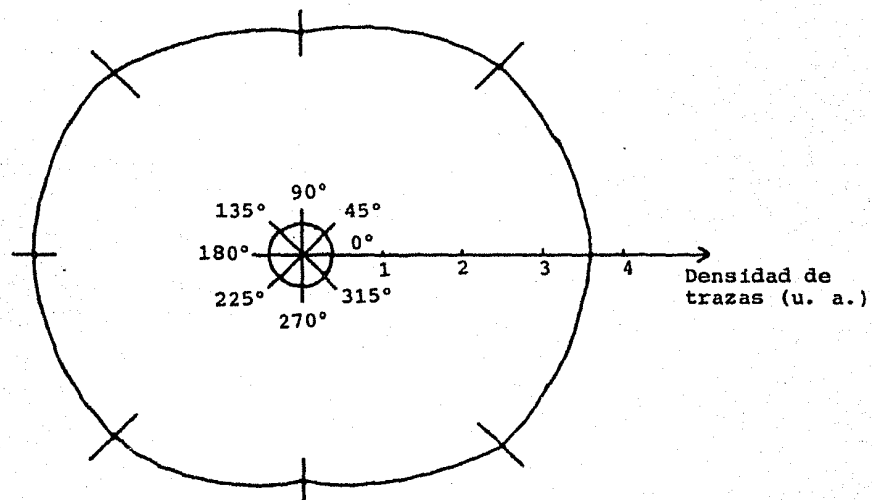


Figura 5.3 Respuesta del detector con el ángulo de irradiación.

dón (Rn) hacia la superficie, mientras que para ángulos entre 90° y 270° la densidad de trazas permanece aproximadamente constante.

Los datos obtenidos posteriormente serán normalizados a un ángulo de 90° en la detección.

e) Dependencia de la energía de las partículas alfa con el diámetro de la traza.

Después de grabar química y electroquímicamente los detectores se observan trazas de diferentes diámetros por lo que se hizo un histograma, figura 5.4, que nos indica la frecuencia de ocurrencia contra el diámetro de las trazas encontrándose que hay tres diámetros característicos y diferentes; en base a esto tenemos que llega al detector una mayor cantidad de partículas  $\alpha$  de tres energías. La media muestral y la desviación cuadrática media muestral para cada uno de los picos del histograma se obtuvieron con las siguientes relaciones<sup>(42)</sup>:

$$\bar{x}_m = x_0 + hM_1$$
$$\sigma = (h^2(M_2 - M_1^2))^{1/2}$$

que nos dan los momentos centrales de la distribución siendo h y  $x_0$  el ancho y el centro de clase y  $M_1$  y  $M_2$  los momentos condicionales de primer y segundo orden los cuales están dados por

$M_1 = \sum f_i u_i / n$  y  $M_2 = \sum f_i u_i^2 / n$  donde  $f_i$  es la frecuencia de ocurrencia del i-ésimo intervalo de clase,  $u_i$  es una variable condicional cuyos valores son números enteros y n es el número de datos. Se tiene que para el primer pico  $\bar{x}_m = 28.93$  y  $\sigma = 9.25$ , para el segundo  $\bar{x}_m = 78.81$  y  $\sigma = 11.69$  y para el tercero  $\bar{x}_m = 162.64$  y  $\sigma = 11.59$ . La desviación cuadrática media da la dispersión de los valores observados alrededor de su valor medio  $\bar{x}_m$ .



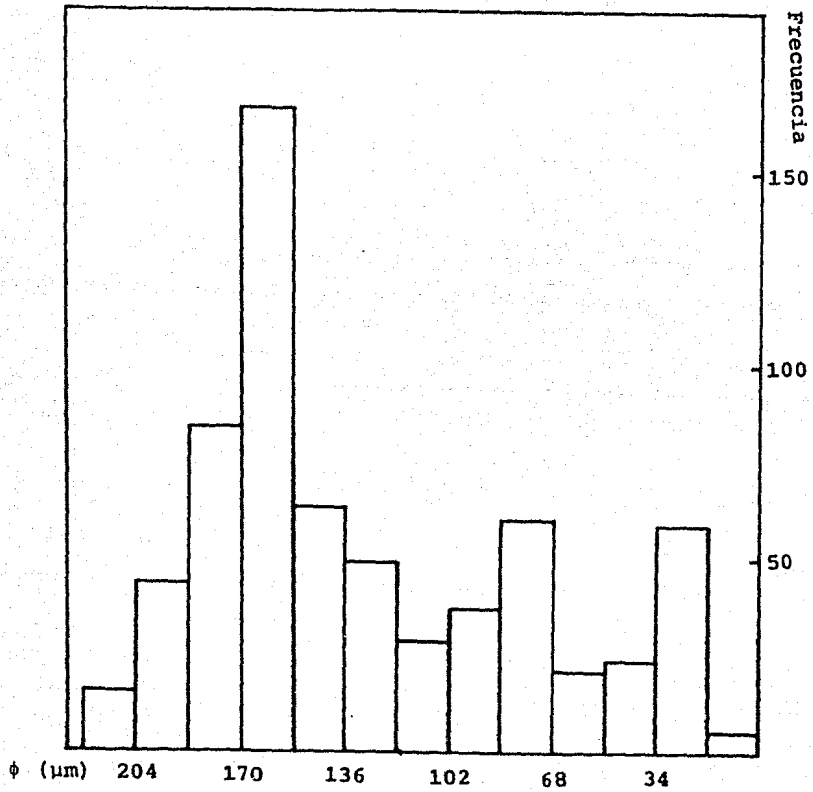


Figura 5.4 Frecuencia de ocurrencia vs. diámetro de la traza.

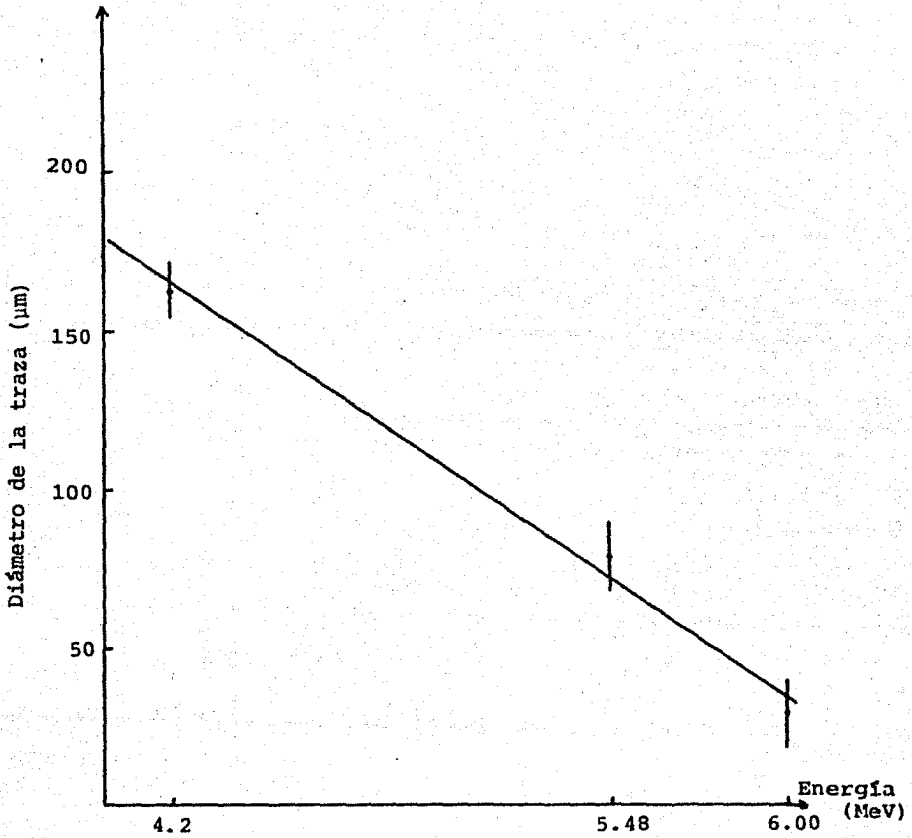


Figura 5.5 Diámetro de las trazas contra energía de la partícula alfa emitida. Linealidad.

