

2 ej. num.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"ACTIVACION DE MUESTRAS DE In, Au Y Ag UTILIZANDO UNA FUENTE DE NEUTRONES DE Am²⁴¹-Be⁹ DE 0.5 CURIES"

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

LARA VELAZQUEZ (PEDRO



DIRECTOR DE TESIS: M. EN C. BEATRIZ ELIZABETH FUENTES MADARIAGA



1998 FACULTAD DE CIENCIAS SECCION ESCOLAR

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

260830



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA DE
MEXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:

"Activación de muestras de In, Au y Ag utilizando una fuente de neutrones de Am²⁴¹-Be⁹ de 0.5 Curies"

realizado por LARA VELAZQUEZ PEDRO

con número de cuenta 8733678-6 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

M. EN C. BEATRIZ ELIZABETH FUENTES MADARIAGA

Propietario

DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

Propietario

DRA. MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN

Suplente

M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS

Suplente

FIS. CARLOS ALEJANDRO VARGAS

Consejo Departamental de Física

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
Coordinador de Licenciatura



FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA

Agradecimientos de la tesis:

M. en C. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga. Por aceptar dirigir esta tesis y por toda su ayuda a lo largo de este trabajo.

Dra. María Ester Brandan Siqués. Por darse tiempo de revisar concienzudamente esta tesis pese a su apretada agenda de trabajo; por sus valiosos consejos y aclaraciones en varios puntos oscuros.

Dra. Isabel Gamboa de Buen. Por revisar este trabajo y detectar errores que nadie más (ni siquiera yo) reparó.

M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos. Por revisar el contenido de este trabajo y principalmente por sus correcciones en la redacción del mismo, en el olvidado español bien escrito.

Fis. Carlos Alejandro Vargas. Por revisar este trabajo y contarme la historia del origen del irradiador.

Fis. René Ortega Alvarado, Coordinador del Laboratorio de Física Moderna de la Facultad de Ciencias, por las facilidades de utilizar las instalaciones y el equipo.

M. en C. José Antonio Flores Díaz. Por darse tiempo en su océano de tesisistas para presentarme las Series de Tiempo.

Dirección General de Asuntos de Personal Académico (DGAPA) por el soporte otorgado.

Lic. Juan Enrique Gutiérrez Velázquez. Por su apoyo financiero a lo largo de la licenciatura y por pagar la impresión de esta tesis.

Act. Gabriela Torres Servín. Por evitar que me ahogara en el pantano de la burocracia de titulación y hacer el mal sueño mas llevadero.

A todos aquellos que no aparecen en estos agradecimientos pero participaron en la tesis.

Indice.

Presentación.....	1
1. Algunos conceptos sobre radiación ionizante.	
1.1. Introducción.	
1.1.1. Antecedentes.....	3
1.1.2. Conceptos generales.....	5
1.2. Neutrones.	
1.2.1. Descubrimiento y características del neutrón.....	11
1.2.2. Tipos de neutrones.....	13
1.2.3. Fuentes de neutrones.....	14
1.2.4. Moderación de neutrones.....	19
1.2.5. Activación.....	22
Sección transversal.	
Activación con neutrones térmicos.	
1.3. Detectores de radiación.	
1.3.1. Detectores de ionización gaseosa.....	31
(Contador Geiger-Müller).	
1.3.2. Tubos de centelleo. (Cristal NaI(Tl)) y fotomultiplicadores.....	40
1.3.3. Detectores de neutrones.....	43
1.4. Seguridad Radiológica.	
1.4.1. Dosis y equivalente de dosis.....	53
1.4.2. Protección para fuentes de neutrones.....	54
2. El equipo experimental.	
2.1. Fuente de neutrones de Am-Be de 0.5 Curies.....	57
2.2. Kit de muestras radiactivas.....	58
2.3. Muestras de indio, plata y oro.....	60
2.4. Detectores de radiación.....	61

2.4.1. Contador Geiger-Müller.	
2.4.2. Tubo de centelleo.	
2.4.3. Tubo de ^3He .	
2.5. Amplificadores y fuente de poder.....	63
2.5.1. Preamplificador.	
2.5.2. Base de fotomultiplicador.	
2.5.3. Amplificador Dual.	
2.5.4. Fuente de poder de alto voltaje.	
2.6. Interfase G.M. y tarjeta multicanal.....	64
2.6.1. Tarjeta multicanal	
2.6.2. Interfase GMX.	
2.7. Equipo de cómputo y osciloscopios.....	66
2.7.1. Computador IBM XT.	
2.7.2. Computador Gama 386 SX.	
2.7.3. Osciloscopios.	
3. Desarrollo experimental.	
3.1. Introducción y arreglos experimentales.....	70
3.2. Caracterización del equipo.....	72
3.2.1. Meseta.	
3.2.2. Tiempo muerto.	
3.2.3. Resolución en energía de los detectores.	
3.3. Moderación de neutrones.....	76
3.3.1. Construcción de cilindros de parafina.	
3.3.2. Dos moderaciones previas y una definitiva.	
3.4. Activación de ^{115}In	81
3.4.1. Procedimiento de activación y vida media.	
3.4.2. Espectro de emisión.	
3.5. Activación de ^{107}Ag y ^{109}Ag	84
3.5.1. Vidas medias.	

3.5.2. Espectro de emisión (^{108}Ag).	
3.6. Activación de ^{197}Au	85
3.6.1. Vida media y espectro de emisión.	
3.7. Breve estudio radiológico del irradiador.....	87
4. Resultados y análisis de datos.	
4.1. Moderación.....	90
4.2. Vidas medias.....	91
4.3. Espectros de emisión.....	94
5. Conclusiones.....	106
Apéndices:	
1. Estadística de conteo y mínimos cuadrados.....	109
2. Análisis sobre series de tiempo (TSA).....	118
Referencias.....	121

Presentación.

La activación por neutrones térmicos (es decir, neutrones con energía promedio de 0.025 eV y velocidad media de 2200 m/s) consiste en hacer chocar *inelásticamente* este tipo de neutrones con núcleos atómicos, formando así un núcleo compuesto en un estado excitado; este núcleo decae emitiendo radiación (en este caso, partículas β y γ), hasta transformarse en un elemento estable.

En el Laboratorio de Física Moderna de la Facultad de Ciencias de la UNAM se tiene una fuente de ^{241}Am - ^9Be que emite neutrones rápidos de energías entre 2 y 10 MeV. Los neutrones rápidos pierden energía por medio de colisiones elásticas con átomos de hidrógeno (en nuestro caso, aunque también ocurre lo mismo con cualquier núcleo), hasta convertirse en neutrones térmicos, momento en el cual la colisión deja de ser elástica y los neutrones comienzan a ser absorbidos por el hidrógeno. A este proceso de conversión se le llama moderación. Se utilizó parafina (rica en hidrógeno) para moderar los neutrones de esta fuente.

Este irradiador de neutrones térmicos se utilizó para activar, es decir, volver radiactivas, muestras de elementos con secciones eficaces altas para neutrones térmicos; en este proyecto se utilizaron indio, oro y plata, con métodos estadísticos se calculó su vida media y se obtuvo su espectro de emisión y se compararon con los valores reportados. Este trabajo se desarrolló con la finalidad de ampliar el área de prácticas sobre radiactividad que se tiene en los Laboratorios de Física Moderna, los cuales son los únicos de docencia en el Departamento de Física donde se manejan materiales radiactivos y sus detectores.

Cabe hacer notar que el empleo del irradiador da la oportunidad de trabajar con neutrones, los cuales por ser partículas indirectamente ionizantes requieren

de medidas de seguridad radiológica adicionales a las necesarias con otro tipo de partículas, además de que su detección es distinta.

El siguiente trabajo de tesis está dividido en una introducción y cinco capítulos: en el primero se hace una breve reseña histórica de la radiactividad y de los neutrones, de los detectores de radiación más comunes y de la dosimetría; en el capítulo dos se describe el equipo experimental utilizado en este trabajo; el tercer capítulo es el desarrollo experimental; en el cuarto se muestran los resultados obtenidos y el análisis de datos y el quinto son las conclusiones. Se incluyen dos apéndices, uno sobre estadística de conteo y el método de mínimos cuadrados y otro en el que se describe brevemente el método de análisis sobre series de tiempo.

Capítulo 1: Algunos conceptos sobre radiación ionizante.

Sección 1.1. Introducción. (referencias A1, B1, M3, B5)

1.1.1. Antecedentes.

En 1896 Henri Bequerel colocó un pedazo de mineral de uranio sobre un paquete de placas fotográficas vírgenes, cubiertas con papel negro como protección. Al revelar las placas, quedó asombrado por el hecho de que un tipo de radiación proveniente del mineral había dejado su silueta impresa, esto le hizo pensar en una posible conexión entre la radiación visible (luz) y una radiación invisible (los rayos X). Bequerel por descuido olvidó una muestra radiactiva en una bolsa de su chaleco, la cual le produjo una lesión en la piel, por esto Bequerel es considerado padre de la radiobiología.

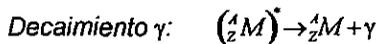
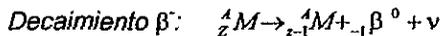
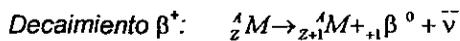
En 1898 Marie y Pierre Curie habían aislado una porción de 1 g de substancia activa de cerca de una tonelada de pechblenda^[1]. La nueva substancia fue llamada polonio en honor a la tierra nativa de Mme. Curie. Los Curie obtuvieron por este descubrimiento el premio Nobel junto con Bequerel en 1903. En 1911 Mme. Curie obtuvo el premio Nobel de química por aislar el elemento radiactivo radio. Ernest Rutherford y Friedrich Soddy demostraron que en todos los procesos radiactivos hay transmutación de elementos.

