

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON
FACULTAD DE CIENCIAS FISICO-MATEMATICAS
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSTGRADO



**DISTRIBUCION ESPACIAL DE LOS NEUTRONES TERMICOS EN
UN MEDIO MODERADOR HIDROGENADO**

TESIS

**QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRIA EN CIENCIAS CON ESPECIALIDAD EN INGENIERIA
NUCLEAR**

PRESENTA:

CARLOS MARTINEZ HERNANDEZ

SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N. L.

AGOSTO DE 1994

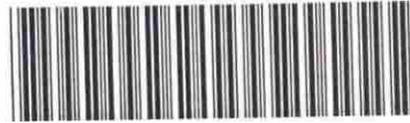
TM

Z665 T

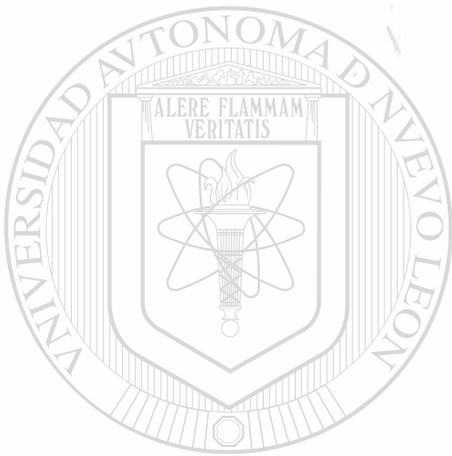
FCFM

1994

M3



1020091794



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON
FACULTAD DE CIENCIAS FISICO-MATEMATICAS
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSTGRADO



DISTRIBUCION ESPACIAL DE LOS NEUTRONES TERMICOS EN
UN MEDIO MODERADOR HIDROGENADO

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEÓN[®]
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS
QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRIA EN CIENCIAS CON ESPECIALIDAD EN INGENIERIA
NUCLEAR

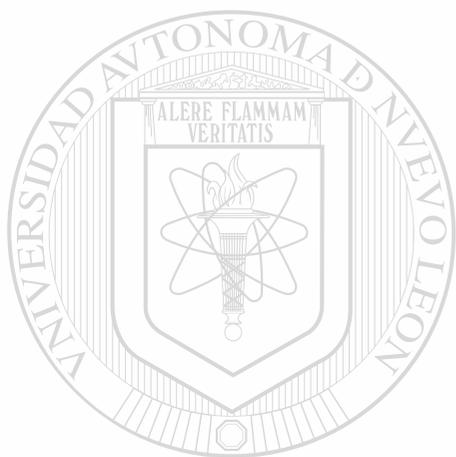
PRESENTA:

CARLOS MARTINEZ HERNANDEZ

SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N. L.

AGOSTO DE 1994

TM
26 41
F 11
10
12

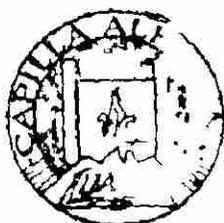


UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



F DO TESIS

82758

**DISTRIBUCION ESPACIAL DE LOS NEUTRONES TERMICOS EN
UN MEDIO MODERADOR HIDROGENADO**

Carlos Martínez Hernández



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

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



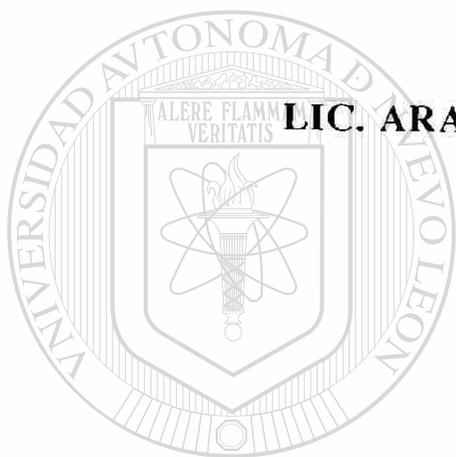
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

Dr. Bernabé Luis Rodríguez Buenrostro

M.C. Carlos Roberto Flores Jauregui

M.C. Enrique Raúl Ramírez Hernández

**EL PRESENTE TRABAJO LO DEDICO A LA MEMORIA DE MI
ESPOSA**



LIC. ARACELY DE LA GARZA GUAJARDO +

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

**A MIS HIJOS
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS
CARLOS ALAN**

®

Y

CESAR ADRIAN

AGRADECIMIENTOS

Deseo agradecer al Dr. Bernabe L. Rodríguez Buenrostro, Director de la División de Estudios de Postgrado, el apoyo que me brindó para la realización de este trabajo, al ponerme en contacto con el personal del Centro Regional de Estudios Nucleares de Zacatecas donde se llevó a cabo la parte experimental, por sus sugerencias y por el tiempo que dedicó en la revisión del manuscrito.

También deseo agradecer al M.C. Héctor René Vega Carrillo investigador del Centro Regional de Estudios Nucleares de Zacatecas, por su dedicación y compañía en la realización de la parte experimental, por su ayuda y apoyo para la presentación de los resultados obtenidos de este trabajo en el Simposium Internacional de Química Nuclear que se llevó a cabo en Toluca Edo. de México en 1991.

A la Administración de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, encabezada por el Lic. Raúl M. Montemayor, por su apoyo moral y económico, sin el cual no hubiera sido posible mi estancia en el Centro Regional de Estudios Nucleares de Zacatecas.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

A todas aquellas personas que de una u otra manera me alentaron a concluir este trabajo

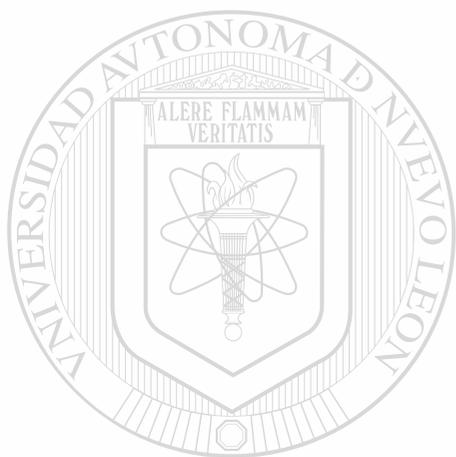
Carlos Martínez Hernández
San Nicolás de los Garza
Agosto de 1994

CONTENIDO

	Página
RESUMEN	1
1 DETECCION DE NEUTRONES	3
1.1 Introducción	3
1.2 Interacción de los neutrones con la materia	3
1.3 Sección eficaz	4
1.4 Atenuación de neutrones	7
1.5 Pérdida de energía en colisiones de dispersión	9
1.6 Neutrones polienergéticos	15
2 METODOS DE DETECCION DE NEUTRONES	18
2.1 Introducción	18
2.2 Reacciones nucleares de interés en la detección de neutrones.	18
2.3 Detectores basados en la reacción del Boro	21
2.4 Detectores basados en otras reacciones de conversión	22
2.5 Detección de neutrones por medio de laminillas de activación.	22
2.6 Activación y decaimiento.	23

3	DIFUSION Y MODERACION DE NEUTRONES	27
3.1	Introducción	27
3.2	Rapidez de interacción y flujo de neutrones	27
3.3	Densidad de corriente neutrónica	32
3.4	La ecuación de continuidad	33
3.5	La ley de Fick	35
3.6	La ecuación de Difusión	41
3.7	Condiciones frontera	42
3.8	Método de difusión de multigrupos	43
3.9	Difusión de neutrones térmicos	47
3.10	Ecuaciones de difusión para dos grupos	52
3.11	Soluciones de la ecuación de difusión	53
<hr/>		
4	DESARROLLO EXPERIMENTAL	56
4.1	Introducción	56
4.2	Objetivo del experimento	56
4.3	Sustancias y materiales	56
4.4	Procedimiento experimental	57
4.5	Datos obtenidos experimentalmente	61
5	RESULTADOS	63

6	CONCLUSIONES	75
7	REFERENCIAS	76



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

RESUMEN

En este trabajo se presentan los resultados de la medición del flujo de neutrones térmicos de una fuente cilíndrica de Pu-Be a lo largo del eje radial, en un medio moderador basado en polietileno, con geometría cilíndrica.

La técnica para medir el flujo de neutrones fué la de laminillas de activación.

También se presentan los resultados teóricos de la distribución espacial de neutrones térmicos usando la teoría de difusión con una fuente cilíndrica hueca infinita que emite S neutrones rápidos por segundo, en un medio moderador infinito, así como el de una fuente puntual en un moderador finito de simetría cilíndrica. Se comparan los resultados teóricos con los resultados experimentales.

Se reporta el endurecimiento del espectro espacial de neutrones térmicos debido a la presencia de una placa de metal colocada frente a la fuente de neutrones en el medio moderador.

En el primer capítulo se describen las interacciones de los neutrones con la materia, se definen los parámetros que caracterizan dichas interacciones como son las secciones eficaces y la trayectoria libre media. Se describe la pérdida de energía en las interacciones de dispersión elástica y se discute la interacción de los neutrones polienergéticos con la materia.

El segundo capítulo es una descripción de los principales métodos utilizados en la detección de neutrones lentos, cuya energía está por debajo de 0.5 eV, se mencionan los detectores activos y se discute el método de detección de neutrones por medio de laminillas de activación.

En el capítulo tres se desarrolla la Teoría de Difusión y Moderación de neutrones, donde se obtiene la ecuación de continuidad. La ley de Fick conduce a la ecuación de difusión para neutrones monoenergéticos y se discute la moderación de neutrones polienergéticos lo cual conduce al método de difusión de multigrupos. Se presenta la difusión de neutrones térmicos, como una aplicación del método de difusión de multigrupos. Se

establecen las ecuaciones de difusión para dos grupos de neutrones, y por último se resuelve la ecuación de difusión para los siguientes casos: i) fuente puntual monoenergética y moderador cilíndrico finito, ii) fuente cilíndrica hueca de radio r_0 que emite neutrones rápidos y térmicos, y moderador infinito.

El desarrollo experimental se presenta en el capítulo cuatro donde se establece el objetivo del experimento, las sustancias y materiales utilizados, el procedimiento experimental, así como los datos medidos

En el capítulo cinco se muestran los resultados obtenidos. Se calcula la longitud de difusión y el espesor hemirreductor del polietileno. Se presentan, en forma de tablas, los datos corregidos por la radiación de fondo, así como los valores calculados del flujo relativo y normalizado de neutrones térmicos en agua, en polietileno y en polietileno con placa de hierro. También se presentan las gráficas de flujo relativo vs distancia fuente-detector medidos en agua, polietileno y polietileno con placa de hierro, así como las gráficas de los casos teóricos mencionados en el capítulo tres.

Finalmente en el capítulo seis se presenta la discusión y los comentarios relativos a los objetivos de investigación del presente trabajo que son:

- i).- la determinación del espectro espacial de neutrones térmicos en polietileno.
- ii).- un análisis comparativo entre el polietileno y el agua para determinar cual de los dos es mejor moderador, obteniéndose de esto que el polietileno es mejor moderador que el agua.
- iii).- la caracterización del efecto, en el rendimiento de los neutrones térmicos producidos por una fuente de Pu-Be, con placas de hierro al ser utilizadas como reflector. Observándose en este caso el endurecimiento del espectro de los neutrones térmicos.

Las referencias se denotarán en el texto mediante la notación de supraíndices.

1 DETECCIÓN DE NEUTRONES

1.1 INTRODUCCION

Es importante reconocer el hecho de que los neutrones, sin considerar su estructura interna, son eléctricamente neutros por lo que no son afectados por los electrones de un átomo o por la carga positiva de un núcleo. En consecuencia, los neutrones pasan a través de la nube electrónica del átomo e interactúan directamente con el núcleo. En pocas palabras, los neutrones interactúan con los núcleos no con los átomos.

1.2 INTERACCION DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA

Los neutrones pueden interactuar con los núcleos en una o más de las siguientes formas ²:

DISPERSION ELASTICA. En este proceso, el neutrón golpea al núcleo, el cual casi siempre está en su estado base. Se dice que el neutrón ha sido dispersado elásticamente por el núcleo. En la notación de las reacciones nucleares ésta interacción se denota por el símbolo (n,n)

DISPERSION INELASTICA. Este proceso es idéntico a la dispersión elástica excepto que el núcleo queda en un estado excitado. Ya que el núcleo retiene energía la reacción es endotérmica. La dispersión se denota por el símbolo (n,n). El núcleo excitado decae por la emisión de rayos γ . Puesto que los rayos γ se originaron en una dispersión inelástica, se les llama rayos γ inelásticos.

CAPTURA RADIATIVA. El neutrón es capturado por el núcleo, y uno o más rayos γ -llamados rayos γ de captura- son emitidos. Esta es una interacción exotérmica y se denota por (n, γ). Puesto que el neutrón original es absorbido, éste proceso es un ejemplo de una clase de interacciones conocidas como reacciones de absorción.

REACCIONES QUE PRODUCEN PARTICULAS CARGADAS. Los neutrones también pueden desaparecer como resultado de reacciones de absorción del tipo (n, α) y (n,p). Tales reacciones pueden ser exotérmicas o endotérmicas.

REACCIONES QUE PRODUCEN NEUTRONES. Las reacciones del tipo $(n,2n)$, y $(n,3n)$ ocurren con neutrones energéticos. Claramente éstas reacciones son endotérmicas puesto que en la reacción $(n,2n)$ un neutrón, y en la reacción $(n,3n)$ dos neutrones son extraídos del núcleo golpeado.

FISION. Los neutrones al chocar con ciertos núcleos pueden romperlos en partes, se dice que se produce la fisión. Esta reacción es la fuente principal de la energía nuclear para aplicaciones prácticas.

1.2 SECCION EFICAZ

El grado con el cual los neutrones interactúan con los núcleos se describe en términos de cantidades conocidas como secciones eficaces. Para definir las consideremos el siguiente experimento¹. Supongase que un haz de neutrones monoenergéticos incide sobre un blanco delgado de espesor X y de área A como se muestra en la figura 1.1. Si hay n neutrones por cm^3 en el haz y v es la rapidez de los neutrones, la cantidad

$$I = nv \tag{1.1}$$

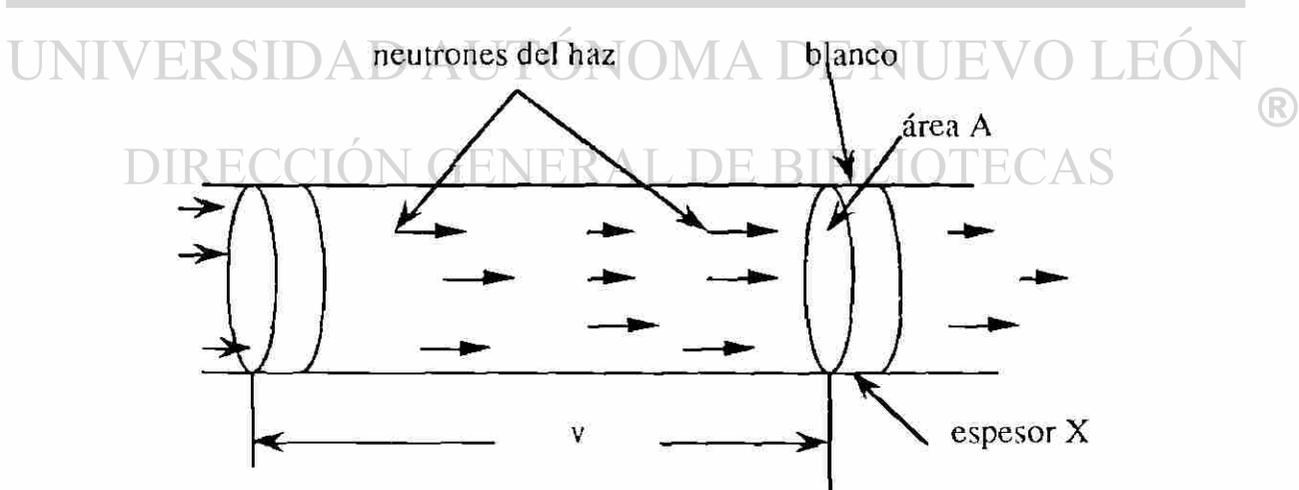


Fig.1.1.Haz de neutrones incidiendo sobre un blanco

es la llamada intensidad del haz. Puesto que los neutrones viajan la distancia v cm en 1 seg., todos los neutrones en el volumen Av frente al blanco golpearán al blanco en 1 seg. Así que $nvA=IA$ neutrones inciden sobre todo el blanco por segundo, de lo cual se tiene que $IA/A=I$ es igual al número de neutrones que inciden sobre el blanco por cm^2 /seg.

Puesto que los núcleos son pequeños y se supone que el blanco es delgado, la mayoría de los neutrones que inciden sobre el blanco en un experimento como el mostrado en la fig.1.1 ordinariamente pasan a través del blanco sin interactuar con alguno de los núcleos. Se encuentra que la razón con la que ocurren las interacciones dentro del blanco es proporcional a la intensidad del haz, a la densidad atómica N , al área y al espesor del blanco. Estas observaciones se pueden resumir en la ecuación 1:

$$\text{razón de interacción (en todo el blanco)} = \sigma INAX \quad 1.2$$

donde σ , la constante de proporcionalidad es conocida como la sección eficaz. Resolviendo la ec (1.2) para σ tenemos:

$$\sigma = \frac{\text{razón de interacción}}{INAX} \quad 1.3$$

El factor NAX es el número total de átomos en el blanco y por lo tanto es la razón de interacción por átomo por unidad de intensidad del haz incidente.

Hay otra forma de ver el concepto de sección eficaz. Como ya se ha notado, un total de IA neutrones inciden sobre el blanco por segundo y de acuerdo con la ec (1.2) $\sigma INAX$ neutrones interactúan con los núcleos del blanco. La probabilidad relativa de que cualquier neutrón del haz interactúe es:

$$\sigma INAX/IA=(\sigma/A)(NAX) \quad 1.4$$

Puesto que NAX es el número de núcleos en el blanco, se sigue que σ/A es la probabilidad, por núcleo, de que un neutrón en la porción del haz incidente, interactúe. Puesto que el área del blanco es fija, la probabilidad de una interacción está determinada solamente por σ . Es en este sentido, el de una probabilidad de interacción, que el concepto de sección eficaz tiene su más amplia aplicación.

Hasta este punto se ha supuesto que el haz de neutrones incide sobre todo el blanco. Sin embargo en muchos experimentos el haz es realmente más pequeño en diámetro que el blanco. En este caso las ecuaciones anteriores siguen siendo válidas, pero A se refiere al área del haz o área de interacción en vez del área del blanco. La definición de sección eficaz, es la misma.

Como se puede ver de la ec(1.4) σ tiene dimensiones de área. Las secciones eficaces usualmente se miden en unidades llamadas barns, donde 1 barn, abreviado 1b, es igual a 10^{-24} cm².

Como se mencionó en la sección 1.1, los neutrones interactúan con los núcleos en diversas formas, y es conveniente describir cada tipo de interacción en términos de una sección eficaz característica. La dispersión elástica es descrita por la sección eficaz de dispersión elástica σ_s ; la dispersión inelástica por la sección eficaz de dispersión inelástica σ_i ; la reacción (n,γ) (captura radiativa) por la sección eficaz de captura radiativa, σ_γ ; la fisión por la sección eficaz de fisión, σ_f ; etc. La suma de las secciones eficaces para todas las interacciones posibles se conoce como la sección eficaz total y se denota por el símbolo σ_t ; esto es:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots \quad 1.5$$

La sección eficaz total mide la probabilidad de que una interacción de cualquier tipo ocurra cuando los neutrones inciden sobre un blanco.

