

26
2 ej-



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

LA TEMPERATURA COMO PARAMETRO ADICIONAL EN EL
REGISTRO DE PARTICULAS CARGADAS EN DETECTORES
PLASTICOS

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A
DEMETRIO MENDOZA ANAYA

ASESOR ININ: FIS. ARMANDO CHAVEZ BAUTISTA
ASESOR UNAM: M. en C. MA. ISABEL GAMBOA DE BUEN



MEXICO, D. F.

1992

FALLA GEN



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

I N D I C E

	PAG.
INTRODUCCION.	1
1.- LA RADIACION Y SU INTERACCION CON LA MATERIA.	3
2.- DETECTORES DE RADIACION.	21
3.- DETECTORES SOLIDOS DE TRAZAS NUCLEARES.	31
4.- REGISTRO DE PARTICULAS CARGADAS EN PLASTICO DELGADOS DEL TIPO CR39 COMO FUNCION DE LA TEMPERATURA.	42
5.- RESULTADOS Y CONCLUSIONES.	51
BIBLIOGRAFIA.	66

INTRODUCCION

En los últimos años, los Detectores Sólidos de Trazas Nucleares (DSTN) han sido utilizados ampliamente en distintos campos de la ciencia y la tecnología, en particular, en la detección de partículas cargadas pesadas. Esto es debido, principalmente, a que la técnica de detección por trazas no requiere tecnología sofisticada, es económica, confiable y reproducible; aparte de que la información obtenida no se pierde en el momento de la lectura sino que queda almacenada en el detector.

Las trayectorias descritas por las partículas cargadas pesadas a su paso por este tipo de detector, dan como resultado zonas de intenso daño conocidas como "trazas latentes" y que mediante una técnica de grabado químico apropiada pueden ser reveladas haciendo posible su observación con ayuda de un microscopio óptico. A estas zonas de daño reveladas se les denomina "trazas reveladas".

La formación de trazas reveladas está sujeta a la eficiencia del detector, la cual se define como la probabilidad de que cada traza permanezca visible después de efectuar el revelado y está sujeta a varios factores: características de la partícula incidente (carga e , masa m , energía E), así como ángulo de incidencia y características del material detector (número atómico Z y densidad ρ).

Recientemente^(14,15,16,17,18), estudios realizados con partículas cargadas pesadas mostraron que los factores ambientales también influyen en la formación y estabilidad del daño producido, y por lo tanto, en la eficiencia de registro de un detector.

Entre estos factores, la temperatura T del detector durante la exposición, muestra un fuerte efecto sobre las características de la traza grabada. Este efecto tiene importantes implicaciones en todas las áreas donde existe una marcada variación de la temperatura en el momento de registrar partículas cargadas.

El presente trabajo tiene como objetivo realizar un estudio experimental sobre los efectos de la temperatura de irradiación en el registro de partículas cargadas pesadas, utilizando DSTN del tipo CR39.

Para conocer la influencia de la temperatura de irradiación, se realizó un análisis de la evolución, durante el grabado químico, de la longitud y el diámetro de las trazas producidas. Por esta razón, varios detectores del tipo CR39 fueron irradiados con partículas α o con fragmentos de fisión. En cada irradiación, el detector seleccionado se mantuvo a temperatura constante durante la exposición.

Este trabajo se ha dividido en cinco capítulos. En el primero se presentan los conceptos básicos relacionados con la radiactividad, así como una explicación general de la interacción de las partículas cargadas pesadas con la materia. Mientras que en el capítulo dos se mencionan algunos tipos de detectores de radiación, dando una breve explicación del principio de operación de cada uno de estos.

Debido a que en este experimento se trabajó específicamente con DSTN, en el capítulo tres aparece una explicación más detallada de éstos, en especial del grupo de los polímeros, al cual pertenece el detector CR39. En este mismo capítulo se mencionan también algunas técnicas de grabado para el revelado de trazas, y se concluye con la mención de algunos factores que influyen en el registro de las partículas.

El capítulo cuatro presenta la descripción general del experimento realizado. Finalmente, en el capítulo cinco aparecen los resultados obtenidos, análisis y discusión de los mismos y por último las conclusiones del experimento.

1.- LA RADIACION Y SU INTERACCION CON LA MATERIA

Ningún fenómeno ha sido tan decisivo en el desarrollo de la física moderna como la radiactividad. Siendo ésta una propiedad que poseen muchas especies nucleares, tanto naturales como artificiales. Los núcleos radiactivos emiten algún tipo de partícula o radiación electromagnética (γ) para transmutarse en otros núcleos o simplemente pasar de un estado de energía a otro. Actualmente, para facilitar su estudio la radiación se divide principalmente en los siguientes grupos: partículas cargadas pesadas (partículas α , protones, productos de fisión, etc.), partículas cargadas ligeras (electrones y positrones), partículas neutras (neutrones) y radiación electromagnética.

1.1 RADIATIVIDAD NATURAL.

Decaimiento radiactivo.- Al fenómeno en el cual un núcleo emite espontáneamente partículas α , partículas β , rayos γ , algún otro tipo de partícula o captura un electrón se le conoce como *Decaimiento Radiactivo*.

Resultados experimentales indican que la probabilidad de decaimiento de un núcleo radiactivo es independiente del tiempo y del número y tipo de núcleos presentes. Rutherford y Sody, en 1902, descubrieron y formularon la ley del decaimiento radiactivo, encontrando que éste sigue una ley de tipo exponencial. Si hay N átomos inestables de una misma especie, en un tiempo dado, el número dN de decaimientos en un pequeño tiempo dt , está dado por la siguiente ecuación:

$$dN = -\lambda N dt \qquad 1.1$$

siendo λ una constante denominada constante de decaimiento. El signo negativo en la ecuación anterior indica que el número de núcleos originales decrece mientras el tiempo aumenta.

Al resolver la ec. 1.1, se encuentra que si originalmente existen N_0 núcleos inestables, después de un tiempo t , el número de núcleos se habrá reducido de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad 1.2$$

La ec. 1.1 se puede reescribir de la forma siguiente:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad 1.3$$

donde λN se conoce como la Actividad A de una muestra de N núcleos.

Si existen N_0 átomos inicialmente en una muestra de Actividad inicial A_0 , la ec. 1.2 se puede escribir como:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad 1.4$$

Usualmente se utiliza el término de vida media, $t_{1/2}$, para caracterizar una especie radiactiva y se define como el tiempo necesario para que se desintegre la mitad de los átomos radiactivos existentes en un instante dado, de dicha especie. De acuerdo con la ec. 1.4 tenemos que

$$\frac{A_0}{2} = A_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

de aquí que

$$\ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\lambda t_{1/2}$$

finalmente encontramos que

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad 1.5$$

Otro término que sirve para caracterizar a un elemento radiactivo es la vida promedio, τ , de los átomos de una misma especie radiactiva, y se define como la suma de la vida de cada uno de los átomos, dividida por el número inicial de éstos; entonces, si originalmente se tiene que el número inicial de átomos que existe en un tiempo t , es, según la ec. 1.2

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

el número de átomos que se desintegran en un intervalo de tiempo comprendido entre t y $t+dt$ será:

$$dN = -N_0 \lambda e^{-\lambda t} dt \quad 1.6$$

Como la desintegración es un proceso estocástico, cualquier átomo aislado puede tener una vida comprendida entre 0 e ∞ , por consiguiente, la vida promedio vendrá dada por:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N_0 \lambda t e^{-\lambda t} dt$$

$$\tau = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad 1.7$$

Series radiactivas.- Gran parte de los elementos radiactivos encontrados en la naturaleza pertenecen a alguna de las cuatro series radiactivas. Cada serie está formada de una sucesión de productos de decaimiento que termina en un núcleo final estable.

La tabla 1.1 es una lista de los nombres de las cuatro series radiactivas, de sus núcleos origen, su vida media y los productos estables finales de cada serie.

TABLA 1.1 Lista de las cuatro series radiactivas.

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

La vida media del Neptunio es tan corta comparada con la edad calculada del Universo que los miembros de esta serie no se encuentran hoy en día en la naturaleza; aunque se tiene conocimiento de ésta debido a que se ha logrado producir artificialmente en el laboratorio.

Transformaciones radiactivas sucesivas.- En el estudio de una serie radiactiva es de interés conocer la cantidad de núcleos de cada término en función del tiempo. Supongamos que un nucleido radiactivo, con constante de desintegración λ_1 ,

genera por desintegración otro nucleido radiactivo, el cual tiene una constante de desintegración λ_2 , dando lugar a un producto final estable. Si N_1 , N_2 y N_3 representan, respectivamente, el número de átomos de cada una de las tres sustancias en el tiempo t , para N_1 tendremos, según la ec. 1.2:

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t}$$

donde N_0 es el número inicial de átomos de la primera especie.

La velocidad de desintegración será:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_0 \lambda e^{-\lambda_1 t} = -\lambda_1 N_1 \quad 1.8$$

La velocidad de desintegración de la segunda especie será la diferencia entre la formación ($-dN_1/dt$) y la desintegración ($\lambda_2 N_2$). Entonces para N_2 tenemos:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad 1.9$$

Resolviendo esta ecuación diferencial para N_2 y suponiendo que las condiciones iniciales son $N_2=0$ para $t=0$, resulta:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad 1.10$$

La velocidad de formación de tercera especie estará dada por:

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad 1.11$$

Al resolver la ecuación con la condición de que $N_3=0$ para $t=0$, encontramos que el número de átomos de la tercera especie será:

$$N_3 = N_0 \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right) \quad 1.12$$

El procedimiento anterior se puede ampliar y aplicarse a una cadena constituida por un número cualquiera de productos radiactivos. En este caso el sistema de ecuaciones diferenciales es⁽¹⁾:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad 1.13a$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad 1.13b$$

.

.

.

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n \quad 1.13c$$

Donde $N_1, N_2, \dots, N_{n-1}, N_n$ son el número de átomos de los diferentes isótopos presentes al tiempo t y $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{n-1}, \lambda_n$ son las constantes de desintegración respectivas.

La solución fue deducida por Bateman⁽¹⁾ suponiendo que para $t=0$ solo existe la sustancia cabeza de serie. De acuerdo con esto, el número de átomos del término n -ésimo de la cadena está dado por:

$$N_n(t) = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots + C_n e^{-\lambda_n t} \quad 1.14$$

siendo

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} N_0 \quad 1.15a$$

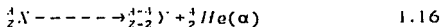
$$C_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)} N_0 \quad 1.15b$$

⋮

$$C_n = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} N_0 \quad 1.15c$$

Decaimiento α . El decaimiento α (He^{++}) consiste en la desintegración de un núcleo inestable en un núcleo producto y una partícula α . En este proceso el núcleo original pierde cuatro nucleones (2 protones y 2 neutrones), esto es, el número de masa A decrece en cuatro unidades y su carga desciende en dos unidades.

Esta desintegración se representa por la siguiente ecuación:



Si el núcleo original X estaba en reposo inicialmente, el núcleo final Y y la partícula α tendrán direcciones opuestas después del decaimiento para que se conserve la cantidad de movimiento.

La energía de desintegración Q, está dada por⁽⁴⁾:

$$Q = K_Y + K_\alpha = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2$$

$$= \{M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(4, 2)\}c^2 \quad 1.17$$

donde M_X , M_Y , M_α son la masa del núcleo original, la masa del núcleo producto y la masa de la partícula α respectivamente, mientras que $M(A, Z)$, $M(A-4, Z-2)$ y $M(4, 2)$ son las masas atómicas respectivas.

La energía cinética de la partícula α es⁽⁴⁾:

$$K_\alpha = \frac{Q}{1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}} \quad 1.18$$

Fisión nuclear.— Los productos de fisión inducida o espontánea de núcleos pesados se consideran partículas cargadas pesadas. Aproximadamente, cuatro quintas partes de la energía liberada en el proceso de fisión aparece en forma de energía cinética de los fragmentos producidos⁽⁵⁾. El resto de la energía es liberada en la energía de los neutrones producidos en el momento de la fisión y de las partículas β , neutrinos y rayos γ y de las desintegraciones de los fragmentos de fisión.