Rutherford descubrió que existía radiación positiva y negativa porque era desviada por un campo magnético; llamó a la radiación positiva partículas α (núcleos de helio) y a las negativas partículas β (electrones). Después Paul Willard encontró un tipo diferente de radiación: los rayos γ , que es radiación electromagnética de muy alta energía. En 1930, Bothe y Becker descubrieron un

¹ La pechblenda era originalmente óxido de uranio, el cual debido al crecimiento de productos hijos, contiene torio, radio, etc.

tipo de radiación altamente penetrante que originalmente se consideró como rayos γ de altísima energía; dos años después Chadwick descubrió que se trataba de una nueva partícula: el neutrón (n). Cualquier núcleo que cambia su estructura emitiendo espontáneamente rayos γ o alguna partícula atómica como α , β^- , β^+ ó n se llama núcleo radiactivo. Hay 272 núcleos estables de los elementos encontrados en la naturaleza, y todos los otros, conocidos como radioisótopos son radiactivos de alguna forma.

Los siguientes procesos son representativos de la desintegración de núclidos radiactivos:



[[Ec. 1.1.1.]]

En estos procesos A es el peso atómico, Z es el número atómico, ν y $\bar{\nu}$ representan el neutrino y el antineutrino. $({}^A_ZM)^*$ representa un átomo en un estado excitado de energía. El átomo regresa a su estado base A_ZM emitiendo un fotón γ .

1.1.2. Conceptos generales.

Si N representa el número de átomos radiactivos idénticos presente en un momento dado y dN representa el número de desintegraciones durante el intervalo de tiempo dt entonces:

$$P = -\frac{dN}{dt}$$

[[Ec. 1.1.2.]]

P entonces representa el número de átomos desintegrados por unidad de tiempo, donde el signo menos indica que decae con el tiempo. La probabilidad de desintegración por unidad de tiempo λ es:

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \text{constante}$$

[[Ec. 1.1.3]]

donde λ se identifica como la constante de desintegración y es característica del isótopo radiactivo.

La actividad de una muestra se define por $A = |(dN/dt)| = \lambda N$ desintegraciones por segundo y representa la tasa a la cual ocurren las desintegraciones. La unidad para medir la actividad es llamada curie (Ci), la cual está definida como 3.7×10^{10} desintegraciones / s.

Si hay N_0 átomos en $t=0$, la ecuación 1.1.3. se puede reescribir como

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_{t=0}^t -\lambda dt \quad \text{ó} \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

o en forma exponencial:

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

[[Ec. 1.1.4]]

Si multiplicamos por λ la ecuación 1.1.4. obtenemos:

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

[[Ec. 1.1.5.]]

donde $\lambda N_0 = A_0$ es la actividad inicial, y $\lambda N = A$ es la actividad en un momento t . Esto da para la actividad:

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

[[Ec. 1.1.6.]]

La vida media $t_{1/2}$ de un radioisótopo está definida como el tiempo transcurrido en el cual el número inicial de átomos desintegrándose por unidad de tiempo de una muestra dada se reduce a la mitad. Sustituyendo $N = N_0/2$ en la ecuación 1.1.4. se obtiene que:

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

[[Ec. 1.1.7]]

La vida promedio de un núcleo radiactivo es el promedio de los tiempos de vida de todos los átomos de una muestra dada. Si hay dN_1 átomos con un tiempo

de vida t_1 , dN_1 átomos con un tiempo de vida t_2 y así sucesivamente entonces la vida promedio \bar{T} se define como:

$$\bar{T} = \frac{t_1 dN_1 + t_2 dN_2 + \dots}{dN_1 + dN_2 + \dots}$$

[[Ec. 1.1.8]]

o bien tomando el límite:

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{\int_{N_0}^{\infty} dN} = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{N_0}$$

[[Ec. 1.1.9.]]

Sin embargo, como

$$dN = d(N_0 e^{-\lambda t}) = -\lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

[[Ec. 1.1.10.]]

sustituyendo la ecuación 1.1.10 en la 1.1.9 nos queda:

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\infty} -\lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt}{N_0} = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt$$

[[Ec. 1.1.11.]]

Haciendo una integración por partes, se encuentra que:

$$\bar{T} = \frac{1}{\lambda}$$

[[Ec. 1.1.12.]]

Así, la vida promedio y la vida media están relacionadas por:

$$\bar{T} = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \quad \text{ó} \quad t_{1/2} = 0.693 \bar{T}$$

[[Ec. 1.1.13]]

Cuando un núcleo decae, (llamémoslo núcleo padre P), al mismo tiempo hay un crecimiento de núcleos hijo producto, denotados por H .

En $t=0$ el número de núcleos padre es N_0 , mientras que el número de núcleos hijo es cero. Para un tiempo posterior t , el número de núcleos padre es N mientras que el número de núcleos hijo es $N' = N_0 - N$

La ecuación que describe el decaimiento del padre es:

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

[[Ec. 1.1.14]]

Hasta ahora, hemos considerado a los núcleos hijos como núcleos estables. Si el núcleo hijo es inestable y también decae, el número N' de núcleos hijos puede estar en un instante dado creciendo o decreciendo. La tasa a la cual los núcleos hijos están cambiando es:

$$\frac{dN'}{dt} = \lambda N - \lambda' N'$$

[[Ec. 1.1.15]]

donde λ y λ' son las constantes de desintegración del padre y del hijo respectivamente. El término λN es el aumento de núcleos hijos por unidad de tiempo debido a la desintegración del padre (suponiendo que solo hay un núcleo hijo) y $\lambda' N'$ es el decremento de núcleos hijo debido a su propio decaimiento.

Reescribimos la ecuación 1.1.15.

$$\frac{dN'}{dt} + \lambda' N' = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

[[Ec. 1.1.16.]]

Si consideramos que en $t=0$, $N'=0$, la solución a esta ecuación es:

$$N' = N_0 \left(\frac{\lambda}{\lambda' - \lambda} \right) (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda' t})$$

[[Ec. 1.1.17.]]

Obsérvese en la ecuación 1.1.17. que cuando en $t=0$, $N'=0$ y cuando $t \rightarrow \infty$, $N' \rightarrow 0$.

Cuando el núcleo padre tiene una vida media muy larga comparada con el núcleo hijo, para valores pequeños de t , $\lambda' - \lambda \approx \lambda'$ ya que λ es muy pequeña comparada con λ' , y la ecuación 1.1.17. se convierte en:

$$N' = N_0 \left(\frac{\lambda}{\lambda'} \right) (1 - e^{-\lambda' t})$$

[[Ec. 1.1.18.]]

Para valores grandes de t y $\lambda' \gg \lambda$, $e^{-\lambda' t}$ tiende a 0 y $\lambda' - \lambda \approx \lambda'$, y de la ecuación 1.1.17 tenemos que:

$$N' = N_0 \frac{\lambda}{\lambda'} e^{-\lambda' t}$$

[[Ec. 1.1.19.]]

Ya que el número de núcleos padre en un instante dado es $N = N_0 e^{-\lambda t}$, la ecuación 1.1.19. queda:

$$N' = N \frac{\lambda}{\lambda'} \quad \text{ó} \quad N\lambda = N'\lambda'$$

[[Ec. 1.1.20.]]

Esta condición es llamada equilibrio secular y nos dice que después de un periodo largo de tiempo, la tasa de crecimiento de núcleos es igual a su tasa de decaimiento, así que N' permanece prácticamente constante.

Cabe mencionar que por analogía con la activación de núclidos, la ecuación 1.1.18. es idéntica, en propiedades, a la curva de activación con neutrones térmicos. Esto ocurre ya que podemos considerar la activación de núclidos estables como la generación de elementos hijo, los cuales se crean a una tasa constante (que es exponer los núcleos estables a un flujo constante de neutrones, como se verá en el próximo capítulo).

Sección 1.2. Neutrones. (referencias H1, K2, F1)

1.2.1. Descubrimiento y características del neutrón

En 1920 Lord Rutherford teorizó sobre la posibilidad de tener un átomo de masa 1 con carga cero. Diez años después Bothe y Becker bombardearon berilio, litio y otros elementos ligeros con partículas α de una fuente de ^{209}Po (energía de 4.976 MeV) y descubrieron así una radiación muy penetrante incapaz de producir ionización y que 4.7 cm de plomo reducían su intensidad a la mitad.

Joliot y Curie observaron que esta radiación expulsaba protones de materiales ricos en hidrógeno, y de los alcances de estos protones de retroceso se obtuvo que la energía máxima de los mismos era de aproximadamente 5.3 MeV. Debido a que se trataba de radiación no ionizante supusieron que era radiación γ . Calcularon su energía E aplicando las leyes de la conservación de energía y del momento a un proceso que supusieron análogo al Efecto Compton pero de colisiones entre fotón y protón; para un choque central de este tipo tenemos:

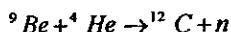
$$E_{\gamma} = \frac{1}{2} \left[E + (2Em_p c^2)^{1/2} \right]$$

[[Ec. 1.2.1]]

donde m_p es la masa del protón, $E=5.3 \text{ MeV}$ (energía de los protones de retroceso) y $m_p c^2=940 \text{ MeV}$, donde c es la velocidad de la luz. Así, obtenemos para el fotón una energía de 52 MeV, que era una energía mucho mayor que la de cualquier radiación nuclear conocida hasta entonces.