La suma de las secciones eficaces de todas las reacciones de absorción se conoce como la sección eficaz de absorción y se denota por σ_a . Así que,

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad 1.6$$

donde σ_p y σ_α son las secciones eficaces para las reacciones (n,p) y (n,α) .

Retornando a la ec(1.2) ésta se puede escribir como:

$$\text{Razón de interacción} = (IN\sigma_t) AX \quad 1.7$$

donde se ha introducido σ_t porque esta sección eficaz mide la probabilidad de que ocurra una interacción de cualquier tipo. Puesto que AX es el volumen total del blanco, se sigue de la ec(1.7) que el número de colisiones por cm^3/seg en el blanco, la cual se llama rapidez de colisión F y esta dada por:

$$F = IN\sigma_t \quad 1.8$$

El producto de la densidad atómica N y la sección eficaz, aparece frecuentemente en las ecuaciones de ingeniería nuclear; se le da el símbolo especial de Σ y se le llama sección eficaz macroscópica. En particular el producto $N\sigma_t = \Sigma_t$ es la sección eficaz macroscópica total, $N\sigma_s = \Sigma_s$ es la sección eficaz macroscópica de dispersión, etc. Puesto que N y σ tienen unidades de cm^{-3} y cm^2 , respectivamente, Σ tiene unidades de cm^{-1} . En términos de la sección eficaz macroscópica, la densidad de colisión se reduce a:

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

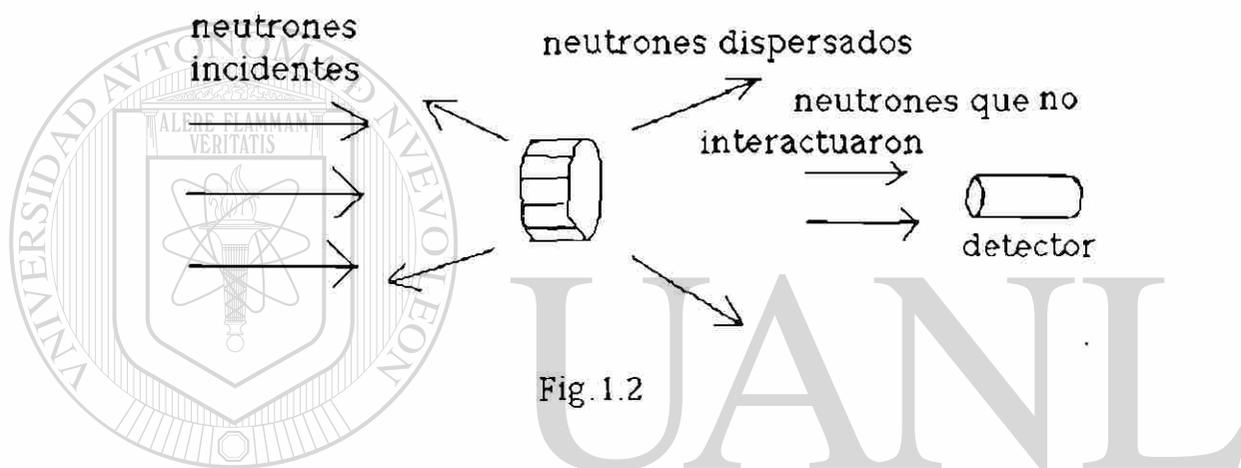
$$F = I\Sigma_t \quad 1.9$$

1.3 ATENUACION DE NEUTRONES

En la sección anterior los experimentos mencionados involucraban blancos muy delgados. Supongamos ahora que un blanco grueso de espesor X se coloca en un haz de neutrones monodireccional de intensidad I_0 , y que un detector de neutrones se coloca detrás del blanco como se muestra en la fig(1.2)². Se supone que tanto el detector como el blanco son tan pequeños

que el detector subtende un ángulo sólido pequeño con el blanco. En este caso cada neutrón que tiene una colisión con el blanco se pierde del haz, y únicamente aquellos neutrones que no interactúan entraron al detector.

Sea $I(x)$ la intensidad del haz de neutrones que no han sufrido colisión después de penetrar la distancia x en el blanco. Entonces al recorrer una distancia adicional dx , la intensidad del haz de neutrones que no han interactuado disminuye en una cantidad igual al número de neutrones que interactuaron en el blanco en una área de 1 cm^2 y de espesor dx .



De la ec(1.2) esta disminución en la intensidad esta dada por²:

$$-dI(x) = N\sigma I(x)dx = \Sigma I(x)dx \tag{1.10}$$

Esta ecuación se puede integrar para obtener:

$$I(x) = I_0 e^{-x\Sigma_t} \tag{1.11}$$

La intensidad de los neutrones que no interactúan decrece exponencialmente con la distancia dentro del blanco. La intensidad del haz de neutrones que no interactuaron y que emerge del blanco es:

$$I(X) = I_0 e^{-X\Sigma_t} \tag{1.12}$$

y es la intensidad medida por el detector.

Se puede definir una función de distribución de probabilidad para la primera interacción, la cual está dada por:

$$p(x)dx = (e^{-x\Sigma_1})\Sigma_1 dx \quad 1.13$$

a partir de esta ecuación se puede deducir la distancia que recorre un neutrón entre interacciones y a esta se le denomina trayectoria libre media. A la distancia promedio entre interacciones se le llama trayectoria libre media λ

$$\lambda = \int_0^{\infty} xp(x)dx = \Sigma_1 \int_0^{\infty} xe^{-x\Sigma_1} dx$$

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_1}$$

1.14

1.4 PERDIDA DE ENERGIA EN COLISIONES DE DISPERSION

Cuando un neutrón es dispersado elásticamente por un núcleo, el cual esta en reposo, el núcleo se aleja del lugar de la colisión. La energía cinética del neutrón dispersado es más pequeña que la energía del neutrón incidente por una cantidad igual a la energía adquirida por el núcleo en retroceso. De esta forma los neutrones pierden energía aunque la energía interna del núcleo no cambia.

La pérdida de energía en una dispersión elástica se puede obtener de las leyes de conservación de la energía y del momentum. Sea E , \vec{p} y E' y \vec{p}' la energía cinética y momentum(vector) del neutrón antes y después de la colisión, respectivamente, y sea E_A y \vec{P} la energía y el momentum del

núcleo en retroceso. El neutrón es dispersado al ángulo θ ; el núcleo retrocede al ángulo ϕ fig.(1.3).

Ya que la dispersión es elástica, se sigue que²:

$$E = E' + E_A \quad 1.15$$

La conservación del momentum:

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{P}$$

se puede esquematizar mediante el diagrama de la fig.(1.4)

Por la ley de los cosenos:

$$P^2 = p^2 + (p')^2 - 2pp'\cos\theta \quad 1.16$$

De la mecánica clásica, $P^2 = 2ME_A$, $p^2 = 2mE$ y $p'^2 = 2mE'$, donde M y m son las masas del núcleo y del neutrón respectivamente. La ec(1.16) se puede escribir como:

$$ME_A = mE + mE' - 2m\sqrt{EE'} \cos\theta \quad 1.17$$

Puesto que M/m es aproximadamente igual a A , el número de masa atómica del núcleo, la ec(1.17) es equivalente a:

$$AE_A = E + E' - 2m\sqrt{EE'} \cos\theta$$

Luego sustituyendo E_A de la ec(1.15) y reorganizando términos se tiene:

$$(A+1)E' - 2m\sqrt{EE'} \cos\theta - (A-1)E = 0$$

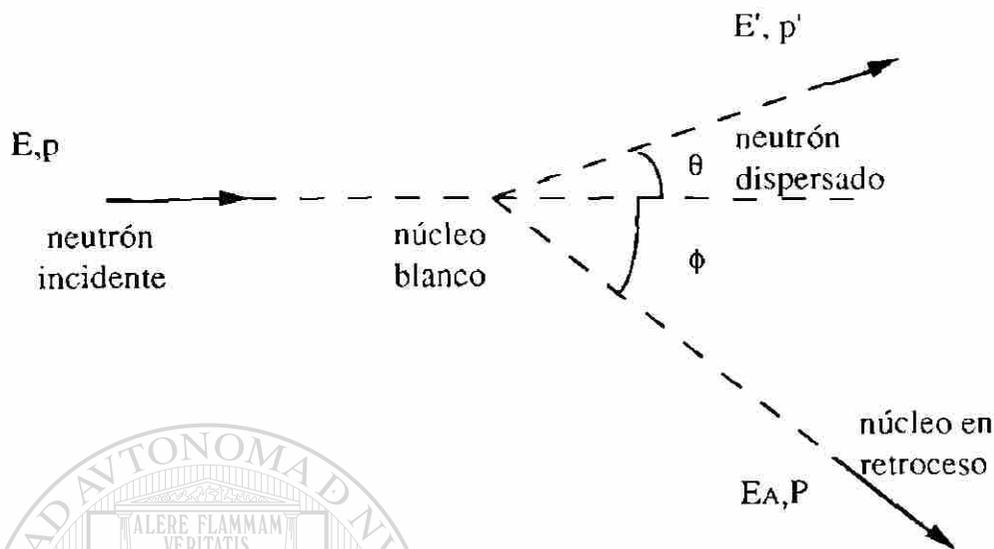


Fig.1.3. Dispersión elástica de un neutrón por un núcleo

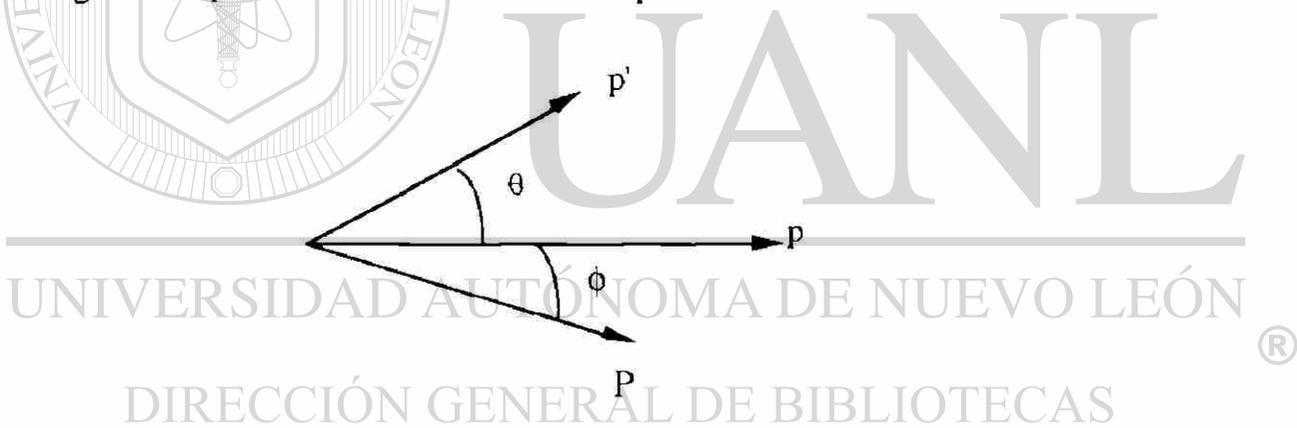


Fig.1.4. Diagrama vectorial para la conservación del momentum

Esta ecuación cuadrática en $\sqrt{E'}$ tiene como solución:

$$E' = \frac{E}{(A+1)} \left[\cos \theta + \sqrt{A - (\sin \theta)^2} \right]^2 \quad 1.18$$

Es de interés considerar las consecuencias de la ec(1.18). En una colisión razante, θ es aproximadamente igual a cero y de la ec(1.18) se obtiene $E'=E$.

Como podría esperarse, no hay pérdida de energía en tal colisión. Excepto para el caso especial del hidrógeno, el cual debe tratarse por separado, se sigue de la ec(1.18) que el valor mínimo de E' , $(E')_{\min}$, ocurre cuando $\theta=\pi$. El neutrón es dispersado directamente hacia atrás y sufre la pérdida más grande de energía. Para $\theta=\pi$, la ec(1.18) da:

$$(E')_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E = \alpha E \quad 1.19$$

de donde:

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad 1.20$$

es conocido como parámetro de colisión.

La dispersión de neutrones por hidrógeno es única porque las masas del neutrón y del núcleo de hidrógeno (protón) son esencialmente iguales. Se puede demostrar que, cuando una partícula golpea a otra de igual masa, la cual está inicialmente en reposo, no puede ser dispersada a través de un ángulo mayor de 90° . La energía mínima del neutrón dispersado por el hidrógeno debe obtenerse sustituyendo $\theta=\pi/2$ en la ec(1.18), así que:

$$(E')_{\min} = 0$$

Puesto que este resultado también puede obtenerse sustituyendo $A=1$ en la ec(1.19) se puede concluir que:

$$(E')_{\min} = \alpha E \quad 1.21$$

es válida para todos los núcleos incluyendo al hidrógeno.

También es de interés conocer la energía promedio de neutrones elásticamente dispersados. Se puede demostrar que para la dispersión por núcleos ligeros, incluyendo al hidrógeno, y para la mayoría de las energías de interés de los neutrones en reactores nucleares, la energía promedio del neutrón dispersado está dada aproximadamente por:

$$\bar{E}' = \frac{1}{2} (1+\alpha) E$$

La pérdida promedio de energía, $\overline{\Delta E}$ es:

$$\overline{\Delta E} = E - \overline{E'}$$
$$\overline{\Delta E} = \frac{1}{2} (1 - \alpha) E$$

y la pérdida fraccional promedio de energía es:

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{1}{2} (1 - \alpha) \quad 1.22$$

Esta ecuación también es válida para núcleos pesados pero no para neutrones de energía alta. Con U^{238} , por ejemplo, la ec(1.22) no es exacta para energías muy por arriba de 100 Kev. Para altas energías la pérdida de energía en colisiones con núcleos pesados es menor que la predicha por la ec(1.22).

En vista de la ec(1.22) se sigue que la pérdida fraccional promedio de energía decrece de 1/2, en el caso del hidrógeno, a cero para núcleos pesados. Así que un neutrón pierde, en promedio, un medio de su energía en una colisión con hidrógeno; cuando es dispersado por carbón, puesto que $\alpha=0.716$ pierde aproximadamente 14% de su energía; mientras que en una colisión con uranio, $\alpha=0.983$ y el neutrón pierde menos del 1% de su energía. En pocas palabras, el neutrón pierde menos y menos energía entre más y más pesado es el núcleo blanco. A menudo es necesario frenar los neutrones rápidos, proceso conocido como **moderación**. De la discusión anterior es claro que los materiales de bajo número másico son más efectivos para este propósito puesto que los neutrones se frenan más rápidamente.

Los neutrones también pierden energía por colisiones inelásticas, como resultado tanto del retroceso como de excitación interna del núcleo blanco. Puesto que la energía umbral para la dispersión inelástica es alta para núcleos ligeros (usualmente del orden de varios Mev.), la moderación por colisión inelástica es menos importante que la dispersión elástica para

dichos núcleos. Con los núcleos pesados, el umbral es a menudo el principal mecanismo de la moderación de neutrones.

En relación con la moderación de neutrones es conveniente describir las colisiones en términos de una nueva variable llamada **letargia** . Esta cantidad se denota por el símbolo u y se define como:

$$u = \ln \left(\frac{E_M}{E} \right) \quad 1.23$$

donde E_M es una energía arbitraria, usualmente la del neutrón de más alta energía del sistema. De la ec(1.23) se observa que para un neutrón de alta energía su letargia es baja; cuando se frena y E decrece, su letargia aumenta.

El cambio promedio en la letargia en una colisión elástica, $\overline{\Delta u}$, es independiente de la energía del neutrón incidente. La cantidad $\overline{\Delta u}$ aparece en muchos cálculos de ingeniería nuclear y se denota por ξ . Se puede demostrar que ξ esta dada por:

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right) \quad 1.24$$

donde A es el número másico del núcleo blanco. Excepto para valores pequeños de A , ξ esta dado, aproximadamente, por:

$$\xi \approx \frac{2}{A+2/3} \quad 1.25$$

1.5 NEUTRONES POLIENERGETICOS

En las secciones (1.2) y (1.3) la rapidez con la cual los neutrones sufren colisiones con un blanco se calculó suponiendo que los neutrones eran monoenergéticos. Esto se puede generalizar para el caso en el cual los neutrones no son monoenergéticos, sino que tiene una distribución de energía ².

Para este propósito, sea $n(E)dE$ el número de neutrones por cm^3 entre E y $E+dE$ en un haz de neutrones sobre un blanco delgado. La intensidad de estos neutrones es ²:

$$dI(E)=n(E)v(E)dE \quad 1.26$$

donde $v(E)$ es la rapidez correspondiente a la energía E . De acuerdo a la ec(1.9) este haz interactúa en el blanco a la rapidez de:

$$dF(E)=n(E)v(E)\Sigma_1(E)dE$$

colisiones por $\text{cm}^3/\text{seg.}$, donde $\Sigma_1(E)$ es la sección eficaz macroscópica total. La densidad de colisión es:

$$F = \int n(E)v(E)\Sigma_1 dE \quad 1.27$$

en la cual la integral se efectúa sobre todas las energías en el haz.

Para calcular la razón de interacción para un tipo particular de interacción es necesario reemplazar $\Sigma_1(E)$ en la ec(1.27) por la sección eficaz apropiada. Un caso particularmente importante es la absorción de neutrones térmicos, esto es, neutrones cuyas energías están distribuidas de acuerdo a la función de Maxwell. Estos neutrones se encuentran en cierto tipo de reactores llamados reactores térmicos. La razón de absorción en un haz de neutrones térmicos es:

$$F_a = \int n(E)v(E)\Sigma_a(E)dE \quad 1.28$$

donde $\Sigma_a(E)$ es la sección eficaz macroscópica de absorción y la integral se evalúa a energías térmicas, hasta aproximadamente 0.1 ev.

Se sabe que a bajas energías la mayoría de los núcleos exhiben absorción $1/v$, ya sea como resultado de captura radiativa o alguna otra reacción de absorción. Para estas energías $\Sigma_a(E)$ se puede escribir como:

$$\Sigma_a(E) = \Sigma_a(E_0) \frac{v_0}{v(E)} \quad 1.29$$

donde E_0 es una energía arbitraria y v_0 es la correspondiente velocidad. Cuando la ec(1.29) se sustituye en la ec(1.28), $v(E)$ se cancela, así que:

$$F_a = \Sigma_a(E_0) v_0 \int n(E)dE \quad 1.30$$

La integral restante es igual a la densidad total de neutrones n y la ec(1.30) se reduce a:

$$F_a = \Sigma_a(E_0)nv_0 \quad 1.31$$

La ec(1.31) muestra que para absorsores $1/v$ la rapidez de absorción es independiente de la distribución de energía de los neutrones y está determinada por la sección eficaz a una energía arbitraria. Además, de la ec(1.31) se puede concluir que, a pesar del hecho de que los neutrones tienen una distribución de energía, la razón de absorción es la misma que la de un haz de neutrones monoenergéticos con una energía arbitraria E_0 e intensidad nv_0 .

La cantidad $n v_0$ es llamado el flujo de 2200 m/seg. y se denota por ϕ_0 , esto es:

$$\phi_0 = n v_0 \quad 1.32$$

La razón de absorción es simplemente:

$$F_a = \Sigma_a(E_0) \phi_0 \quad 1.33$$

Aunque únicamente unos cuantos núcleos son absorsores no-1/v, estos núcleos son importantes en los sistemas nucleares puesto que sus secciones eficaces tienden a ser grandes. La razón de absorción para tales núcleos está dada, de nuevo, por la ec(1.28), pero ahora la integral no puede simplificarse como para el caso 1/v. En particular, F_a depende de la función $n(E)$ así como de $\Sigma_a(E)$. Sin embargo, suponiendo que $n(E)$ es la función de Maxwell, C.H.Wescot calculó numéricamente F_a para todos los absorsores no-1/v de importancia. El valor resultante para F_a es una función de la temperatura de la distribución y está dada en la forma 2:

$$F_a = g_a(T) \Sigma_a(E_0) \phi_0 \quad 1.34$$

donde $g_a(T)$ es conocido como el factor no-1/v, y es una función tabulada, y $\Sigma_a(E_0)$ es la sección eficaz de absorción a 0.0253 ev.