En el capítulo II se obtuvo que si los elementos de las series radiactivas del uranio (U) y del actinio (Ac) están en equilibrio secular se tiene un mayor número de partículas emitidas por  $^{238}\text{U}$ ,  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{214}\text{Po}$  y  $^{218}\text{Po}$  cuyas energías son 4.2, 5.48, 6.00 y 7.68 MeV, respectivamente. Suponiendo que el uranio contenido en el nitrato de uranilo está en equilibrio secular con sus descendientes y debido a que las trazas de las partículas de menor energía son atacadas primero por lo que desarrollan un mayor diámetro, podemos identificar los picos situados en alrededor de 28.93, 78.81, y 162.64  $\mu\text{m}$  con las partículas alfa emitidas por  $^{214}\text{Po}$  (6.00 MeV),  $^{222}\text{Rn}$  (5.48 MeV) y  $^{238}\text{U}$  (4.2 MeV); la gráfica de la figura 5.5 muestra la relación entre el diámetro de la traza y la energía de la partícula  $\alpha$  encontrándose que existe una dependencia lineal entre ellas. La figura 5.6 presenta el espectro de energía del nitrato de uranilo que nos relaciona la distribución de probabilidad contra la energía de las partículas.

La espectrografía  $\alpha$  ha sido estudiada por L. Tommasino y C. F. Wong<sup>(43)</sup>, siendo todavía un campo de investigación en estudio.

f) Obtención de un patrón de calibración.

Para determinar la concentración de uranio en cualquier solución acuosa, es necesario tener un patrón de calibración mediante el cual, bajo las mismas condiciones de irradiación y grabado, sea posible establecer dicha concentración.

Para ésto se realizaron tres experimentos con tres series de soluciones que fueron elaboradas mediante un método distinto:

1) Se hicieron 5 soluciones con 1, 10, 100, 1000 y 10000 mgr de nitrato de uranilo por litro de agua destilada. En este caso el

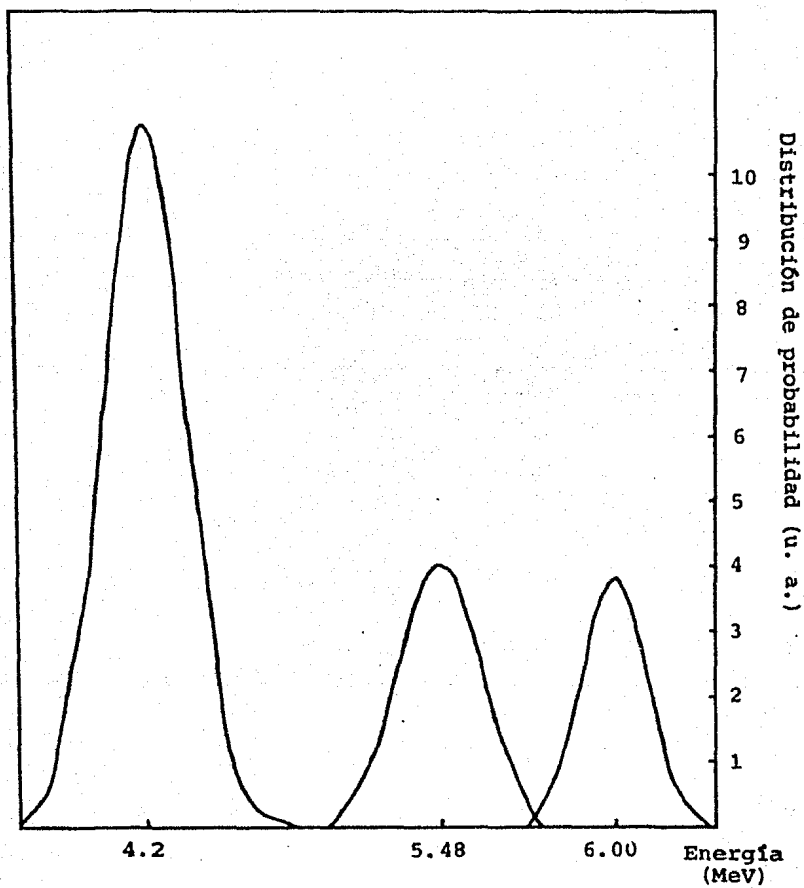


Figura 5.6 Espectro de energía.  
Distribución de probabilidad contra energía  
de las partículas alfa emitidas.

$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  fué pesado en una balanza analítica marca Sartorius modelo 2006 MP6 con un intervalo de 0.0001 gr a 170 gr y una desviación estándar de 0.1 mgr. Se colocaron los detectores dentro de las soluciones irradiándose durante 3, 6, 10 y 15 días y formando un ángulo de  $90^\circ$ . Los datos obtenidos fueron normalizados a PPM de uranio; a partir de ellos se realizó la figura 5.7 que muestra la relación entre el número de trazas por unidad de área con el tiempo de irradiación para las diferentes concentraciones en PPM de uranio obteniéndose una respuesta lineal para cada una de ellas.

La figura 5.8 nos da la respuesta del detector con la concentración para los distintos tiempos de irradiación obteniéndose una pendiente de  $0.67 \pm 0.05$  trazas/cm<sup>2</sup>PPM de uranio para cada una de las curvas.

ii) Se hicieron 5 soluciones por dilución, con las mismas concentraciones de nitrato de uranio que las anteriores, de la siguiente manera: se realizó una solución con 10 gr de nitrato de uranio a partir de la cual, tomándose  $10^2$ ,  $10^3$ ,  $10^4$  y  $10^5$   $\mu\text{l}$  con unas pipetas Labsystems oy y Pirex se formaron las soluciones con las otras concentraciones.