Como la energía liberada es tan grande, el núcleo original puede considerarse en reposo en el instante de la fisión. Los fragmentos se alejan el uno del otro con velocidades V_1 y V_2 , tal que, el momento lineal se conserva ($M_1V_1=M_2V_2$). M_1 y M_2 son las masas respectivas de los fragmentos.

Las energías cinéticas de los fragmentos están relacionadas como⁽¹⁾:

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{M_1V_1^2}{M_2V_2^2} = \frac{M_2}{M_1} \quad 1.19$$

Después de numerosas medidas de las masas de los fragmentos de fisión ha sido posible construir la gráfica para el ^{235}U mostrada en fig. 1.1. El número de fragmentos de fisión se presenta verticalmente y el número de masa A horizontalmente. En esta gráfica se aprecia que la mayoría de los productos de fisión caen dentro de dos grupos: un grupo de núcleos ligeros, con número de masa de 85 a 104 y un grupo de núcleos pesados con número de masa de 130 a 149. En esta figura se observa que los valores más probables para los números de masa de los fragmentos son 95 y 139.

La primera explicación teórica sobre el fenómeno de fisión fue dada por Bohr y Wheeler⁽¹⁾ quienes sugirieron que éste podría entenderse sobre el modelo nuclear de la gota líquida.

El modelo de la gota líquida explica, de la siguiente manera, como los núcleos pesados pueden fisionarse: Si se considera al núcleo como una gota líquida y esférica, su forma dependerá del equilibrio entre las fuerzas de tensión superficial y las de repulsión electrostática. Al añadir energía a la gota, p.ej. en la forma de excitación resultante de la captura de un neutrón, aparecen oscilaciones en el seno de la misma que tienden a obligarla a perder su esfericidad y a transformarla en un elipsoide; estas oscilaciones proceden de la tendencia de las fuerzas superficiales a hacer que la

gota vuelva a su estado original, mientras que la energía de excitación tiende a perturbarla aún más; si la energía de excitación no es muy grande, el elipsoide vuelve a su forma esférica, liberando su exceso de energía en forma de rayos γ . Cuando la energía de excitación es demasiado grande, la gota puede llegar a alcanzar una forma alargada con un estrechamiento en la parte central que, al acentuarse por las fuerzas de repulsión electrostática, llega a producir escisión en dos gotas análogas, ambas de forma esférica. En la fig. 1.2 se representa en forma esquemática este proceso.

El modelo de gota líquida permite describir aproximadamente el proceso de fisión, del cual da una explicación cualitativa y a veces cuantitativa, pero presenta varios defectos. Uno de estos es que predice que el modo más probable de división del núcleo considerado como gota líquida es en dos fragmentos iguales, mientras que los resultados experimentales para la fisión a bajas energías muestran lo contrario.

Se han propuesto algunas variantes del modelo de la gota líquida, p. ej., Nosoff sugirió que, aunque la forma de la gota líquida es simétrica, puede aparecer asimetría antes de la escisión. Hill y Wheeler pensaron que podían existir efectos dinámicos que no se toman en cuenta al considerar solamente la energía potencial de las diferentes formas de la gota.

En 1955, mediante un modelo unificado, Bohr sugirió que el curso del proceso de fisión a energías de excitación bajas pudiera estar bajo la influencia del momento angular y de las propiedades de paridad del núcleo compuesto.

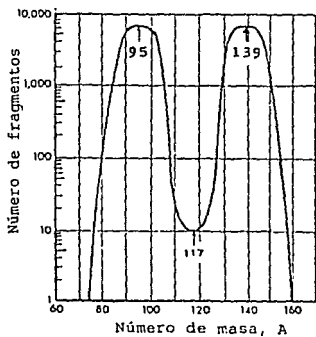


Fig. 1.1 Distribución de masas de ^{235}U para los productos de fisión.

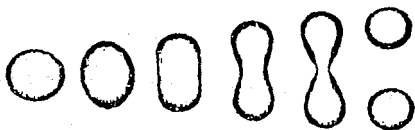


Fig. 1.2 Esquemático del fenómeno de fisión, según el modelo de la gota líquida.

1.2 INTERACCION DE LAS PARTICULAS CARGADAS PESADAS CON LA MATERIA.

Las partículas α , como todas las partículas cargadas pesadas, pierden su energía por colisión inelástica con los electrones externos de los átomos del medio que atraviesan. Estas colisiones causan ionización de los átomos o excitación de los electrones, posiblemente con emisión de radiación electromagnética en la desexcitación.

Alcance.- La medida del alcance de las partículas α resulta un método fácil y aceptado para determinar su energía. Una partícula moviéndose a través de la materia pierde su energía cinética. *El alcance se define como la distancia que atraviesa la partícula hasta que su energía cinética se hace cero.* Este alcance depende de la velocidad inicial de la partícula y de su masa, así como del material absorbente.

La fig. 1.3 muestra el número de partículas en función de la distancia r a la fuente. Se observa que los alcances de todas las partículas en un medio específico no son iguales, apareciendo una pequeña dispersión causada por las fluctuaciones estadísticas en el número de colisiones y la pérdida de energía por colisión. Diferenciando esta curva se obtiene la curva diferencial del alcance, para saber el alcance medio R_m que se usa ahora con más frecuencia. Un significado importante del alcance medio R_m es que la mitad de las partículas tienen un alcance mayor que R_m , mientras que la otra mitad tienen un alcance menor.

Ionización específica.- La ionización provocada por las partículas α , relacionada con la energía y el alcance, se puede determinar, y expresar su intensidad mediante la *ionización específica*, que se define como el número de pares iónicos formados por milímetro de trayectoria de la partícula. Denominándose par iónico al conjunto de un electrón y un ion positivo resultante de su separación de un átomo.

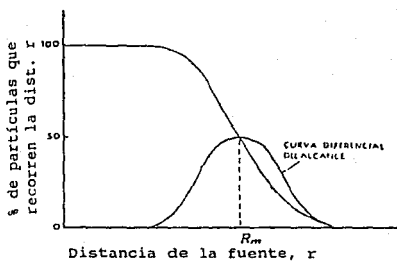


Fig. 1.3 Curva Número-Distancia para partículas que muestran dispersión del alcance al final de su trayectoria. R_m es el alcance medio.

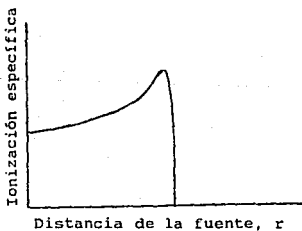


Fig. 1.4 Ionización específica a lo largo de la trayectoria de una partícula individual.

La fig. 1.4 muestra la ionización específica en función de la distancia recorrida por la partícula α . A medida que aumenta la distancia entre la fuente y la partícula α crece también la ionización con bastante lentitud al principio y con mas rapidez después, hasta alcanzar un máximo a partir del cual cae rápidamente a cero.

La forma de la curva de ionización depende de la variación de la velocidad de la partícula α a lo largo de su recorrido; con la producción de pares iónicos, la partícula α pierde energía y su velocidad disminuye; al moverse más lentamente permanece más tiempo en la proximidad de las moléculas que forman parte de la materia con la que interacciona, aumentando así la probabilidad de producción de pares iónicos; finalmente captura electrones y se forma un átomo neutro de Helio incapaz de producir nuevas ionizaciones.

Los fragmentos de fisión, así como las partículas α , pierden su energía por ionización y excitación de los átomos del material absorbente, principalmente. Sin embargo, la ionización específica en función de la distancia se comporta de un modo distinto. En la fig. 1.5 se representa la curva de ionización específica causada por un haz colimado de partículas α , junto con la curva equivalente para los fragmentos de fisión (curva de Bragg).

Esta diferencia es debido: primero, a que los fragmentos de fisión no están ionizados completamente, sino despojados únicamente de sus electrones cuyas velocidades orbitales son menores que la velocidad del fragmento pero conforme avanza va perdiendo velocidad y ganando electrones, por lo que su ionización específica disminuye; segundo, la dispersión nuclear elástica es más importante para los fragmentos cerca del final de la trayectoria, lo que origina una dispersión considerable del alcance.

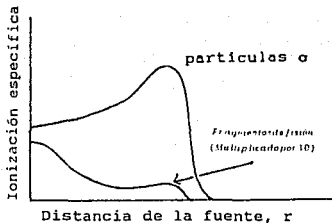


Fig. 1.5 Curva de Bragg para partículas α y fragmentos de fisión.

Poder de frenado.- La eficiencia de un absorbente en particular para reducir la energía de una partícula se mide por el poder de frenado, $S(E)$. El poder de frenado se define como la cantidad de energía perdida dE por la partícula por unidad de recorrido dx en la materia, y está dada por la siguiente relación⁽⁴⁾:

$$S(E) = \frac{dE}{dx} = wI \quad 1.20$$

siendo I la ionización específica promedio y w la energía requerida para producir un par iónico.

El poder de frenado depende básicamente de dos conjuntos de parámetros: los de la partícula (carga z , masa m y energía E) y los del material absorbente (No. atómico Z y densidad ρ). La deducción teórica del poder de frenado fue originalmente realizada por Bethe. El resultado obtenido para la pérdida de energía por centímetro de trayectoria es⁽⁹⁾:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{M_0 v^2} NB \quad 1.21$$

donde z es la carga neta de la partícula; N , el número de átomos por centímetro cúbico del absorbente, y B , el número atómico de frenado dado por

$$B = Z \left(\ln \frac{2M_0 v^2}{P} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad 1.22$$

siendo Z el número atómico del absorbente; P , el potencial promedio de excitación de sus átomos y $\beta = \frac{v}{c}$.

Cuando el poder de frenado es conocido, el alcance medio se calcula como:

$$\begin{aligned} R &= \int_0^R dx \\ &= \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \\ &= \int_0^{E_0} \frac{dE}{S(E)} \end{aligned} \quad 1.23$$

Si el alcance medio R_m de la partícula en el material es conocido, entonces la energía se obtiene con la siguiente ecuación(4):

$$E = \int_0^R w l dR \quad 1.24a$$

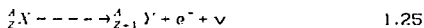
$$E = \int_0^R \left(\frac{dE}{dX} \right) dR \quad 1.24b$$

En polímeros, al igual que en otros materiales, las partículas pierden su energía produciendo los siguientes efectos: excitación de los electrones de los átomos del material a niveles más altos de energía o ionización de los mismos. En los polímeros, la desexcitación origina un rompimiento de sus cadenas moleculares, a lo largo de la trayectoria de la partícula, creando radicales libres y debilitando de alguna forma, aún desconocida, los enlaces entre las moléculas.

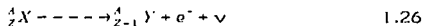
1.3.- PARTICULAS CARGADAS LIGERAS Y RADIACION ELECTROMAGNETICA.

Decaimiento β .- Existen tres tipos de decaimiento β : (i) el núcleo decae por emisión de un electrón denotado por e^- , (ii) el núcleo decae por emisión de un positrón, denotado por e^+ , (iii) la captura de un electrón por el núcleo, llamada captura electrónica. En estos procesos el número de masa del núcleo se conserva, mientras que su carga varía en una unidad.

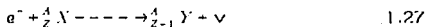
Si X es núcleo original, mientras que Y es el núcleo producto, un decaimiento β se puede expresar como:



Para un decaimiento β^+ , en el cual se emite un positrón, se tiene



Mientras que un proceso de captura electrónica puede describirse como:



En las tres ecuaciones ν representa al neutrino. La existencia del neutrino fue postulada inicialmente por Pauli (1930) con el fin de asegurar la conservación de la energía y la cantidad de movimiento en el decaimiento β .

Como el núcleo solo se compone de neutrones y protones, la creación y absorción de electrones y positrones (e^- y e^+ , respectivamente) aparece en el reordenamiento del núcleo en un estado de energía más bajo, mediante la transformación de un protón en neutrón o viceversa; aclarando que esta transformación no debe obligar a pensar que el neutrón está compuesto por un protón, un electrón y un neutrino, sino se transforma en tres partículas en el instante de la emisión β .