Aunque los resultados obtenidos anteriormente fueron para un haz de neutrones incidentes sobre un blanco delgado también se aplican a situaciones más complicadas, que se encuentran en muchos sistemas nucleares, en los cuales los neutrones se mueven en todas direcciones. En particular, el flujo de 2200 m/seg. el cual está definido en cualquier punto donde hay n neutrones térmicos por cm^3 y la ec(1.33) y (1.34) se pueden usar para calcular la razón de absorción en tal punto.

2 METODOS DE DETECCION DE NEUTRONES LENTOS

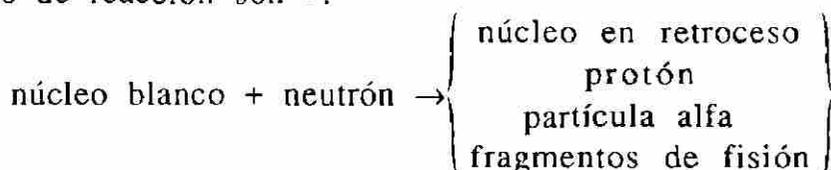
2.1 INTRODUCCION.

Los neutrones son detectados por medio de reacciones nucleares que producen partículas cargadas energéticas como protones, alfas, etc. Cada tipo de detector de neutrones involucra la combinación de un material "blanco" designado para llevar a cabo la reacción nuclear, junto con uno de los detectores convencionales. Debido a que la sección eficaz para la interacción de neutrones es una función de la energía, en la mayoría de los materiales, se han desarrollado técnicas de detección para diferentes regiones de energía. Repasaremos brevemente aquellos métodos que son de importancia para la detección de neutrones lentos, cuya energía está por debajo de 0.5 eV ("corte del cadmio"). Los neutrones lentos son de particular importancia hoy en día en los reactores nucleares y mucha de la instrumentación ha sido desarrollada para esta región de energía, para la medición de flujo neutrónico en un reactor. Mencionaremos los detectores "activos" en los cuales un pulso o señal de corriente es producido por cada neutrón que interactúe con el detector. Discutiremos la detección de neutrones por el método de laminillas de activación, que es un detector "pasivo", ya que fue el método utilizado en el presente trabajo para determinar el flujo de una fuente de neutrones de Pu-Be en un medio moderador hidrogenado.

2.2 REACCIONES NUCLEARES DE INTERES EN LA DETECCION DE NEUTRONES.

Al investigar reacciones nucleares que podrían ser útiles en la detección de neutrones, se deben considerar algunos factores. Primeramente, la sección eficaz para la reacción debe ser tan grande como sea posible, de tal manera que se pueda construir un detector eficiente de dimensiones pequeñas. También es de importancia el valor Q de la reacción que determina la energía liberada en la reacción después de la captura del neutrón. Entre más grande sea el valor Q de la reacción mayor será la energía dada a los productos de la reacción y más fácil será discriminar los eventos producidos por rayos γ , los cuales también se encuentran con los neutrones.

Es importante señalar que todas las reacciones usadas para detectar neutrones lentos resultan en la emisión de partículas cargadas. Los posibles productos de reacción son 3:

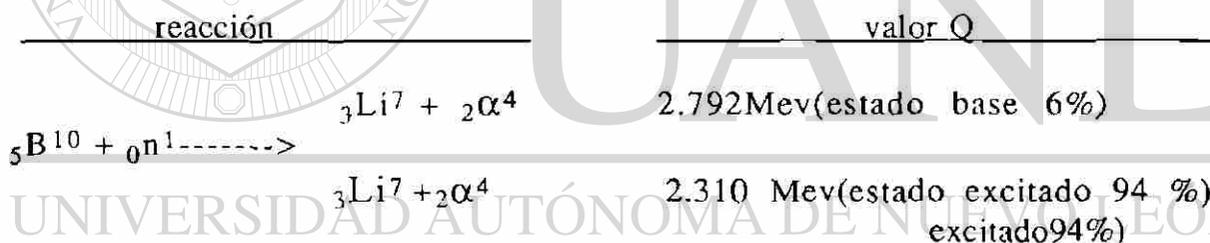


Todas las reacciones son suficientemente exotérmicas, así que la energía cinética de los productos de reacción queda determinada únicamente por el valor Q de la reacción.

La distancia recorrida por los productos de la reacción tiene consecuencias importantes en el diseño del detector.

LA REACCION B¹⁰(n,α).

Probablemente la reacción más popular, la conversión de neutrones lentos en partículas directamente detectables, es la reacción B¹⁰(n,α). La reacción se puede escribir como 3:



La fig(2.1) muestra una gráfica de la sección eficaz contra la energía del neutrón para algunas reacciones nucleares de interés en la detección de neutrones.

LA REACCION Li⁶(n,α).

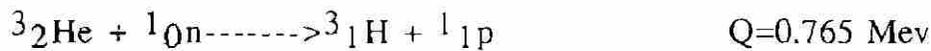
La siguiente reacción más popular para la detección de neutrones lentos es la reacción (n,α) en Li⁶. La reacción se puede escribir como 3:



La fig(2.1) muestra la gráfica de la sección eficaz contra la energía del neutrón, para esta reacción.

LA REACCION He³(n,p)

El gas He³ se utiliza ampliamente como medio para detectar neutrones a través de la reacción 3:



La sección eficaz para neutrones térmicos es de 5330 barns, mucho mayor que para la reacción del boro, su valor decae como 1/v, como se muestra en la fig(2.1).

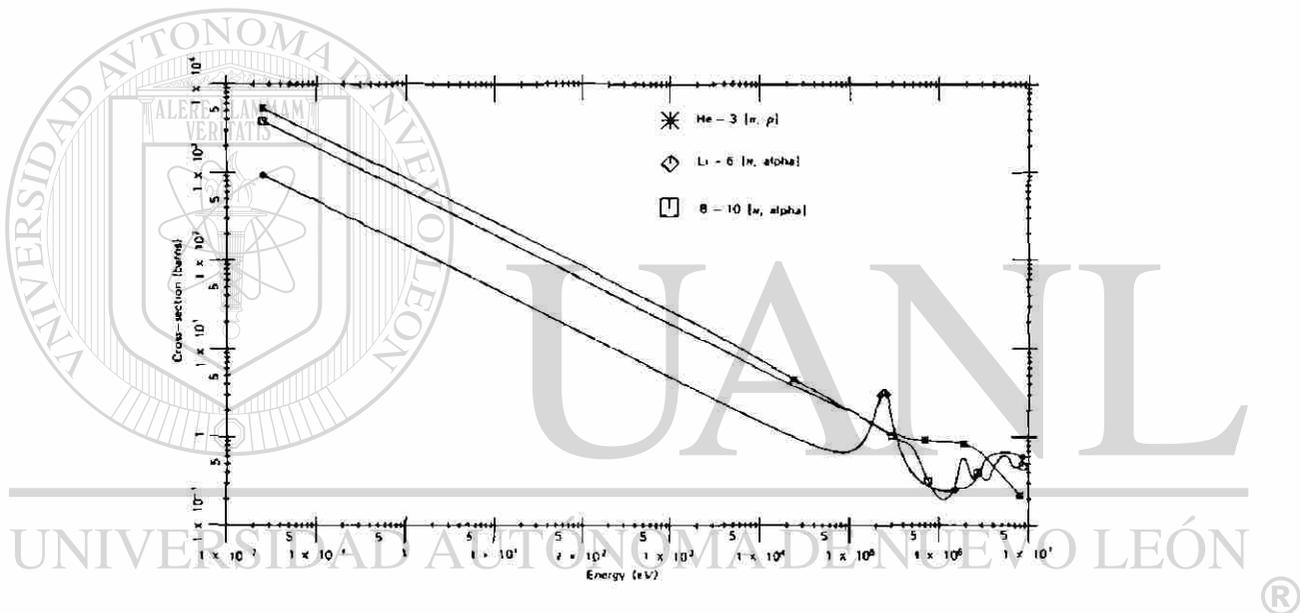


Fig.2.1. Sección eficaz contra energía del neutrón para algunas reacciones de interés en la detección de neutrones.

REACCIONES DE FISION INDUCIDAS POR NEUTRONES.

La sección eficaz de fisión, para el U²³³, U²³⁵ y Pu²³⁹ es relativamente grande para neutrones de baja energía. Una característica de la reacción de fisión es su valor Q extremadamente grande (aprox. 200 Mev). Como resultado, los detectores basados en la reacción de fisión a menudo dan pulsos de salida mucho más grandes que los producidos, por alguna otra reacción competitiva o por rayos gamma, por lo cual es muy fácil discriminar estos últimos eventos. La fig(2.2) muestra una gráfica de la

sección eficaz de fisión, para algunos materiales físisles , como función de la energía.

2.3 DETECTORES BASADOS EN LA REACCION DEL BORO.

Un detector ampliamente usado para neutrones lentos es el contador proporcional BF_3 . En este dispositivo el trifluoruro de boro sirve, tanto de material blanco para la conversión de neutrones lentos en partículas secundarias, así como de gas proporcional ³.

Un método alternativo es introducir el boro en forma de un recubrimiento sólido sobre las paredes de un tubo proporcional convencional. Esta configuración tiene la ventaja de que se puede usar un gas proporcional más adecuado que el BF_3 .

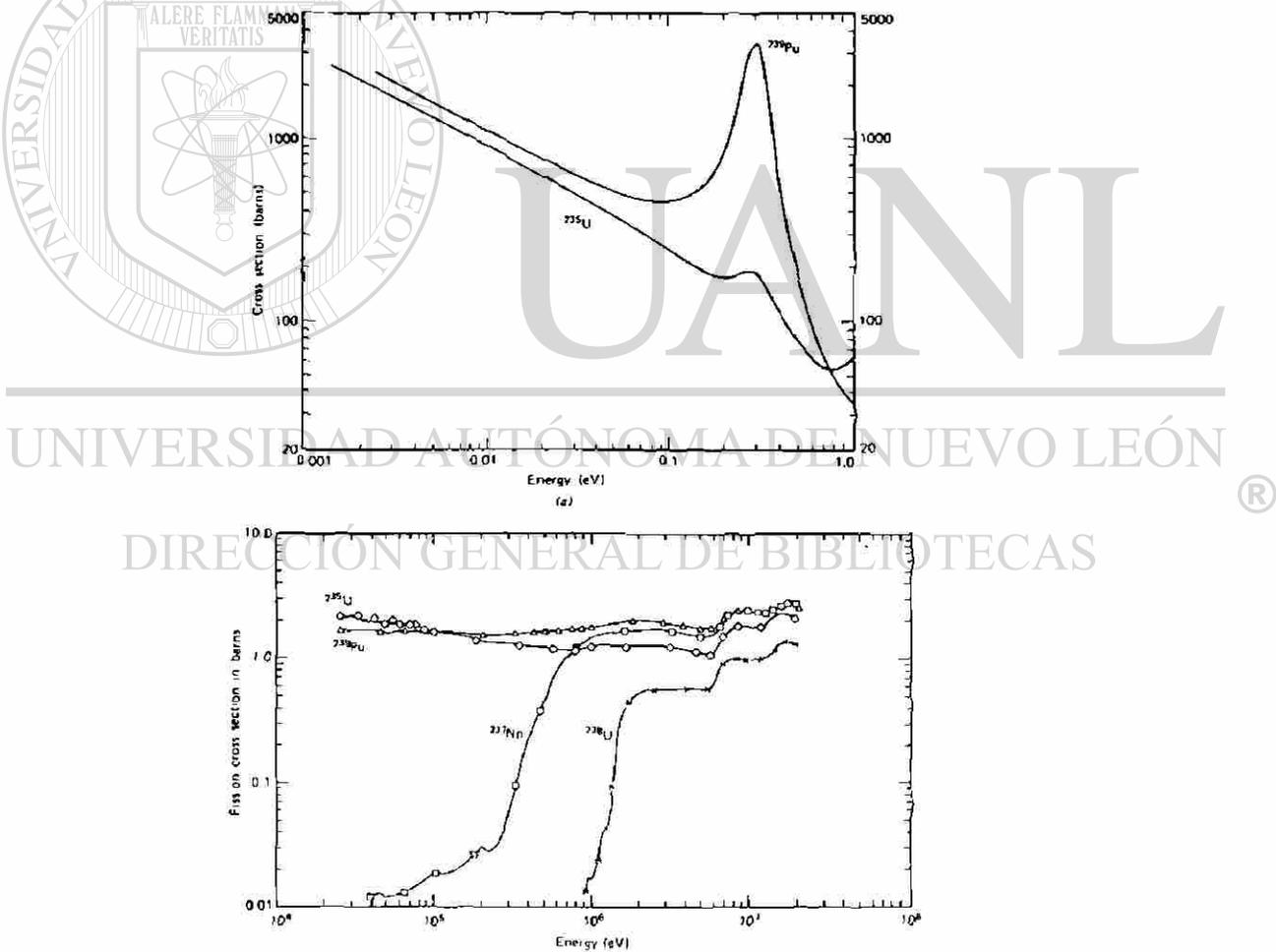


Fig.2.2 Sección eficaz nuclidos usados como blancos en cámaras de fisión.

2.4 DETECTORES BASADOS EN OTRAS REACCIONES DE CONVERSION.

EL CONTADOR PROPORCIONAL DE He^3

Con una sección eficaz aún mayor que la de la reacción del boro, la reacción $\text{He}^3(n,p)$ es una alternativa para la detección de neutrones lentos³. Desafortunadamente el He^3 es un gas noble y no se pueden fabricar compuestos sólidos y el material debe ser usado en forma gaseosa.

El He^3 de suficiente pureza actúa como un gas proporcional aceptable y los detectores basados en él se han vuelto de uso común.

CONTADORES DE FISION.

La reacción de fisión puede servir como medio para convertir un neutrón lento en productos de reacción ionizantes los cuales pueden ser detectados por los medios convencionales. Un aspecto notable de la reacción de fisión es la gran cantidad de energía liberada (200 Mev) en la reacción, aproximadamente 160 Mev aparecen como energía cinética de los fragmentos de fisión.

La forma más popular de un detector de fisión es la cámara de ionización la cual tiene su superficie interna cubierta con un material fisil como U^{233} , U^{235} y Pu^{239} para neutrones térmicos³.

2.5 DETECCION DE NEUTRONES POR MEDIO DE LAMINILLAS POR ACTIVACION.

La mayoría de los detectores producen un pulso rápido de salida por cada neutrón detectado. Las mediciones de neutrones también se pueden efectuar indirectamente a través de la radioactividad inducida en algunos materiales por la interacción con neutrones. Una muestra de tal material se expone a un flujo de neutrones por un cierto tiempo, luego se remueve del campo de neutrones y la radioactividad inducida puede ser contada usando cualquiera de los métodos convencionales. La radiación medida se puede usar para deducir información a cerca del número y/o distribución de energía de los neutrones en el campo original. Los materiales usados en esta forma, a menudo, son llamados **detectores por activación**³.

Puesto que las secciones eficaces para reacciones con neutrones son más grandes a bajas energías de los neutrones, los detectores por activación son comúnmente usados para mediciones de neutrones lentos. Para alcanzar un alto grado de sensibilidad, los materiales se eligen de tal forma que tengan una gran sección eficaz para la reacción inducida por

neutrones lentos, lo cual conduce a una forma medible de la radioactividad. Puesto que, la trayectoria libre media de neutrones en materiales de alta sección eficaz es bastante pequeña, el espesor del material debe ser pequeño para evitar perturbar el flujo de neutrones que se mide. Por lo tanto la geometría común del material es de una laminilla delgada o un alambre de diámetro pequeño.

2.6 ACTIVACION Y DECAIMIENTO.

En el caso más simple la laminilla es tan delgada que la probabilidad de interacción es mucho menor que uno para cualquier neutrón específico. Entonces, el flujo de neutrones permanece sin perturbar, y la rapidez R a la cual ocurren las interacciones de activación dentro de la laminilla está dada por 3:

$$R = \Phi \Sigma_{act} V \quad 2.1$$

donde :

Φ = flujo de neutrones promedio sobre la laminilla

Σ_{act} = sección eficaz de activación promediada sobre el espectro de neutrones

V = volumen de la laminilla.

Por lo tanto, la rapidez de activación por unidad de masa es un indicador directo de la magnitud del flujo de neutrones.

Como la laminilla es irradiada, la especie nuclear radioactiva que se forma también sufre decaimiento radioactivo. La rapidez de decaimiento está dada simplemente por λN , donde λ es la constante de decaimiento y N es el número total de núcleos radioactivos presentes. La rapidez de cambio de N esta dada por la diferencia entre la rapidez de formación y la rapidez de decaimiento:

$$dN/dt = R - \lambda N \quad 2.2$$

Supondremos que R es una constante, lo cual implica que el flujo de neutrones no varía durante la exposición, despreciando cualquier

"quemado" o disminución en el número de núcleos blanco durante la medición. La solución de la ec(2.2) para la condición $N=0$ en $t=0$ es:

$$N(t) = (R/\lambda)(1 - e^{-\lambda t}) \quad 2.3$$

La actividad A de la laminilla está dada por λN , o sea:

$$A(t) = R(1 - e^{-\lambda t}) \quad 2.4$$

Esta actividad inducida aumenta con el tiempo como se muestra

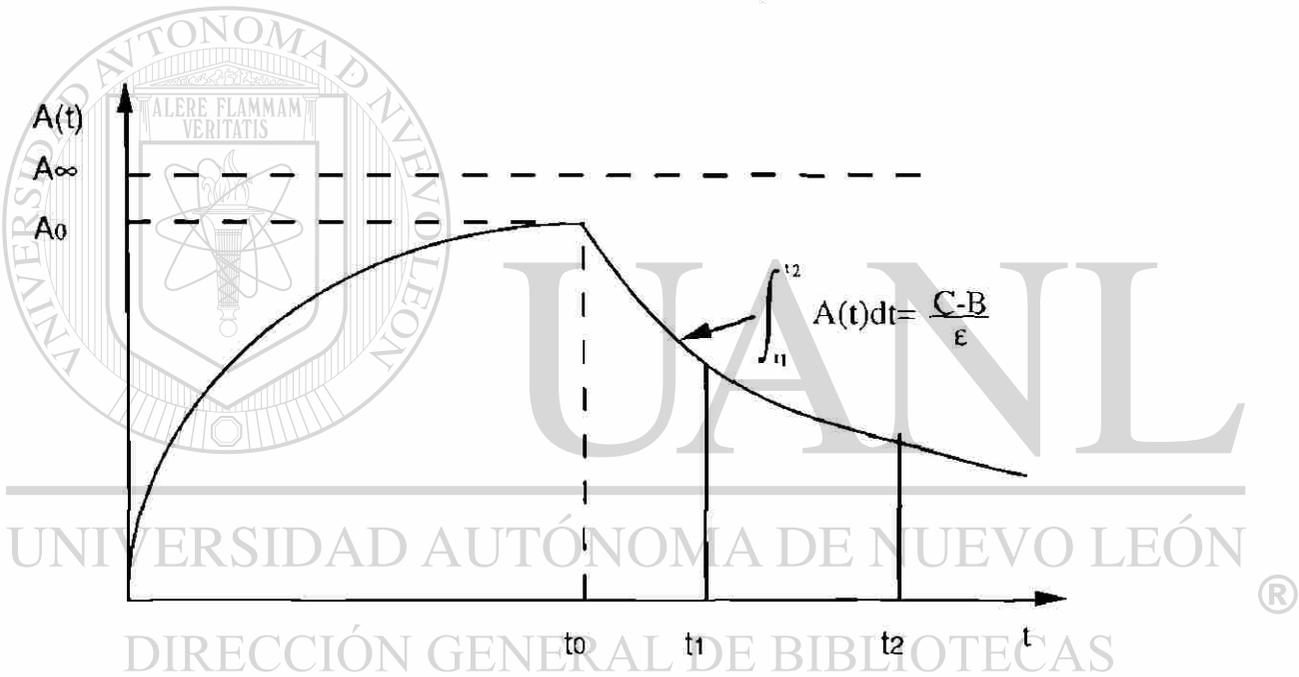


Fig.2.3

en la fig(2.3), y se aproxima asintóticamente a un valor A_∞ o "actividad de saturación" para tiempos de irradiación infinitamente grandes y está dada por:

$$A_\infty = R = \Phi \Sigma_{acl} V \quad 2.5$$

Tiempos de exposición de tres o cuatro vidas medias de la actividad

inducida son suficientes para que la actividad de las laminillas sea de un 6-12% el valor de saturación.