Dos años después de los experimentos de Bothe y Becker (1932), James Chadwick, de la Universidad de Cambridge, bombardeó berilio con partículas α ; al

igual que ellos, Chadwick estudió esta radiación en una cámara de niebla llena de nitrógeno. Algunas de las trazas de la cámara mostraron átomos de nitrógeno rebotados por la colisión con la radiación. Esto es inexplicable si consideramos esta radiación como radiación electromagnética, pero sí es posible este comportamiento con una partícula de alrededor de la masa de un protón. Así, Chadwick postuló la existencia de una nueva partícula, que por no tener carga le llamó neutrón. La reacción involucrada en el experimento antes descrito era:



[[Ec. 1.2.2.]]

Chadwick y Goldhaber dedujeron que el neutrón debía ser radiactivo decayendo en emisión β^- y formando un protón. A. H. Snell de Oak Ridge obtuvo evidencia de su decaimiento y J. M. Robinson de Chalk River obtuvo evidencia de que el producto pesado de la desintegración era un protón.

En la actualidad se sabe que el neutrón libre tiene una masa en reposo de 939.573 MeV, comparada con los 938.280 MeV para el protón, tiene carga cero y un momento magnético de $1.9135 \mu_N$ (μ_N es el magnetón nuclear). Tiene un spin de $1/2$ igual que el protón y como ya se mencionó sufre decaimiento β^- (vida media = 10.26 ± 0.04 minutos) a protones, mientras que los neutrones ligados a un núcleo aparentemente son estables.

1.2.2. Tipos de neutrones

Los neutrones se dividen de acuerdo con su energía en:

Térmicos. Son neutrones que se encuentran en equilibrio térmico con sus alrededores. Su energía obedece una distribución de Maxwell y su valor más probable a 20° C es de 0.025 eV, y el espectro de energías se extiende hasta cerca de 0.1 eV.

Epitérmicos. Como el nombre lo sugiere, son neutrones de energía por encima de los neutrones térmicos, y su valor se extiende hasta alrededor de 0.2 eV.

Cadmio. Son neutrones fuertemente absorbidos por el cadmio, con energías menores de 0.4 eV.

Epicadmio. Neutrones no absorbidos fuertemente por el cadmio, sus energías son mayores que unos 0.6 eV.

Lentos. Neutrones con energía ligeramente mayor que los neutrones térmicos, usualmente en el intervalo de 1 y 10 eV; ocasionalmente se les llama así a los neutrones con energía menor a 1 keV.

Intermedios. Neutrones entre lentos y rápidos. El intervalo de energías va de unos cuantos cientos de eV hasta alrededor de 0.5 MeV.

Rápidos. Son neutrones de energía mayor que 0.5 MeV.

Ultrarápidos. Son neutrones de energías mayores que unos 20 MeV, incluso neutrones de energías relativistas.

De pila. Neutrones de todas las energías presentes en reactores nucleares y el intervalo de energías abarca desde 0.001 eV hasta aproximadamente 15 MeV.

De fisión. Son neutrones formados directamente por fisión; su energía va desde 100 keV hasta 15 MeV. Su energía más probable es de 0.8 MeV y su energía promedio es de 2.0 MeV.

1.2.3. Fuentes de Neutrones

Fuentes de fisión espontánea. La fisión espontánea¹, como cualquier proceso de fisión, siempre va acompañada de la emisión de neutrones. Una muestra de un núclido que sufre fisión espontánea puede servir como fuente de neutrones. Actualmente, el núclido más práctico para este propósito es el ^{252}Cf , el cual tiene una vida media de 2.55 años, del cual alrededor del 97 por ciento decae por emisión α ; 3.4 por ciento por fisión espontánea y emite 3.5 neutrones por fisión. Así, las fuentes de ^{252}Cf emiten aproximadamente 2.4×10^6 neutrones / $\mu\text{g s}$.

Aparte de la fisión espontánea, la única forma de producir fuentes de neutrones es a través de reacciones nucleares, esto es, con el bombardeo de núcleos con proyectiles para generar varios productos. Los proyectiles adecuados para producir neutrones se pueden obtener con aceleradores de partículas, reactores nucleares o usando algunos radionúclidos.

¹ El proceso de fisión nuclear fue observado por primera vez por O. Hahn y F. Strassmann en 1939 bombardeando uranio con neutrones. Sin embargo, solo un año después, K. A. Petrzhak y G. N. Frerov reportaron que los núcleos de uranio (^{238}U) sufren fisión espontánea aunque con una vida media de 1×10^{16} años, la cual es millones de veces más larga que la vida media del decaimiento α (4.5×10^9 años). Desde entonces se ha observado en más de 40 elementos, y así la fisión espontánea se considera en la actualidad como otra manera de decaimiento radiactivo.

Fuentes (α, n). El bombardear berilio con partículas α es la reacción más común para producir neutrones usando radionúclidos. Las partículas α deben tener una energía mayor que 3.7 MeV (valor Q) para iniciar la reacción. Debido al corto alcance de las partículas α , los emisores de α 's deben estar íntimamente mezclados con un elemento ligero (usualmente berilio, debido a que tiene el más alto rendimiento); tales fuentes necesariamente dan neutrones con energías extendidas en un amplio intervalo. La fuente de α 's y el polvo fino de Berilio se mezclan en razones de peso de 5 a 3 de berilio y 1 de la fuente de α 's. Después de hacer la mezcla hay que dejarla "envejecer" cierto tiempo hasta que se alcance un valor de equilibrio, debido al crecimiento de los productos hijo de la fuente de α 's.

Tabla 1.2: Fuentes comunes que producen neutrones a través de una reacción (α, n). [Referencia: P1]

Fuente	Reacción principal	Energía promedio de neutrones (MeV)
$^{226}\text{Ra} + \text{Be}$ (mezclados)	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	5.0
$^{226}\text{Ra} + \text{D}_2\text{O}$ (mezclados)	$\text{D}(\alpha, n)$	0.12
$^{222}\text{Rn} + \text{Be}$ (mezclados)	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	5
$^{210}\text{Po} + \text{Be}$ (mezclados)	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	4
$^{226}\text{Ra} + \text{B}$ (mezclados)	$^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$	3.0
$^{226}\text{Ra} + \text{BeF}_2$ (puro)	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	5
	$^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$	
$^{252}\text{Cf} + \text{Be}$ (mezclados)	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	4
$^{241}\text{Am} + \text{Be}$ (mezclados)	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	5

Fuentes de fotoneutrones. Son aquellas que producen neutrones por la fotodesintegración de núcleos. Se debe encerrar un emisor γ en una cápsula rodeada por un blanco de berilio u óxido de deuterio [sólo berilio y deuterio tienen umbrales (γ, n) por debajo de 5 MeV]; sus principales ventajas son:

1. Los neutrones son monoenergéticos si se usa una fuente de γ 's monoenergética.
2. Estas fuentes son fáciles de hacer.

El elemento bombardeado por γ 's debe tener una energía de ligadura baja, lo que nos limita a elementos ligeros como el deuterio (2.23 MeV de energía de amarre) y el berilio (1.66 MeV).

Estas fuentes producen neutrones en un intervalo de energías entre 24 keV y 1 MeV.

Neutrones generados en aceleradores de partículas. En los aceleradores de partículas se hacen chocar iones (principalmente deuterones, aunque también protones) o radiación indirectamente ionizante (rayos X) contra distintos tipos de blancos, para producir neutrones. (Deuterio, ^3H , ^9Be se bombardean con deuterones, ^7Li con protones y ^9Be y deuterio usando rayos X).

Reactores de fisión nuclear. Son las más poderosas fuentes de neutrones. Aproximadamente se emiten 2.5 neutrones por fisión de ^{235}U y estos nuevos neutrones pueden causar fisiones posteriores. Como resultado de este proceso se puede tener una reacción de fisión autosustentada. El proceso de fisión libera una tremenda cantidad de energía, aproximadamente 200 MeV por fisión, y es por esta capacidad de liberación de energía excepcional que el material fisionable se ha convertido en un valioso combustible para las centrales eléctricas.

Tabla 1.2.2. Fuentes comunes de neutrones γ . [Referencia: F1]

Fuente	Reacción	Energía promedio de neutrones (MeV)
$^{226}\text{Ra} + \text{Be}$ (separados)	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.83
$^{226}\text{Ra} + \text{D}_2\text{O}$ (separados)	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$	0.20
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.83
$^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$	0.22
$^{88}\text{Y} + \text{Be}$	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.16
$^{88}\text{Y} + \text{D}_2\text{O}$	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$	0.31
$^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.024
$^{140}\text{La} + \text{Be}$	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.62
$^{140}\text{La} + \text{D}_2\text{O}$	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$	0.15
MsTh + Be	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	
MsTh + D_2O	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$	
$^{20}\text{Mn} + \text{Be}$	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.1 (90%), 0.3 (10%)
$^{26}\text{Mn} + \text{D}_2$	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$	0.22
$^{72}\text{Ga} + \text{Be}$	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.72
$^{72}\text{Ga} + \text{D}_2$	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$	0.13
$^{110}\text{In} + \text{Be}$	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}^*$	0.30

* El producto ^8Be es inestable y decae en menos de 10×10^{-14} segundos a dos núcleos de ^4He .