Decaimiento γ . - Al igual que los átomos, los núcleos pueden existir en estados de energía discreta⁽³⁾. Los núcleos excitados regresan a su estado base cediendo su exceso de energía $\Delta E = E_i - E_f$, por alguno de los siguientes procesos: (a) conversión interna, (b) creación interna de pares o (c) emisión de rayos γ . En la conversión interna el núcleo transfiere su exceso de energía a uno de sus propios electrones, mientras que en la creación interna de pares hay

una conversión interna en la que se crea un par electrón-positrón, aunque para que suceda este último proceso la energía de excitación del núcleo debe ser superior a 1.022 Mev. La emisión γ es el proceso por el que, con más frecuencia, el núcleo excitado vuelve a su estado original. En este caso, el núcleo emite fotones cuyas energías corresponden a la diferencia entre los estados inicial y final de la transición de que se trate. Los fotones emitidos por los núcleos tienen energías hasta de varios Mev, y reciben el nombre de rayos γ . En la transición γ se da un cambio en el estado interno del núcleo, pero este no se transforma en otro.

2.- DETECTORES DE RADIACION.

Como se vio en el capítulo anterior, la radiación pierde su energía en la materia produciendo principalmente ionización y excitación de sus átomos y moléculas. Es posible, utilizando esta propiedad de la radiación, detectar su existencia.

Todos estos conceptos de como la materia frena a la radiación, pero a su vez sufre efectos, forman la base para el diseño de detectores de radiación. El detector de radiación es un instrumento muy importante en experimentos de física nuclear, en seguridad radiológica, en la industria y otros campos.

La elección de un detector se rige por dos factores, principalmente: Primero, el tipo de radiación presente y segundo, los datos a recolectar. En la actualidad existe una gran diversidad de detectores para cuantificar los distintos tipos de radiación. Este capítulo describe y explica el principio de operación de algunos de éstos.

2.1 DETECTORES DE GAS.

En presencia de la radiación los gases se ionizan y si se aplica un campo eléctrico entre dos electrodos se produce una separación y colección de iones positivos y electrones, produciéndose a partir de esto una corriente eléctrica o pulsos eléctricos en un circuito asociado.

Fundamentalmente existen tres tipos de detectores gaseosos: la cámara de ionización, el contador proporcional y el contador Geiger-Muller o simplemente contador Geiger.

Un detector de gas consiste generalmente en un volumen de gas limitado por una cámara, la cual puede ser fabricada en diversas geometrías de acuerdo a su aplicación. En la fig. 2.1 se muestra una forma particular de la cámara de ionización la cual está formada por dos electrodos, E^+ y E^- que para la detección de radiación son mantenidos a una diferencia de potencial (ddp).

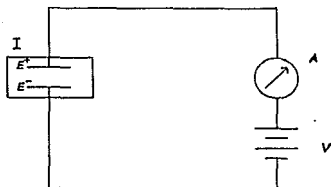


Fig. 2.1 Forma particular de la cámara de gas y el circuito asociado para la detección de partículas o rayos X.

Cuando en presencia de una radiación ionizante se aplica una ddp variable entre el ánodo y el cátodo, es posible medir la cantidad de iones producidos, obteniéndose la gráfica mostrada en la fig. 2.2.

En condiciones normales, los electrones se mueven al azar con velocidades del orden de 10^6 cm/seg ⁽⁷⁾, mientras que los iones, debido a las colisiones más frecuentes con las moléculas del gas, se moverán más lentamente. Cuando el voltaje es aplicado, aparece una corriente dirigida, la que se incrementa proporcionalmente a la ddp aplicada, según se

observa en la región A de la fig. 2.2. En esta región de operación ocurre recombinación de los iones, de aquí que el número de iones colectados será menor que el número de iones formados.

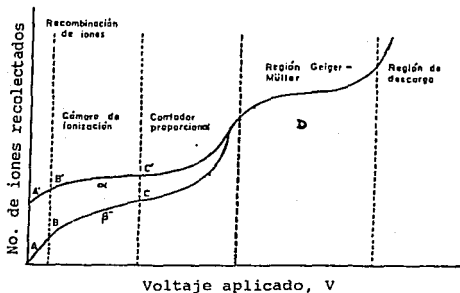


Fig. 2.2 Número relativo de iones colectados como función del voltaje aplicado.

Cámara de ionización: Al aumentar el voltaje aplicado entre los electrodos de la cámara se llega a la zona conocida como cámara de ionización, región B de la fig. 2.2. En este caso, el campo eléctrico es lo bastante fuerte para impedir la recombinación; los iones positivos y negativos formados son separados mas rápidamente y colectados en su totalidad por los electrodos E⁻ y E⁺ respectivamente. Así, la cantidad de

radiación presente es proporcional a la ionización producida, la cual es cuantificada con un medidor de corriente, A, fig. 2.1.

Para el detector trabajando en esta región, la razón de conteo permanece constante conforme aumenta el voltaje aplicado, formándose una región plana o meseta en la curva de número de iones producidos contra el voltaje aplicado, como se observa en la región B de la fig. 2.2.

Contador proporcional: Al incrementarse el voltaje aplicado se pasa a la región C (fig. 2.2) y el detector es llamado contador proporcional. En este caso, cuando la radiación interacciona con el gas se produce la ionización y los electrones, producto de esta ionización, son acelerados, debido a la intensidad del campo eléctrico generado por la diferencia de potencial entre los electrodos. Los electrones alcanzan suficiente energía cinética y son capaces de producir ionización adicional al sufrir colisiones con el medio, siendo esta ionización proporcional a la carga inicialmente liberada. En tal caso, si n_0 es el número de pares de iones producidos inicialmente, se habrán formado mn_0 electrones y mn_0 iones positivos; siendo m el factor de multiplicación. Una característica importante del contador proporcional, es que la magnitud de los pulsos recibidos en el medidor de corriente es proporcional a la cantidad de energía depositada por el evento ionizante primario o, dicho de otra manera, proporcional al número de pares de iones formados por el evento.

Detector Geiger-Muller: Si se incrementa el voltaje aplicado a los electrodos de la cámara mas allá de la región de proporcionalidad, pasamos a la región D (fig. 2.2), o región del contador Geiger. En tal caso, la amplitud del pulso de salida es independiente de la ionización primaria. En este caso, cuando una partícula cargada pasa a través del gas, ioniza las moléculas de éste. Los electrones y los iones producidos son atraídos por los electrodos respectivos, y como el voltaje aplicado es muy intenso, los electrones son

acelerados. Debido al incremento de su energía cinética, estos electrones pueden ionizar también otros átomos, produciendo más pares de iones. Esta multiplicación de cargas se repite en rápida sucesión, produciendo dentro de un intervalo de tiempo muy corto una avalancha de iones hacia el ánodo. El resultado es un pulso repentino de corriente en el circuito externo. Esto hace que el detector Geiger sea comúnmente utilizado para la detección de partículas individuales.

Una gran ventaja del contador Geiger se observa en la fig. 2.3, donde se muestra la gráfica de la razón de conteo en función del voltaje aplicado. La diferencia de potencial a la cual comienza el conteo es llamado potencial de umbral. Después de un crecimiento muy brusco, la razón de conteo permanece constante al aumentar el voltaje. Esta región plana, en forma de meseta, es denominada región Geiger (ver fig. 2.3). El contador operando en esta región elimina la necesidad de fuentes de poder altamente reguladas.

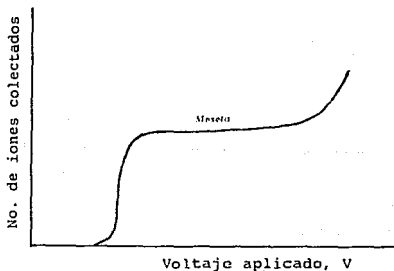


Fig. 2.3 Meseta típica de un contador G.M.

2.2 DETECTORES DE EXCITACION.

La interacción de la radiación con los átomos o moléculas del detector muchas veces los sitúa en un estado excitado. En el proceso de desexcitación se emite el exceso de energía en forma de luz, la cual es convertida en una señal eléctrica por medio de un tubo fotomultiplicador. Este tubo consiste en un fotocátodo seguido de un amplificador formado por una serie de electrodos, llamados dinodos. Los fotoelectrones emitidos por el fotocátodo, son acelerados por un campo eléctrico hacia el primer dinodo donde se produce una multiplicación de electrones en la segunda emisión. Este proceso es repetido varias veces hasta que finalmente son colectados en el ánodo del tubo, donde la corriente es proporcional a la luz recibida y consecuentemente, a la energía depositada por la radiación en el detector.

Dentro del tipo de detectores que utilizan el fenómeno de excitación se pueden mencionar como ejemplo los detectores de centelleo y los termoluminiscentes.

Detectores de centelleo: En ciertas sustancias llamadas fósforos se aprovecha el efecto de excitación de los átomos y moléculas, producto de la radiación. Estos materiales regresan a su estado inicial emitiendo el exceso de energía en forma de luz (efecto de fosforescencia) a una frecuencia característica del material.

El ZnS fue uno de los primeros usados, pero han sido descubiertos algunos otros que al ser excitados emiten una cierta fracción de la energía total absorbida en forma de luz la cual está dentro del intervalo para que se realice la fotomultiplicación, aparte de tener un tiempo de decaimiento relativamente corto.

Así, para detectar rayos γ y positrones los fósforos o detectores de centelleo más comunes están fabricados con cristales de NaI con impurezas de Tl. Para detectar partículas

β^- son usadas sustancias orgánicas como astraceno o estilbena. Para la detección de partículas α , el ZnS con trazas de Ag es comúnmente usado.

Detectores termoluminiscentes: En algunos materiales, la excitación inducida por la radiación, coloca a los átomos y moléculas de éste en un estado metaestable. La desexcitación puede tener lugar mediante la disipación no radiativa de su exceso de energía, o bien, por emisión de un fotón. Al segundo proceso se le conoce como luminiscencia. La luminiscencia se presenta en una gran variedad de materiales⁽⁸⁾, sin embargo, los de interés para dosimetría están representados por los sólidos dieléctricos con un amplio intervalo de transparencia óptica. Si el tipo de energía que recibe el material para desexcitarlo es térmico, se le conoce como *termoluminiscente*. En este caso la luz emitida es convertida en una señal eléctrica en el tubo fotomultiplicador. La cantidad de luz emitida es proporcional a la cantidad de energía depositada por la radiación.

2.3 DETECTORES SEMICONDUCTORES

El uso de semiconductores como detectores de radiación se encuentra ampliamente difundido. Los materiales normalmente utilizados son germanio y silicio con impurezas como el fósforo o el boro, entre otros. Una de las ventajas de estos detectores, es que, de acuerdo a sus características es posible detectar partículas cargadas ó radiación electromagnética.

Un átomo de silicio tiene cuatro electrones de valencia, su capacidad para conducir corriente, a temperatura ambiente, es muy limitada. Si se introducen como impurezas átomos de fósforo, que tienen cinco electrones de valencia, en una red cristalina formada por átomos de silicio, cuatro electrones de cada átomo de fósforo serán utilizados para formar parte en enlaces químicos, mientras que el quinto de cada uno de ellos

quedara sin lugar en la red cristalina. De esta manera, al agregar pequeñas cantidades de fósforo a un cristal de silicio formaremos un material de tipo N. Similarmente, si átomos de boro, con tres electrones de valencia, son introducidos en una red cristalina de silicio, al colocarse dejan un lugar carente de carga. Entonces se formara un material de tipo P.

Al ponerse en contacto un material de tipo N con otro de tipo P se tendrá una unión P-N, creándose una diferencia de potencial de contacto entre ellos. La región de tipo P estará a un potencial menor con respecto a la de tipo N y los electrones del material de tipo N se trasladarán hacia la región tipo P, obteniéndose una región libre de carga llamada región de "depleción", y que puede ser incrementada al aplicar un voltaje externo a través de esta zona. Así, en presencia de una radiación ionizante se formarán pares de carga electrón-hoyo en la región de depleción los cuales, debido al potencial de polarización externo, son colectados y después de un proceso electrónico estos eventos son analizados.

Debido a su gran estabilidad, baja razón de señal de ruido y rapidez de colección de cargas este tipo de detectores se utiliza principalmente en espectrometría.