Supondremos que la irradiación se ha llevado a cabo a lo largo de un tiempo t_0 después del cual la laminilla es removida del flujo de neutrones con una actividad A_0 dada por:

$$A_0 = A_\infty(1 - e^{-\lambda t_0}) \quad 2.6$$

Después de exponerse al flujo de neutrones, la laminilla se transfiere a un sistema de conteo apropiado para medir su actividad. Puesto que la actividad esta decayendo continuamente durante esta etapa, se debe tener cuidado de tomar en cuenta cada uno de los tiempos involucrados. Si el conteo se lleva a cabo durante el intervalo entre t_1 y t_2 , el número de cuentas será (ver Fig(2.3))

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

$$C - B = \varepsilon \left(\frac{A_0}{\lambda} \right) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \quad 2.7$$

donde ε es la eficiencia total de conteo (incluyendo cualquier efecto de auto-absorción) y B es el número de cuentas de la radiación de fondo esperada en $(t_2 - t_1)$.

Combinando las ecs (2.6) y (2.7) obtenemos la actividad de saturación³:

$$A_\infty = \lambda \frac{(C - B)}{\varepsilon (1 - e^{-\lambda t_0}) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad 2.8$$

de la cual obtenemos, usando la ec(2.5), la magnitud del flujo.

Las laminillas por activación son detectores integrales y por lo tanto no pueden proporcionar información acerca de cualquier variación en el tiempo en el flujo de neutrones durante el curso de la exposición. Tienen la

ventaja de su pequeño tamaño, insensibilidad a la radiación gamma, y bajo costo. Pueden tolerar exposiciones en medios extremos donde otros detectores podrían fallar, y no requieren conexiones eléctricas. Las laminillas por activación son ampliamente usadas para el mapeo de la variación espacial de flujo de neutrones en estado estacionario en el núcleo de reactores, donde la temperatura, extrema presión y espacio limitado restringen severamente el tipo convencional de detector que pudiera ser usado.

Sustituyendo (2.8) en (2.5) tenemos:

$$\frac{\lambda(C-B)}{\epsilon(1-e^{-\lambda t_0})(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} = \phi \Sigma_{act} V$$

de la cual se obtiene que el flujo de neutrones está dado por:

$$\phi = \frac{\lambda(C-B)}{\epsilon \Sigma_{act} V (1-e^{-\lambda t_0})(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}$$

o bien:

$$\phi = \frac{\lambda(C-B)}{\epsilon \Sigma_{act} V (1-e^{-\lambda t_0})(e^{-\lambda t_0})(1 - e^{-\lambda(t_2-t_1)})}$$

Si hacemos $t_1 = t_c =$ tiempo de enfriamiento y $(t_2 - t_1) = t_c =$ tiempo de conteo entonces: ®

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

$$\phi = \frac{\lambda(C-B)e^{\lambda t_c}}{\epsilon \Sigma_{act} V (1-e^{-\lambda t_0})(1 - e^{-\lambda t_c})}$$

y si el término $(1 - e^{-\lambda t_c})$ se desprecia (factor de corrección por tiempo de conteo) finalmente tenemos que:

$$\phi = \frac{\lambda(C-B)e^{\lambda t_c}}{\epsilon \Sigma_{act} V (1-e^{-\lambda t_0})}$$

3 DIFUSION Y MODERACION DE NEUTRONES

3.1 INTRODUCCION

Los neutrones se mueven en un reactor o en algún otro medio moderador, en trayectorias en zig- zag debido a las repetidas colisiones con los núcleos. Como consecuencia de este movimiento, los neutrones que estaban en una parte del reactor y moviéndose en una dirección y con una energía particular aparecen un tiempo después en otra parte del sistema, moviéndose en otra dirección y con otra energía. Los neutrones, en este caso, se dice que han sido transportados de la primera región y energía a la segunda, y el estudio de este fenómeno es conocido como **Teoría de Transporte**.

La teoría de transporte es relativamente simple en principio, y se puede derivar fácilmente una ecuación que gobierna el fenómeno de transporte. Esta es la llamada ecuación de Boltzman o ecuación de transporte, y el estudio de la teoría de transporte es esencialmente el estudio de esta ecuación. Desafortunadamente es más fácil derivar la ecuación de Boltzman que resolverla. Bajo ciertas condiciones, la ecuación se simplifica considerablemente y puede tratarse en forma directa. Esta versión simplificada de la teoría de transporte es conocida como **Teoría de Difusión**. Los requisitos para la validez de la teoría de difusión rara vez se cumplen en los problemas prácticos, sin embargo el uso de este método proporciona una buena aproximación a la solución exacta de transporte. El valor aproximado de la distribución de neutrones se puede obtener resolviendo la **Ecuación de Difusión**. Este procedimiento es llamado algunas veces la **Aproximación de Difusión**.

3.2 RAPIDEZ DE INTERACCION Y FLUJO DE NEUTRONES

Se demostró en la sección 1.2 que la rapidez con la cual ocurren las interacciones dentro de un blanco delgado, colocado en un haz de neutrones monoenergéticos de intensidad I , es igual a $\Sigma_1 I$, interacciones por $\text{cm}^3/\text{seg.}$, donde Σ_1 es la sección eficaz total macroscópica.

Consideremos ahora la situación mostrada en la fig.3.1, en la cual un pequeño blanco es expuesto simultáneamente a varios haces de intensidades I_A, I_B, I_C , etc. todos los neutrones tienen la misma energía. En vista de que la interacción de neutrones es independiente del ángulo con el cual los neutrones golpean al blanco, la rapidez de interacción total es $(I_A+I_B+I_C+\dots)\Sigma_t$ interacciones por cm^3/seg .

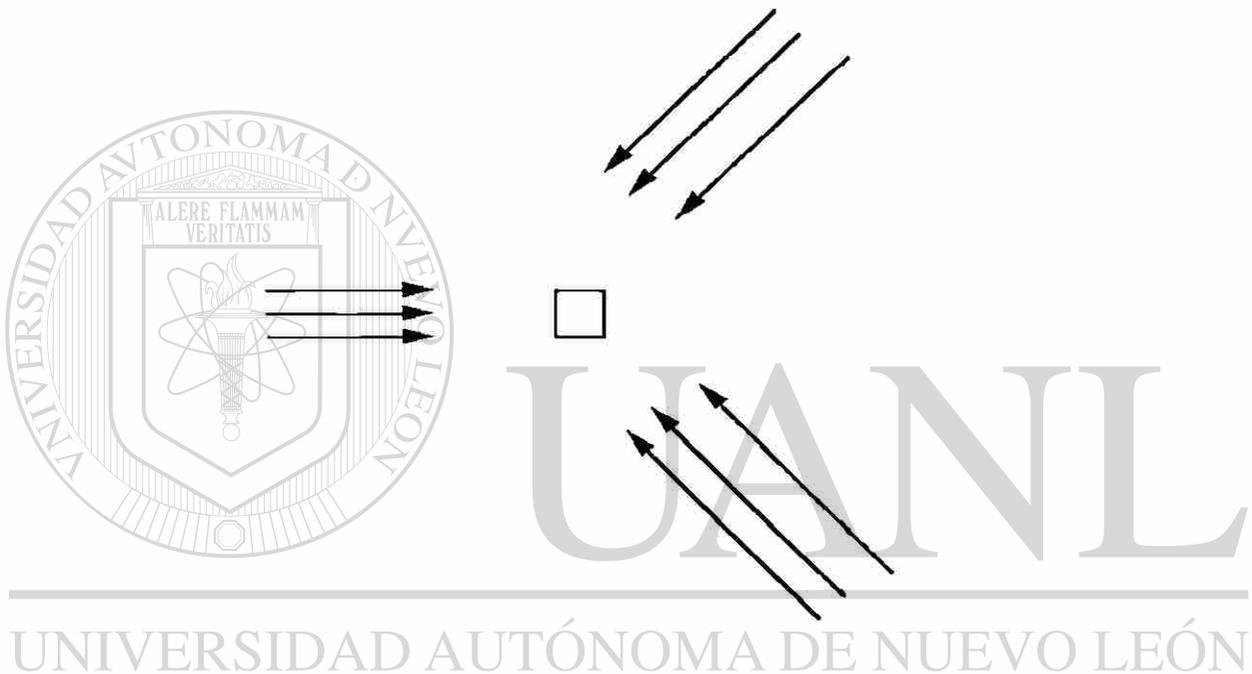


Fig.3.1. Blanco pequeño expuesto a varios haces de neutrones

La situación en cualquier punto dentro de un reactor es similar al experimento mostrado en la figura 3.1., excepto que los neutrones se mueven en todas direcciones. La rapidez de interacción se puede obtener por una generalización de los resultados anteriores. Para esto es conveniente introducir la función $n(\vec{r}, \vec{\omega})$ que se conoce como la función de distribución de densidad neutrónica. Esta función se define de tal manera que $n(\vec{r}, \vec{\omega})d\Omega$ es el número de neutrones por cm^3 en el punto \vec{r} cuyos vectores de velocidad están dentro del diferencial de ángulo sólido $d\Omega$ alrededor de la dirección $\vec{\omega}$, como se muestra en la fig.3.2.

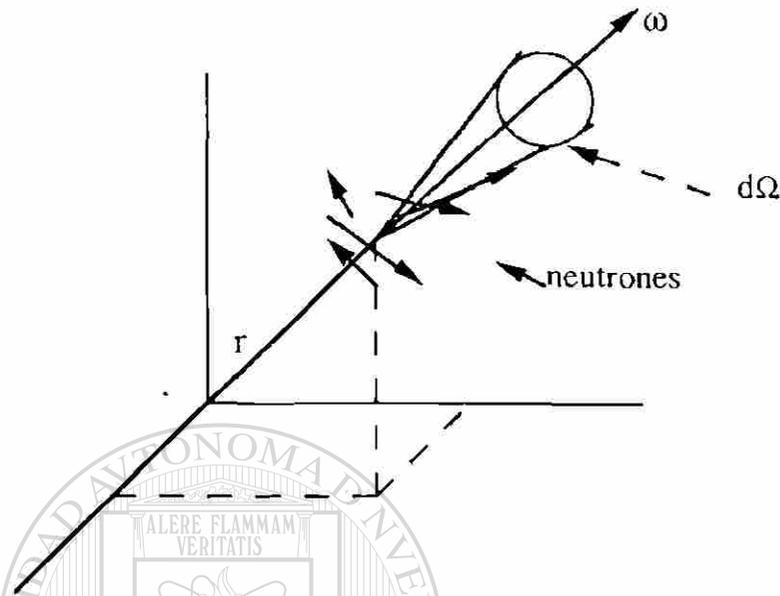


Fig.3.2. Movimiento de los neutrones cerca del punto r.

En términos de esta función, el número total de neutrones por cm^3 en \vec{r} , denotado por $n(\vec{r})$, está dado por 1:

$$n(\vec{r}) = \int_{4\pi} n(\vec{r}, \vec{\omega}) d\Omega \quad 3.1 \quad \text{®}$$

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

donde 4π sobre la integral significa que la integración se efectúa sobre todo el ángulo sólido, esto es, sobre todas las posibles direcciones del movimiento de los neutrones.

Como se discutió en el capítulo 1, la intensidad de una haz de neutrones monoenergéticos es igual a la densidad de neutrones en el haz multiplicado por su rapidez. Es posible, pensar que los neutrones que se mueven dentro del ángulo sólido $d\Omega$ están comprendidos en un haz diferencial de intensidad $dI(\vec{r}, \vec{\omega})$ la cual está dada por:

$$dI(\vec{r}, \vec{\omega}) = n(\vec{r}, \vec{\omega})v d\Omega \quad 3.2$$

donde v es la rapidez de los neutrones. La rapidez de interacción debida a este haz es:

$$dF(\vec{r}, \vec{\omega}) = \Sigma_t dI(\vec{r}, \vec{\omega}) \quad 3.3$$

y la rapidez de interacción total en \vec{r} es:

$$F(\vec{r}) = \int dF(\vec{r}, \vec{\omega}) = \Sigma_t \int_{4\pi} n(\vec{r}, \vec{\omega}) v d\Omega \quad 3.4$$

Ya que v se supone constante se puede sacar de la integral de la ec (3.4). En vista de la ec.(3.1), $F(\vec{r})$ también se puede escribir como:

$$F(\vec{r}) = \Sigma_t n(\vec{r})v \quad 3.5$$

La cantidad $n(\vec{r})v$ que aparece en la ec.(3.5) ocurre frecuentemente en ingeniería nuclear. Es llamado flujo neutrónico de una-velocidad y se denota por $\phi(\vec{r})$, esto es:

$$\phi(\vec{r}) = n(\vec{r})v \quad 3.6$$

De la ecuación (3.5) la rapidez de interacción es:

$$F(\vec{r}) = \Sigma_t \phi(\vec{r}) \quad 3.7$$

Es fácil extender este resultado para incluir neutrones que tienen una distribución de energía. Sea $n(\vec{r}, E, \vec{\omega})$ definida de tal manera que $n(\vec{r}, E, \vec{\omega})dE d\Omega$ sea igual al número de neutrones por cm^3 que tienen

energías entre E y $E+dE$ y que se mueven dentro del ángulo sólido $d\Omega$ alrededor de la dirección $\vec{\omega}$. El número de neutrones por cm^3 con energías entre E y $E+dE$ es:

$$n(\vec{r}, E)dE = \int_{4\pi} n(\vec{r}, E, \vec{\omega})d\Omega dE \quad 3.8$$

Sea $F(\vec{r}, E)dE$ el número de interacciones que ocurren por cm^3/seg en \vec{r} en el intervalo de energía dE . La función $F(\vec{r}, E)$ es la razón de interacción por unidad de energía. De la ec (3.5):

$$F(\vec{r}, E)dE = \Sigma_i(E) n(\vec{r}, E)dE \quad 3.9$$

donde la dependencia de la energía se ha escrito explícitamente en cada término. La cantidad $n(\vec{r}, E)v(E)$ en la ec(3.9) es llamado flujo dependiente de la energía o flujo por unidad de energía y se denota por $\phi(\vec{r}, E)$, esto es:

$$\phi(\vec{r}, E) = n(\vec{r}, E)v(E) \quad 3.10$$

La razón de interacción por unidad de energía en \vec{r} se puede escribir como:

$$F(\vec{r}, E) = \Sigma_i(E) \phi(\vec{r}, E) \quad 3.11 \textcircled{R}$$

y la razón total en \vec{r} es:

$$F(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \Sigma_i(E) \phi(\vec{r}, E)dE \quad 3.12$$

La ecuación (3.12) se refiere a la razón de interacción total. La razón total de interacción para cualquier interacción nuclear particular se puede calcular mediante expresiones similares. Así que la razón de interacción de dispersión en el punto \vec{r} es:

$$F_s(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \Sigma_s(E) \phi(\vec{r}, E) dE \quad 3.13$$

y la razón de absorción es 1:

$$F_a(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \Sigma_a(E) \phi(\vec{r}, E) dE \quad 3.14$$

3.3 DENSIDAD DE CORRIENTE NEUTRONICA

El flujo neto de neutrones (los cuales supondremos monoenergéticos) se describe mediante el vector \vec{J} , el cual es llamado vector de densidad neutrónica. El movimiento de los neutrones en cualquier punto de un sistema involucra la suposición de un número infinito de haces diferenciales de neutrones, cada uno de los cuales tiene una intensidad $dI(\vec{r}, \vec{\omega})$ dada por la ec(3.2). El vector densidad de corriente neutrónica se obtiene construyendo un vector cuya magnitud se igual a $dI(\vec{r}, \vec{\omega})$ el cual apunta en la dirección de $\vec{\omega}$, esto es, en la dirección del movimiento de los neutrones en el haz diferencial. Esto se hace simplemente reemplazando la rapidez v en la ec(3.2) por la velocidad \vec{v} , esto es 1:

$$dI(\vec{r}, \vec{\omega}) = n(\vec{r}, \vec{\omega}) \vec{v} d\Omega \quad 3.15$$

El vector \vec{J} se define como la integral de $dI(\vec{r}, \vec{\omega})$ sobre todos los ángulos sólidos:

$$\vec{J} = \int_{4\pi} n(\vec{r}, \vec{\omega}) \vec{v} d\Omega \quad 3.16$$

La interpretación física de \vec{J} es que la componente de \vec{J} en la dirección del vector unitario \hat{n} la cual está dada por 1:

$$J_n = \vec{J} \cdot \hat{n} \quad 3.17$$

es igual a la razón neta con la que pasan los neutrones a través de una área unitaria normal a \hat{n} .

3.4 LA ECUACION DE CONTINUIDAD

Consideremos un volumen arbitrario V de material que contiene neutrones monoenergéticos. Cuando el tiempo transcurre, algunos de los neutrones interactúan con los núcleos y pueden ser dispersados o absorbidos; algunos abandonan el volumen y otros pueden entrar en él. Si hay fuentes de neutrones en el volumen, aparecen neutrones adicionales los cuales son emitidos por las fuentes. En cualquier caso la **condición de continuidad**, esto es, la razón de cambio con respecto al tiempo del número total de neutrones en V debe ser igual a la razón con la cual se producen los neutrones dentro de V menos la razón a la cual son absorbidos o escapan de V . Si $n(\vec{r}, t)$ es la densidad de neutrones en el punto \vec{r} al tiempo t , el número de neutrones en V es simplemente:

$$\int_V n(\vec{r}, t) dV$$

La condición de continuidad se puede escribir como 1:

$$\frac{d}{dt} \left(\int_V n(\vec{r}, t) dV \right) = \left(\begin{array}{l} \text{razón de producción} - \text{razón de absorción} \\ - \text{razón de escape} \end{array} \right) \quad 3.18$$

La producción de neutrones se puede representar por una **función de distribución de fuente** $S(\vec{r}, t)$, que es igual al número de neutrones

emitidos por $\text{cm}^3/\text{seg.}$ por las fuentes en el punto al tiempo t . La razón de producción total de neutrones en V es:

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón} \\ \text{de} \\ \text{producción} \end{array} \right) = \int_V s(\vec{r}, t) dV \quad 3.19$$

La razón de absorción de neutrones en V se puede escribir en términos del flujo de neutrones, así:

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón} \\ \text{de} \\ \text{absorción} \end{array} \right) = \int_V \Sigma_a(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) dV \quad 3.20$$

El escape de neutrones de V se puede expresar en términos de la densidad de corriente neutrónica \vec{J} .