Fuente de $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$. La fuente de neutrones utilizada en este trabajo de tesis es una fuente (α, n) de $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ de 0.5 Curie de actividad α . Las principales energías del espectro de emisión de partículas α del ^{241}Am son de

5.48 y 5.44 MeV ^[2]. Las partículas α al chocar con el berilio emiten neutrones siguiendo la reacción: ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \text{n}$. Debido a la facilidad con la que las partículas α pierden energía en colisiones, en vez de dos líneas de emisión de neutrones con energías bien definidas (debidas a las dos energías de emisión principales de las partículas α del americio), tenemos un espectro disperso entre 2 y 10 MeV, además hay que tomar en cuenta otras líneas de emisión de partículas α del americio pese a no ser de emisión tan prominente. En la figura 1.2.1. se presenta un espectro característico de una fuente de Am-Be (Referencia: S3).

Nota: En adelante se relacionarán los conceptos con la fuente que se empleó en el desarrollo de este trabajo.

²La emisión característica de partículas α del ${}^{241}\text{Am}$ y su intensidad porcentual se presentan a continuación:

5.2443 MeV / 0.002 %
5.3221 MeV / 0.015 %
5.3884 MeV / 1.4 %
5.4431 MeV / 12.8 %
5.4857 MeV / 85.2 %
5.5116 MeV / 0.20 %
5.5442 MeV / 0.34 %

Cabe mencionar que las partículas α debidas al crecimiento de productos hijo pueden afectar el espectro de energía de emisión de neutrones de las fuentes, aunque esto no ocurre en el ${}^{241}\text{Am}$, ya que éste decae en ${}^{237}\text{Np}$ que tiene una vida media de 2.4×10^6 años, la cual comparada con una vida media de 458 años del ${}^{241}\text{Am}$ es un crecimiento de productos hijo despreciable.

1.2.4. Moderación de neutrones

Conversión de neutrones rápidos a térmicos

Por no tener carga eléctrica, el neutrón no pierde su energía en ionizaciones directas, como ocurre con las partículas cargadas como los protones. Tampoco tiene propiedades electromagnéticas como la radiación γ y por lo tanto no sufre interacciones con los electrones en el medio. Un neutrón viaja por un medio sin interactuar hasta que choca con un núcleo atómico. La colisión está gobernada por las leyes de la conservación del momento y de la energía. Los neutrones rápidos generados en la fuente de americio sólo pierden energía por una serie de colisiones elásticas y al no estar en vacío, los neutrones son capturados mucho antes de que decaigan.

En cada impacto elástico de un neutrón (de energía E) con un núcleo (de número atómico A), el logaritmo natural de E cambia por una cantidad fija. Es decir, la fracción de energía que se pierde es la misma para cualquier grupo de colisiones, -sin importar la energía-. Así, las colisiones ξ necesarias para reducir la energía de E a E' son:

$$\xi = \frac{\ln(E/E')}{(1 - (A-1)^2 / 2A \ln[(A+1)/(A-1)])}$$

[[Ec. 1.2.3]]

donde el denominador (llamado a veces χ) es la pérdida de energía media logarítmica por colisión. ξ , como ya se dijo, es el número de colisiones requeridas para reducir la energía desde E hasta E' .

Podemos observar que χ solamente es función del número atómico. Si graficamos la ecuación 1.2.3. haciendo el cociente $\ln(E/E')=19$ (el cual es adecuado para bajar la energía de los neutrones de la fuente hasta convertirlos en neutrones térmicos ^[3]), tenemos entonces la gráfica de la figura 1.2.2.

Tenemos así que para los neutrones rápidos generados en la fuente de Am-Be se requieren (en promedio) 20 colisiones con átomos de hidrógeno para convertirlos en térmicos; como podemos observar en la figura 1.2.2., éstos son los más eficientes para realizar este frenado. Por este motivo para frenar los neutrones hasta termalizarlos (convertirlos en neutrones térmicos) se utilizan compuestos ricos en hidrógeno; a este proceso se le llama *moderación*.

Ahora bien, se ha hablado de que los neutrones térmicos están en equilibrio térmico con sus alrededores. La siguiente ecuación relaciona la energía con su temperatura absoluta:

$$E_T = kT$$

[[Ec. 1.2.4]]

donde k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta.

Cabe aclarar que la energía térmica es igual a kT y no a $\frac{3}{2}kT$ (la energía cinética promedio de todo el espectro). Aquí kT corresponde a la velocidad más probable (es decir, el máximo del espectro).

³A partir de lo que se observa en la figura 1.2.1., la energía de emisión de la fuente de neutrones es del orden de 5 MeV. Para reducir su energía hasta los 0.025 eV (neutrones térmicos), consideramos que el numerador de la ec. 1.2.3. es $\ln(5 \times 10^6 / 0.025) = 19.1$ valor utilizado en la gráfica 1.2.2. Cabe hacer notar que para $A=1$ la ec. 1.2.3. queda indeterminada, pero existe el límite superior siendo éste $\ln(E/E')$, el cual es el valor mínimo.

Si tomamos la temperatura del cuarto que alberga la fuente como 20 grados centígrados (293 Kelvin), sustituyendo estos valores en la ecuación 1.2.4. encontramos que:

$$E_T = (8.617385^{-5} eVK^{-1})(293) = 0.025eV = 4.005 \times 10^{-21} J$$

A esta energía la velocidad del neutrón es:

$$v^2 = 2kT / m$$

[[Ec. 1.2.5]]

Sustituyendo los valores de k, T y m se obtiene que:

$$v = \sqrt{\frac{2(4 \times 10^{-21} J)}{1.67 \times 10^{-27} kg}} = \sqrt{4.8 \times 10^6 m^2 / s^2} = 2200 m / s$$

Los elementos ricos en hidrógeno son idóneos para frenar los neutrones, como el agua común (H₂O) la cual tiene un 11.18 % de hidrógeno por unidad de densidad. Otro elemento utilizado es la parafina. La parafina es obtenida en la destilación de la madera, el carbón o el petróleo y su fórmula general es C_nH_(2n+2). Está constituida por una familia de moléculas muy estables a temperatura ambiente. Haciendo el cálculo se encuentra que por lo menos 11.12 % por unidad de parafina es hidrógeno^[4].

⁴ La masa atómica del hidrógeno es de 1.007 uam y del oxígeno 15.999; entonces una molécula de H₂O pesa 18.013 uam. Así, el 11.18 % de una molécula de agua es hidrógeno. Para las parafinas (molécula general: C_nH_(2n+2), donde n es un natural entre 20 y 30) se tiene un caso parecido. La proporción mínima es para n=20 con un 11.12 % de hidrógeno y la máxima es para n=30 con 11.14 % de hidrógeno por unidad de densidad de parafina.

1.2.5. Activación con neutrones térmicos.

Sección eficaz y total. La probabilidad de que ocurra un proceso nuclear se expresa generalmente en términos de una sección eficaz σ , la cual tiene dimensiones de área. Esto surge de la imagen de que la probabilidad de reacción entre un núcleo y una partícula incidente es proporcional al área blanco presentada por el núcleo; aunque esta imagen clásica no sirve para reacciones con partículas cargadas las cuales deben superar barreras coulombianas. La sección eficaz es una medida útil de la probabilidad de que ocurra una reacción nuclear dada. Para un haz de partículas que golpea un blanco delgado, esto es, un blanco en el cual el haz es atenuado sólo infinitesimalmente, la sección eficaz para un proceso particular está definida por la ecuación:

$$R_i = In\sigma_i x$$

[[Ec. 1.2.6.]]

donde R_i es el número de procesos del tipo bajo consideración ocurriendo en el blanco por unidad de tiempo.

I es el número de partículas incidentes por unidad de tiempo,

n es el número de núcleos blanco por centímetro cúbico de material blanco

σ_i es la sección eficaz para un proceso específico, expresado en centímetros cuadrados y

x es el grosor del blanco en centímetros.

La sección eficaz para la colisión con una partícula rápida nunca es más grande que el doble del área de la sección eficaz del núcleo, y sin embargo, las secciones eficaces para partículas rápidas son raramente mucho más grandes que 1×10^{-24} cm².

Si en lugar de un blanco delgado consideramos un blanco grueso, la intensidad del haz de partículas incidentes es atenuada. La atenuación $-dI$ en el grosor infinitesimal dx está dada por la ecuación:

$$-dI = I n \sigma_t dx$$

[[Ec. 1.2.7]]

donde σ_t es la sección eficaz total. Si se desprecia la variación en σ_t mientras el haz de partículas incidentes atraviesa el blanco, el cual es un caso común para reacciones con neutrones, obtenemos por integración,

$$I = I_0 e^{-n\sigma_t x}$$

$$I - I_0 = I_0 (1 - e^{-n\sigma_t x})$$

[[Ec. 1.2.8.]]

donde I es la intensidad del haz después de atravesar un blanco de grosor x , I_0 es la intensidad incidente e $I - I_0$ es el número de reacciones por unidad de tiempo.

Para cualquier proceso nuclear se tiene una sección eficaz particular. Podemos definir y medir secciones eficaces para procesos particulares, tales como reacciones (n, α) ó (n, γ) . Por ejemplo, consideremos la interacción de neutrones de 10 MeV con una especie nuclear en particular, por medio de un experimento de transmisión con un haz de neutrones colimado y con el detector subtendiendo un ángulo sólido pequeño con respecto a la muestra y el detector exactamente frente al haz saliente. En este caso sólo aquellos neutrones que no han sido absorbidos o dispersados por la muestra serán detectados en el haz transmitido. La sección eficaz total σ_t medida de esta forma es la suma de las secciones eficaces de todos los procesos posibles.