Los detectores se colocaron a  $90^\circ$ , fueron irradiados durante 3, 6, 10 y 15 días; los conteos obtenidos fueron normalizados a PPM de uranio. La figura 5.9 nos da la respuesta del detector con el tiempo de irradiación la cual es también lineal. La densidad de trazas en función de la concentración de uranio para los diferentes tiempos de exposición se presenta en la figura 5.10, en este caso se obtuvo una pendiente de  $0.60 \pm 0.02$  trazas/cm<sup>2</sup>PPM para cada curva.

iii) Se utilizaron soluciones patrón, realizadas por NBS, de

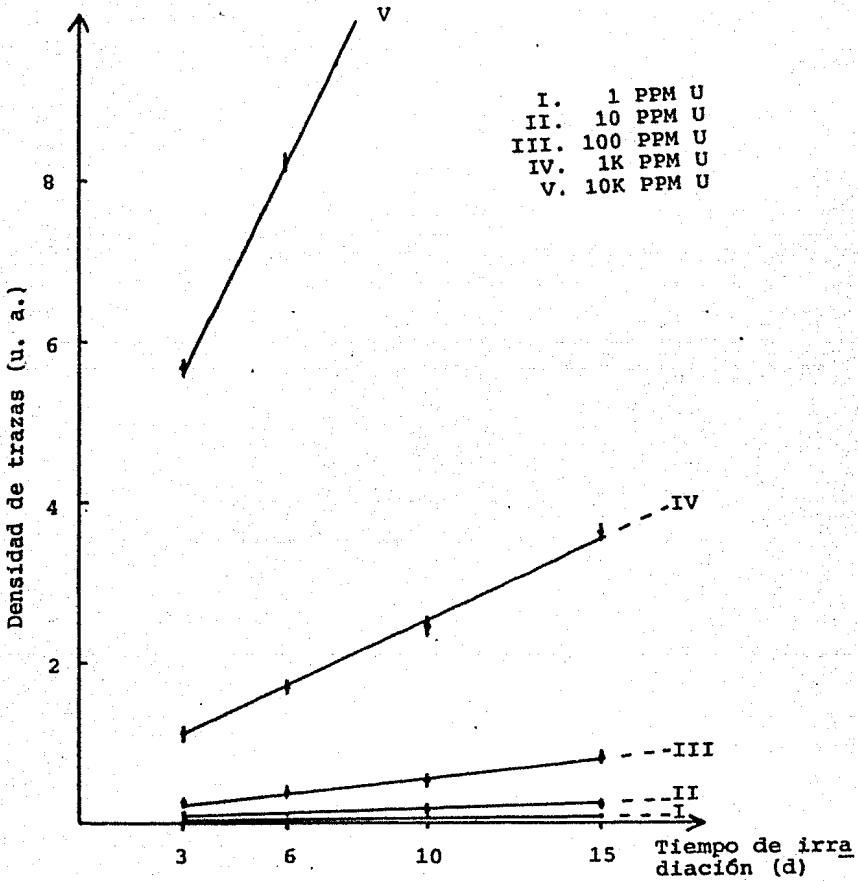


Figura 5.7 Densidad de trazas vs. tiempo de irradiación para las soluciones realizadas por peso.

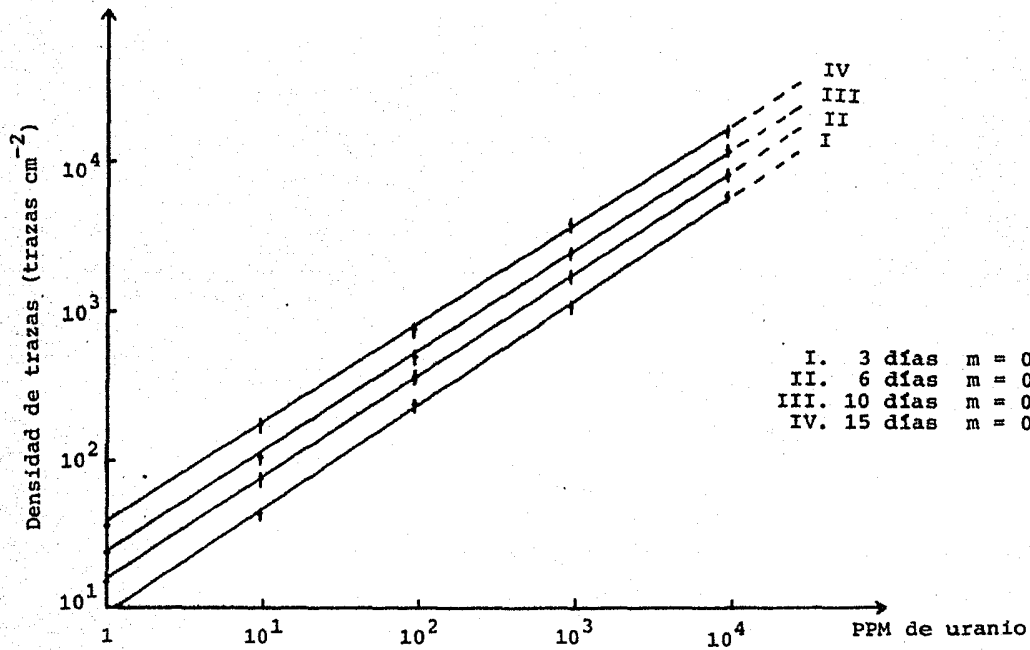


Figura 5.8 Respuesta del detector con la concentración de uranio para los distintos tiempos de irradiación. (Soluciones realizadas por peso).

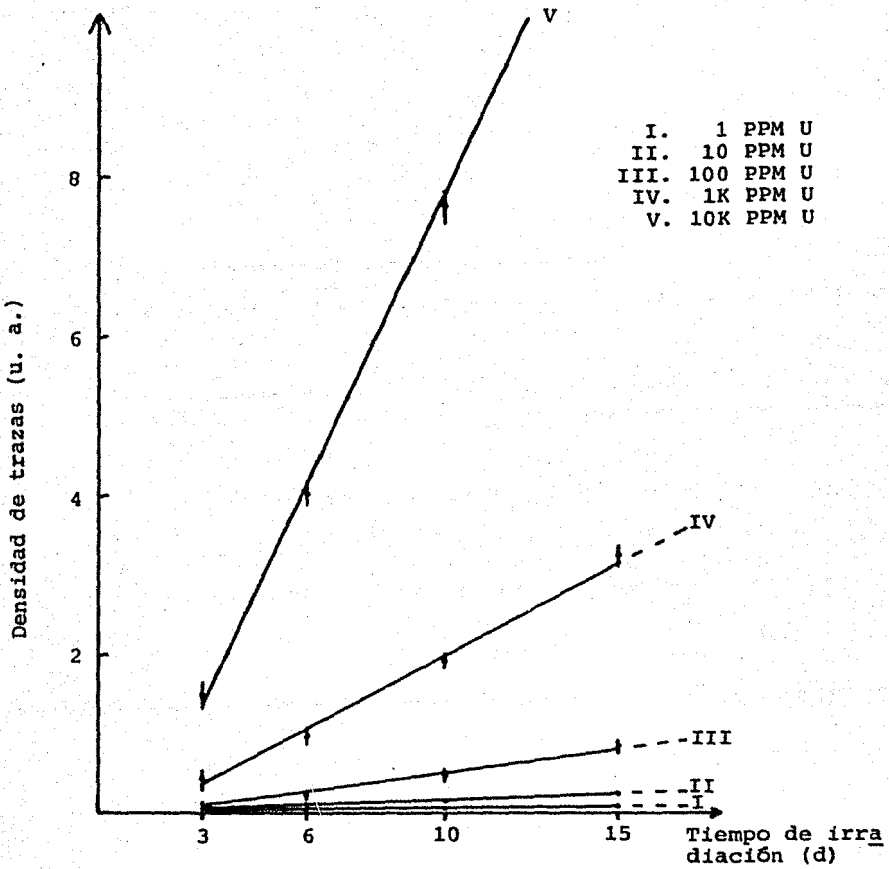


Figura 5.9 Densidad de trazas en función del tiempo de irradiación para cada una de las concentraciones. (Soluciones realizadas por dilución)