2.4 DETECTOR CALORIMETRICO.

Un calorímetro es un dispositivo para medir cantidades de calor. Su utilidad en la determinación cuantitativa de la radiación se basa en el hecho de que la energía de radiación que es absorbida en el material se degrada finalmente en calor. La utilidad del calorímetro es más notable en el caso de la radiación α y β , debido a que es más fácil absorber toda la energía de estas radiaciones. En esencia un calorímetro es una cámara aislada térmicamente de sus alrededores. En su interior se introduce un material absorbente de calor y se determina el aumento de energía en éste por algún método. La

entrada de energía total a la cámara interior, E, esta relacionada con la capacidad calorífica, c, del calorímetro y con el cambio de temperatura, ΔT , por la ecuación⁽⁷⁾

$$E = c\Delta T$$

El detector calorimétrico tiene como ventaja inherente ser un instrumento relativamente simple y preciso y no son necesarias muchas correcciones (como la autoabsorción de la fuente, el tiempo muerto electrónico, etc.). Desde luego, es necesario conocer la energía de las partículas para poder relacionar el rendimiento del calor con la dosis de radiación recibida.

Actualmente tienen un uso común en la medida de grandes dosis de radiación. Su desarrollo en este terreno se ha incrementado con la aparición de poderosos aceleradores de electrones, los cuales son utilizados en aplicaciones industriales. En este caso se hace incidir el haz de electrones sobre un calorímetro de grafito o aluminio; el espesor del calorímetro se calcula para que los electrones se frenen completamente dentro de éste, el incremento ΔT proporciona información sobre la energía absorbida por el calorímetro.

2.5.-DETECTORES SOLIDOS DE TRAZAS NUCLEARES

Un nuevo método es explorado por los Detectores Sólidos de Trazas Nucleares (DSTN). Este se basa en el hecho de que cuando la radiación interacciona con materiales dieléctricos se forman zonas de daño, llamadas trazas latentes, que pueden ser observadas mediante alguna técnica de revelado, que generalmente consiste en un grabado químico adecuado hasta obtener trazas medibles con un microscopio óptico.

La energía de las partículas, así como su carga y masa, el flujo y tiempo de exposición, son propiedades de un campo de radiación que pueden ser almacenadas en un DSTN al ser sometido a éste y que puede ser leídas mediante alguna técnica adecuada.

Algunas de las ventajas de los DSTN, son: la insensibilidad a la radiación electromagnética y a partículas beta, gran estabilidad en el almacenamiento de la información de los eventos, la posibilidad de emplearse en experimentos de baja densidad de partículas, aparte de que la información no se pierde en el momento de la lectura sino que queda almacenada permanentemente en el detector. Además, esta técnica de detección no requiere tecnología sofisticada, es económica, confiable y reproducible.

En años recientes, los DSTN han sido utilizados ampliamente en diversos campos de la ciencia y la tecnología, en la detección de iones y de partículas cargadas pesadas, aunque más recientemente han sido utilizados para detectar neutrones.

Debido a que el objetivo de este trabajo es estudiar el comportamiento de los DSTN, en particular el CR-39, el siguiente capítulo presenta una explicación más detallada sobre este tipo de detectores, la teoría de la geometría de la traza, así como los métodos de grabado.

3.- DETECTORES SOLIDOS DE TRAZAS NUCLEARES

La partícula al interaccionar con los materiales crea daños a escala atómica que se extienden a lo largo de la trayectoria de ésta. En los Detectores Sólidos de Trazas Nucleares (DSTN) estas partículas forman trazas que mediante técnicas de revelado pueden observarse con un microscopio óptico.

Los DSTN se dividen en dos categorías:

- 1.- Orgánicos.- Polímeros
- 2.- Inorgánicos. Cristales inorgánicos y vidrios.

Siendo los primeros considerablemente más sensibles, aparte de tener las siguientes propiedades:

- i) Claridad óptica comparable a la de algunos vidrios.
Superficies altamente transparentes, aún después de un grabado químico.
- ii) Composición y morfología uniforme.
- iii) Dominio del rompimiento de cadenas sobre la formación de enlaces químicos entre ellas.
- iv) Estabilidad de la traza latente a temperatura ambiente.

En este trabajo se utilizó un detector polimérico perteneciente a la familia de los policarbonatos. Este detector esta hecho a base de Dietilglicol Bis (Allyl carbonato), el cual se forma como $C_{12}H_{18}O_7$ y cuyo nombre comercial es CR39.

3.1 TECNICAS DE REVELADO

El daño producido por las partículas en los DSTN permanece en estado latente hasta que es revelado por algún medio. La cantidad de información que se obtiene depende del método utilizado para revelarlo. A continuación se mencionan algunos:

a) *Grabado Químico*: Como resultado de la interacción de las partículas con el material, se crean zonas de daño en forma de rompimiento de las cadenas moleculares alterando la estructura del material en estas partes. Así, cuando el detector es sometido a un ataque químico, la solución degrada más rápidamente las regiones dañadas que al resto del material, formándose cavidades cónicas (trazas) que pueden seguir creciendo si se continúa el tiempo de grabado, hasta alcanzar dimensiones visibles con un microscopio óptico.

La velocidad de crecimiento de la traza dependerá de los siguientes factores: carga, masa y velocidad de las partículas incidentes; características del material (carga, densidad); tipo de solución química utilizada como grabador, así como concentración y viscosidad; y la temperatura de grabado.

El grabado químico es un método simple y comúnmente utilizado para la observación de las trazas. En principio cualquier agente químico que ataque a suficiente velocidad puede ser utilizado como grabador. Los reactivos usados con mayor frecuencia son: NaOH, $KMnO_4$, H_2SO_4 , HF, KOH.

b) *Grabado Electroquímico*: Cuando se crea un campo eléctrico en un detector donde haya trazas en forma cónica, las líneas de campo se concentran en las puntas de los conos, lo que ocasiona rompimientos internos en estas partes del material, gracias al efecto punta que se da. Para lograr esto, el detector es colocado separando en dos partes una cámara. En una parte de ésta se le agrega una solución química para grabar, mientras que en la otra, agua con NaCl, teniendo en ambos lados un electrodo, en los que se aplica una diferencia de potencial.

El grabado electroquímico sucede en dos etapas; primero, la formación de la cavidad de la traza y segundo, rompimiento interno del material dando lugar a la formación de un árbol. Obteniéndose como resultado, una amplificación mayor del daño producido por la traza, que el que se obtiene con el grabado químico.

3.2 GEOMETRIA DE LA TRAZA

Al grabar un DSTN, la geometría de las trazas estará dada, en el caso más simple, por la acción simultánea de dos procesos de grabado: degradación química a lo largo de la trayectoria de la partícula con una velocidad V_t aproximadamente constante (para tiempos cortos de grabado) y una degradación general en la superficie exterior de la traza en menor razón V_g , que también se puede considerar constante para materiales homogéneos y condiciones fijas de grabado (concentración y temperatura de la solución). La fig. 3.1 muestra como este proceso crea un cono, donde la trayectoria de la partícula resulta ser el eje.

En el caso de incidencia normal, la fig. 3.1a muestra como la superficie del material es removida al mismo tiempo que la traza es revelada. Así, el diámetro D y la longitud l de la traza son directamente observables y pueden ser cuantificados, como se observa en la figura. Según ésta, la longitud l de la traza vendrá dada por:

$$l = V_t t - V_g t = (V_t - V_g) t \quad 3.1$$

Por otro lado, se tiene que, de acuerdo al triángulo OPQ

$$\tan \theta = \frac{D/2}{l} \quad 3.2$$

y de acuerdo al triángulo QRS se tiene que

$$\operatorname{tang}\theta = \frac{V_g t}{\sqrt{(V_t t)^2 - (V_g t)^2}} \quad 3.3$$

Relacionando las ecuaciones 3.2 y 3.3 tenemos que

$$\frac{D/2}{l} = \frac{V_g t}{\sqrt{(V_t t)^2 - (V_g t)^2}} \quad 3.4$$

entonces el diámetro, D, será

$$\begin{aligned} D &= \frac{2V_g t}{\sqrt{V_t^2 - V_g^2}} \\ &= \frac{2V_g t(V_t - V_g)}{\sqrt{V_t^2 - V_g^2}} \\ &= 2V_g t \sqrt{\frac{(V_t - V_g)}{(V_t + V_g)}} \end{aligned} \quad 3.5$$

siendo t el tiempo de grabado.

El ángulo θ de la traza cónica estará dado por:

$$\theta = \arctang\left(\frac{V_t}{V_g}\right) \quad 3.6$$

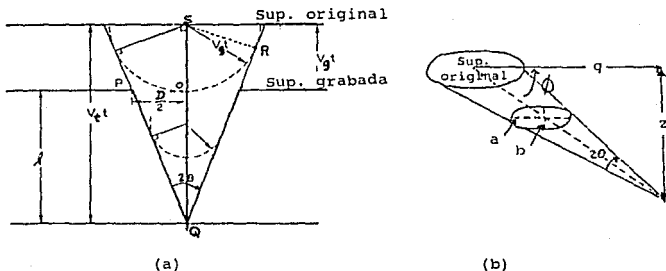


Fig. 3.1 Geometría de la traza con V_t y V_g constante para una partícula a incidencia normal (a) y una partícula incidente con una inclinación a un ángulo ϕ , (b).

La geometría de la fig. 3.1b nos permite derivar una relación cuantitativa en términos de los parámetros de grabado para la incidencia de la partícula a un ángulo ϕ con respecto a la superficie del detector.

La intersección de la traza cónica con la superficie grabada es una elipse, con la posición de traza desplazada del centro, como se observa en la figura. El eje mayor de la elipse se aproxima a infinito cuando ϕ se aproxima a 0. La relación para el ángulo cónico θ de la traza estará dada por⁽¹⁰⁾:

$$\theta = -\frac{1}{2} \left(\arctan \left(\frac{z}{a+q} \right) + \arctan \left(\frac{z}{q-a} \right) \right) \quad 3.7$$

y la longitud l será:

$$l = \frac{z + V_g t}{\text{sen } \phi} \quad 3.8$$

donde t es tiempo de grabado y ϕ está dado como

$$\phi = \frac{1}{2} \left(\arctan \left(\frac{z}{q+a} \right) + \arctan \left(\frac{z}{q-a} \right) \right) \quad 3.9$$

siendo a el semieje mayor de la elipse, z la profundidad del cono en el detector y q el desplazamiento del punto de intersección del eje de la traza cónica con respecto al centro geométrico de la elipse.

Cuando se continúa con el grabado después de que la traza ha alcanzado su máxima longitud, ésta comienza a perder su conicidad haciéndose redonda, mientras que el diámetro se incrementa monotónicamente en una razón decreciente.

3.3 EFICIENCIA DE GRABADO.

La eficiencia de grabado, que se define como la probabilidad de que cada traza producida permanezca visible después de efectuar el grabado, estando sujeta a varios factores.

1.- Para que la traza sea grabada químicamente se debe cumplir que la componente normal de la velocidad de ataque de traza, V_t , sea mayor que la velocidad de ataque de la superficie exterior, V_g ⁽¹⁰⁾.

2.- Cuando la inclinación de la traza es menor que cierto ángulo crítico θ_{crit} con la superficie, ésta no se revela. Esto se debe a que la superficie del detector es removida a una

velocidad mayor que la componente normal de la velocidad a lo largo de la traza, mientras menor sea dicho ángulo va a ser mayor la eficiencia del detector.

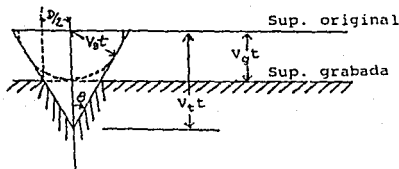
Para comprender la razón por la cual las trazas inclinadas con un ángulo menor que θ_{crit} no son reveladas al grabarlas consideramos la fig. 3.2. La parte (a) muestra como V_t y V_g dependen del ángulo θ ; en (b) se muestra que si la componente normal de la velocidad de grabado sobre la traza ($V_t \sin \theta$) es menor que V_g , la traza no es revelada. La condición crítica se presenta en (c) donde $\phi = \theta_{crit}$, y, por consiguiente, la traza empieza a desaparecer al ser revelada.