En ocasiones es de interés conocer la distribución angular de partículas resultantes de un proceso particular. En este caso es conveniente definir una sección eficaz diferencial $d\sigma/d\Omega$; ésta es la sección eficaz para esa parte del proceso en la cual las partículas son emitidas por unidad de ángulo sólido en un ángulo particular θ . Así, la sección eficaz para todo el proceso en consideración es $\int (d\sigma/d\Omega) d\Omega$.

Donde $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$.

Consideremos un haz de neutrones moviéndose con una velocidad v (cm/s) tal que hay n neutrones/cm² en el haz (ésta es la llamada densidad de neutrones). Entonces, el producto nv llamado el flujo de neutrones, es simplemente el número de neutrones que pasan a través de un centímetro cuadrado por cada segundo.

Activación con neutrones.

Si una muestra de algún elemento es expuesta a un flujo de neutrones térmicos se vuelve radiactiva (se activa). Generalmente es una reacción del tipo (n,β) o (n,γ) o ambas. Esta técnica ha proporcionado un medio valioso para la producción de sustancias radiactivas.

Consideremos las ecuaciones para calcular la actividad inducida en una muestra expuesta a un flujo F de neutrones térmicos. Sea σ_{act} la sección eficaz para activación térmica de un elemento de peso atómico M . Si exponemos N átomos a los neutrones térmicos, entonces la tasa de crecimiento de átomos radiactivos (dN^*/dt) estará dada por:

$$\frac{dN^*}{dt} = F\sigma_{act}N - \lambda N^*$$

[[Ec. 1.2.9.]]

donde el primer término del lado derecho de la ecuación representa la tasa de formación de los átomos radiactivos y el término λN^* es simplemente su razón de decaimiento. Aquí λ tiene su significado usual, es decir, equivale a $0.693/t_{1/2}$ donde $t_{1/2}$ es la vida media. Si la muestra es irradiada por un tiempo t_1 (suponiendo un valor constante de F a lo largo de este tiempo de irradiación) podemos integrar la ecuación 1.2.9. y encontramos que el número de átomos radiactivos N_{t_1} después del tiempo t_1 es:

$$N_{t_1} = \frac{F\sigma_{act} N}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1})$$

[[Ec. 1.2.10.]]

Para propósitos prácticos, deseamos conocer la actividad (A_{t_1}) correspondiente al tiempo de irradiación. Deducimos ésta sustituyendo la constante de decaimiento. Por la ecuación 1.1.7. tenemos entonces:

$$A_{t_1} = F\sigma_{act} N (1 - e^{-0.693 t_1 / t_{1/2}})$$

[Ec. 1.2.11.]

donde la actividad A_{T1} es medida en desintegraciones por segundo en el tiempo t_1 cuando la irradiación ha terminado. Esta expresión se puede dividir en dos partes: primero, un término $F\sigma_{act} N$, el cual llamamos la actividad de saturación, y segundo, el término en el paréntesis llamado el factor de saturación S . La actividad de saturación representa la actividad producida por un tiempo infinitamente largo de irradiación (la actividad máxima producible bajo ese flujo para una muestra dada).

El factor de saturación S varía desde un valor cero para $t=0$, hasta el valor 1 para $t=\infty$. En la gráfica 1.2.3. se muestra una curva del factor de saturación S en términos de múltiplos de la vida media.

En la tabla 1.2.3. se presentan elementos para los cuales al menos uno de sus isótopos tiene una sección eficaz mayor a un barn ^[5], para neutrones térmicos. En esta tabla se observa que entre los elementos de más alta sección eficaz están el disprosio (Dy), el europio (Eu), el holmio (Ho), el lutecio (Lu), el samario (Sm), el tulio (Tm), el Iterbio (Yb) -todos los elementos anteriores son tierras raras-, el iridio (Ir), el renio (Re), el rodio (Rh), el wolfranio (W), el indio (In), la plata (Ag) y el oro (Au). De todos estos, los tres últimos son los únicos relativamente comunes en la naturaleza, por lo que son ampliamente usados.

Tabla 1.2.3. Resumen de secciones eficaces de activación nuclear para captura de neutrones térmicos (elementos con secciones eficaces mayores de 1 barn para neutrones térmicos).

Elemento	σ_i	isótopo generado	Elemento	σ_i	isótopo generado
Ag	44	¹⁰⁵ Ag	La	8.3	¹⁴⁰ La
	110	¹¹⁰ Ag	Lu	35	¹⁷⁶ Lu
As	4.2	⁷⁵ As		4000	¹⁷⁷ Lu
Au	94	¹⁹⁸ Au	Mn	13	⁵⁶ Mn
Br	2.9	⁸⁰ Br	Nd	3.3	¹⁴⁹ Nd
	8.5	⁸⁰ Br	Ni	2.6	⁸⁵ Ni
	3.5	⁸² Br	Os	8	¹⁸⁷ Os
Nb	1.0	⁷³ Nb		1.6	¹⁹¹ Os
Cd	0.2	¹¹³ Cd	Pd	11	¹⁰⁹ Pd
	1.1	¹¹⁵ Cd		1.4	¹¹¹ Pd
	1.4	¹¹⁷ Cd	Pr	11	¹⁴² Pr
Ce	1.0	¹⁴³ Ce	Pt	1.1	¹⁹⁷ Pt
Co	14	⁶⁰ Co		3.9	¹⁹⁹ Pt

⁵ Una sección eficaz de 1×10^{-24} cm² es muy grande, tan grande como un granero -barn en inglés- y por eso a esta cantidad se le ha llamado el *barn*, una unidad generalmente usada para expresar secciones eficaces y comunmente abreviada por *b*.

Elemento	σ_f	isótopo generado	Elemento	σ_f	isótopo generado
Cr	11	⁵³ Cr	Re	100	¹⁸⁹ Re
Cu	3.9	⁶⁴ Cu		75	¹⁸⁹ Re
	1.8	⁶⁴ Cu	Rh	140	¹⁰⁴ Rh
Dy	<1000	¹⁶⁰ Dy		12	¹⁰⁴ Rh
Er	>7	¹⁷³ Er	Sb	6.8	¹²² Sb
Eu	1400	¹⁶² Eu	Sc	12	⁴⁶ Sc
Ga	1.4	⁷⁰ Ga	Sm	150	¹⁵³ Sm
	3.4	⁷³ Ga		5.5	¹⁶⁴ Sm
Cd	4	¹⁰⁶ Cd	Sr	1.3	⁸⁷ Sr
Hf	10	¹⁸¹ Hf	Tb	>22	¹⁶⁰ Tb
Hg	3.0	²⁰³ Hg	Th	7.0	²³³ Th
	0.43	¹⁹⁹ Hg	Tm	130	¹⁷¹ Tm
Hb	60	¹⁸⁶ Hb	V	4.5	⁵² V
I	7	¹²⁷ I	W	40	¹⁸⁷ W
In	145	¹¹⁵ In	Y	1.2	⁹⁰ Y
Ir	260	¹⁹² Ir	Yb	60	¹⁷⁵ Yb
	130	¹⁸⁴ Ir		5.5	¹⁷⁷ Yb
K	1.0	⁴² K	Zn	1	⁶⁹ Zn

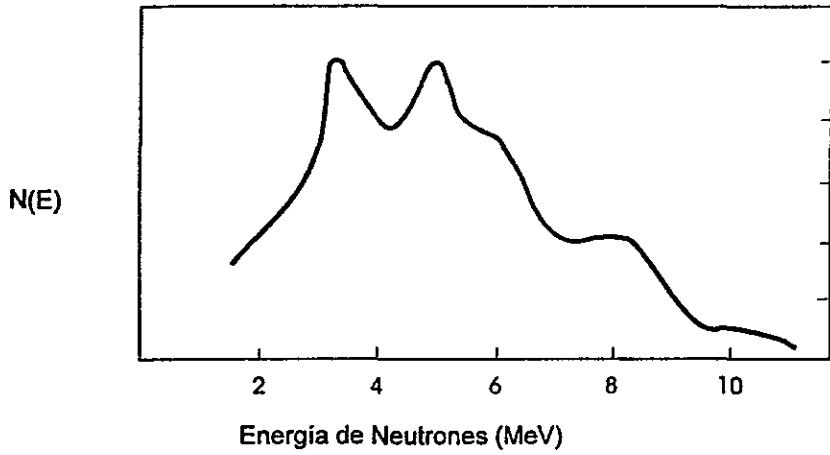


Figura 1.2.1. Espectro característico de neutrones emitidos por una fuente de $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$

Colisiones de neutrones de 5 MeV vs elemento.

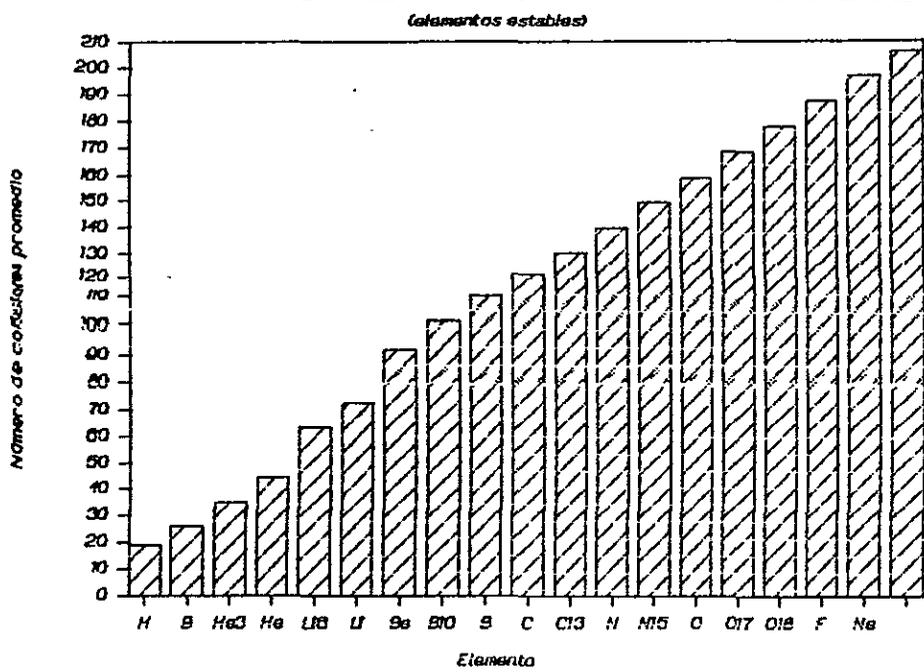


Figura 1.2.2. Número de colisiones promedio necesarias para termalizar neutrones de una fuente de Am-Be, con respecto al elemento atómico

Activación de una muestra radiactiva.