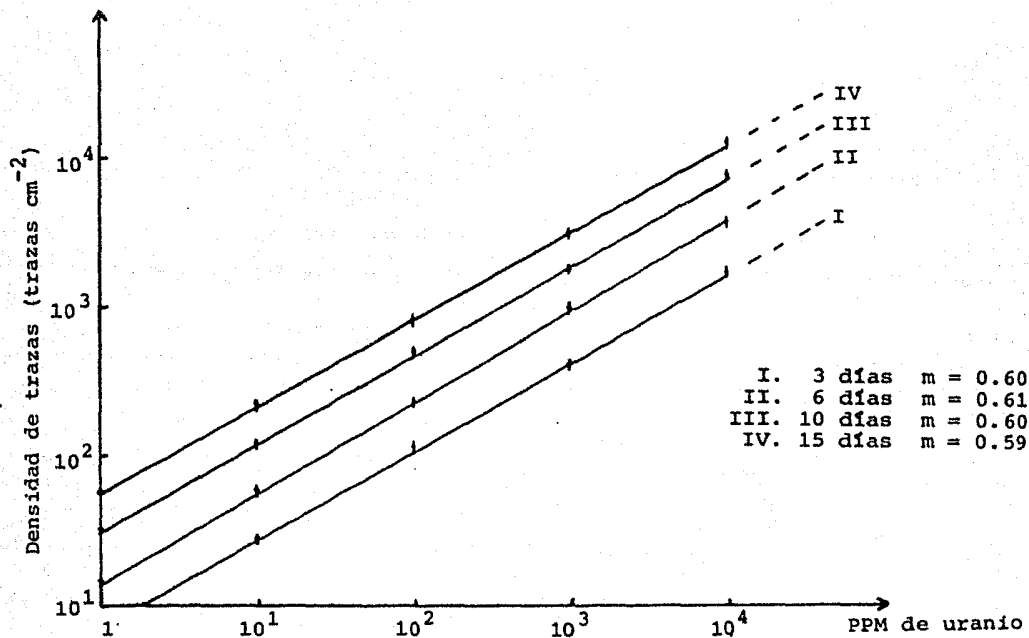


Figura 5.10 Densidad de trazas vs. concentración de uranio para los diferentes tiempos de irradiación. (Soluciones realizadas por dilución)

uranio con concentraciones de 1, 10 y 100 PPM. Los detectores fueron colocados dentro de ellas formando un ángulo de  $180^\circ$ , los datos obtenidos fueron normalizados a  $90^\circ$ . Como en los casos anteriores, se obtuvo una respuesta lineal en la detección con respecto al tiempo de irradiación como se ve en la figura 5.11. La relación entre el número de trazas por unidad de área en función de la concentración de uranio para los diferentes tiempos de irradiación se muestra en la figura 5.12 teniéndose que la pendiente de las curvas es de  $0.58 \pm 0.01$  trazas/cm<sup>2</sup>PPM de uranio.

La diferencia entre las pendientes de las rectas que relacionan la densidad de trazas con la concentración de uranio se debe a la disparidad en la precisión de la cantidad de uranio en las soluciones teniéndose una variación del 10% aproximadamente. Dichas gráficas, figuras 5.8, 5.10 y 5.12, son patrones de calibración y el promedio de sus pendientes nos da la sensibilidad del detector cuyo valor es de  $0.62 \pm 0.05$  trazas/cm<sup>2</sup>PPM de U.

Se encontró la evolución de las trazas con el tiempo de grabado que se presenta en la figura 5.13. El diámetro de las trazas aumenta linealmente hasta las 7 hrs de grabado, después de este tiempo el aumento en tamaño de las trazas es menor teniéndose que el CR-39 se comportó isotrópicamente por lo que  $V_B/V_T$  es constante.

g) Determinación de la concentración de uranio en diferentes muestras de agua.

Se colocaron los detectores a  $90^\circ$  en agua natural, de Tehuacán (embotellada), de las Lagunas de Zempoala y de San Gregorio Xochimilco siendo incubados durante 10 días y grabados bajo las mismas condiciones que los utilizados anteriormente. Se encontró que

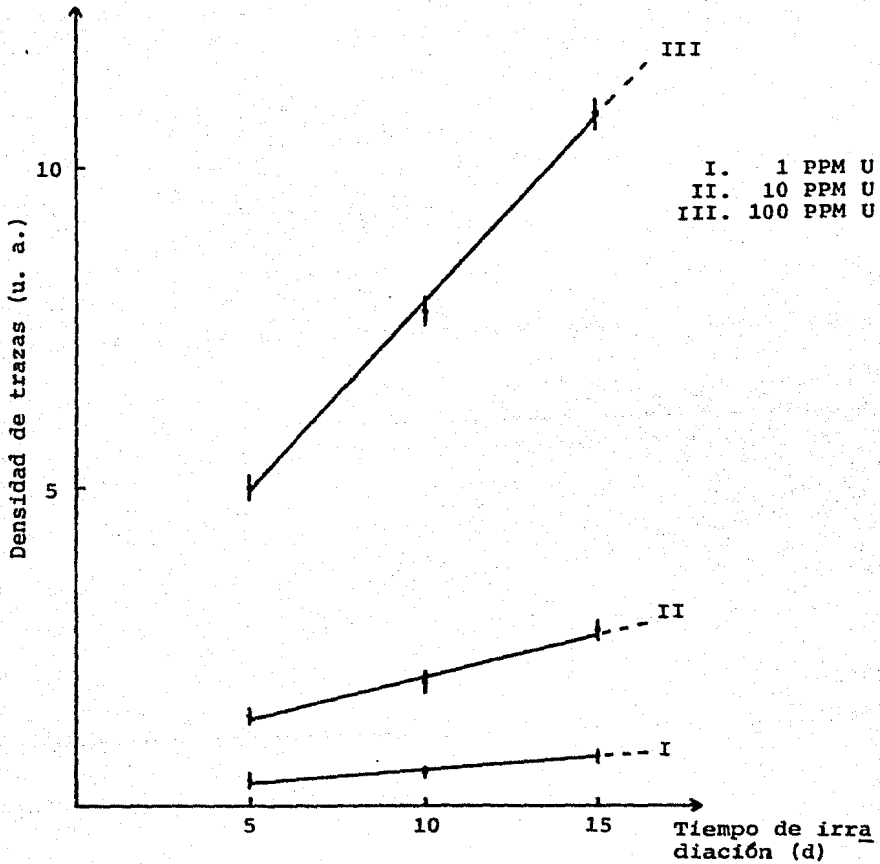


Figura 5.11 Respuesta del detector con el tiempo de irradiación para las distintas concentraciones. (S<sub>0</sub> luciones NBS)