3.- Otro factor que influye en la eficiencia de un detector es la energía y tipo de partícula incidente. Una característica de las partículas, interactuando con la materia, es que su pérdida de energía por unidad de longitud $\left(\frac{dE}{dx}\right)$, en el material, no es constante sobre todo el recorrido, sino que varía de acuerdo a la velocidad de éstas.

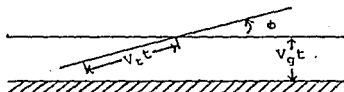
Para que la traza sea revelada es necesario rebasar un valor umbral de pérdida de energía, $\left(\frac{dE}{dx}\right)_U$, tal que

$$\frac{dE}{dx} > \left(\frac{dE}{dx}\right)_U \quad 3.10$$

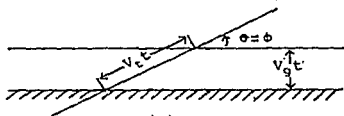
Se han realizado medidas cuantitativas⁽¹⁰⁾ utilizando diferentes partículas cargadas pesadas con distintas energías para establecer cuales de éstas producen trazas y a partir de que energía a fin de obtener la sensibilidad de los diferentes detectores. La tabla 3.1 presenta, en orden aproximado de sensibilidad decreciente para distintos DSTN, la composición atómica del detector y la ionización mínima por ion. Esta tabla debe tomarse con precaución, por dos razones: primero, los datos provienen de diferentes fuentes con distintas condiciones experimentales y partículas de calibración y se-



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.2 Geometría de la traza con distintos ángulos de incidencia: (a) el cono es determinado por la razón de ataque general V_g y la razón de ataque preferencial V_c a lo largo del daño; (b) para un ángulo de incidencia menor que $\arcsen(V_g/V_c)$, la superficie es removida a mayor razón que la componente normal de V_c y por lo tanto la traza no es observada; (c) $\arcsen(V_g/V_c)$ es el ángulo crítico θ_{crit} , para que la traza sea registrada.

TABLA 3.1.- Sensibilidad Relativa de algunos Detectores Sólidos de Trazas Nucleares⁽¹⁰⁾.

DETECTOR	COMPOSICION ATOMICA	IONIZACION MINIMA POR ION
<i>Inorgánicos</i>		
Olivino	MgFeSiO ₄	100 MeV ⁵⁶ Fe
Zircon	ZrSiO ₄	Frag. De fisión (12)
Cuarzo	SiO ₂	100 MeV ⁴⁰ Ar
Mica moscovita	KAl ₃ Si ₃ O ₁₀ (OH) ₂	2 MeV ²⁰ Ne
Vidrio de Silicio	SiO ₂	16 MeV ⁴⁰ Ar
Vidrio de fosfato	10P ₂ O ₅ :16BaO: Ag ₂ O:2K ₂ O:2Al ₂ O ₃	20 MeV ²⁰ Ne
<i>orgánicos</i>		
Allyl Diglicol (CR39)	C ₁₂ H ₁₈ O ₇	0.1 MeV ¹ H (13)
Polietileno isomérico	-	36 MeV ¹⁶ O
A-Policarbonato	C ₁₆ H ₁₄ O ₃	0.3 MeV ⁴ He
Bisphenol (lexano, macrofol)		
Polioximetileno (delrin)	CH ₂ O	28 MeV ¹¹ B
polypropileno	CH ₂	1 MeV ⁴ He
Polymethylmethacro- lato (Pexiglas)	C ₅ H ₈ O ₂	3 MeV ⁴ He
Triacetato de celu- losa (triafol-t)	C ₃ H ₄ O ₂	-
Nitrato de celulosa	C ₆ H ₈ O ₉ N ₂	0.55 MeV ¹ H

gundo, el comportamiento del material en el revelado depende de las condiciones particulares de grabado.

4.- En estudios realizados con partículas cargadas registradas en polímeros, se mostró que diversos factores ambientales influyen en la formación y estabilidad de las trazas grabables, y por lo tanto, en la eficiencia de registro de un detector.

Entre estos factores, la temperatura del detector durante la irradiación (temperatura de irradiación) muestra un importante efecto sobre la característica de la traza grabada^(14,15,16,17,18). El hecho de que la temperatura influya en la formación de la traza fue observado primeramente cuando se intentó usar DSTN polímeros para identificar las trazas producidas por iones desconocidos, componentes de los rayos cósmicos, siendo necesario realizar experimentalmente una calibración previa con una fuente de iones pesados, con carga y energía conocida. Poco después, diversos investigadores encontraron ciertas discrepancias entre las propiedades de grabado de trazas antiguas producidas por iones de Fe en materiales lunares y meteoritos y trazas recientes creadas por iones de Fe provenientes de un acelerador. Se encontraron bajas razones de grabado o longitud corta de las trazas para el pico de Fe perteneciente a los rayos cósmicos comparados con trazas recientes en el mismo material.

Se han realizado diversas pruebas y se han hecho diferentes hipótesis para explicar estas discrepancias. Price y otros supusieron que el borrado parcial de las trazas producidas por los iones de Fe en fósiles se debía al largo periodo de tiempo transcurrido desde que se produjeron (alrededor de 10^8 años)

Recientemente, un estudio realizado por James en diversos tipos de minerales encontrados en meteoritos mostró que las propiedades de registro de éstos, en algunos casos, se vieron

fuertemente afectadas por la temperatura de irradiación. De acuerdo con esto, James concluyó que las temperaturas de los minerales durante la exposición eran la causa de las discrepancias entre las trazas antiguas y recientes, producidas en materiales lunares y meteoritos.

Finalmente, se concluyó que el registro de la traza, así como las características de la traza grabada se encuentran seriamente afectadas por la temperatura de irradiación.

Conocer el comportamiento de la geometría de la traza producida en los DSTN tiene gran importancia, sobre todo cuando la irradiación se produce en el momento en que el detector está sujeto a violentos cambios de temperatura.

Tal es el caso de los DSTN que son utilizados en satélites artificiales para investigar la composición de los rayos cósmicos, o más recientemente, en el análisis del flujo de neutrones en el núcleo de reactores nucleares⁽¹⁴⁾.

Una manera adecuada de conocer la dependencia de la geometría de traza con la temperatura de irradiación es analizar la evolución de ésta durante el grabado químico descrito anteriormente. Por tal razón, varios DSTN del tipo CR39 fueron irradiados con partículas α o con fragmentos de fisión, manteniéndose los detectores a una temperatura constante durante la exposición, la cual se escogió dentro del intervalo de -120 °C hasta 80 °C.

En el siguiente capítulo se presenta una descripción general del desarrollo experimental de este trabajo.

4.- REGISTRO DE PARTICULAS CARGADAS EN PLASTICOS DELGADOS DEL TIPO CR39 COMO FUNCION DE LA TEMPERATURA

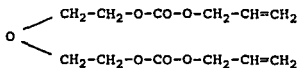
Como se mencionó en el capítulo anterior, en los estudios realizados para obtener la composición de los rayos cósmicos utilizando Detectores Sólidos de Trazas Nucleares (DSTN), se encontró una fuerte inconsistencia atribuible a los cambios de temperatura a los que se somete el detector fuera de la atmósfera terrestre.

Con el objeto de estudiar la dependencia de la geometría de la traza como función de la temperatura durante la exposición se irradiaron en el laboratorio diversos plásticos del tipo CR39 con partículas α y con fragmentos de fisión. Posteriormente, los plásticos se grabaron químicamente y una vez aparecidas las trazas fueron analizadas con ayuda de un microscopio óptico.

4.1 DETECCION

El detector utilizado en este estudio fue un polímero, carbonato Allyl Diglicol, de composición $C_{12}H_{18}O_7$, cuyo nombre comercial es CR39.

Los polímeros son moléculas gigantes constituidas por muchas cadenas de moléculas pequeñas llamadas *monómeros*. En el caso del CR39 la polimerización se realiza a partir de un monómero líquido que posee la siguiente estructura⁽⁶⁾:



Aparte de poseer las propiedades generales de un detector polímero mencionadas en el capítulo anterior, el CR39 presenta las siguientes características:

- 1.- Es sensible a las partículas cargadas e insensible a la radiación electromagnética
- 2.- Bajo umbral de detección, donde el umbral de detección se define como el cociente de (Z/β) , siendo Z el número atómico de la partícula con velocidad v y $\beta=v/c$. Se ha encontrado que es de $(\frac{z}{\beta})=9$ en tanto que en el nitrato de celulosa es de $(\frac{z}{\beta})=30$ y en el del lexano es de $(\frac{z}{\beta})=60$ a 65.
- 3.- Gran resistencia a las altas temperaturas.
- 4.- Los hidróxidos alcaloides son agentes convenientes para grabarlos. Comúnmente se utilizan NaOH y KOH.

4.2 DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO

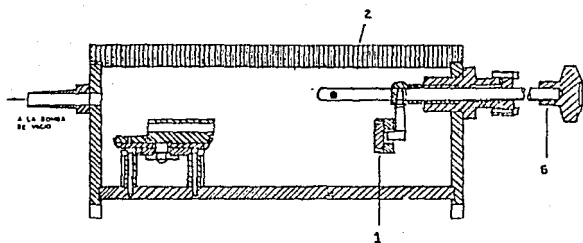
En el desarrollo de este trabajo se utilizaron dos lotes de detectores CR39 con las siguientes características: en la irradiación con partículas α los plásticos tuvieron un área de $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ y un espesor de $600 \mu\text{m}$; mientras que en la irradiación con fragmentos de fisión los plásticos tuvieron las mismas áreas y un espesor de $300 \mu\text{m}$.

Irradiación.- Las muestras de CR39 se irradiaron con una fuente radiactiva de ^{241}Am que emite partículas α con energías de 5.48 MeV ó con fragmentos de fisión provenientes de una fuente de ^{252}Cf . Las fuentes están fabricadas como una capa delgada de material activo, la cual es depositada sobre una de las caras de un disco de lámina de acero, cuyo diámetro es de 25 mm y un espesor de 0.5 mm. El diámetro del área activa es de aproximadamente 7 mm. El disco con el material activo es montado en un contenedor de aluminio abierto en una de sus caras, permitiendo así manejarlo con seguridad.

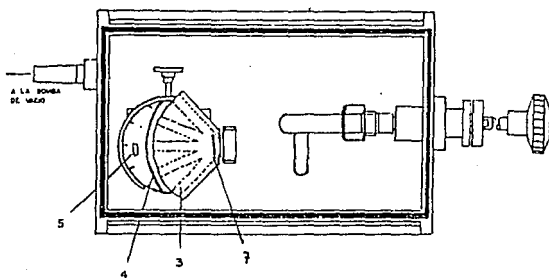
La irradiación de los plásticos se llevo a cabo dentro de la cámara versátil de irradiación⁽¹⁹⁾, fig. 4.1. Construida de aluminio y lucita, ésta permite manipular fuentes radiactivas en condiciones de vacío mecánico, donde las presiones alcanzadas fueron del orden de 10^{-3} mm de Hg ($=1.333 \times 10^{-1}$ Pa). En el interior de ésta se coloca un abanico que porta la fuente radiactiva y tiene una compuerta que permite controlar desde el exterior la irradiación del plástico. El abanico da la opción de irradiar los detectores a distintos ángulos de incidencia, en este caso se utilizó una incidencia normal (90°) para todas las muestras.

Durante el tiempo de irradiación la temperatura del detector se mantuvo constante, para lo cual se contó con dos dispositivos, la *placa caliente*, que consiste en una placa de metal que se mantiene en contacto con una resistencia eléctrica calefactora y el *dedo frío* que es un recipiente de forma de copa hecho de un material de conductividad térmica alta, pudiendo contener en su interior material líquido, en la fig. 4.2 se muestran las fotografías de ambos dispositivos. La medida de la temperatura se realizó utilizando un termopar en contacto con el detector. El intervalo de temperatura que se cubrió fue de -120°C hasta 80°C . Las lecturas se realizaron con un dispositivo digital.