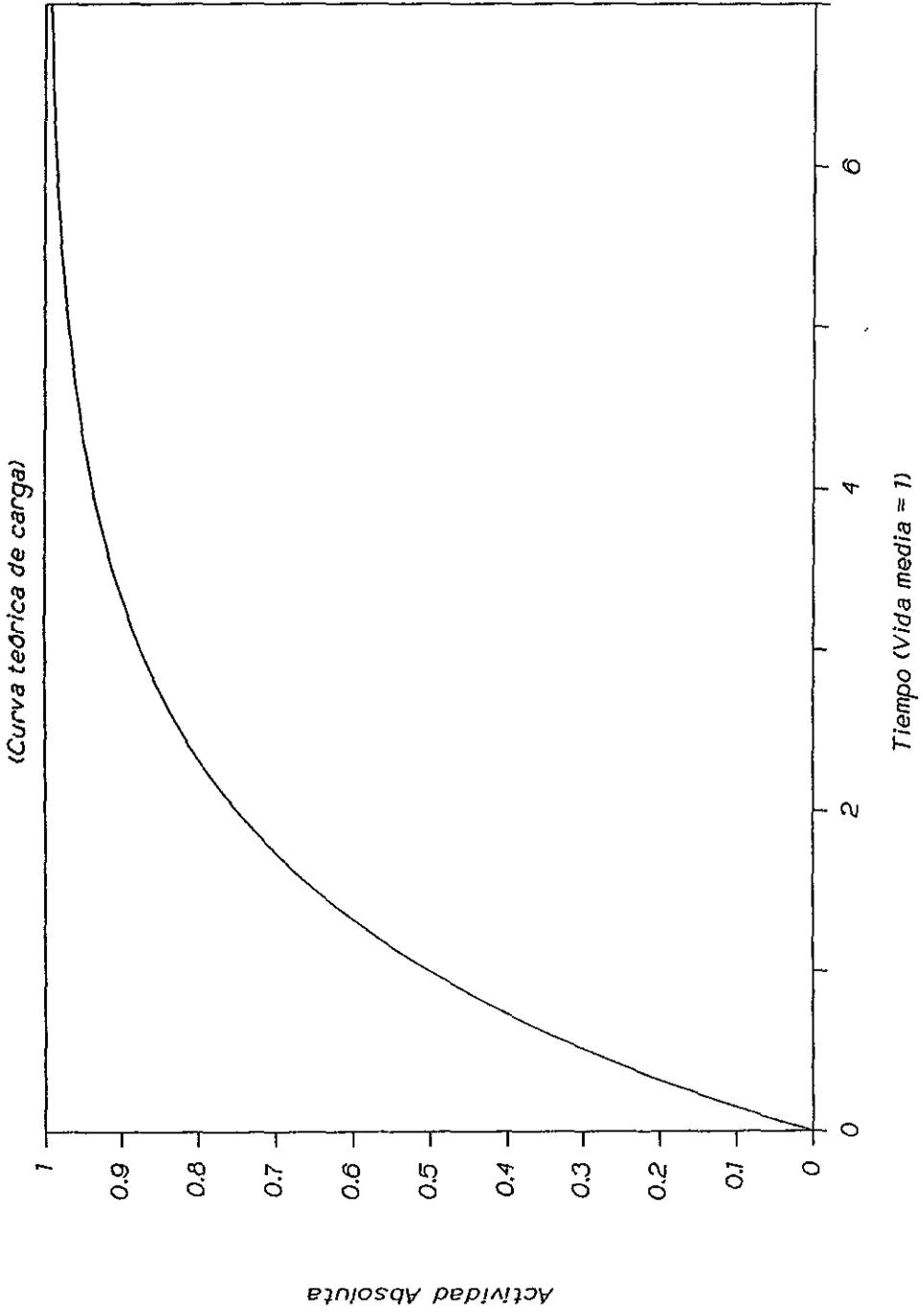


Figura 1.2.3. Factor de saturación de una muestra radiactiva con respecto a la vida media.

Sección 1.3. Detectores de radiación. (referencias K1, M2, P1, T1)

1.3.1. Detectores de ionización gaseosa

El funcionamiento de la mayoría de los detectores de partículas está basado, de una forma u otra, en la pérdida de energía por ionización de una partícula cargada. En una gran cantidad de medidores de radiación el material detector es un gas. Los potenciales de ionización son del orden de 10 eV. Por ejemplo, en promedio, para el aire, una partícula cargada pierde de 30 a 35 eV por cada par electrón-ion formado. Colectando las cargas libres que fueron así creadas, es posible obtener un pulso eléctrico que registre el paso de la partícula cargada.

El tipo más simple de detector gaseoso consiste en una cámara cilíndrica con un alambre a lo largo de su centro como se muestra en la figura 1.3.1. Las paredes de la cámara actúan como el electrodo negativo y el voltaje positivo es aplicado al electrodo central. Bajo la influencia del campo eléctrico, los electrones son colectados en el centro, mientras que los iones positivos se mueven hacia las paredes. Obviamente se desean colectar las cargas libres antes de que se recombinen, y esto depende principalmente del tipo del gas o gases de la cámara, de su presión y del voltaje aplicado.

En la figura 1.3.2., la curva 1 nos muestra el número de pares electrón-ion colectados en función del voltaje aplicado cuando un electrón (ionización mínima) atraviesa el contador; la curva 2 da la misma información, pero para una partícula mucho más pesada. La ordenada es proporcional a la altura del pulso de la señal.

Observando la figura 1.3.2. vemos las siguientes regiones de operación de un contador gaseoso. En la región I, los iones son reabsorbidos por el gas antes de poder ser colectados. En la región II el voltaje es lo suficientemente alto para

colectar todos los pares electrón-ion, pero aún muy bajo para producir cualquier multiplicación. A un detector operado en esta región se le llama cámara de ionización. A medida que el voltaje es elevado se alcanza la región III, donde la multiplicación de las cargas libres originales tiene lugar a través de la interacción de los electrones mientras éstas se mueven a través del gas hasta el electrodo de colección. Sin embargo, en un intervalo de voltaje considerable, el número total de pares electrón-ion se puede considerar proporcional a la ionización original ocasionada por el paso de la partícula cargada. Un detector que opera en esta región es llamado contador proporcional. Este detector tiene la ventaja, sobre la cámara de ionización, de tener altas ganancias, que van desde 1×10^2 hasta 1×10^4 . Finalmente, si incrementamos aun más el voltaje llegamos a la región IV, donde se observa una gran multiplicación y el número de pares electrón-ion es independiente de la ionización original. Esta es la región del contador Geiger-Müller, el cual tiene un pulso alto de salida, de tal forma que su operación es simple y confiable.

Detector Geiger-Müller. Como ya se mencionó, si aumentamos la tensión aplicada a un detector proporcional de ionización gaseosa por encima de su región de proporcionalidad, los pulsos resultantes llegan a hacerse todos de la misma amplitud independientemente de la ionización primaria causada por la partícula detectada.

En estos detectores aparece un fenómeno que consiste en la propagación de la descarga a través de todo lo largo del hilo central (figura 1.3.1.). Esta propagación parece venir motivada por la gran cantidad de fotones ultravioleta que se generan. Estos fotones dan lugar al desprendimiento, en las proximidades inmediatas, de algún fotoelectrón que originará una nueva avalancha con una nueva producción de fotones, y así sucesivamente hasta que la descarga cubra todo el electrodo central del contador. La propagación de la descarga se realiza a

velocidades comprendidas entre 2 y 20 $cm/\mu s$, dependiendo además de la tensión aplicada, así como de la naturaleza del gas y de la presión de llenado.

Una vez completada la descarga, los electrones son rápidamente absorbidos por el electrodo central. La carga de espacio resultante de los iones positivos hace disminuir considerablemente el campo eléctrico en las proximidades del mismo, por lo que el proceso multiplicativo no puede tener lugar hasta que los iones no se han alejado suficientemente del centro del contador.