Del significado físico de \vec{J} tenemos que si \hat{n} es un vector unitario normal que apunta hacia afuera de la superficie A que limita a V , entonces $\vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \hat{n} dA$ es la razón de flujo de neutrones hacia afuera de dA . La razón total con la cual los neutrones escapan de la superficie total es:

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón} \\ \text{de} \\ \text{escape} \end{array} \right) = \int_A \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \hat{n} dA \quad 3.21$$

o bien usando el teorema de la divergencia:

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón} \\ \text{de} \\ \text{escape} \end{array} \right) = \int_V \text{div} \vec{J}(\vec{r}, t) dV$$

La ec(3.18) se puede escribir como:

$$\frac{d}{dt} \int_V n(\vec{r}, t) dV = \int_V s(\vec{r}, t) dV - \int_V \Sigma_a(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) dV - \int_V \text{div} \vec{J}(\vec{r}, t) dV \quad 3.22$$

Puesto que todas las integrales involucran el mismo volumen de integración, los integrandos a ambos lados de la ec(3.22) deben ser iguales; esto es:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = s(\vec{r}, t) - \Sigma_a(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) - \text{div} \vec{J}(\vec{r}, t) \quad 3.23$$

Esta ecuación es la llamada **ecuación de continuidad**.

Cuando el flujo, la corriente y las fuentes son todas independientes del tiempo, se dice que el sistema está en **estado estacionario**. En este caso la ec(3.23) se reduce a 1:

$$\text{div} \vec{J}(\vec{r}) + \Sigma_a(\vec{r}) \phi(\vec{r}) - s(\vec{r}) = 0 \quad 3.24$$

la cual es conocida como la **ecuación de continuidad del estado estacionario**

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

3.5 LA LEY DE FICK

El problema general del transporte de neutrones es muy complicado. Sin embargo bajo ciertas condiciones el flujo de neutrones y el vector densidad de corriente están relacionados de manera muy simple. Esta relación entre ϕ y \vec{J} es idéntica, en forma, a la ley de Fick, la cual se usa para describir fenómenos de difusión en líquidos y gases. Por esta razón, el uso de la ley de Fick en ingeniería nuclear conduce a lo que es conocido como la **aproximación de difusión**.

Bajo ciertas suposiciones simplificantes se puede derivar la ley de Fick calculando la densidad de corriente neutrónica en un punto de un medio que contiene neutrones. Las suposiciones simplificantes son las siguientes:

- a).- el medio es infinito;
- b).- el medio es uniforme, de tal manera que todas las secciones eficaces son constantes, independientes de la posición;
- c).- no hay fuentes de neutrones en el medio;
- d).- la dispersión es isotrópica en el sistema de coordenadas del laboratorio;
- e).- el flujo de neutrones es una función que varía lentamente con la posición;
- f).- el flujo de neutrones no es función del tiempo.

El punto en el cual se calcula la densidad de corriente se toma en el origen de un sistema de coordenadas, como se muestra en la fig(3.3)

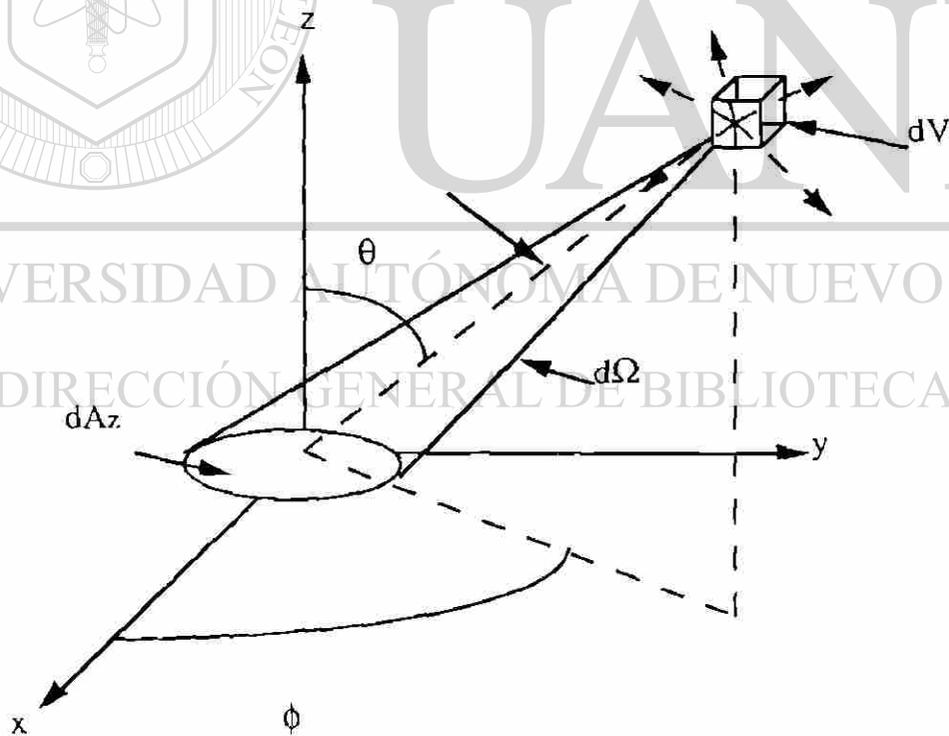


Fig.3.3. Diagrama para derivar la ley de Fick

Para especificar el vector densidad de corriente \vec{J} , se deben evaluar sus tres componentes J_x , J_y , y J_z . Para calcular J_z , se considera la razón con la cual los neutrones fluyen a través de dA_z que esta en el plano xy en el origen. Puesto que no hay neutrones en el medio, cada neutrón que pasa a través de dA_z proviene de una colisión de dispersión. Por lo tanto los neutrones fluyen hacia abajo a través de dA_z debido a colisiones que ocurren arriba del plano xy y fluyen hacia arriba a través de dA_z debido a las colisiones que ocurren abajo del plano xy .

El número de colisiones de dispersión que ocurren por segundo en el elemento de volumen dV localizado en el punto \vec{r} es $\Sigma_s \phi(\vec{r}) dV$, donde Σ_s es la sección eficaz macroscópica de dispersión y $\phi(\vec{r})$ es el flujo de neutrones en \vec{r} . Puesto que la dispersión se supone isotrópica en el sistema del laboratorio, la fracción de estos neutrones que son dispersados en la dirección de dA_z es solamente la fracción del ángulo sólido total subtendido por dA_z . De la definición de ángulo sólido, esta fracción es ¹:

$$\frac{dA_z \cos \theta}{4\pi r^2}$$

así que el número de neutrones dispersados por segundo en dV , los cuales se dirigen hacia dA_z es:

$$\frac{\Sigma_s \phi(\vec{r}) \cos \theta dA_z dV}{4\pi r^2}$$

Sin embargo, no todos estos neutrones, logran alcanzar dA_z ; algunos son dispersados o absorbidos en su camino. De la discusión de la sección 1.3, el número de neutrones que alcanzan dA_z por segundo es:

$$\frac{e^{-\Sigma_t r} \Sigma_s \phi(\vec{r}) \cos \theta dA_z dV}{4\pi r^2}$$

donde Σ_t es la sección eficaz macroscópica total del medio.

Es conveniente considerar por separado las contribuciones a J_z debido a los neutrones que pasan hacia abajo de dA_z , y de aquellos que pasan arriba. Al escribir dV en coordenadas esféricas, esto es, $dV = r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi$, el número de neutrones que fluyen hacia abajo a través de dA_z por segundo es:

$$\frac{\Sigma_s dA_z}{4\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{r=0}^{\infty} e^{-\Sigma_1 r} \phi(\vec{r}) \cos\theta \sin\theta dr d\theta d\phi$$

Si J_z^- es el número de neutrones que pasan por segundo en la dirección negativa del eje z a través de una área unitaria, este es el número de arriba dividido por dA_z , esto es:

$$J_z^- = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{r=0}^{\infty} e^{-\Sigma_1 r} \phi(\vec{r}) \cos\theta \sin\theta dr d\theta d\phi$$

3.25

La integral de la ec(3.25) no se puede evaluar, ya que el flujo $\phi(\vec{r})$ es una función desconocida. Si suponemos que $\phi(\vec{r})$ varía lentamente con la posición se puede expandir en serie de Taylor:

$$\phi(\vec{r}) = \phi_0 + x \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_0 + y \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_0 + z \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad 3.26$$

donde los subíndices indican que ϕ y sus derivadas se evalúan en el origen. Escribiendo x , y , z en coordenadas esféricas:

$$x = r \sin\theta \cos\phi, \quad y = r \sin\theta \sin\phi, \quad z = r \cos\theta$$

y sustituyendo la ec(3.36) en la ec(3.25), resulta que los términos que contienen $\cos\phi$ y $\sin\phi$ al integrarse se anulan. Por lo tanto J_z^- se reduce a:

$$J_z^- = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} e^{-\Sigma_1 r} \left[\phi_0 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 r \cos \theta \right] \cos \theta \sin \theta dr d\theta d\phi$$

la cual da:

$$J_z^- = \frac{\Sigma_s \phi_0}{4 \Sigma_1} + \frac{\Sigma_s}{6 \Sigma_1^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad 3.27$$

De manera similar se calcula J_z^+ , el número de neutrones que se mueven por segundo en la dirección positiva del eje z a través de una área unitaria en el plano xy. La expresión para J_z^+ es:

$$J_z^+ = \frac{\Sigma_s \phi_0}{4 \Sigma_1} - \frac{\Sigma_s}{6 \Sigma_1^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad 3.28$$

La componente z de la densidad de corriente, se refiere al flujo neto de neutrones por unidad de área, así que:

$$J_z = J_z^+ - J_z^- = - \frac{\Sigma_s}{3 \Sigma_1^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad 3.29$$

Las otras componentes de \vec{J} están dadas por expresiones de la misma forma que la ec(3.29), esto es:

$$J_x = - \frac{\Sigma_s}{3 \Sigma_t^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_0 \quad 3.30$$

$$J_y = - \frac{\Sigma_s}{3 \Sigma_t^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_0 \quad 3.31$$

El vector \vec{J} es:

$$\vec{J} = J_x \hat{i} + J_y \hat{j} + J_z \hat{k} = - \frac{\Sigma_s}{3 \Sigma_t^2} \text{grad} \phi \quad 3.32$$

El subíndice que denota la evaluación en el origen se ha eliminado en la ec(3.32) ya que la localización del origen de coordenadas fue arbitraria. Esta ecuación es válida en cualquier punto del medio donde las suposiciones iniciales se satisfacen.

La ec(3.32) es conocida como la ley de Fick, la cual establece que el **vector densidad de corriente es proporcional al gradiente negativo de flujo**. A la constante de proporcionalidad se le conoce como **coeficiente de difusión** y se denota por el símbolo D . Con esta notación la ley de Fick se vuelve:

$$\vec{J} = - D \text{grad} \phi \quad 3.33$$

donde 1:

$$D = \frac{\Sigma_s}{3 \Sigma_t^2} \quad 3.34$$

3.6 LA ECUACION DE DIFUSION

La ley de Fick proporciona una relación entre el flujo y la corriente. Usando la ecuación de continuidad es posible obtener una ecuación que involucre al flujo solamente. Sustituyendo la ec.(3.33) en la ec.(3.23) tenemos 1:

$$\text{div grad}\phi - \Sigma_a + s = \frac{\partial n}{\partial t} \quad 3.35$$

donde por simplicidad todas las variables independientes se han omitido.

Si consideramos únicamente sistemas que consisten de materiales uniformes, D es constante, y el primer término de la ec.(3.35) se puede escribir como:

$$D \text{div grad } \phi = \nabla^2 \phi$$

donde ∇^2 es el operador Laplaciano. Ya que se ha supuesto que todos los neutrones tienen la misma energía el flujo está dado por $\phi = nv$ y la ec.(3.35) se puede escribir como:

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + s = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad 3.36$$

Esta ecuación es conocida como la **ecuación de difusión neutrónica**.

Si el flujo no es función del tiempo, el lado derecho de la ec.(3.36) se anula y la ecuación se reduce a 1:

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + s = 0 \quad 3.37$$

Esta ecuación es conocida como la **ecuación de difusión de estado estacionario**.

3.7 CONDICIONES FRONTERA

El flujo de neutrones se puede encontrar resolviendo la ecuación de difusión. Sin embargo, antes de hacerlo, es necesario especificar ciertas **condiciones frontera** que deben ser satisfechas por la solución. Algunas de estas condiciones se determinan de los requisitos obvios para un flujo físicamente razonable. Por ejemplo, un flujo negativo o imaginario no tienen significado por lo que ϕ debe ser una función real no negativa. También, el flujo debe ser finito, excepto tal vez en los puntos singulares de una distribución de fuentes.

En muchos problemas, los neutrones se difunden en un medio el cual tiene una superficie externa, esto es, una superficie entre el medio y la atmósfera. Ya que la ley de Fick no es válida en la vecindad inmediata de tal superficie, se sigue que la ecuación de difusión tampoco es válida. Sin embargo, si se supone que el flujo, cuando se calcula de la ecuación de difusión, se anula a una distancia pequeña d más allá de la superficie, entonces el flujo determinado de la ecuación de difusión es casi igual al flujo exacto en el interior del medio, aunque no cerca de la superficie. Esto se ilustra en la fig.(3.4).

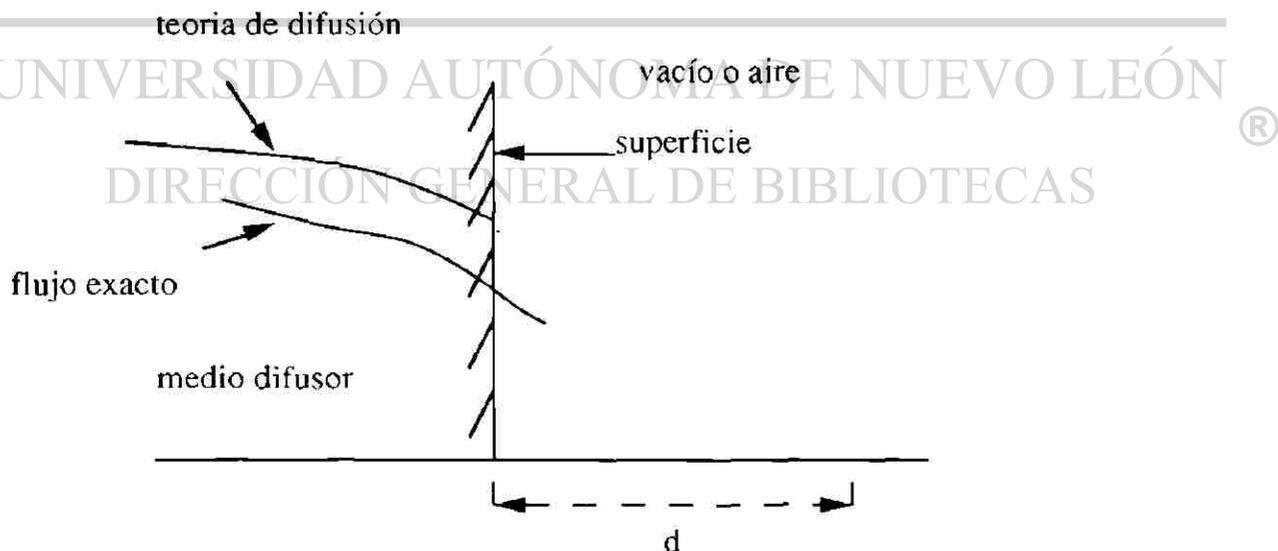


Fig.3.4. Distancia extrapolada a la superficie

El parámetro d se conoce como **distancia extapolada** y para la mayoría de los casos de interés está dada por la fórmula 1:

$$d = 0.71\lambda_{tr} \quad 3.38$$

donde λ_{tr} es la trayectoria libre media de transporte del medio. Pero:

$$\lambda_{tr} = 3D \quad 3.39$$

por lo que:

$$d = 2.13D \quad 3.40$$

También es necesario especificar condiciones frontera para la interfase de dos medios diferentes. Puesto que los neutrones cruzan una interfase sin impedimento no es difícil ver que, tanto el flujo, como la componente de la corriente normal a la superficie deben ser continuas a través de la frontera. Así que para la interfase de dos regiones A y B se deben satisfacer las siguiente relaciones 1:

$$\phi_A = \phi_B \quad 3.41$$

$$(J_A)_n = (J_B)_n \quad 3.42$$

donde ϕ_A y ϕ_B son, respectivamente, los flujos en la región A y B evaluadas en la interfase, y J_A y J_B son las componentes normal de la corriente evaluadas en la interfase.

3.8 METODO DE DIFUSION DE MULTIGRUPOS

Hemos supuesto hasta este punto que los neutrones que se difunden son monoenergéticos, sin embargo los neutrones dentro de un reactor nuclear,

o los neutrones emitidos por una fuente de neutrones son emitidos con un espectro continuo de energía.

Una de las formas más efectivas de calcular la moderación y la difusión de neutrones es por el método de difusión de multigrupos. En este método el rango total de energía de los neutrones se divide en N intervalos como se indica en la figura 3.5.

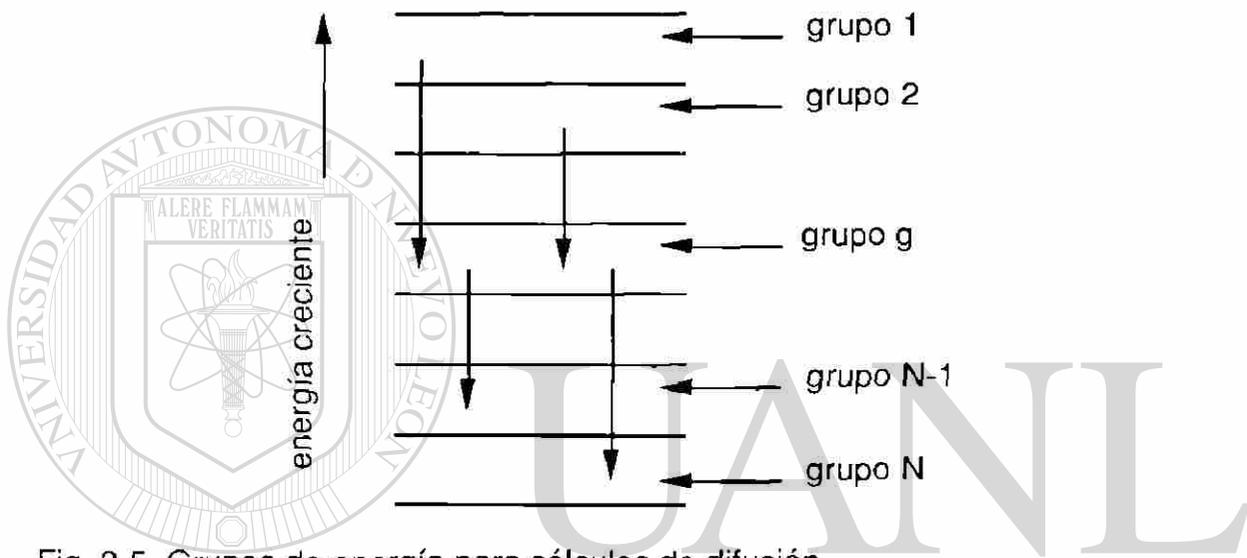


Fig. 3.5. Grupos de energía para cálculos de difusión de multigrupos

Todos los neutrones dentro de cada intervalo se toman por junto, y su difusión, dispersión, y absorción se describe en términos de coeficientes de difusión y secciones eficaces adecuadamente promediados.