Así, para la irradiación a temperaturas mayores que la ambiental, primeramente el plástico se puso en contacto directo con la placa caliente dentro de la cámara versátil y con la compuerta colocada de tal manera que impidiera la irradiación de éste; a continuación se estableció una diferencia de potencial en los extremos de la resistencia calefactora hasta que la placa caliente alcanzó la temperatura previamente escogida. Una vez alcanzada esta temperatura se aguardó durante 15 minutos, aproxi-

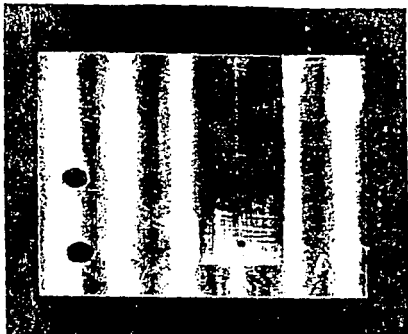


(a)

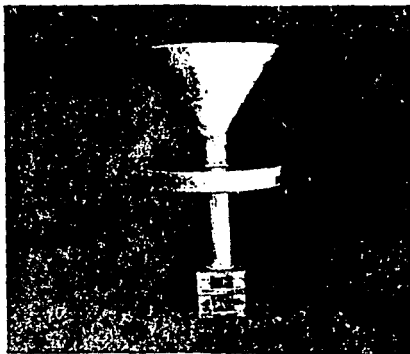


(b)

Fig. 4.1.- a) Vista lateral de la cámara versátil de irradiación. b) Vista superior de la cámara. 1.- Soporte de fuentes radiactivas. 2.- Tapa de la cámara. 3.- Colimador del haz de partículas provenientes de la fuente. 4.- Portablancos para colocar el material a irradiar. 5.- Dispositivo que permite escoger el ángulo de incidencia de las partículas. 6.- Sistema mecánico para control de compuerta. 7.- Compuerta.



(a)



(b)

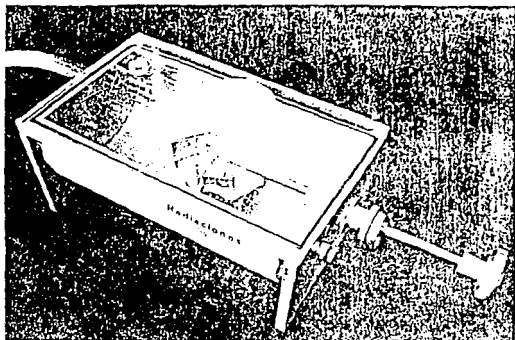
Fig. 4.2.- (a) Placa caliente, (b) Dedo frio. Dispositivos utilizados para calentar o enfriar los plásticos detectores, respectivamente.

madamente, antes de comenzar la irradiación del plástico con el fin de que la temperatura de éste fuera constante en todos sus puntos, a continuación, levantando la compuerta, se procedió a la irradiación de la muestra durante 45 minutos, que fue el tiempo adecuado para el cual se obtenía la máxima población de trazas antes de que el plástico se saturara de éstas.

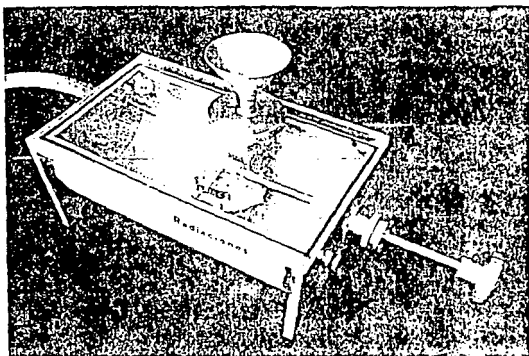
Para la irradiación a temperaturas bajas, menores que la temperatura ambiente, se utilizó un recipiente de metal llamado *dedo frío*. Dado que este recipiente tiene la facilidad de recibir desde el exterior de la cámara cualquier líquido que se desee usar como refrigerante, el detector colocado dentro de la cámara versátil, al estar en contacto directo con el *dedo frío*, adquiere rápidamente la temperatura del líquido contenido en el recipiente; en nuestro caso, los refrigerantes utilizados fueron hielo y aire líquido. En este punto también se aguardó durante 15 minutos una vez estabilizada la temperatura deseada con la finalidad de que la muestra tuviera la misma en todos sus puntos, y posteriormente se procedió a la irradiación del plástico, durante 45 minutos. Es necesario decir que se irradiaron tres muestras por cada temperatura seleccionada las cuales se agruparon para su análisis.

En la fig. 4.3 se muestran las fotografías de los arreglos correspondientes para la irradiación a temperaturas mayores y menores que la temperatura ambiente.

Grabado y pulido de los plásticos.- El revelado de las trazas se realizó mediante la técnica del grabado químico utilizando como solución degradadora NaOH. Las condiciones de grabado fueron las siguientes: la concentración química de la solución fue de 6.25 N mantenida a una temperatura de 65°C durante el grabado de los plásticos.



(a)



(b)

Fig. 4.3.- Arreglo correspondiente para la irradiación de los plásticos detectores a (a) Temperaturas mayores que la ambiental, (b) Temperaturas menores que la ambiental.

Todos los plásticos irradiados con partículas α fueron grabados por inmersión en la solución química mencionada por periodos de 60 minutos; al final de cada periodo, los plásticos se lavaron con agua tridestilada para desactivar la acción del agente grabador y se observaron al microscopio óptico (40X10). Así, cuando las trazas alcanzaron un diámetro que pudiera medirse con el microscopio, las muestras se dividieron a lo largo de la zona irradiada con la finalidad de observar las trazas lateralmente, para lo cual se pulieron los cantos resultantes del corte. En el pulido se utilizó una mezcla de alumina de 0.3 micrones y un aceite especial para estos casos. Este proceso se llevó a cabo frotando el plástico suavemente sobre la mezcla para evitar un calentamiento en el detector que pudiera modificar o inclusive desaparecer las trazas reveladas.

Durante el pulido, las muestras fueron observadas continuamente en el microscopio para verificar la eficiencia del pulido y decidir en que momento suspenderlo; cosa que se realizó cuando las trazas pudieron ser observadas lateralmente.

Medida del diámetro y longitud de las trazas.- Como se dijo anteriormente, la observación y medida de las trazas se realizó con un microscopio óptico cuya amplificación fue de 40X10. Este se calibró con ayuda de una regleta graduada cuya graduación mínima es de 0.01 mm, procediéndose de la siguiente manera: el ocular tiene marcado un sistema de coordenadas fijo con un eje móvil que es paralelo a uno de los ejes de coordenadas. Este último es controlado con una perilla también graduada en divisiones de 1 a 100, colocada a un lado del ocular; se hace coincidir un eje del sistema de coordenadas con el eje móvil y la placa graduada, a continuación se recorre el eje móvil cierta distancia leída en la placa graduada, encontrando también el

número de unidades recorridas en la perilla. Así, se llega a una relación en que las unidades recorridas en la perilla corresponden a cierta longitud recorrida por el eje móvil.

Una vez calibrado el microscopio y observadas lateralmente las trazas, se continuó con el grabado de los detectores realizándose durante los mismos intervalos de tiempo, midiéndose el diámetro y la longitud de las trazas al final de cada intervalo. Esta rutina se siguió hasta que las trazas alcanzaron su máxima longitud, que se reconoce cuando estas comienzan a perder su conicidad.

Para los plásticos irradiados con fragmentos de fisión se realizó el mismo procedimiento de grabado que para los irradiados con partículas α . Los intervalos de tiempo de grabado para los plásticos irradiados con partículas α fue de 60 minutos, mientras que para los plásticos irradiados con fragmentos de fisión fue de 30 minutos, por su mayor poder de ionización.

En el siguiente capítulo se muestran los resultados obtenidos el experimento.

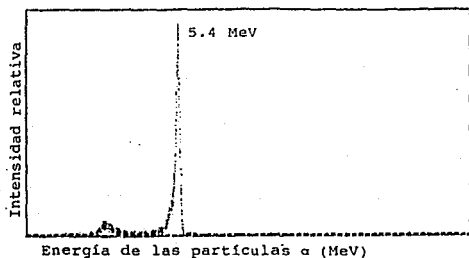
5.- RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Como se mencionó en el capítulo anterior, en el experimento se utilizaron dos tipos de fuentes radiactivas, ^{241}Am y ^{252}Cf . La fuente de ^{241}Am emite partículas α y radiación electromagnética, siendo la energía predominante de las partículas α de 5.48 MeV. La fuente de ^{252}Cf emite partículas α , fragmentos de fisión, neutrones y radiación electromagnética. La distribución de energías de los fragmentos de fisión tiene dos máximos predominantes; uno está caracterizado por una energía de 80 MeV, mientras que el otro máximo a una energía de 104 MeV.

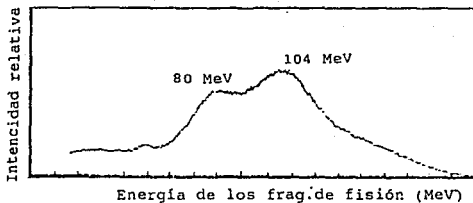
La fig. 5.1 muestra los espectros de energía correspondientes, los cuales se obtuvieron utilizando un detector de barrera superficial colocado dentro de la cámara versátil de irradiación⁽¹⁹⁾. La información obtenida se almacenó en un analizador multicanal.

La irradiación a temperaturas mayores que la ambiental, se llevó a cabo manteniendo los detectores CR39 montados en la placa caliente, mientras que la exposición a temperaturas menores que la ambiental se realizó montándolos en el dedo frío.

Con ayuda del microscopio óptico (40X10), los plásticos fueron observados lateralmente, midiéndose la longitud y el diámetro de las trazas. La fig. 5.2a es una fotografía de la superficie de un plástico, irradiado con partículas α y grabado químicamente durante un tiempo total de 20 horas, apreciándose en ésta el diámetro final de las trazas producidas en dicho plástico. Mientras que la fig. 5.2b es una

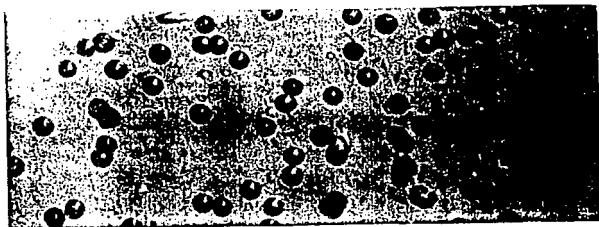


(a)

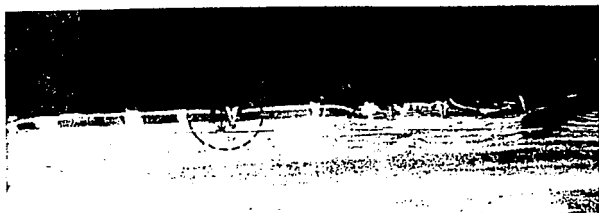


(b)

Fig. 5.1.- Distribución de energías de (a) las partículas α emitidas por la fuente de ^{241}Am , (b) los fragmentos de fisión provenientes de la fuente de ^{252}Cf . Espectros obtenidos de manera individual usando un detector de barrera superficial colocado, junto con la fuente, dentro de una cámara de vacío.



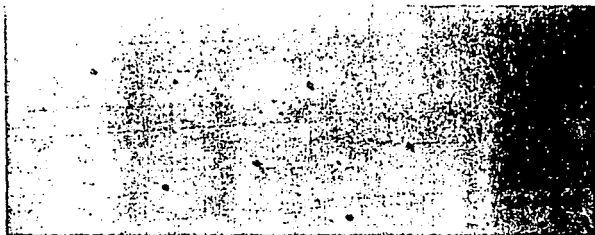
(a)



(b)

Fig. 5.2.- (a) Fotografía de la parte frontal de un plástico irradiado con partículas α , apreciándose el diámetro final de las trazas producidas por dichas partículas después que fue grabado durante 20 horas. (b) Fotografía del mismo plástico pero visto de canto. En ésta se aprecia la longitud de las trazas.

Fotografía tomada con una cámara fotográfica adaptada a un microscopio óptico (40X10).



(a)



(b)

Fig. 5.3.- (a) Fotografía de la parte frontal de un plástico irradiado con fragmentos de fisión, apreciándose el diámetro final de las trazas producidas por dichas partículas después que fue grabado durante 2 horas. (b) Fotografía del mismo plástico pero visto de canto. En ésta se aprecia la longitud de las trazas. Fotografías tomadas con una cámara fotográfica adaptada a un microscopio óptico (40X10).