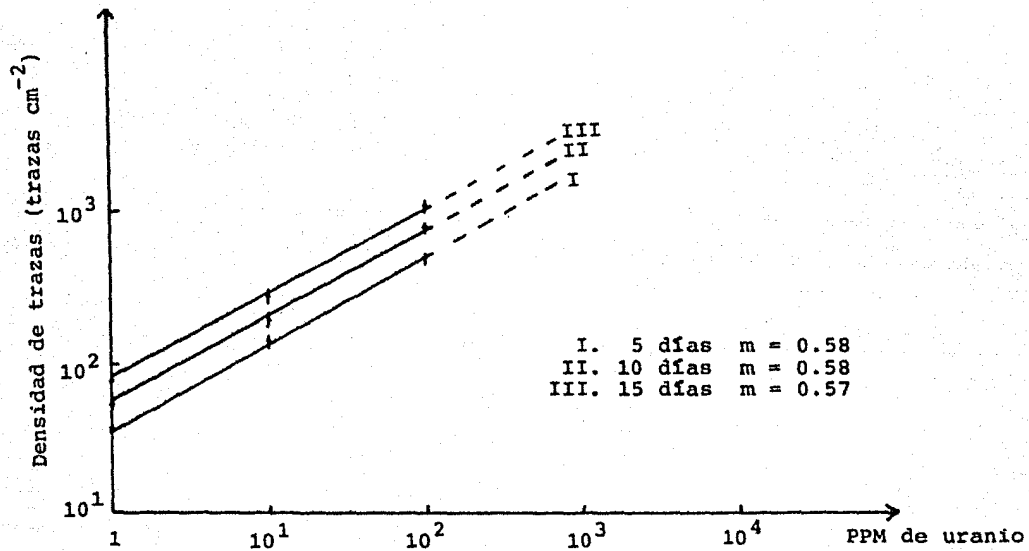


Figura 5.12 Relación entre el número de trazas por  $\text{cm}^2$  y la concentración de uranio. (Soluciones NBS)

de las soluciones estudiadas el agua natural es la que tiene menor concentración de uranio ( $5 \pm 1$  PPM), el agua de Tehuacán y de San Gregorio Xochimilco tienen aproximadamente la misma cantidad,  $8 \pm 2$  y  $9 \pm 1$  PPM de uranio respectivamente, mientras que el agua de las Lagunas de Zempoala es la que tiene una mayor cantidad de uranio ( $15 \pm 1$  PPM).

#### h) Conclusiones.

Se observa que el proceso de detección es acumulativo, la respuesta del detector con el tiempo de irradiación es lineal.

Es posible determinar una concentración de 1 PPM de uranio en soluciones acuosas, pudiéndose aumentar el tiempo de incubación para obtener una densidad de trazas aceptable.

El tiempo óptimo de irradiación para bajas concentraciones es de 10 días ya que se tiene un número de trazas, del orden de  $50 \text{ cm}^{-2}$ , que es adecuado para leer el detector fácilmente.

Se obtuvo que existe una dependencia angular en la detección teniéndose una mayor eficiencia a  $0^\circ$  y una menor a  $90^\circ$  medidos como se muestra en la figura 5.2, como se dijo anteriormente, es posible que dicha dependencia se deba a la presencia de radón ( $Rn$ ) en la solución.

Las curvas de respuesta del detector en función de la concentración de uranio son curvas de calibración, a partir de ellas se puede determinar la concentración de uranio de cualquier solución acuosa utilizándose CR-39 y grabándose bajo las mismas condiciones que el usado en este trabajo.

Se obtuvo una sensibilidad del CR-39 de  $0.62 \pm 0.05 \frac{\text{trazas}}{\text{cm}^2 \text{ PPM}}$ .  
Esta técnica de determinación de uranio puede utilizarse para

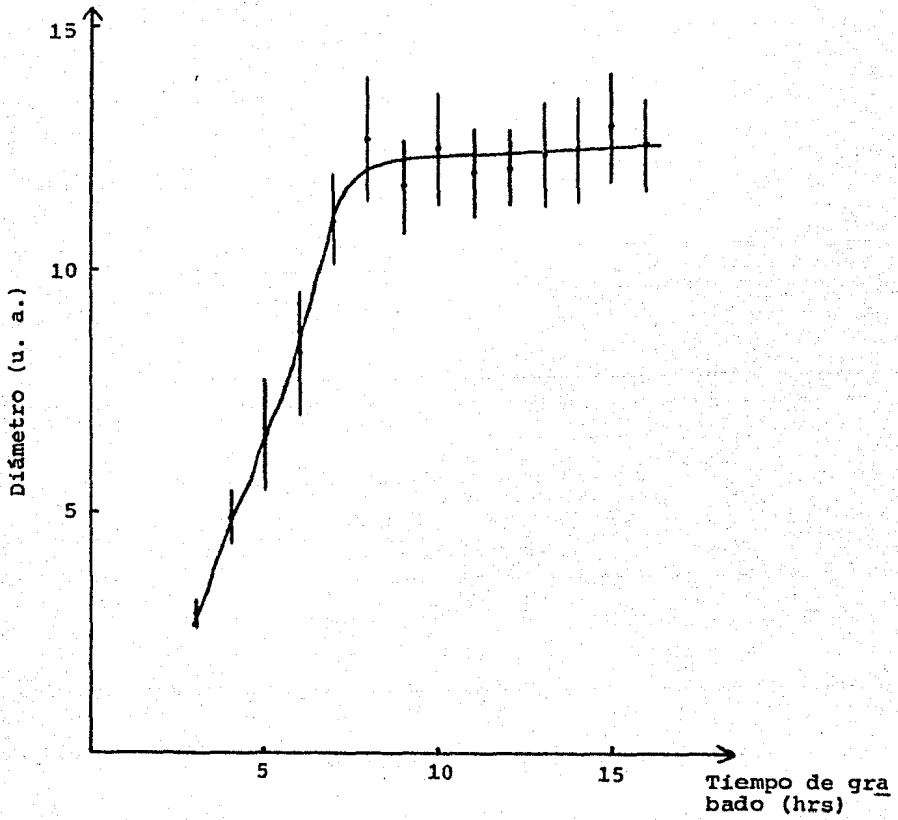


Figura 5.13 Diámetro de las trazas contra tiempo de grabado.

obtener concentraciones de uranio en solución. Se puede aplicar a Medicina (5, 44) en la determinación de uranio en orina y sangre, a hidrología detectando uranio en ríos, lagos, etc.; también es posible hacer rastreo en ríos para encontrar yacimientos de uranio, o en cualquier otra aplicación donde se tengan pequeñas concentraciones de uranio (U).

Hay que hacer notar que este método no utiliza las facilidades de un reactor nuclear para el análisis, pudiendo con su uso aumentar la detección hasta  $10^{-3}$  PPM.

## CAPITULO VI. APLICACIONES Y FUTURO DESARROLLO DE LOS DETECTORES POR TRAZAS.

En este capítulo se darán algunas posibles aplicaciones de los detectores por trazas en los siguientes campos:

- I. Energéticos
- II. Dosimetría
- III. Ambiental
- IV. Física Nuclear
- V. Física de Estado Sólido
- VI. Metalurgia
- VII. Astrofísica
- VIII. Química
- IX. Medicina y Biología
- X. Antropología, Arqueología y Geocronología
- XI. Radiología
- XII. Superconductividad
- XIII. Superfluidez

En la determinación de material radiactivo se utilizan muestras sólidas o en solución, como el presente trabajo se realizó con soluciones, primero se dará una lista de aplicaciones para este tipo de muestras y posteriormente los usos de los DTES cuando la muestra es sólida.

Dado las características de los detectores por trazas podemos enumerar sus aplicaciones en los campos anteriores en los rubros siguientes:



Muestras en solución:

III. Ambiental

- a. Medición de uranio (U) en provisiones de agua<sup>(1, 2)</sup>.
- b. Determinación de uranio (U) en leche.
- c. Localización de yacimientos de uranio (U) mediante rastreos en ríos<sup>(3)</sup>.