Consideremos, por ejemplo, los neutrones en el g-ésimo intervalo de energía, estos son llamados los neutrones del grupo g. (Por convención el grupo más energético se denota por $g=1$; y el menos energético por $g=N$). Para obtener una ecuación que describe estos neutrones es necesario definir el flujo de neutrones de este grupo como 2:

$$\phi_g = \int_g \phi(E) dE \quad 3.43$$

donde $\phi(E)$ es el flujo dependiente de la energía y el subíndice en la integral significa que la integración se efectúa sobre todas las energías dentro del grupo g.

Los neutrones desaparecen del grupo g por reacciones de absorción como por colisión de dispersión y caen dentro de otro grupo de energía. La razón total de absorción por cm^3 en el grupo g esta dada por:

$$\text{razón de absorción} = \int_g \Sigma_a \phi(E) dE$$

Se define la sección eficaz macroscópica de absorción del grupo g como:

$$\Sigma_{ag} = \int_g \Sigma_a \phi(E) dE \quad 3.44$$

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
la razón de absorción se puede escribir como: ®

$$\text{razón de absorción} = \Sigma_{ag} \phi_g \quad 3.45$$

La razón con la cual los neutrones del grupo g son dispersados al grupo h se escribe en forma análoga a la ec(3.45):

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón} \\ \text{de} \\ \text{transferencia} \\ \text{del grupo g al h} \end{array} \right) = \Sigma_{g \rightarrow h} \phi_g \quad 3.46$$

Las cantidades $\Sigma_{g \rightarrow h}$ son llamadas sección eficaz de transferencia de grupo. La razón total con la cual los neutrones son dispersados fuera del grupo g por cm^3/seg es:

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón total} \\ \text{de} \\ \text{transferencia} \\ \text{fuera} \\ \text{del grupo } g \end{array} \right) = \sum_{h=g+1}^N \Sigma_{g \rightarrow h} \phi_g \quad 3.47$$

Los neutrones entran al grupo g ya sea de las fuentes que emiten neutrones directamente hacia el grupo o como resultado de dispersiones en grupos a energías más altas. El número de neutrones, por cm^3/seg . que entran al grupo g del grupo h es:

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón} \\ \text{de} \\ \text{transferencia} \\ \text{del grupo } h \text{ al } g \end{array} \right) = \Sigma_{h \rightarrow g} \phi_h \quad 3.48$$

y el número total dispersado hacia g es:

$$\left(\begin{array}{c} \text{razón total} \\ \text{de} \\ \text{transferencia} \\ \text{hacia } g \end{array} \right) = \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h \rightarrow g} \phi_h \quad 3.49$$

Combinando los términos anteriores se obtiene la ecuación de difusión de estado estacionario para los neutrones del grupo g :

$$D_g \nabla^2 \phi_g - \Sigma_{ag} \phi_g - \sum_{h=g+1}^N \Sigma_{g \rightarrow h} \phi_g + \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h \rightarrow g} \phi_h = S_g \quad 3.50$$

En esta ecuación, D_g , el coeficiente de grupo está dado por:

$$D_g = \frac{1}{\phi_g} \int_g D(E)\phi(E)dE = \frac{1}{3\phi_g} \int_g \frac{1}{\Sigma_{tr}(E)} \phi(E)dE$$

3.51

donde Σ_{tr} es la sección eficaz de transporte, y s_g es el número total de neutrones emitidos por cm^3/seg hacia el grupo.

Debido a la complejidad de las ecuaciones de grupo (3.50), o ecuaciones de multigrupo como se les llama algunas veces, es común usar una computadora para evaluar los flujos de grupo, excepto en los casos de uno o dos grupos.

En el caso especial de un grupo los términos de transferencia desaparecen y la ec.(3.50) se reduce a 2:

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi = -s \quad 3.52$$

3.9 DIFUSION DE NEUTRONES TERMICOS

Una aplicación importante del método de un grupo es la difusión de neutrones térmicos. Recordemos que estos neutrones son los que se han moderado hasta energías térmicas y cuya distribución de energía esta dada por la función de Maxwell 2:

$$n(E) = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} \quad 3.53$$

En esta fórmula $n(E)$ está definida de tal que $n(E)dE$ es el número de neutrones por cm^3 con energías entre E y $E + dE$, y n es la densidad total de neutrones.

El flujo dependiente de la energía es, ec (3.10):

$$\phi(E) = n(E)v(E)$$

$$\phi(E) = \frac{2\pi n}{(\pi\kappa T)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} E e^{-E/\kappa T} \quad 3.54$$

donde:

$$v(E) = \left(\frac{2E}{m}\right)^{1/2}$$

y m es la masa del neutrón. El flujo térmico para un grupo, el cual será denotado por, ϕ_T está dado por la ec.(3.43):

$$\phi_T = \int_T \phi(E) dE \quad 3.55$$

donde el subíndice sobre la integral significa que la integración se efectúa sobre las energías térmicas, las cuales normalmente se toman hasta aproximadamente $5\kappa T = 0.1$ eV. Puesto que la exponencial en $\phi(E)$ decae rápidamente para valores arriba de esta energía, se comete muy poco error al efectuar la integral hasta el infinito. Sustituyendo la ec.(3.54) en la ec.(3.55) tenemos:

$$\phi_T = \frac{2\pi n}{(\pi\kappa T)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} E e^{-E/\kappa T} dE$$

$$\phi_T = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\kappa T}{m}\right)^{1/2} \quad 3.56$$

Es conveniente denotar por E_T a la energía neutrónica correspondiente a κT y sea v_T la correspondiente rapidez, esto es:

$$E_T = \kappa T \quad 3.57$$

y

$$\frac{1}{2} m v^2 = E_T \quad 3.58$$

Por lo tanto la ec.(3.56) se puede escribir como:

$$\phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n v_T \quad 3.59$$

Es importante reconocer que el flujo térmico ϕ_T y el flujo de 2200 metros/seg, ϕ_0 son bastante diferentes. El flujo ϕ_T representa el flujo de todos los neutrones térmicos y se calcula mediante la ec.(3.55), ϕ_0 es un pseudoflujo el cual se calcula suponiendo que todos los neutrones térmicos tienen una sola energía, esta es, $E_0 = 0.0253$ eV. El flujo ϕ_T es apropiado para cálculos que involucran la difusión de neutrones térmicos, mientras que ϕ_0 es más útil en cálculos de razones de absorción en blancos expuestos a neutrones térmicos.

La relación entre los dos flujos se puede obtener dividiendo ϕ_0 , el cual está dado por:

$$\phi_0 = n v_0$$

donde $v_0 = 2200$ m/seg, por ϕ_T . Esto da:

$$\frac{\phi_0}{\phi_T} = \frac{\sqrt{\pi} v_0}{2 v_T} \quad 3.60$$

pero de las ecs.(3.57) y (3.58):

$$v_0^2 = \frac{2}{m} \kappa T_0$$

y:

$$v_T^2 = \frac{2}{m} \kappa T$$

por lo que:

$$\frac{v_0^2}{v_T^2} = \frac{T_0}{T}$$

así que:

$$\frac{\phi_0}{\phi_T} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad 3.61$$

la cual es la relación deseada.

El coeficiente de difusión \bar{D} , para cálculos de un grupo de difusión de neutrones térmicos se obtiene calculando la integral de la ec (3.51) o de las mediciones de neutrones térmicos. Los valores de \bar{D} están dados en la Tabla 3.1 para varios moderadores.

Tabla 3.1

Moderator	Density, g/cm ³	\bar{D} , cm	$\bar{\Sigma}_a$, cm ⁻¹	L_T^2 , cm ²	L_T , cm
H ₂ O	1.00	0.16	0.0197	8.1	2.85
D ₂ O	1.10	0.87	2.9×10^{-5}	3.0×10^4	170
Be	1.85	0.50	1.04×10^{-3}	480	21
Graphite	1.60	0.84	2.4×10^{-4}	3500	59

* Based on *Reactor Physics Constants*, U.S. Atomic Energy Commission Report ANL-5800, Second Edition, 1963, Section 3.3.

La sección eficaz de absorción térmica para un grupo, denotada por Σ_a se obtiene de la ec (3.44):

$$\Sigma_a = \frac{1}{\Phi_T} \int_1 \Sigma_a(E) \phi(E) dE$$

La integral es igual a la rapidez de absorción la cual es igual a:

$$g_a(T) \Sigma_a(E_0) \phi_0$$

donde $g_a(T)$ es el factor no-1/v, $\Sigma_a(E_0)$ es la sección eficaz macroscópica de absorción a 0.00253 eV, y ϕ_0 es el flujo de 2200 m/seg. Así que $\bar{\Sigma}_a$ es:

$$\bar{\Sigma}_a = g_a(T) \Sigma_a(E_0) \frac{\phi_0}{\Phi_T}$$

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} g_a(T) \Sigma_a(E_0) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad 3.62$$

donde se ha utilizado la ec (3.61).

Con el flujo térmico definido y los parámetros \bar{D} y $\bar{\Sigma}_a$ conocidos, es posible escribir la ecuación de difusión de un grupo para neutrones térmicos.

De la ec (3.52) tenemos:

$$\bar{D} \nabla^2 \phi_T - \bar{\Sigma}_a \phi_T = -s_T \quad 3.63$$

en la cual s_T es la densidad fuente de neutrones térmicos. Dividiendo la ec (3.63) por \bar{D} obtenemos:

$$\nabla^2 \phi_T - \frac{1}{L_T^2} \phi_T = \frac{s_T}{D} \quad 3.64$$

donde 2:

$$L_T^2 = \frac{\bar{D}}{\Sigma_a} \quad 3.65$$

es conocida como área térmica de difusión, L_T es la longitud térmica de difusión.

3.10 ECUACIONES DE DIFUSION PARA DOS GRUPOS

Consideremos el problema de calcular los flujos para dos grupos debido a una fuente que emite S neutrones rápidos por segundo en un medio moderador. La ecuación de difusión para los neutrones rápidos se puede obtener de la ecuación general de difusión de multigrupos, ec (3.50), haciendo $g=1$. Sin embargo las secciones eficaces, para todos los materiales moderadores son pequeñas especialmente arriba de la región de energías térmicas, así que Σ_{a1} se puede considerar igual a cero. Puesto que únicamente hay dos grupos, los neutrones dispersados fuera del grupo rápido necesariamente deben entrar al grupo térmico. Así que únicamente $\Sigma_{1 \rightarrow 2}$ es diferente de cero en el tercer término de la ec (3.50). Además el último término en esta ecuación es cero puesto que los neutrones no son dispersados hacia el grupo rápido. La ecuación de difusión para los neutrones rápidos es simplemente 2:

$$D \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 = 0 \quad 3.66$$

En esta ecuación se ha escrito Σ_1 para la sección eficaz de transferencia $\Sigma_{1 \rightarrow 2}$. El término fuente es cero ya que no hay fuente excepto en el punto mismo de la fuente.

El número de neutrones que se moderan hasta energías térmicas por cm^3/seg se conoce como **densidad de moderación** y usualmente se denota por el símbolo q_T . El término $\Sigma_1\phi_1$ en la ec (3.66) es igual al número de neutrones dispersados por cm^3/seg del grupo rápido al grupo térmico. Puesto que los neutrones que entran al grupo térmico son los que se han moderado, se sigue que $\Sigma_1\phi_1$ es igual a la densidad de moderación, esto es:

$$q_T = \Sigma_1\phi_1 \quad 3.67$$

Los neutrones térmicos se describen por la ecuación (3.64). Sin embargo, la única fuente de neutrones térmicos en el problema son aquellos que se moderan fuera del grupo rápido. Puesto que estos aparecen a la rapidez de q_T neutrones por cm^3/seg ., el término fuente en la ec (3.64) es $\Sigma_1\phi_1$. La ecuación para el grupo térmico es 2:

$$\nabla^2\phi_T - \frac{1}{L_T^2}\phi_T = -\frac{\Sigma_1\phi_1}{D}$$

ϕ_T de la ec (3.68), es necesario resolver la ec (3.66) para ϕ_1 .

Las ecuaciones (3.66) y (3.68) son las ecuaciones de difusión para dos grupos.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

3.11 SOLUCIONES DE LA ECUACION DE DIFUSION

Para obtener teóricamente la distribución de los neutrones térmicos en un irradiador, el cual consiste de una fuente de neutrones rodeada por un medio moderador, se utilizará la teoría de difusión en los siguientes casos:

- 1.- Fuente puntual monoenergética (un grupo de neutrones) y un moderador cilíndrico finito.
- 2.- Fuente cilíndrica hueca infinita de radio r_0 que emite neutrones rápidos y térmicos (dos grupos de energía) y moderador infinito.

Para el primer caso la ecuación de difusión, para puntos fuera de la fuente, es :

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{L^2} \phi = 0 \quad 3.69$$

donde ϕ es el flujo de neutrones y L la longitud de difusión.

La solución obtenida por el método de eigenfunciones es:

$$\phi(r,z) = \frac{2S}{\Sigma_a H R^2 \pi} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,2,3,\dots}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{m\pi}{H} z\right) J_0\left(\frac{x_n}{R} r\right)}{(B_{mn}^2 L^2 + 1) J_1^2(x_n)} \quad 3.70$$

donde S es la razón de emisión de neutrones de la fuente, Σ_a es la sección eficaz de absorción del medio, H y R son la altura y el radio del irradiador cilíndrico respectivamente, J_0 es la función de Bessel de orden cero, x_n la n -ésima raíz de J_0 , J_1 es la función de Bessel de primer orden y

$$B_{mn}^2 = \left(\frac{x_n}{R}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{H}\right)^2$$

En el segundo caso las ecuaciones de difusión son:

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

$$\nabla^2 \phi_1 - \frac{1}{\tau_T} \phi_1 = 0 \quad 3.71$$

para el grupo de neutrones rápidos, y

$$\nabla^2 \phi_T - \frac{1}{L_T^2} \phi_T = -\frac{\Sigma_1 \phi_1}{D} \quad 3.72$$

para el grupo de neutrones térmicos, donde ϕ_1 es el flujo de neutrones rápidos, τ_T es la edad de los neutrones térmicos, ϕ_T es el flujo de neutrones

térmicos, L_T es la longitud de difusión térmica, \bar{D} es el coeficiente de difusión de neutrones térmicos y Σ_1 es la sección eficaz de transferencia.

La solución de la ecuación (3.71) es:

$$\phi_1(r) = \frac{S}{2\pi D_1} \left\{ \begin{array}{ll} I_0\left(\frac{r_0}{\sqrt{\tau_T}}\right) K_0\left(\frac{r}{\sqrt{\tau_T}}\right) & \text{para } r > r_0 \\ K_0\left(\frac{r_0}{\sqrt{\tau_T}}\right) I_0\left(\frac{r}{\sqrt{\tau_T}}\right) & \text{para } r < r_0 \end{array} \right\} \quad 3.73$$

Para resolver la ecuación (3.72) se sustituye $\phi_1(r)$ en la ecuación (3.72) y se obtiene como solución:

$$\phi_T(r) = \frac{SL_T^2}{2\pi\bar{D}(L_T^2 - \tau_T)} \left\{ \begin{array}{ll} I_0\left(\frac{r_0}{\sqrt{\tau_T}}\right) K_0\left(\frac{r}{\sqrt{\tau_T}}\right) - I_0\left(\frac{r_0}{L_T}\right) K_0\left(\frac{r}{L_T}\right) & \text{para } r > r_0 \\ I_0\left(\frac{r}{\sqrt{\tau_T}}\right) K_0\left(\frac{r_0}{\sqrt{\tau_T}}\right) - I_0\left(\frac{r}{L_T}\right) K_0\left(\frac{r_0}{L_T}\right) & \text{para } r < r_0 \end{array} \right\} \quad 3.74$$

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

4 DESARROLLO EXPERIMENTAL

4.1 INTRODUCCION

Los usos potenciales, en docencia, investigación y aplicaciones, que tiene una fuente de neutrones es muy vasto, pero para el manejo de la fuente es necesario contar con un sistema de irradiación seguro.

Para utilizar un sistema de irradiación entre otras cosas, se tiene que conocer la forma en que se distribuyen los neutrones térmicos en el medio moderador del irradiador para diferentes medios y determinar cuál es el mejor.

Uno de los inconvenientes es que las fuentes de neutrones tienen un flujo de neutrones muy pequeño, por lo que sería deseable contar con una técnica que permita incrementar el flujo de neutrones dentro del moderador.

4.1 OBJETIVO DEL EXPERIMENTO

El presente experimento tiene como objetivos los siguientes:

- 1).- Hacer un estudio de la distribución de neutrones térmicos en polietileno.
- 2).- Hacer un estudio comparativo entre el uso de polietileno como moderador, comparado con agua.
- 3).- Caracterizar el efecto, en el rendimiento de los neutrones térmicos producidos por una fuente de Pu-Be, de placas de hierro usadas como reflector.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

4.3 SUSTANCIAS Y MATERIALES

El medio moderador utilizado, con geometría cilíndrica, estaba constituido por polietileno en forma de pequeñas esferas. La fuente de neutrones fue una de Plutonio-Berilio.

Ya que el método de detección de neutrones fue el de activación neutrónica, se utilizaron como laminillas de activación, monedas de veinte centavos cuyo período de acuñación estuviera entre 1956 y 1970, en virtud de su disponibilidad y de que se sabía el tipo y porcentaje de aleación. Estas monedas se pesaron en una balanza analítica y se colocaron en una bayoneta que permitía su colocación dentro del polietileno.

Para medir la actividad inducida en las laminillas se utilizó un sistema basado en un detector Geiger Muller.

4.4 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Para lograr el primer objetivo mencionado en 4.1 se requiere determinar la distribución espacial de los neutrones térmicos a lo largo del eje radial del irradiador para lo cual se utilizó la técnica de detección por activación.

Las laminillas de activación (monedas de cobre) se colocaron, una a la vez, a lo largo del eje radial de la fuente, a diferentes distancias, procurando que en todos los casos las muestras estuvieran colocadas a lo largo de la parte media de la fuente, como se muestra en la fig(4.1).