Tabla 5.1.- Condiciones de irradiación, diámetros y longitudes de las trazas durante el grabado.

Plástico No.: 167		Fuente de Irrad.: ^{241}Am			
Temp. De Irrad.: 20 °C		Fecha de Irrad.: 23-abril-91.			
Tiempo exposición: 45 min.					
Tiempo de grab. (min)	Espesor del plást. (μm)	Diámetro de traza (μm)	Longitud de traza (μm)	Long. Correg de la traza (μm)	Temp. grab. (°C)
0	645	-	-	-	-
300	636	4.6±0.1	3.0±0.1	7.5±0.1	65
360	631.2	4.9±0.1	3.5±0.1	10.4±0.1	65
420	627.2	6.0±0.1	4.0±0.1	12.9±0.1	65
480	625.5	6.6±0.1	4.9±0.1	14.6±0.1	65
540	623.8	7.2±0.1	5.6±0.1	16.2±0.1	65
600	622.1	8.1±0.1	6.4±0.1	17.8±0.1	65
660	620.7	8.6±0.1	7.3±0.1	19.5±0.1	65
720	619.3	9.3±0.1	8.3±0.1	21.1±0.1	65
780	617.9	9.9±0.1	9.3±0.1	22.8±0.1	65
840	616.5	10.6±0.1	10.1±0.1	24.3±0.1	65
900	615.1	11.2±0.1	11.0±0.1	26.0±0.1	65
960	613.7	11.5±0.1	11.8±0.1	27.4±0.1	65
1020	612.3	12.1±0.1	12.8±0.1	29.1±0.1	65
1080	610.9	12.7±0.1	13.9±0.1	30.9±0.1	65
= 1120	609.5	13.3±0.1	15.1±0.1	32.8±0.1	65

* Condiciones finales del procesamiento del plástico detector.

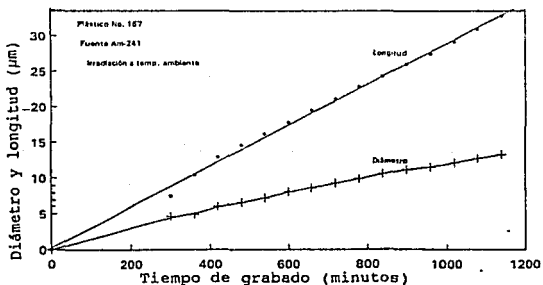


Fig. 5.4.- Crecimiento del diámetro y la longitud de las trazas producidas por las partículas α en función del tiempo de grabado, para un plástico en particular.

Tabla 5.2.- Condiciones de irradiación y medida del diámetro y longitud de las trazas durante el grabado.

Plástico No.: <u>1</u>		Fuente de Irrad.: <u>²⁵²Cf</u>			
Temp. de Irrad.: <u>20 °C</u>		Fecha de Irrad.: <u>2-julio-91</u>			
Tiempo exposición: <u>45 min.</u>					
Tiempo de grab. (min)	Espesor del plást. (μm)	Diámetro de traza (μm)	Longitud de traza (μm)	Long. correg de la traza (μm)	Temp. grab. (°C)
0	297	-	-	-	-
30	295.9	1.7±0.2	8.5±0.7	9.0±0.7	65
60	294.9	3.3±0.2	12.5±1.8	13.6±1.8	65
90	293.8	4.3±0.9	15.1±1.9	16.7±1.9	65
* 120	292.8	5.7±0.2	18.6±2.0	20.7±2.0	65

* Condiciones finales del procesamiento del plástico detector.

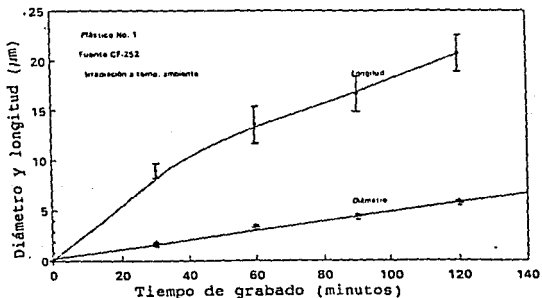


Fig. 5.5.- Crecimiento del diámetro y la longitud de las trazas producidas por los fragmentos de fisión en función del tiempo de grabado.

fotografía del mismo plástico pero visto de canto. En ésta se puede distinguir la profundidad (longitud) de las trazas producidas por las partículas α .

Análogamente, las fig. 5.3a y 5.3b son fotografías de un plástico visto de frente y de canto, respectivamente. Este plástico fue irradiado con ^{252}Cf y grabado químicamente durante un tiempo total de 2 horas. En la fig. 5.3a se aprecia el diámetro de las trazas producidas por fragmentos de fisión, mientras que en la fig. 5.3b se puede distinguir la longitud de dichas trazas.

La tabla 5.1 muestra las condiciones de irradiación, así como el diámetro y la longitud de las trazas, para una de las muestras que fue irradiada con partículas α emitidas por la fuente de ^{241}Am ; la columna 5 presenta la longitud corregida, que es la longitud de la traza más la parte degradada del plástico durante el grabado. En la fig. 5.4 aparece graficada la velocidad de crecimiento del diámetro y la longitud de las trazas producidas en dicha muestra.

En la tabla 5.2 se muestra para un detector que fue irradiado con fragmentos de fisión provenientes de la fuente de ^{252}Cf , las condiciones de irradiación y su historia del desarrollo de las trazas durante el grabado hasta que éstas alcanzaron su máxima longitud. La fig. 5.5 es una gráfica de la velocidad de crecimiento del diámetro y longitud de las trazas producidas en dicho detector.

Para cada periodo de grabado se tomaron al azar varias poblaciones de trazas en el plástico detector respectivo, midiéndose el diámetro de cada una de estas trazas, a continuación se obtuvo el diámetro promedio de la población siendo éste el que se ha presentado en las tablas mencionadas. Un procedimiento similar se realizó para obtener el valor de la longitud de las trazas.

TABLA 5.3.- Diámetro y longitud final de las trazas producidas por las partículas α en los plásticos CR39 irradiados a distintas temperaturas, utilizando una fuente de ^{241}Am .

PLASTICO No.	TEMP. DE IRRAD. (°C)	DIAMETRO DE LAS TRAZAS (μm)	LONGITUD DE LAS TRAZAS (μm)	OBSERV.
89	-120	12.2±0.1	30.6±0.1	
105	-120	12.4±0.1	30.0±0.1	
175	-120	12.7±0.1	29.9±0.1	
61	4	12.1±0.1	32.0±0.1	
72	4	12.0±0.1	32.1±0.1	
171	4	12.2±0.1	32.0±0.1	
163	20	12.6±0.1	32.4±0.1	
167	20	12.3±0.1	32.8±0.1	
59	30	12.4±0.1	32.1±0.1	
71	30	12.2±0.1	32.2±0.1	
55	40	11.5±0.1	30.5±0.1	
136	40	11.2±0.1	30.7±0.1	
25	50	10.6±0.2	26.4±0.1	
36	50	10.6±0.2	26.8±0.1	

TABLA 5.4.- Diámetro y longitud final de las trazas producidas por los fragmentos de fisión en los plásticos CR39 irradiados a distintas temperaturas, utilizando una fuente de ^{252}Cf .

PLASTICO No.	TEMP. DE IRRAD. (°C)	DIAMETRO DE LAS TRAZAS (μm)	LONGITUD DE LAS TRAZAS (μm)	OBSERV.
47	-120	4.5±0.1	18.6±1.6	
49	-120	4.6±0.1	18.2±1.8	
50	-120	4.6±0.1	19.3±1.3	
40	4	4.8±0.1	19.6±1.6	
41	4	4.8±0.1	19.6±1.0	
42	4	4.9±0.1	19.7±1.6	
1	20	5.8±0.2	20.7±2.1	
2	20	5.7±0.2	20.4±1.6	
3	20	5.6±0.2	20.5±1.7	
4	30	5.5±0.2	19.8±1.4	
5	30	5.5±0.2	19.9±1.8	
6	30	5.6±0.2	19.9±1.4	
7	40	5.1±0.2	19.3±1.3	
9	40	5.3±0.2	19.4±1.4	
10	40	5.3±0.1	19.4±1.7	
13	45	4.5±0.2	18.7±1.6	
17	45	4.6±0.1	18.7±1.2	
18	50	4.5±0.2	18.4±1.4	
20	50	4.3±0.2	18.3±1.5	
21	50	4.4±0.2	18.5±0.1	
22	55	4.2±0.1	17.7±1.4	
23	55	4.1±0.1	17.8±1.3	
25	55	4.2±0.2	17.6±1.8	

Continuación de la tabla 5.4

26	60	4.1±0.2	18.0±1.7	
27	60	4.1±0.1	16.4±1.5	
28	60	4.1±0.2	16.0±1.5	
30	65	4.2±0.2	13.5±1.1	
31	65	4.3±0.1	12.9±0.8	
32	65	4.2±0.1	13.5±1.0	
33	70	4.0±0.1	12.1±0.8	
34	70	4.0±0.1	12.4±1.0	
35	70	4.0±0.2	12.1±1.3	
36	75	4.0±0.1	11.4±0.9	
38	75	3.7±0.1	11.3±1.0	
45	80	3.6±0.2	9.5±1.0	
46	80	3.6±0.2	9.6±0.9	

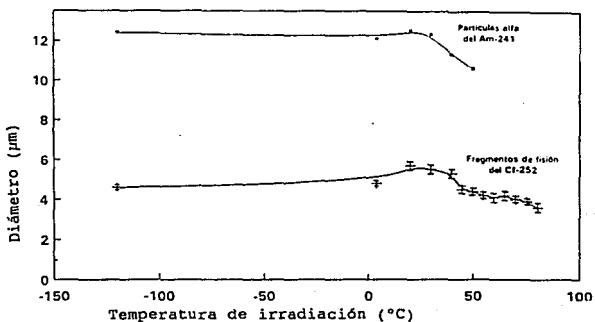


Fig. 5.6.- Diámetro final de las trazas producidas por las partículas α y los fragmentos de fisión en función de la temperatura de irradiación.

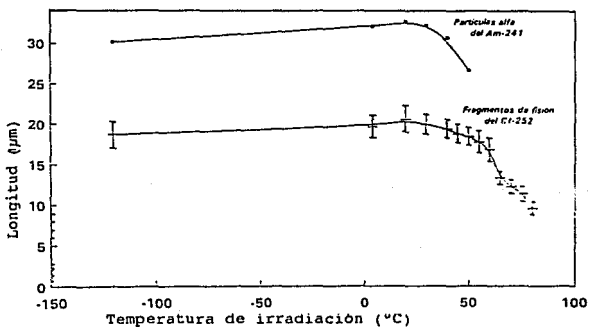


Fig. 5.7.- Longitud final de las trazas producidas por las partículas α y los fragmentos de fisión en función de la temperatura de irradiación.

La tabla 5.3 muestra de manera resumida para cada detector, la temperatura de irradiación, el diámetro y la longitud final de las trazas producidas por las partículas α emitidas por la fuente de ^{241}Am , mientras que la tabla 5.4 muestra los datos correspondientes para las trazas producidas por los fragmentos de fisión del ^{252}Cf .

La fig. 5.6 presenta gráficamente, en función de la temperatura de irradiación, el diámetro de las trazas producidas por las partículas α emitidas por la fuente de ^{241}Am y los fragmentos de fisión del ^{252}Cf . Finalmente, la fig. 5.7 es una gráfica de la longitud de las mismas trazas en función de la temperatura de irradiación. En esta se aprecia un decremento monótonico de la longitud de las trazas para temperaturas mayores que la ambiental (20°C), en tanto que para 4°C y -120°C la longitud es ligeramente menor que la obtenida a temperatura ambiente.

Análisis de resultados.- Un factor que influye en el registro de partículas cargadas en DSTN, como se mencionó en el capítulo anterior, es la energía que estas partículas poseen. Una manera de evitar que este parámetro influya en el registro de éstas, es utilizar fuentes monoenergéticas. Esta situación es la que se presenta para las partículas α , en este experimento, según se aprecia en la fig. 5.1-a. Caso contrario es el que se presenta con los fragmentos de fisión, donde la distribución de energías es muy amplia, como se aprecia en la fig. 5.1-b. Sin embargo, como en el análisis de cada muestra se tomaba el promedio de la longitud y el diámetro de una población grande de trazas, disminuye la influencia de este factor de un 50 hasta un 20 %, aproximadamente.