Existen dos tipos de contadores Geiger-Müller:

1. Contadores orgánicos o de autoextinción : El más común de estos contadores está lleno de una mezcla de argón a una presión parcial de unos 11 cm de Hg y alcohol a una presión parcial de 1 cm de Hg. Las moléculas de alcohol motivan el que ningún ión de argón alcance el cilindro, ya que si uno de estos iones choca con una molécula neutra de alcohol, existe una gran probabilidad de que un electrón salte del alcohol al argón, neutralizándose éste o ionizándose aquél. La transferencia de carga en sentido inverso resulta energéticamente imposible, puesto que el potencial de ionización del alcohol es 11.3 volts mientras que del argón es 15.7. Dado que un ion de argón en su camino hacia el cilindro, choca del orden de 1×10^5 veces en promedio con moléculas neutras de alcohol, resulta completamente improbable que alguno de dichos iones alcance el cilindro. Los iones del alcohol, a su vez, no producen electrones secundarios cuando llegan al cátodo, sino que toman de éste un electrón y se neutralizan, pasando a ser moléculas en estado excitado. Estas moléculas pierden rápidamente su energía de excitación disociándose en dos grupos atómicos neutros más simples, así que después de cada descarga, el número de moléculas de alcohol ha disminuido. Esto último limita enormemente la autoextinción del contador. La vida media de este tipo de contador, en primera aproximación, es del orden de 1×10^9 descargas, lo que corresponde aproximadamente a 100 días de operación

continúa, a razón de 100 pulsos por segundo. Sin embargo, antes de alcanzarse tan elevado número de pulsos ya empieza a fallar esporádicamente el mecanismo de autoextinción con el consiguiente deterioro del contador. Durante su funcionamiento óptimo, la eficiencia del contador de autoextinción se acerca al 100%.

2. Contadores de halógeno. Estos contadores contienen un gas simple, por lo común un halógeno (F, Cl, Br, I). Una importante consideración sobre este tipo de contadores es su modo de apagar la descarga iniciada por el paso de una partícula. Hasta que el gas regresa a su estado neutro, el paso de una partícula cargada no producirá un pulso de salida. Durante este periodo, el contador está "muerto", la extinción de descarga puede ser alcanzada por medio de un circuito eléctrico. En la figura 1.3.1., en donde se muestra un esquema de un detector Geiger-Müller de extinción electrónica, la resistencia de carga R_C producirá una caída de voltaje que provocará que la descarga se extinga sola. Al contrario de los contadores de autoextinción, estos no son tan eficientes, pero en compensación su vida útil es casi ilimitada y no son dañados por sobrevoltajes aplicados al ánodo.

En todo detector de ionización gaseosa, los pulsos aumentan con la tensión aplicada debido a que las avalanchas son más intensas. El factor total de multiplicación de cargas en el contador A suele variar entre 1×10^8 y 1×10^{10} . Para un factor de 1×10^9 y una capacidad parásita C de 20 pF asociada al hilo central, la amplitud total ΔV de los impulsos obtenidos será:

$$\Delta V = \frac{Ae}{C} = \frac{10^9 \times 1.6 \times 10^{-19} C}{2 \times 10^{-11} F} = 8V$$

[Ec. 1.3.1.]

donde e es la carga del electrón.

Aunque la posterior derivación del pulso viene a reducir su amplitud a la mitad, sigue siendo, no obstante, suficiente para poder actuar directamente sobre dispositivos electrónicos simples de registro, sin necesidad de requerir amplificación alguna. Ello constituye la cualidad más apreciada de este tipo de detectores.

El pulso del contador Geiger requiere varias décimas de microsegundo para alcanzar el 10% de su amplitud final, (como comparación, diremos que un contador proporcional sólo requiere algunas centésimas de microsegundo). Por lo que el tiempo muerto de los detectores Geiger-Müller es relativamente grande.

Además, la velocidad de subida del pulso y su forma varían según que la descarga se inicie en el centro del contador y se propague en ambos sentidos hacia los extremos o inicie en un extremo y se propague en un solo sentido hacia el otro; en el primer caso, la velocidad de subida del pulso es aproximadamente el doble que en el segundo.

Tiempos muerto, de resolución y de recuperación.

Como se ha dicho, después de la extensión de la descarga a todo lo largo del hilo central y en tanto que los iones no se alejen lo suficiente de éste para que puedan formarse nuevas avalanchas, no podrá el contador detectar una nueva partícula que lo atraviese. Al intervalo de tiempo en que esto sucede, contado a partir de la iniciación de la avalancha, se le denomina tiempo muerto del contador.

Antes de que todos los iones hayan alcanzado el cilindro puede ser detectada una nueva partícula, aunque dando lugar a un pulso más pequeño que el anterior, por no haberse restablecido todavía en toda su magnitud el campo eléctrico junto al hilo central. Este efecto viene indicado en la figura 1.3.3., donde

se ha representado la forma de un segundo pulso en función del intervalo de tiempo que le separa del primero. Al intervalo que ha de transcurrir después de un pulso aislado para que el contador pueda dar otro pulso de amplitud máxima se llama tiempo de recuperación; viene a ser el tiempo que tarda en desaparecer del contador la nube de iones formada en cada pulso.

En un contador Geiger ordinario, el tiempo muerto y el tiempo de recuperación son del orden de 100 y 200 microsegundos respectivamente; entre estos dos valores estará comprendido, en virtud de lo dicho, el tiempo de resolución.

Las dimensiones del contador, la velocidad de arrastre de los iones y la magnitud de las descargas son factores que determinan el valor de los tiempos muerto y de recuperación; ambos tiempos, así como el tamaño de los pulsos resultantes, varían con la tensión aplicada al tubo. Por otra parte, la amplitud de los pulsos varía también con la capacidad asociada al electrodo colector, de forma que manteniéndose constante la sensibilidad del circuito electrónico de registro de pulsos, el tiempo de resolución aumentará; por ejemplo, al aumentar la longitud del cable coaxial que lo une directamente al contador. De lo dicho resulta que los tiempos citados no son características fijas y determinadas de un contador, sino que varían con las condiciones exteriores de montaje, con la tensión de funcionamiento y con el número medio de pulsos entregados por unidad de tiempo.

Algunos autores consideran al tiempo de resolución y al tiempo muerto como uno mismo, pero estrictamente hablando, el tiempo muerto se refiere al tiempo mínimo que debe transcurrir hasta que se forme un pulso pequeño, del tamaño que sea; el tiempo de resolución es el tiempo mínimo para que un sistema de detección de radiación pueda distinguir dos pulsos independientes, debido a que esto es una sutileza, ya que no es posible detectar directamente tiempo

muerto sino lo que se hace es medir el tiempo de resolución (además de que tiene un verdadero valor práctico), tiempo muerto y tiempo de resolución se considerarán como sinónimos.

Debido a la existencia de un tiempo de resolución τ no nulo, el detector y su equipo asociado registrarán menos impulsos de los que resultarían si dicho tiempo no existiera. Si dos partículas cargadas penetran en el contador separadas por un intervalo de tiempo inferior a su tiempo de resolución, la segunda no podrá ser registrada por el equipo. El porcentaje de cuentas perdidas por esta causa viene dado, en primera aproximación, por

$$p = 100 n \tau \%$$

[[Ec. 1.3.2.]]

siendo n el número de partículas que hubieran sido registradas si el tiempo de resolución fuera nulo.

El tiempo de resolución efectivo de un Geiger puede también ser obtenido por alguna técnica que mida la pérdida de conteo cuando el detector es sometido a un alto flujo. Si llamamos τ (s) al tiempo muerto y R (ctas/s) a la razón de conteo el detector es inoperable durante la fracción $R\tau$ de segundo; la verdadera eficiencia es entonces $1 - R\tau$.

Método de las dos fuentes para calcular el tiempo muerto.

Consideremos dos fuentes S_1 y S_2 las cuales tienen actividades A_1 y A_2 respectivamente. El contador registra razones R'_1 y R'_2 , donde R'_1 y R'_2 son las cuentas registradas por unidad de tiempo por el detector para las fuentes S_1 y S_2 , teniendo en cuenta las pérdidas por el tiempo muerto τ . Cuando ambas fuentes

están simultáneamente presentes ante el detector, éste registra $R'_{12} < R'_1 + R'_2$ debido a la pérdida adicional que acompaña este flujo mayor. Así, si R_1 , R_2 y R_{12} son las razones de conteo sin pérdidas por el tiempo muerto, tenemos:

$$R'_1 = R_1(1 - R'_1 \tau)$$

$$R'_2 = R_2(1 - R'_2 \tau)$$

$$R'_{12} = (R_1 + R_2)(1 - R'_{12} \tau)$$

Se resuelve escribiendo:

$$\frac{R'_{12}}{1 - R'_{12} \tau} = \frac{R'_1}{1 - R'_1 \tau} + \frac{R'_2}{1 - R'_2 \tau}$$

$$\Rightarrow \tau = \frac{1 \pm \sqrt{1 - R'_{12} \left(\frac{R'_1 + R'_2 - R'_{12}}{R'_1 R'_2} \right)}}{R'_{12}}$$

[[Ec. 1.3.3.]]

Esta ecuación se puede expandir en $(R'_1 + R'_2 - R'_{12})$ siempre y cuando el interior de la raíz sea cercano a 1. Así se llega a la expresión aproximada:

$$\tau \cong \frac{R'_1 + R'_2 - R'_{12}}{2R'_1 R'_2}$$

[[Ec. 1.3.4.]]

Meseta característica de un detector Geiger.

Si colocamos una fuente puntual radiactiva de intensidad constante en un sistema de contador Geiger y variamos el voltaje aplicado al contador, tenemos que el número de pulsos contados por unidad de tiempo varía según indica la gráfica de la figura 1.3.4. Al intervalo en que el número de cuentas registradas es aproximadamente constante se le llama "plateau" o meseta característica. En un buen contador su extensión es mayor a 200 V y su pendiente es tal que el número de pulsos contados durante iguales intervalos de tiempo a tensiones de valor entre V y $V+100$ volts (ambas dentro de la meseta) no difieren en más de un 2%.

Eficiencia de un contador Geiger.