IX. Medicina y Biología

- a. Detección de  $^{239}\text{Pu}$  y U en orina<sup>(4)</sup>.
- b. Determinación de uranio (U) en sangre.

Muestras sólidas:

I. Energéticos

Reactores

- a. Detección de grietas en varillas de combustible<sup>(5)</sup>.
- b. Radiografía alfa para obtención de la distribución de Pu-U en varillas de combustible<sup>(6)</sup>.
- c. Autoradiografía alfa para determinar el grado de enriquecimiento del uranio (U)<sup>(7)</sup>.
- d. Información del espectro de neutrones rápidos<sup>(8)</sup>.
- e. Mapeo de la distribución de la densidad de fisión dentro de los elementos combustibles<sup>(9, 10)</sup>.
- f. Determinación del porcentaje absoluto de fisión<sup>(11, 12)</sup>.
- g. Determinación precisa de secciones transversales de fisión<sup>(13-15)</sup>.
- h. Temperatura efectiva de neutrones térmicos<sup>(16)</sup>.

i. Exploración de uranio (U) (mapeo de emanación de  $^{222}\text{Rn}$ ) (17-19)

## II. Dosimetría

- a. Conteo de neutrones, partículas alfa, partículas pesadas (20-24).
- b. Dosimetría personal en reactores y laboratorios (20, 25).
- c. Dosimetría personal en el espacio (26, 27).
- d. Medición del flujo de neutrones en reactores nucleares (28).
- e. Dosimetría de neutrones rápidos (20).
- f. Monitoreo de dosis de decaimiento alfa del  $^{222}\text{Rn}$  y sus hijos a las cuales están expuestos los mineros de uranio (25, 29).
- g. Medición de radón (Rn) en casas (30, 31).

## III. Ambiental

- a. Detección de detonaciones nucleares.
- b. Filtración de aerosol (32, 33).

## IV. Física Nuclear

- a. Estudio de reacciones de partículas pesadas (34).
- b. Medición de secciones transversales (35, 36).
- c. Medición de vida media para fisión espontánea y decaimiento alfa (37-39).
- d. Estudio de núcleos superpesados (40, 41).
- e. Estudio de fragmentos emitidos en reacciones relativistas de iones pesados (42).

## V. Física de Estado Sólido

- a. Placa sensitiva a los neutrones para estudio de difracción

de neutrones<sup>(43)</sup>.

b. Naturaleza de las trazas de partículas en sólidos<sup>(45, 46)</sup>.

#### VI. Metalurgia

a. Localización de impurezas en precipitados de boro (B) enriquecido en estructuras metalúrgicas<sup>(43)</sup>.

b. Estructura de nuevas aleaciones superconductoras<sup>(47)</sup>.

#### VII. Astrofísica

a. Medición de abundancia de rayos cósmicos ultrapesados<sup>(48, 49)</sup>.

b. Identificación de rayos cósmicos pesados<sup>(50)</sup>.

c. Espectro de energía de partículas solares<sup>(51, 52)</sup>.

d. Energía y composición del núcleo solar<sup>(53, 54)</sup>.

e. Erosión en meteoritos y la luna<sup>(55)</sup>.

f. Tiempo de exposición de la superficie de la luna<sup>(56-58)</sup>.

g. Abundancia de elementos en el sistema solar<sup>(59)</sup>.

#### VIII. Química

a. Distribución y cantidad de elementos fisionables o aquellos con reacciones (n, $\alpha$ )<sup>(60-62)</sup>.

b. Distribución en la naturaleza del uranio (U), el boro (B) y el litio (Li)<sup>(60)</sup>.

#### IX. Medicina y Biología

a. Contador de virus de DeBlois-Bean<sup>(63, 64)</sup>.

b. Aislamiento de células cancerosas<sup>(65, 66)</sup>.

c. Tamaño, cantidad e identificación de bacterias y virus<sup>(64, 67)</sup>.

d. Distribución de boro (B) en hojas de prueba<sup>(68)</sup>.

- e. Detección de fugas en agujas de radio (Ra).
- f. Filtros para citología y traslado de bacterias<sup>(69-71)</sup>.
- g. Determinación de concentración de uranio (U) en plantas<sup>(72)</sup>.
- h. Distribución de uranio (U) en huesos<sup>(73)</sup>.

#### X. Antropología, Arqueología y Geocronología

- a. Determinación de uranio (U) en huesos fósiles<sup>(74, 75)</sup>.
- b. Edad de fósiles de Homo habilis provenientes de la Cañada Olduvai<sup>(76-78)</sup>.
- c. Edad de cristales hechos por el hombre<sup>(79-81)</sup>.
- d. Contenido de uranio (U) en cristales antiguos<sup>(82)</sup>.
- e. Fecheo de eventos termales en el pasado<sup>(83-85)</sup>.
- f. Extensión del fondo oceánico<sup>(86, 87)</sup>.

#### XI. Radiología

- a. Radiografía de neutrones<sup>(88, 89)</sup>.
- b. Radiografía de protones e iones pesados<sup>(90)</sup>.
- c. Radiografía alfa<sup>(91, 92)</sup>.

#### XII. Superconductividad

- a. Comportamiento de alambres finos de geometría conocida<sup>(93)</sup>.

#### XIII. Superfluidez

- a. Prueba del comportamiento del flujo de un superfluido a través de agujeros pequeños y uniformes<sup>(94, 95)</sup>.

El futuro de la detección y grabado de trazas está en la extensión y mejoramiento de las áreas mencionadas así como en usos

totalmente nuevos.

En busca del mejoramiento en precisión en cualquier campo en desarrollo, los contadores de trazas tendrán un realce debido a los métodos automáticos de lectura los cuales podrán ser programados para contar detectores de ciertas formas y dimensiones con la seguridad de que los defectos y otras trazas espúreas no son incluidas; tales instrumentos serán de gran utilidad en la medición de la contribución de fuentes múltiples que son comunes en las muestras extraterrestres.

Se desarrollarán técnicas especiales para aplicaciones en disciplinas ya existentes, por ejemplo, en el área de fecheo de trazas de fisión cuyo avance se va a extender con el estudio de diversos materiales.

Por otra parte, debido a la variación en la atmósfera de la tierra, se ha pensado en estudios de rastreo, aerobiología y flujo de gas en ella. En el área de rastreo H. W. Alter<sup>(45)</sup> sugirió que sustancias marcadas con proporciones conocidas de boro/uranio, las cuales dan razones distintas de trazas de alfas y de fisión después de irradiar con neutrones, pueden ser utilizadas para rastrear flujos y circulaciones en el ambiente siendo posible que un marcado similar en entidades biológicas en la atmósfera proporcione una herramienta para identificar el transporte que controla la expansión de enfermedades o de vegetación a través de la superficie de la tierra.

Anomalías en la distancia que se mueve el radón (Rn) en el interior de la tierra sugieren que puede haber flujos convectivos de aire en él, si ésto sucede, los detectores por trazas tendrán una nueva aplicación.

Un uso más inmediato está en las partículas que provienen del espacio, ya que si hay partículas altamente ionizantes por descubrir tales como supermesones, monopolos o núcleos superpesados, los detectores por trazas pueden ser utilizados para rastrear grandes áreas teniendo la posibilidad de observar por primera vez dichas partículas.