En las fig. 5.4 y 5.5 se muestran las gráficas del crecimiento de la longitud y el diámetro de las trazas en función del tiempo de grabado para dos plásticos en particular. En éstas se aprecia un crecimiento de las trazas prácticamente constante conforme aumenta el tiempo de grabado

hasta que éstas alcanzan su longitud máxima. En otras palabras, se encuentra que la velocidad de crecimiento de la traza es constante a lo largo de ésta. Aunque no se presentan los resultados para todos los plásticos cabe mencionar que todos poseen un comportamiento similar.

La fig. 5.6 representa la variación del diámetro final de las trazas producidas por las partículas α y los fragmentos de fisión, como función de la temperatura de irradiación o de registro. De acuerdo con ésta, se encuentra que el comportamiento del diámetro de las trazas producidas por las partículas α es muy similar a las producidas por los fragmentos de fisión, por los menos en el intervalo de -120°C a 50°C . En ésta gráfica se aprecia que para -120°C y 4°C el diámetro permanece más o menos constante, mientras que para 20°C (temperatura ambiente) alcanza un máximo para que a partir de 30°C comienza a decrecer conforme aumenta la temperatura. La disminución del diámetro de las trazas producidas por las partículas α fue tal que para 60°C habían perdido nitidez en el plástico haciendo imposible su análisis.

Similarmente, en la fig. 5.7 se presenta gráficamente el comportamiento de la longitud final de las trazas producidas por las partículas α y los fragmentos de fisión, como función de la temperatura de irradiación. En ésta se observa que para el intervalo de -120°C a 20°C hay un ligero crecimiento estando el máximo en 20°C . Para una temperatura de irradiación de 30°C la longitud comienza a disminuir, continuando así hasta los 50°C para las partículas α y 80°C para los fragmentos de fisión. En esta gráfica contrasta la uniformidad de la longitud de las trazas producidas por las partículas α para una misma temperatura, respecto a las trazas producidas por los fragmentos de fisión donde la dispersión es muy grande, según se aprecia en el intervalo de error. Esta dispersión fue ocasionada por la distribución de energías de los fragmentos

de fisión. El intervalo de error correspondiente a la longitud a las partículas α no fue graficado debido a que es muy pequeño y no sería apreciado en la gráfica.

Discusiones.- Los resultados presentados sobre la geometría de la traza muestran que está influenciada por la temperatura de registro, tal que, decrece monotónicamente al incrementarse la temperatura de 20°C hasta 50°C para las partículas α y hasta 80°C para los fragmentos de fisión. Mientras que para temperaturas de 4°C y -120°C existe un ligero decremento con respecto a 20°C.

Resultados similares han sido reportados por otros investigadores^(14, 16), quienes realizaron estudios sobre la dependencia de la temperatura de registro en la razón de grabado de la traza, con plásticos CR39 y policarbonato lexano. Estos autores reportaron que la razón de grabado de la traza decrece al aumentar la temperatura de registro de 130 °K (-143°C) hasta 373 °K (100°C).

Hasta ahora no existe una explicación definitiva del proceso de borrado parcial de la traza cuando la temperatura de irradiación es mayor que la ambiental. Esto se debe en parte a que no ha existido una teoría completa del proceso de formación de la traza.

Una posible explicación del decremento de la geometría de la traza con el incremento de la temperatura de irradiación puede estar relacionada con el modelo que a continuación se presenta:

Cuando una partícula interacciona con el plástico detector ocurren los siguientes eventos: durante un corto tiempo, aproximadamente 10^{-13} seg., existe una ionización primaria que produce un plasma de carga positiva alrededor de la trayectoria de la partícula; a continuación y en un tiempo de aproximadamente 10^{-9} seg., como resultado de esta interacción, se forman nuevos productos debido al rompimiento de moléculas complejas generando, por consiguiente, una gran variedad de

nuevos compuestos, algunos de ellos altamente reactivos. Diversas reacciones químicas toman lugar alrededor de la trayectoria de la partícula incidente formándose nuevas moléculas con diversas características; esta etapa puede durar hasta algunos segundos después de terminada la ionización primaria.

En el caso de los polímeros, la temperatura aplicada al detector durante la irradiación incrementa la movilidad molecular y por ende el movimiento de los radicales libres, acelerando la posible regeneración de las moléculas. Las cuales no reaccionan con el agente grabador reduciendo aparentemente el alcance de la partícula, ya que de acuerdo a los mecanismos de ionización, existe mayor probabilidad de formación de radicales libres al final de la trayectoria de la partícula ionizante.

Un segundo efecto que puede estar contribuyendo en la disminución de la geometría de la traza, aunque en menor importancia debido al poco tiempo que está sometido el plástico a temperaturas mayores que la ambiental, puede estar relacionado con el efecto de "Annealing" para altas temperaturas. El borrado del daño producido por las partículas incidentes para altas temperaturas presumiblemente ocurre vía el movimiento de moléculas dentro del plástico. Este proceso de reparación disminuye la concentración de defectos, lo cual conduce a una disminución de la velocidad de grabado de la traza y como consecuencia a una geometría más pequeña de esta.

Aunque estos razonamientos parecen plausibles, ninguno da una explicación para la ligera disminución de la geometría de la traza para temperaturas de irradiación menores que la ambiental. De hecho, los efectos en la geometría de las trazas producidas cuando se irradian plásticos a temperaturas menores que la ambiental no han sido completamente estudiados y pueden ser motivo de futuros experimentos.

Conclusiones.- Al observar y analizar los resultados obtenidos de la irradiación de plásticos CR39, donde la temperatura de irradiación fue distinta para cada caso, se demostró que existe una influencia de ésta sobre las características de las trazas producidas por las partículas α así como por los fragmentos de fisión. Tal influencia se traduce en la disminución de la longitud y el diámetro de dicha trazas, siendo más importante este efecto conforme aumenta la temperatura.

El mayor desarrollo de la traza se obtiene a temperatura ambiente (20°C aproximadamente), decreciendo monotónicamente con la temperatura. Provocando con esto que para altas temperaturas la observación de la traza se dificulte debido a la disminución del diámetro y la longitud de ésta, como se mencionó anteriormente.

Respecto a los resultados obtenidos en la irradiación a temperaturas menores que la ambiental también se observa una ligera disminución del diámetro y la longitud de la traza grabada cuando es comparada con la correspondiente a la temperatura ambiente.

Recomendaciones.- El objetivo de este trabajo fue hacer un estudio experimental de la influencia de la temperatura de irradiación en el registro de partículas cargadas. Será de gran interés que a partir de estos resultados se haga un modelo matemático el cual relacione las características de la traza (diámetro y longitud) con la temperatura de irradiación.

Será necesario ampliar la investigación sobre la irradiación a temperaturas menores que la ambiental, donde los pocos estudios realizados han producido resultados no esperados.

Un estudio más a fondo sobre la influencia de la temperatura de irradiación nos puede ayudar a contestar muchas cuestiones que no han sido completamente resueltas. Algunas de estas cuestiones son: ¿Cómo se forma una traza?, ¿Qué procesos

**ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

atómicos y moleculares ocurren?, ¿Cual es la configuración molecular final a lo largo y ancho de la traza? Para esto, será necesario realizar un estudio más completo que incluya la formación de radicales libres producidos por la partícula incidente a lo largo de su trayectoria, así como los efectos producidos por la temperatura para la recombinación de estos radicales, lo cual estuvo fuera del objetivo de este trabajo.

BIBLIOGRAFIA

- 1.- Kaplan, I., Física Nuclear.
Edit. Aguilar, Madrid (1962), 2^{da} edición.
- 2.- Henry Semat, Física Atómica y Nuclear.
Edit. Aguilar, Madrid, 1959, 2^{da} edición.
- 3.- Beiser, Arthur, Conceptos de Física Moderna.
Edit. Mc. Graw Hill, 1^a edición.
- 4.- Atam P. Arya, Fundamentals of Nuclear Physics.
Allyn and Bacon, Inc., Boston, 1956.
- 5.- Vargas C. A., Detección de Neutrones Rápidos por Trazas en Policarbonatos.
Tesis de Licenciatura, UNAM, 1982.
- 6.- Gamboa de Buen M. I., Detección de Uranio.
Tesis de Licenciatura, UNAM, 1983.
- 7.- W. B. Mann y S. B. Garfinkel, La Radiactividad y su Medida.
Edit. Reverte Mexicana, S.A., México, 1968.
- 8.- Juan Azorin N, Dosimetría Termoluminiscente.
Cuadernos del ININ
Serie de divulgación técnico-científica.
- 9.- J.B. Cuninghame, Introducción al Núcleo Atómico.
Edit. Alhambra, S.A., Madrid, 1966.
- 10.- R.L. Fleischer, P.B. Price and R.M. Walker, Nuclear Tracks in Solids.
Universidad of California Press.
Berkeley, 1975.

- 11.- M. Balcazar et. al. , El Uso de Detectores de Trazas en Tecnología Nuclear.
Memoria del Seminario sobre la Energía Nuclear en América Lat.
CONACYT, México, 1986.
- 12.- A. Valero Reyes, Fechamiento de la Apatita del Cerro del Mercado y Calibración del Método de Huellas de Fisión.
Tesis de Licenciatura, Fac. de Ingeniería, UNAM.
- 13.- M. Balcazar and V Cuahtecat1, A Method to Determine the Energy per Nucleon of Isotopic Beams Utilizing SSNTDs.
The Nucleus, No. 20 (1983), Pag. 129-132.
- 14.- S.A. Durrani et. al. , The effect of the registration temperature on the response of CR39 to alpha-particles and fission fragments.
9th International Conference on Solid State Dosimetry.
- 15.- C.S. Chong et. al. , The effect of the Irradiation Temperature on the Track Formation in Chemically Etched LR-115 Type II Polymer.
Appl. Radiat. Isot., Vol.40, No.8 (1989). Pag. 651-655.
- 16.- M. Balcazar, A. Chávez and J. Perez-Peraza, Temperature Effects on Charged Particle Ranges in CR39 Plastic Detectors.
- 17.- G. Somogyi, Development of the Etched Nuclear Tracks.
Nuclear Instrument and Methods, 173 (1980), Pag. 21-42.
- 18.- A. Thompson and D. Sullivan, Preliminary Results on the Registration Temperature Effect for the Uranium Ions in Various Solids State Nuclear Track Detectors.
Nuclear Tracks and Radiations Measurement, Vol. 8, Nos. 1-4, Pag. 567-570.
- 19.- M. Balcazar and H. Pineda, Versatile Irradiation Chamber to Perform Experiments with SSNTDs.
The Nucleus, No.20 (1983). Pag. 73-75.

- 19.- M. Balcazar and H. Pineda, Versatile Irradiation Chamber to Perform Experiments with SSNTDs.
The Nucleus, No.20 (1983). Pag. 73-75.
- 20.- Ma. Eugenia Camacho López, Calibración y Eficiencia de un Sistema Electroquímico Multicelular para Neutrones.
Tesis de Licenciatura, Fac. de Ciencias, UNAM, 1988.
- 21.- Herwig G. Paretzke, Results of an International Alpha Particle Registration Intercomparison with Solid State Nuclear Tracks Detectors.
Nuclear Instruments and Methods, 147 (1977), Pag. 133-137.
- 22.- Klaus Becker, Solid State Dosimetry.
CRC Press, 1973.
- 23.- D.J. Rees, Health Physics. Principles of Radiation Protection.
London Butterworths (1967).
- 24.- M.H.Salamon, P.B. Price and J. Drach, Thermal Annealing of Nuclear Tracks in Polycarbonate Plastic.
Nuclear Instruments and Methods, B17 (1986), Pag. 173-176.
- 25.- H.A. Khan, An Important Precaution in the Etching of Solids State Nuclear Track Detectors.
Nuclear Instruments and Methods, 109 (1973), Pag. 515-519.