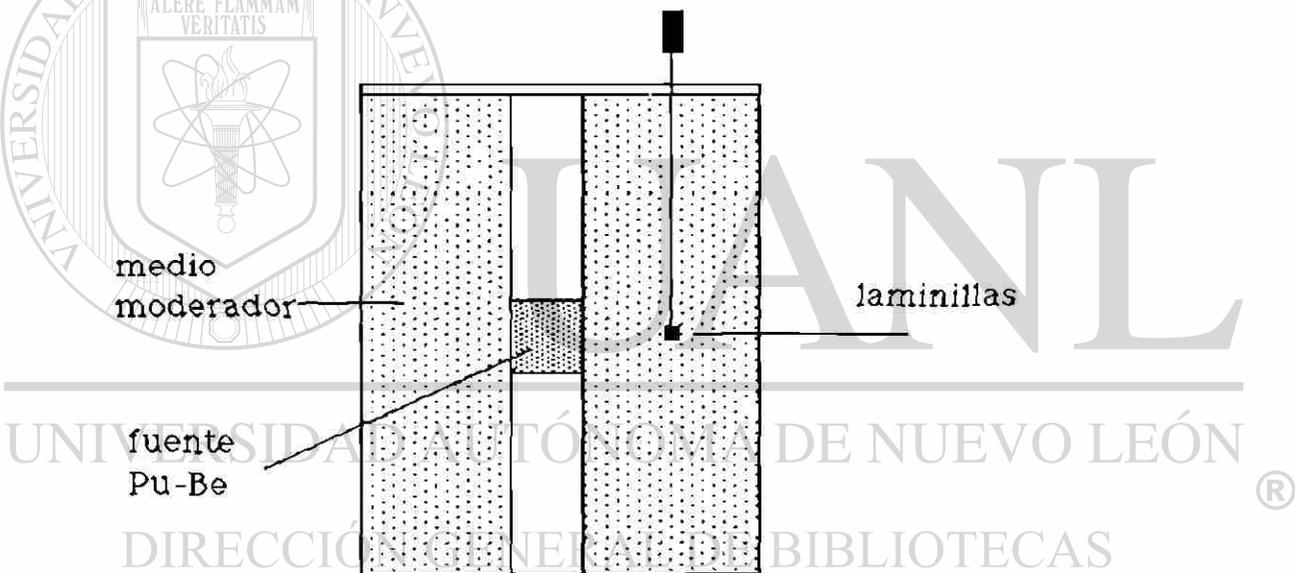


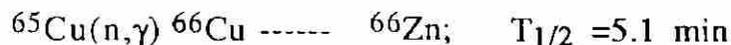
Fig. 4.1

El procedimiento experimental fue el siguiente:

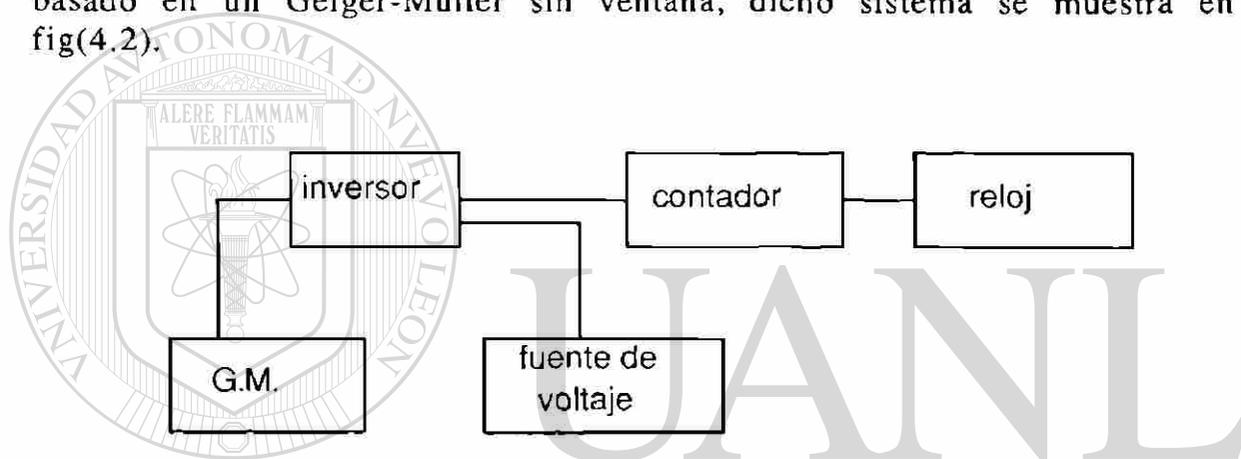
- 1).- Se seleccionaron las monedas de veinte centavos.
- 2).- Se limpiaron y se pesaron en una balanza analítica.
- 3).- Se verificó el sistema de medición y se midió la radiación de fondo.
- 4).- Se dispuso el sistema de irradiación con la fuente dentro, rodeada de polietileno

- 5).- Cada moneda se irradió por espacio de 40 minutos para polietileno.(los datos para el agua se obtuvieron en otro trabajo).
- 6).- Se midió, en cada caso, el tiempo de enfriamiento.
- 7).- Se hicieron cinco mediciones de un minuto cada una:

La reacción de trabajo fue:



Para determinar la radiación emitida se utilizó un sistema de detección basado en un Geiger-Muller sin ventana, dicho sistema se muestra en la fig(4.2).



laminilla
irradiada

Fig.4.2

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

Para el segundo objetivo se repitió el procedimiento anterior colocando una placa de hierro de 1.1 cm de grosor y de 40.96 cm²; esta placa se colocó tras de la fuente de Pu-Be, como se muestra en la fig(4.3).

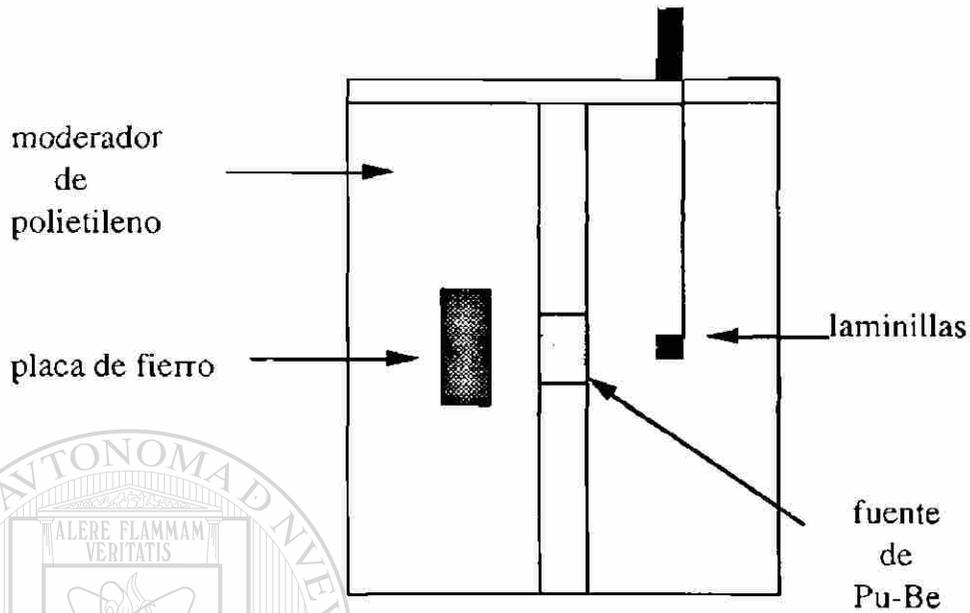


Fig.4.3

Durante las mediciones se monitoreo en diferentes puntos el campo de radiación gamma en el sistema de irradiación como se muestra en la figura (4.4).

Los valores obtenidos son los siguientes:

punto A: 6.0 mR/h	punto E : 14.0 mR/h
punto B :1.5 mR/h	punto F : 8.0 mR/h
punto C : 6.5 mR/h	punto G : 6.0 mR/h
punto D : 7.0 mR/h	punto H: 1.0 mR/h

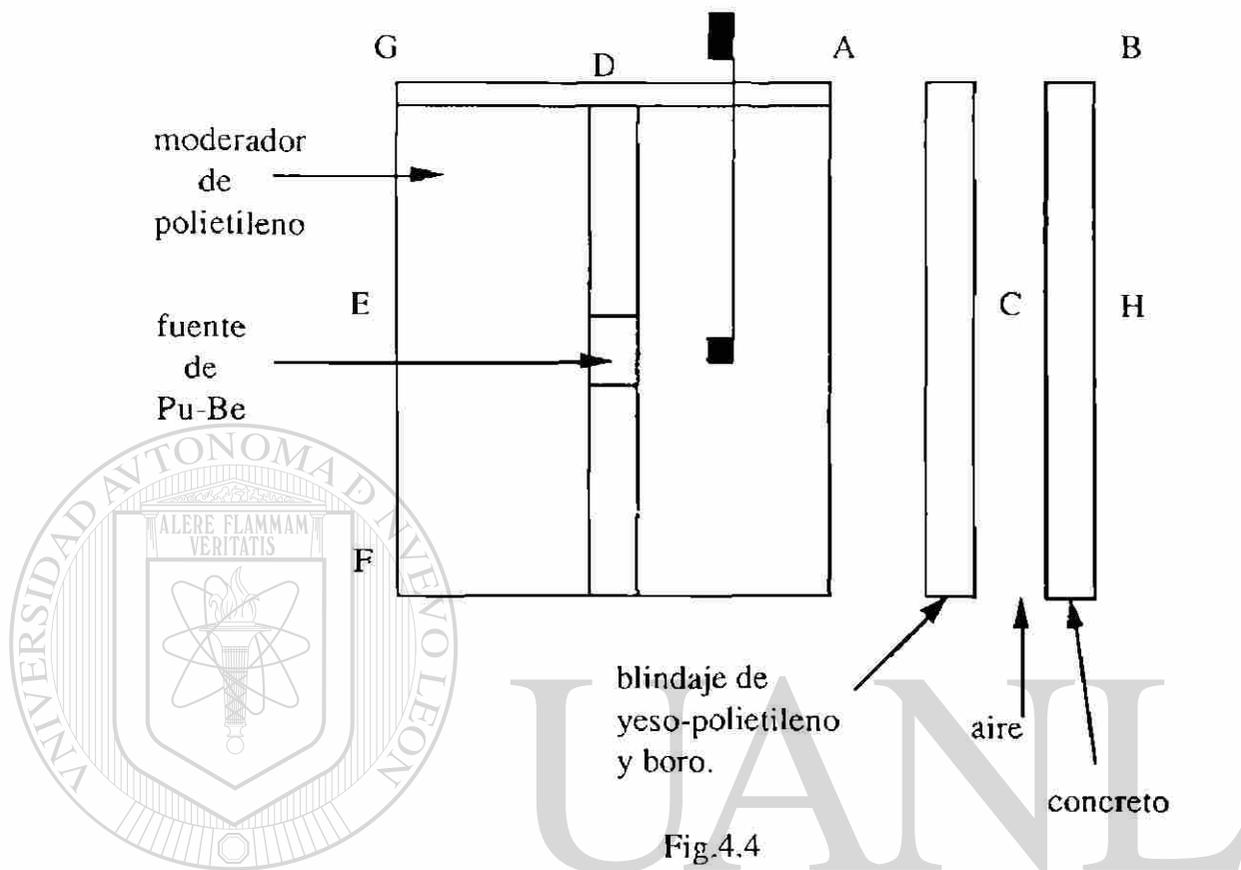


Fig.4.4

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



4.5 DATOS OBTENIDOS EXPERIMENTALMENTE

Los datos medidos experimentalmente se muestran en las Tablas I y II.

TABLA I
DATOS EXPERIMENTALES OBTENIDOS EN POLIETILENO

muestra	masa (gr)	posición (cm)	Ti (min)	Tc (min)	Te (seg)	cuentas acumuladas				
						1 min	2 min	3 min	4 min	5 min
1	9.8378	0.5	40	1	22.16	558	1011	1447	1806	2129
2	9.9560	3.0	40	1	31.86	580	1063	1474	1835	2193
3	9.9761	4.0	40	1	27.21	523	1015	1426	1790	2180
4	9.8230	6.0	40	1	28.16	495	929	1318	1677	1981
5	9.7970	8.0	40	1	17.58	474	872	1255	1576	1858
6	9.7913	10.0	40	1	18.49	431	758	1109	1399	1670
7	9.8966	12.0	40	1	17.52	306	590	816	1012	1190
8	9.8465	14.0	40	1	19.97	234	417	571	709	820
9	9.9186	17.0	40	1	19.23	116	230	352	435	507
10	9.8151	20.0	40	1	18.75	65	124	188	252	306
11	9.7520	25.0	183	1	19.69	30	76	111	134	159

bkg = 12 ± 3.04 ctas/min

TABLA II
DATOS EXPERIMENTALES OBTENIDOS EN POLIETILENO CON PLACA DE FIERRO

muestra	masa (gr)	posición (cm)	Ti (min)	Tc (min)	Te (seg)	cuentas acumuladas				
						1 min	2 min	3 min	4 min	5 min
1	9.8242	0.0	40	1	32.48	584	1005	1444	1859	2199
2	9.7744	3.0	40	1	19.60	493	981	1393	1743	2034
3	9.9376	4.0	40	1	16.43	631	1110	1579	1946	2232
4	9.9525	6.0	40	1	18.21	449	904	1332	1678	1975
5	9.8289	8.0	40	1	18.57	375	719	1036	1316	1539
6	9.8803	12.0	40	1	18.20	209	385	665	665	785
7	9.8200	17.0	40	1	23.03	130	233	407	407	490
8	9.8264	20.0	40	1	17.36	83	163	268	268	332
9	9.8209	22.5	40	1	17.26	62	103	143	190	227

bkg = 12.785 ± 2.19 ctas/min

5 RESULTADOS

Los datos corregidos por la radiación de fondo, el flujo relativo y el flujo normalizado para agua, polietileno sin y con placa de hierro respectivamente, se muestran en las tablas III, IV, V.

El flujo relativo de neutrones térmicos para cada laminilla se calculó usando la ecuación 5:

$$\phi/\varepsilon = X_c A e^{\lambda T_c} / N_o f g m (1 - e^{-\lambda T_i}) \sigma_{act}$$

donde X_c es la razón de conteo corregida por fondo, A es el número másico del cobre, λ es la constante de desintegración del Cu^{66} , T_i es el tiempo de irradiación, T_c es el tiempo de enfriamiento, σ_{act} es la sección eficaz de activación, m la masa de la muestra, f la fracción isotópica y N_o es el número de Avogadro.

En la gráfica 1 se muestra la distribución del flujo relativo de neutrones térmicos en función de la distancia radial para el agua y polietileno respectivamente.

En la gráfica 2 se muestra el flujo normalizado de neutrones térmicos para ambos moderadores, así como el resultado de las soluciones teóricas obtenidas mediante la Teoría de Difusión de Neutrones.

En la gráfica 3 se muestra el espectro de la distribución espacial de neutrones térmicos en polietileno sin y con placa de hierro.

Otros resultados que pueden obtenerse de los datos obtenidos son la vida media del cobre, ya que los detectores (monedas) eran de cobre, la longitud de difusión del medio moderador, y el grosor hemireductor.

De los datos de la Tabla I se elige la muestra más activada, se obtienen los valores corregidos de la razón de conteo corregida por la radiación de fondo C_{corr} y se grafica el logaritmo de ésta actividad contra el tiempo como se muestra en la gráfica 4. De dicha gráfica se obtiene la pendiente de la recta la cual esta relacionada con la constante de decaimiento del Cu^{65} obteniéndose el valor de $T_{1/2} = 5.372$ min.

De los datos de la Tabla IV se eligen los tres puntos más alejados de la fuente de tal forma que se pueda suponer que el flujo varía exponencialmente con la distancia radial, así que:

$$\phi = C_{11} e^{-\gamma_{11} r}$$

por lo que:

$$\ln \phi = \ln C_{11} - \gamma_{11} r$$

y del experimento Sigma Pile:

$$\gamma_{11}^2 = \frac{1}{L_T^2} + \left(\frac{2.45}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$$

donde $R = 30$ cm y $H = 77$ cm son las dimensiones del irradiador utilizado. Si se grafica el logaritmo de ϕ contra la distancia radial r como se muestra en la gráfica 5 se obtiene la pendiente de la recta la cual está relacionada con la constante γ_{11} así:

$$\text{pendiente } m = -\gamma_{11} = 0.217$$

por lo que la longitud de difusión está dada por:

$$L_T^2 = 25.642 \text{ cm}^2$$

Para obtener el espesor hemirreductor para el polietileno suponemos que el flujo varía exponencialmente con la distancia radial así:

$$\phi = \phi_0 e^{-\gamma_{11} r}$$

de donde el espesor hemirreductor es la distancia $r_{1/2}$ para la cual el flujo de neutrones se reduce a la mitad por lo que:

$$r_{1/2} = \ln 2 / \gamma_{11}$$

$$r_{1/2} = 0.693 / 0.217 = 3.193 \text{ cm}$$

$$r_{1/2} = 3.193 \text{ cm.}$$

También es posible estimar la edad de Fermi de los neutrones térmicos en polietileno a partir de los datos de la Tabla IV y suponiendo que la fuente de neutrones es una fuente puntual de tal manera que la relación, entre la densidad de moderación q y la distancia radial r medida a partir de la fuente, es:

$$q(r, \tau) = \frac{S e^{-r^2/4\tau}}{(4\pi\tau)^{3/2}}$$

y ya que q es proporcional al flujo ϕ según la ec (3.67) entonces:

$$\phi_1(r, \tau) = \frac{q}{\Sigma_1} = \frac{S e^{-r^2/4\tau}}{\Sigma_1 (4\pi\tau)^{3/2}}$$

Graficando el logaritmo natural de ϕ en el eje vertical vs. la distancia cuadrática fuente-detector, en el eje horizontal y haciendo regresión lineal se obtiene una recta cuya pendiente está relacionada con τ , la edad de Fermi de los neutrones térmicos, así:

$$m = -\frac{1}{4\tau}$$

por lo tanto:

$$\tau = -\frac{1}{4m}$$

La gráfica 6 muestra la línea recta y su ecuación a partir de la cual se obtiene el valor de la pendiente y se calcula τ

$$\tau = 50 \text{ cm}^2$$

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

TABLA III
 DATOS CORREGIDOS Y VALORES CALCULADOS DEL FLUJO RELATIVO Y
 NORMALIZADO DE NEUTRONES TERMICOS, EN AGUA

r (cm)	Xc (cpm)	flujo relativo n/cm2-seg	flujo normalizado n/cm2-seg
0.5	289.8	85.0449	76.6569
2.0	315.8	98.9768	89.2147
4.0	376.8	110.9422	100.0000
5.5	333.8	101.0527	91.0858
6.5	317.8	93.2649	84.0662
7.5	260.8	76.7943	69.2201
10.5	153.8	45.3789	40.9032
12.5	122.8	35.7462	32.2206
14.5	70.8	20.8664	18.8083
17.5	32.8	9.6906	8.7378
20.5	15.8	4.6555	4.1963
26.5	5.8	1.7190	1.5494

bkg = 14.2 ± 3.554 ctas/min

Estos datos fueron obtenidos del artículo de H.R. Vega Carrillo y V.M. Hernández Dávila de la Rev. Soc. Quím. Méx. Vol. 35., No. 2 (1991) 7.