Referencias de las aplicaciones de los DTES.

1. Bertine, K. K. et.al.  
Geochim. Cosmochim. Acta 34, 641 (1970)
2. Fleischer, R. L., Lovett, D. B.  
Geochim. Cosmochim. Acta 32, 1126 (1968)
3. Hashimoto, T.  
Analyt. Chim. Acta 56, 347 (1971)
4. Jee, W. S. S. et.al.  
Health Phys. 22, 761 (1972)
5. Fleischer, R. L. et.al.  
Science 178, 255 (1972)
6. Hashimoto, T.  
Japan Analyst. 19, 508 (1970)
7. Chapuis, A. M. et.al.  
Rad. Effects 5, 91 (1970)
8. Kohler, W.  
Rad. Effects 3, 231 (1970)
9. Tuyn, J. W. N.  
Nukleonik 12, 183 (1969)
10. Tuyn, J. W. N.  
Rad. Effects 5, 75 (1970)
11. Gold, R. et.al.  
Nucl. Sci. Engr. 34, 13 (1968)
12. Roberts, J. H. et.al.  
Nucl. Applic. 5, 247 (1968)
13. Benjamin, R. J. et.al.  
Nucl. Sci. Engr. 47, 203 (1972)
14. Meverngnies, M. N., Marmol, P. del  
Nat. Bureau of Standards, Special Pub. 229.1 (1968)
15. Sakanoue, M., Nakanishi, T.  
Proc. Ninth Japan Conf. on Radioisotopes, Tokyo, May 13, 126  
(1969)
16. Liu, T. C., Su, C. S.  
Int. J. Appl. Rad. Isotopes 22, 227 (1971)
17. Gingrich, J. E. et.al.  
Power Eng. Aug., 48 (1973)
18. Gingrich, J. E., Lovett, D. B.  
Trans. Amer. Nucl. Soc. 15, 118 (1972)

19. Weidenbaum, B. et.al.  
Trans. Amer. Nucl. Soc. 13, 528 (1970)
20. Becker, K.  
Health Phys. 16, 113 (1969)
21. Becker, K.  
Topics in Radiation Dosimetry, Suppl. 1, Attix, F. H. ed. 79  
N. Y. Academic Press (1972)
22. Fleischer, R. L. et.al.  
Science 149, 383 (1965)
23. Varnagy, M. et.al.  
Nucl. Instr. Meth. 89, 27 (1970)
24. Walker, R. M. et.al.  
Appl. Phys. Letters 3, 28 (1963)
25. Auxier, J. A. et.al.  
Health Phys. 21, 126 (1971)
26. Comstock, G. M. et.al.  
Science 172, 154 (1971)
27. Fleischer, R. L. et.al.  
Science 181, 436 (1973)
28. Sakanoue, M., Nakanishi, T.  
J. At. Energy Soc. Japan 11, 332 (1969)
29. Lovett, D. B.  
General Electric Rept. APED-5391 (1967)
30. Abu-Jarad, F., Fremlin, J. H.  
Proc. of the 11th. Conf. SSNTD, Bristol (1981)
31. Miles, J. C. H., Dew, E. J.  
Proc. of the 11th. Conf. SSNTD, Bristol (1981)
32. Hamilton, E. I.  
Health Phys. 19, 511 (1970)
33. Spurny, K. R., Lodge, Jr. J. P.  
Aerosol Sci. 3, 407 (1972)
34. Kowalski, L. et.al.  
Phys. Rev. 169, 894 (1968)
35. Burnett, D. S. et.al.  
Phys. Rev. 134B, 952 (1964)
36. Khodai-Joopari, A.  
PhD. Thesis, University of California, UCRL 16489 (1966)



37. Flerov, G. N. et.al.  
Phys. Letters 13, 73 (1964)
38. Ghiorso, A. et.al.  
Inorg. Nucl. Chem. Letters 7, 1117 (1971)
39. Zvara, I. et.al.  
Inorg. Nucl. Chem. Letters 7, 1109 (1971)
40. Myers, W. D., Swiatecki, W. J.  
Nucl. Phys. 81, 1 (1966)
41. Nilson, S. G. et.al.  
Nucl. Phys. A131, 1 (1968)
42. Sullivan, J. D.  
Phys. Rev. Letters 30, 136 (1973)
43. Stinson, R. H. et.al.  
Univ. of Guelph preprint (1973)
44. Fleischer, R. L. et.al.  
Phys. Rev. 88, 563 (1969)
45. Henke, R., Benton, E.  
Nucl. Instr. Meth. 97, 483 (1971)
46. Paretzke, H. G. et.al.  
Nucl. Instr. Meth. 108, 73 (1973)
47. Rosenbaum, H. S., Armijo, J. S.  
J. Nucl. Mat. 22, 115 (1967)
48. Clayton, D. D., Peters, J. G.  
Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 29, Suppl. 1, 381 (1970)
49. Coswik, R. et.al.  
Phys. Rev. 158, 1238 (1967)
50. Cassé, M. et.al.  
Proc. 12th. Int. Conf. on Cosmic Rays., Hobart 1, 241 (1971)
51. Bertsch, D. L. et.al.  
Astrophys. J. 171, 169 (1972)
52. Fleischer, R. L., Hart, H. R.  
Apollo 16 Preliminary Science Report, NASA Special Pub. 315,  
chap. 15, 1 (1972)
53. Crawford, H. J. et.al.  
Astrophys. J. 175, L149 (1972)
54. Fichtel, C. E., Mc. Donald, F. B.  
Ann. Rev. Astron. Astrophys. 5, 351 (1967)

55. Price, P. B. et.al.  
J. Geophys. Res. 72, 1377 (1967)
56. Barber, D. J. et.al.  
Proc. Second Lunar Sci. Conf. 3, 2705 Cambridge MIT Press  
(1971)
57. Crozaz, G. et.al.  
Science 167, 563 (1970)
58. Fleischer, R. L. et.al.  
Geochim. Cosmochim. Acta 38, 365 (1974)
59. Cameron, A. G. W.  
Space Sci. Rev. 15, 121 (1973)
60. Bimbot, R. et.al.  
Geochim. Cosmochim. Acta 31, 263 (1967)
61. Fleischer, R. L. et.al.  
Ann. Rev. Nucl. Sci. 15, 1 (1965)
62. Hair, M. W. et.al.  
Rad. Effects 7, 285 (1971)
63. DeBlois, R. W., Bean, C. P.  
Rev. Sci. Instr. 41, 909 (1970)
64. DeBlois, R. W., Bean, C. P.  
Paper presentation to the Ministry of Electrotechnical Industry,  
Moscow, July 1-7, Gral. Electric Company, Preprint  
73-CRD-188 (1973)
65. Seal, S.  
Cancer 17, 637 (1964)
66. Song J. et.al.  
Cancer 28, 553 (1971)
67. Golibersuch, D. C.  
Biophys. J. 13, 265 (1973)
68. Stinson, R. H.  
Can. J. Botany 50, 245 (1972)
69. Fleischer, R. L. et.al.  
Rev. Sci. Instr. 34, 510 (1963)
70. Fleischer, R. L. et.al.  
Science 143, 249 (1964)
71. Fleischer, R. L. et.al.  
Rev. Sci. Instr. 43, 1708 (1972)

72. Abdullaev, K. H. et.al.  
Radiobiologiya 8, 765 (1968)
73. Becker, K., Johnson, D. R.  
Science 167, 1370 (1970)
74. Seitz, M. G.  
Carnegie Institution Year Book 71, 557 (1972)
75. Seitz, M. G., Taylor, E.  
Archaeometry 16, 129 (1974)
76. Fleischer, R. L. et.al.  
Science 148, 72 (1965)
77. Hay, R. L.  
Science 139, 829 (1963)
78. Leahey, L. S. B.  
Nature 84, 491 (1959)
79. Berzina, I. G.  
Sov. Phys. Doklady 11, 1105 (1967)
80. Fleischer, R. L., Price, P. B.  
J. Appl. Phys. 34, 2903 (1963)
81. Fleischer, R. L., Price, P. B.  
J. Geophys. Res. 69, 331 (1964)
82. Fleischer, R. L., Price, P. B.  
Science 144, 841 (1964)
83. Fleischer, R. L. et.al.  
Earth Planet. Sci. Lett. 7, 51 (1969)
84. Funkhouser, J. G. et.al.  
Earth Planet. Sci. Lett. 5, 95 (1968)
85. Storzer, D.  
Earth Planet. Sci. Lett. 8, 55 (1970)
86. Dalrymple, G. B., Moore, J. G.  
Science 161, 1132 (1968)
87. Fleischer, R. L. et.al.  
Science 161, 1339 (1968)
88. Argonne National Laboratory  
Californium-252 Progress No. 12, 57 (1972)
89. Berger, H., Kraska, I. R.  
Trans. Am. Nucl. Soc. 10, 72 (1967)

90. Benton, E. V. et.al.  
Science 182, 474 (1973)
91. Somogyi, G., Srivastava, D. S.  
Atomki Kozlem 12, 101. (1970)
92. Somogyi, G., Srivastava, D. S.  
Int. J. Appl. Rad. Isotopes 22, 289 (1971)
93. Possin, G. E.  
Rev. Sci. Instr. 41, 772 (1970)
94. Gamota, G.  
Phys. Rev. Letters 31, 517 (1973)
95. Notarys, H. A., Andelin, J.  
Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 1131 (1967)

REFERENCIAS.

1. DeMent, J., Dake, H. C.  
Uranium and Atomic Power  
Chemical Publishing Co. Inc., Brooklyn, N. Y. (1941)
2. Stevens, C. M., Harkness, A. L., Swartz, B. A.  
Work performed under the auspices of the U. S. Atomic Energy  
Commission
3. Tabor, C. D.  
Review Series No. 5  
Developments in the peaceful applications of nuclear energy,  
IAEA, Vienna (1960)
4. Price, W.  
Nuclear Radiation Detection  
Mc. Graw Hill, N. Y. (1964)
5. Fleischer, R. L., Price, P. B., Walker, R. M.  
Nuclear Tracks in Solids  
University of California Press, Berkeley (1975)
6. Evans, R. D.  
The Atomic Nucleus  
Mc. Graw Hill, N. Y. (1955)
7. Segré, E. Ed.  
Experimental Nuclear Physics Vol. I  
John Wiley & Sons, N. Y. (1953)
8. Dienes, J., Vineyard, H.  
Radiation Effects in Solids  
Interscience Publishers Inc., N. Y. (1957)
9. Friedlander, G., Kennedy, J. W., Miller, J. M.  
Nuclear and Radiochemistry  
John Wiley & Sons, N. Y. (1964)
10. Alonso, M., Finn, E. J.  
Física Vol. III  
Fondo Educativo Interamericano S. A. (1971)
11. Tait, W. H.  
Radiation Protection  
Butterworths (1980)
12. Beiser, A.  
Conceptos de Física Moderna  
Mc. Graw Hill, N. Y. (1970)
13. Radiation Protection Short Course  
Georgia Institute of Technology, U. S. A. (1981)

14. Kobetich, E. J., Katz, R.  
Phys. Rev. 170, 391 (1968)
15. Katz, R., Kobetich, E. J.  
Phys. Rev. 170, 401 (1968)
16. Benton, E. V., Henke, R. P.  
Nucl. Instr. Meth. 67, 87 (1969)
17. Benton, E. V., Nix, D.  
Nucl. Instr. Meth. 67, 343 (1969)
18. Almási, G., Somogyi, G.  
Atomki Közlemények 23, 99 (1981)
19. Fleischer, R. L. et.al.  
J. Appl. Phys. 36, 3645 (1965)
20. Ahlen, S. R., Price, P. B., Tarlé, G.  
Phys. Today, Sept. (1981)
21. Becker, K.  
Solid State Dosimetry  
CRC Press, Cleveland (1973)
22. Lecerf, M., Peter, J.  
Nucl. Instr. Meth. 104, 189 (1972)
23. Khan, H. A., Durrani, S. A.  
Nucl. Instr. Meth. 98, 229 (1972)
24. Belayaev, A. D. et.al.  
Nucl. Tracks 4, 49 (1980)
25. Wilson, J. E.  
Radiation Chemistry of Monomers, Polymers and Plastics  
Marcel Dekker, Inc., N. Y. (1974)
26. Henke, R. P., Benton, E. V.  
Nucl. Instr. Meth. 97, 483 (1971)
27. Somogyi, G.  
Nucl. Instr. Meth. 173, 21 (1980)
28. Henshaw, D. L. et.al.  
Nucl. Instr. Meth. 180, 65 (1981)
29. Young, A.  
Nature 182, 375 (1958)
30. Price, P. B., Walker, R. M.  
J. Appl. Phys. 33, 3407 (1962)
31. Tommasino, L.  
Nucl. Instr. Meth. 173, 73 (1980)

32. Tommasino, L., Zapparoli, G., Griffith, R. V.  
Nucl. Tracks 4, 191 (1980)
33. Tommasino, L., Zapparoli, G., Griffith, R. V., Mattei, A.  
Nucl. Tracks 4, 197 (1980)
34. Espinosa, G., Golzarri, J. I., Tommasino, L., Raponi, F.  
Proc. 11th. Int. Conf. on SSNTD's, Bristol (1981)
35. Fleischer, R. L. et.al.  
Phys. Rev. 133, A1443 (1964)
36. Espinosa, G., Griffith, R. V.  
Eighth DOE Workshop on Personnel Neutron Dosimetry, June  
18-19, 88 (1981)
37. Cartwright, B. G., Shirk, E. K., Price, P. B.  
Nucl. Instr. Meth. 153, 457 (1978)
38. Durrani, S. A., Al-Najjar, S. A. R.  
Nucl. Instr. Meth. 173, 97 (1980)
39. Benton, E. V. et.al.  
Proc. 10th. Int. Conf. on SSNTD's, Lyon (1979)
40. Rao, Y. V. et.al.  
Nucl. Instr. Meth. 180, 153 (1981)
41. Somogyi, G.  
Proc. 11th. Int. Conf. on SSNTD's, Bristol (1981)
42. Gmurman, V. E.  
Teoría de las Probabilidades y Estadística Matemática  
Editorial Mir, Moscú (1974)
43. Wong, C. F., Tommasino, L.  
Nucl. Tracks 6, 17 (1982)
44. Jee, W. S. S. et.al.  
Health Phys. 22, 761 (1972)
45. Fleischer, R. L.  
Nucl. Instr. Meth. 147, 1 (1977)