TABLA IV
 DATOS CORREGIDOS Y VALORES CALCULADOS DEL FLUJO RELATIVO Y
 NORMALIZADO DE NEUTRONES TERMICOS, EN POLIETILENO

r (cm)	Xc (cpm)	flujo relativo n/cm2-seg	flujo normalizado n/cm2-seg
0.5	546	162.1498	95.1675
3.0	568	170.3836	100.0000
4.0	511	151.6254	88.9906
6.0	483	145.6254	85.4691
8.0	462	136.1724	79.9210
10.0	419	123.8150	72.6683
12.0	294	85.8852	50.4069
14.0	222	65.5448	38.4689
17.0	104	30.4314	17.8605
20.0	53	15.6548	9.1879
25.0	18	5.3625	3.1473

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

bkg = 12.0 ± 3.04 ctas/min

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

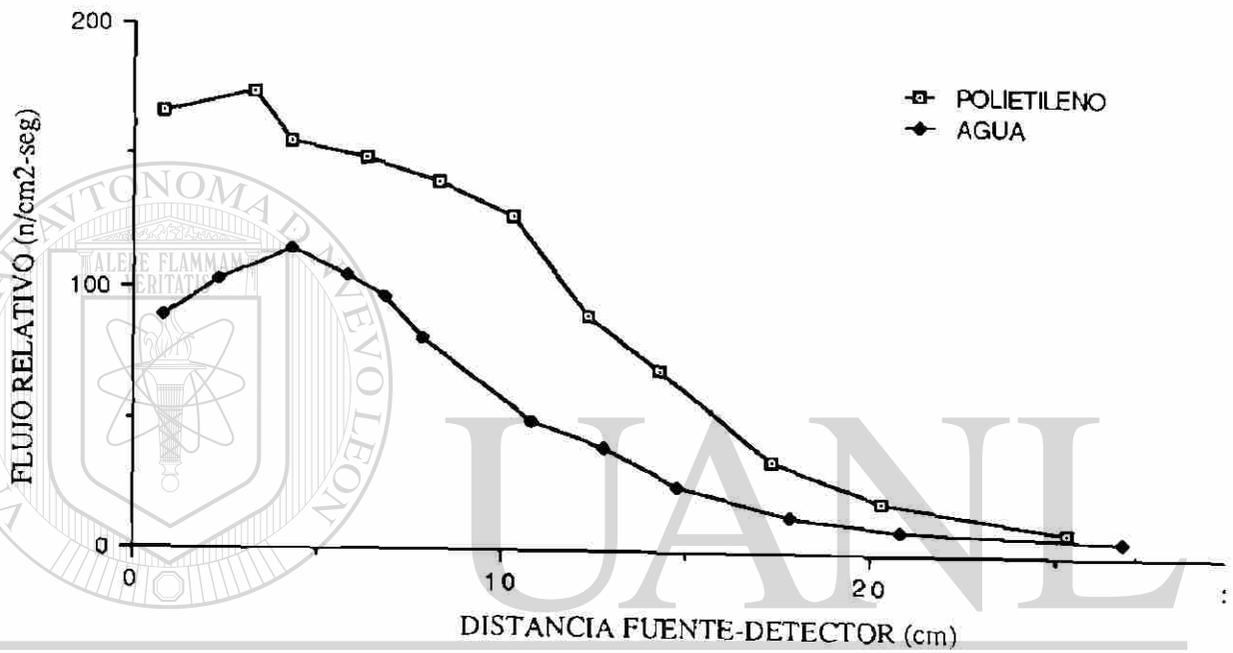
TABLA V
 DATOS CORREGIDOS Y VALORES CALCULADOS DEL FLUJO RELATIVO Y
 NORMALIZADO DE NEUTRONES TERMICOS, EN POLIETILENO CON PLACA DE
 FIERRO

r (cms)	Xc (cpm)	flujo relativo n/cm2-seg	flujo normalizado n/cm2-seg
0.0	571.215	173.8908	96.9285
3.0	480.215	142.7082	79.5437
4.0	618.215	179.4084	100.0000
6.0	436.215	126.9125	70.7394
8.0	362.215	106.7710	59.5128
12.0	196.215	57.5027	32.0512
17.0	117.215	34.9421	19.4762
20.0	70.215	20.6507	11.5104
22.5	49.215	14.4793	8.0705

bkg = 12.785 ± 2.19 ctas/min

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

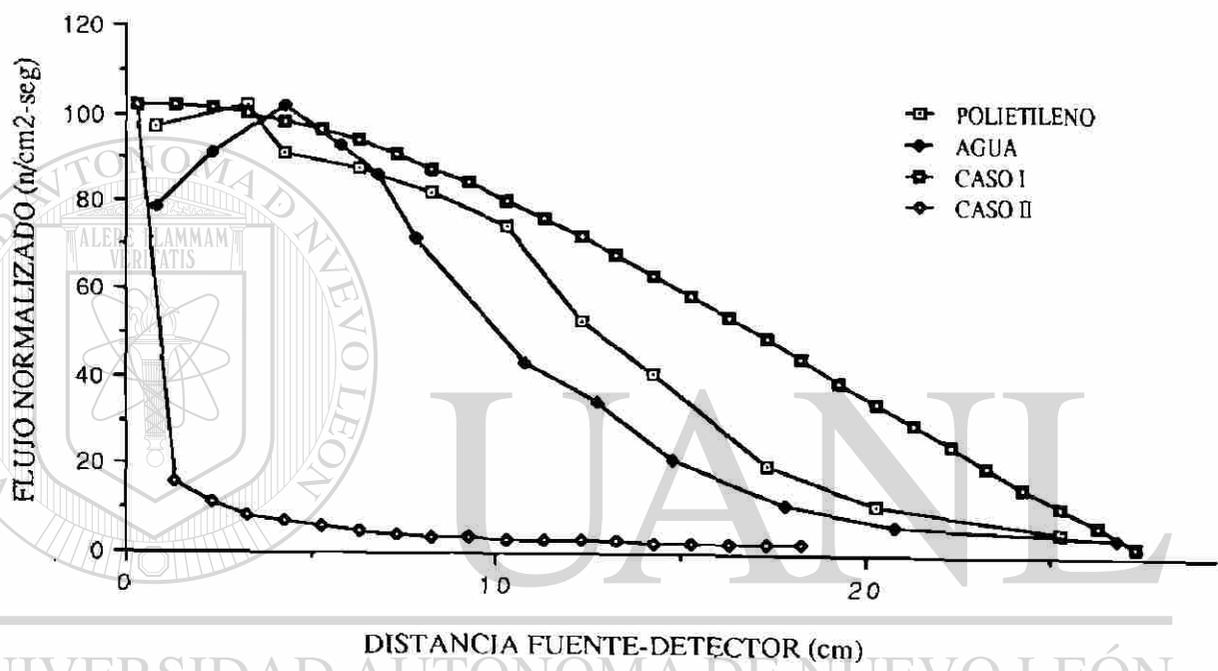
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

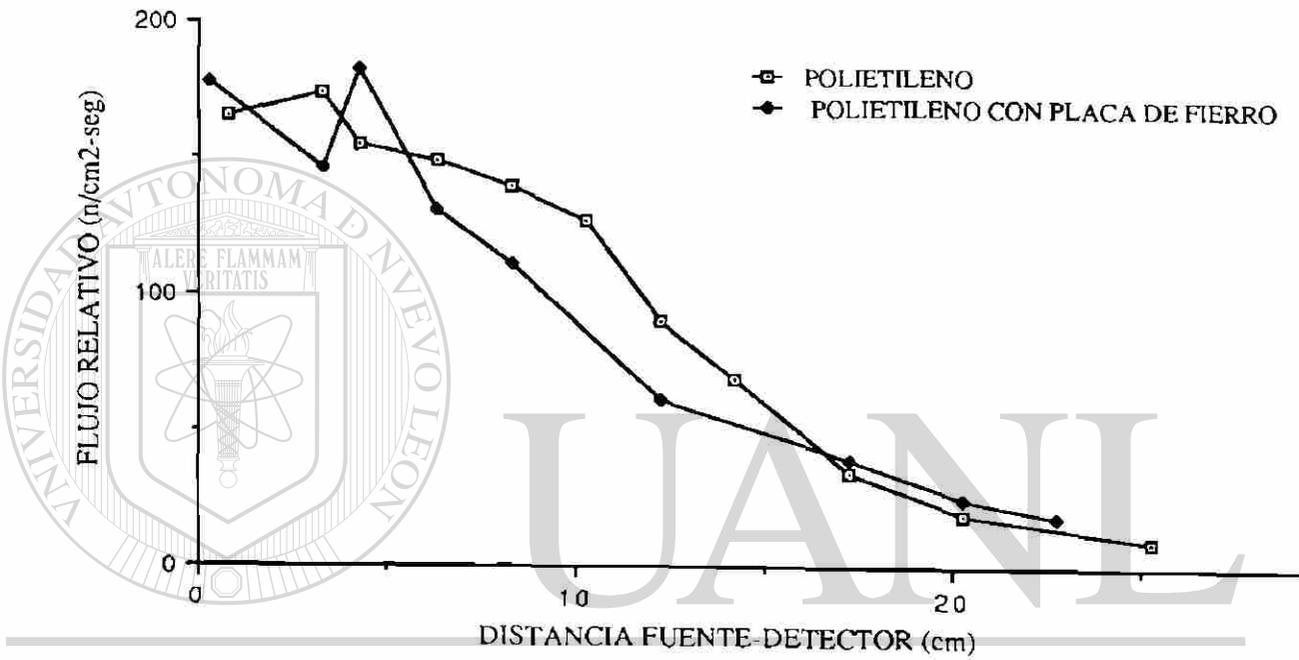
GRAFICA 1



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

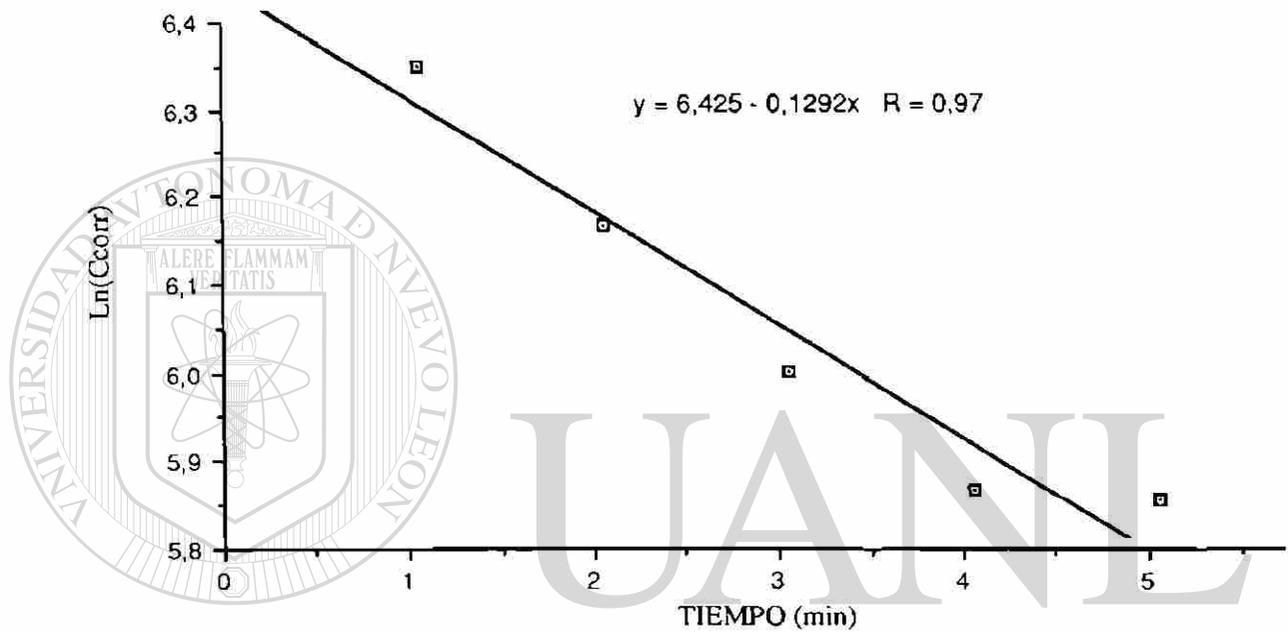
GRAFICA 2



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
 DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

GRAFICA 3

GRAFICA PARA DETERMINAR LA VIDA MEDIA DEL COBRE

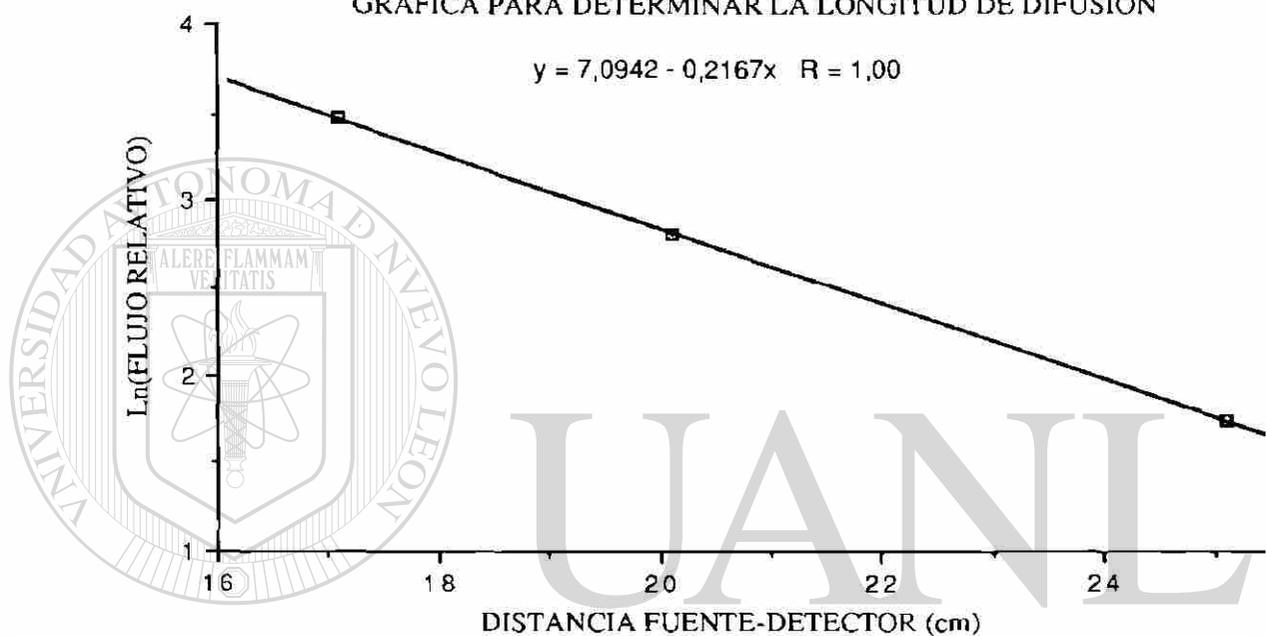


UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

GRAFICA 4

GRAFICA PARA DETERMINAR LA LONGITUD DE DIFUSION

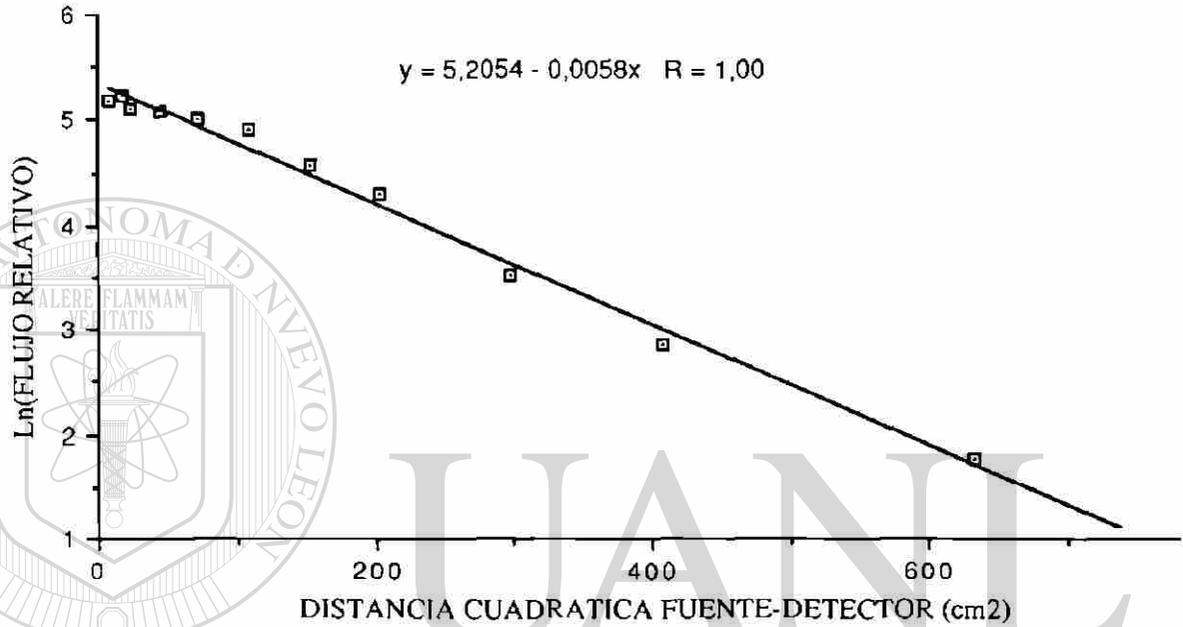


UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

GRAFICA 5

GRAFICA PARA DETERMINAR LA EDAD DE FERMI DE LOS NEUTRONES



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

GRAFICA 6

6 CONCLUSIONES Y COMENTARIOS

De la gráfica 1 se observa que el polietileno es mejor moderador que el agua dado que presenta un flujo de neutrones mayor, lo cual indica que existe absorción de neutrones en dicho medio.

De la gráfica 2 se concluye que los modelos matemáticos empleados tienen diferentes grados de ajuste, siendo el primer caso el que mejor se ajusta a los resultados experimentales. A su vez de estas gráficas se desprende que para obtener una mejor aproximación a los resultados experimentales es necesario, no solo considerar dos o más grupos de neutrones, sino también un modelo de fuente cuya geometría se aproxime más a la geometría de la fuente de neutrones.

Se puede apreciar de la gráfica 3 que la presencia de la placa de hierro incrementó sustancialmente el flujo de neutrones térmicos, lo cual es un resultado deseable si éste es el caso. Además el endurecimiento del espectro espacial de neutrones térmicos refleja que, el punto a lo largo del eje radial donde se obtiene el valor máximo del flujo está desplazado hacia la fuente, con respecto al espectro sin la placa de hierro.

El valor de la vida media concuerda con el valor reportado en la literatura ^{3,5}. Tanto el espesor hemirreductor, así como la longitud de difusión del polietileno, no es posible compararlos con otras investigaciones debido a que no existen en la literatura ⁵. El valor de la edad de Fermi calculada se encuentra muy por debajo del valor reportado⁸, esto se debe en parte a las siguientes suposiciones: que la fuente es puntual y que al usar la ec(3.67) el flujo utilizado debería ser el flujo de neutrones rápidos y sin embargo nosotros usamos el flujo total, el cual incluye neutrones rápidos y térmicos; por otro lado el experimento no está exclusivamente diseñado para medir la edad de Fermi.

Finalmente concluimos que, de un análisis comparativo entre el modelo teórico empleado, caso I, y los resultados experimentales, existe una concordancia del 95%, en la región de 0 a 5 cm; del 92%, en la región de 5 a 10 cm; del 51%, en la región de 10 a 15 cm; existe una discrepancia de 206%, en la región de 15 a 25 cm.

Para el caso II la discrepancia entre el modelo teórico y los resultados experimentales es del orden del 90%. Sin embargo, dada la escasa literatura científica sobre el caso, el presente trabajo se constituye en una fuente de consulta para futuras investigaciones.

7 REFERENCIAS

- 1.- J.R. Lamarsh. Nuclear Reactor Theory.
Addison Wesley 1972
- 2.- J.R. Lamarsh. Introduction to Nuclear Engineering.
Addison Wesley 1977.
- 3.- G.F. Knoll. Radiation Detection and Measurement.
John Wiley & Sons. 1979.
- 4.- P.F. Zweifel. Reactor Physics.
Mc. Graw Hill. 1973.
- 5.- H. R. Vega Carrillo y V. M. Hernández Dávila
Cuadernos de Investigación No. 41 UAZ 1987.
- 6.- H. R. Vega Carrillo y J. F. Lugo Rivera.
Cuadernos de Investigación No. 36 UAZ 1987.
- 7.- H. R. Vega Carrillo y V. M. Hernández Dávila. Caracterización
del flujo de neutrones térmicos, de una fuente de plutonio
berilio, en un medio moderador finito.
Rev. Soc. Quím. Méx. Vol. 35 No. 2 (1991).
- 8.- H.R. Vega Carrillo. Medición de la Edad de Fermi en polietileno.
XXVII Congreso Nacional de Investigación en Física. Nov.1984.
- 9.- J. R. Beyster, J.L. Wood, W. M. López and R. B. Walton.
Measurement of neutron spectra in water, polyethylene and
zirconium hydride.
Nuclear Science and Engineering: 9 168- 184 (1961).