Para que se detecte un fotón X ó γ se debe liberar por lo menos un electrón secundario, sea del gas de llenado, de las paredes o del electrodo central. Además, este electrón liberado debe alcanzar el volumen sensible del contador e iniciar una avalancha. Así, la eficiencia de un contador Geiger para radiación X o γ no alcanza en general el 1 o 2 %.

De acuerdo a la energía que tengan las partículas incidentes en el detector, se presentan tres diferentes efectos: efecto fotoeléctrico^[1a], para energías intermedias se presenta el efecto Compton^[1b] y para altas energías, la producción de pares es el efecto dominante^[1c]. Así un contador Geiger para radiación γ tiene

¹ Los fotones pierden energía o son absorbidos por la materia mediante 3 mecanismos:

a) Efecto Fotoeléctrico -para fotones de baja energía. Ocurre cuando un fotón es totalmente absorbido y su energía es transferida a un electrón atómico. Por tanto el fotón debe tener suficiente energía para excitar al electrón en estado base a un estado más elevado o hacia el continuo; esto último (ionización del átomo) es mucho más probable.

b) Efecto Compton -energías medias de unos cuantos MeV-. En este efecto el fotón dispersa un electrón atómico y pierde sólo parte de su energía.

una curva de sensibilidad relativa en función de la energía. La figura 1.3.5. es esta curva para un detector Geiger marca Phillips: ahí se muestra la dependencia de la sensibilidad del detector con respecto a la energía de la radiación. Esta gráfica revela la dificultad de realizar mediciones de radiación γ con detectores Geiger desnudos a menos de que se trate de radiación monoenergética y de energía bien conocida.

Esta dependencia en la eficiencia con respecto a la energía, se atenúa rodeando al contador con filtros compensadores apropiados construidos generalmente por tubos metálicos que absorben parcialmente la radiación de bajas energías, mientras que no influyen apreciablemente en energías altas. Las propiedades de dichos tubos son determinadas experimentalmente para cada tipo de detector. En la misma figura 1.3.5. se ha dibujado con una línea punteada la curva de sensibilidad de un detector compensado.

1.3.2. Tubos de centelleo (cristal NaI(Tl)) y fotomultiplicadores.

Cuando una partícula nuclear cargada o un fotón de radiación X o γ atraviesan ciertas sustancias luminiscentes, pierden energía en excitarla dando lugar a la emisión de luz visible o ultravioleta. Esta luz resultante puede alcanzar el cátodo de una fotocelda lo suficientemente sensible, resultando un pulso eléctrico en respuesta a la llegada de cada partícula nuclear cargada o fotón. El conjunto constituye un detector de centelleo. Así un detector de centelleo consta, en esencia, de la sustancia luminiscente y la fotocelda que en general es un tubo fotomultiplicador; ambos dentro de un contenedor opaco a la luz natural, pero a través del cual puede penetrar la radiación a detectar.

c) Producción de pares electrón-positrón -fotones de altas energías-. Un fotón de energía lo suficientemente alta es transformado y un par electrón-positrón es creado. Por conservación de energía y momento esto no es posible para un fotón libre, así que debe tener lugar en los alrededores de un núcleo o en otro electrón, el cual permitirá el balance del momento.

Este dispositivo es ampliamente utilizado para detección y análisis de radiación nuclear. Tiene la ventaja de discriminar la energía de la radiación y incidente donde la cámara de ionización y los contadores proporcionales no resultan adecuados por la poca densidad de masa gaseosa empleada en la detección.

Alta eficiencia de detección y gran rapidez de respuesta son sus características fundamentales.

Cristal de Ioduro de sodio activado con talio -NaI(Tl)-.

Las propiedades luminiscentes de este material fueron descubiertas a inicios de los 50's dando inicio a la espectroscopía de radiación y por centelleo. Cabe hacer notar que este mismo material permanece en un sitio destacado pese a 4 décadas de investigación dentro de los materiales de centelleo, sea por eficiencia, por sus propiedades casi lineales, o por su bajo precio comparado con otros materiales luminiscentes.

A los lingotes de cristal de NaI de alta pureza se les agrega Talio como activador en 1×10^{-3} fracción por mol. El NaI(Tl) es higroscópico y pierde su transparencia en contacto con la humedad atmosférica después de un tiempo, es por esto que los cristales se deben encapsular sumergidos en aceite y deben mantenerse absolutamente secos. El cristal es frágil y puede ser fácilmente dañado por golpes o cambios bruscos de temperatura o simplemente por calor cuando ya está encapsulado. Tiene una alta transparencia para la radiación luminosa emitida. Casi el ochenta por ciento del peso del cristal está constituido por átomos de yodo, elemento de número atómico relativamente elevado ($Z=53$) y que, por consiguiente, presenta una alta probabilidad de interacción fotoeléctrica

con la radiación γ . Se pueden obtener monocristales de NaI(Tl) de más de un dm^3 de volumen, que asociados a un buen fotomultiplicador constituyen detectores γ con eficiencias mayores al 60%, dos órdenes de magnitud superiores a las de un contador Geiger.

Quizá la propiedad más notable del NaI(Tl) es su excelente producción de luz, que es una de las más altas comparando con otros materiales centelladores. Su respuesta a electrones (y radiación γ) casi lineal sobre la mayoría del intervalo de energía lo ha hecho ser aceptado como el material de centelleo estándar para espectroscopía γ de rutina.

El tiempo dominante de decaimiento es de 230 ns, muy largo para algunas aplicaciones de conteo rápido o altas razones de conteo.

Además de esta alta producción hay una fosforescencia característica de 0.15 s de tiempo de decaimiento, que también se ha medido, la cual contribuye con alrededor de 9 % de la luz producida. Para altas razones de conteo la fosforescencia tiende a fomentar el que se traslapen pulsos precedentes; ésta es una característica indeseable del NaI(Tl) usado en aplicaciones de alta razón de conteo.

Fotomultiplicadores.

En esencia, un fotomultiplicador es un celda fotoeléctrica de extraordinaria sensibilidad provista fundamentalmente de un fotocátodo, que desprende electrones bajo la acción de la luz, y de una serie de electrodos (dinodos), contra los que van chocando sucesivamente los electrones desprendidos del fotocátodo después de ser acelerados por una diferencia de potencial conveniente; todo ello

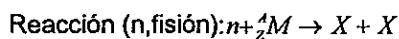
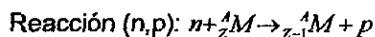
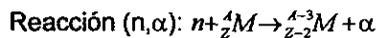
está encerrado al alto vacío dentro de una ampolla, como se muestra en la figura 1.3.6.

Fotocátodo y dinodos están sucesivamente conectados a potenciales crecientes, y cada dinodo es aproximadamente un centenar de volts más positivo respecto al anterior. Acelerado por estos potenciales crecientes, cada electrón que choca contra un dinodo arranca de él 3 o 4 electrones secundarios, los cuales son también acelerados y van a chocar contra el dinodo siguiente formándose así una avalancha de electrones, que después de chocar y multiplicarse en el último dinodo incide sobre un ánodo colector donde se origina el pulso eléctrico correspondiente. Hay unos diez dinodos, variando de tubo a tubo y las multiplicaciones electrónicas totales son del orden de 1×10^5 o 1×10^6 . En tales condiciones, un solo electrón que se desprenda del fotocátodo originará en la salida un pulso de unos 16 mV.

1.3.3. Detectores de neutrones.

Debido a que los neutrones carecen de carga eléctrica, no producen ionización directa a su paso a través de la materia. Son varios los procesos que se producen al incidir los neutrones en distintos materiales. Su eficiencia en cada uno de estos procesos depende de la energía del neutrón. Estos procesos son:

(a) Reacciones nucleares que siguen de la captura de un neutrón, tales como



[[Ec. 1.3.5.]]

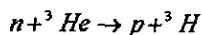
donde la partícula α , protón o fragmento de fisión se pueden detectar. Este tipo de procesos son ampliamente usados con neutrones lentos ya que las secciones transversales de captura son muy grandes.

(b) Dispersión elástica de neutrones con un protón, y una transferencia de momento lo suficientemente grande como para que pueda ser detectado. Esta técnica es aplicable con neutrones de alta energía.

(c) Transmutaciones nucleares, en las cuales los neutrones producen un isótopo de larga vida o un estado nuclear excitado en el detector. El decaimiento de este producto radiactivo con la emisión de radiación γ o β es una medida del flujo total de neutrones que inciden en el detector.

Detector de neutrones térmicos de ^3He .

Estos detectores están basados en la reacción



[[Ec. 1.3.6.]]

La energía liberada en la reacción, 764 keV para neutrones térmicos, aparece como energía cinética del protón y tritio resultantes dividiéndose la energía en una razón de 3 a 1 aproximadamente. Si el recorrido de dichas partículas termina en el gas del contador, toda su energía se consume prácticamente en producir ionización, obteniéndose así una amplitud máxima en respuesta al neutrón incidente. Si alguna de las dos partículas alcanza la pared del detector antes de consumir toda su energía cinética, se obtiene un pulso de menor amplitud.

Si el neutrón incidente es un neutrón térmico, el protón y el tritio salen desprendidos en direcciones opuestas (por conservación de la cantidad de movimiento). Así, si la presión del gas es suficiente para que la suma de los recorridos de ambas partículas sea pequeña respecto del diámetro del detector, tan sólo una de ellas podrá alcanzar la pared. El pulso de amplitud mínima corresponderá a la absorción por la pared de toda la energía del protón, siendo entonces sólo el tritio el que produce la ionización gaseosa inicial.

Así se ve que la presión de llenado es fundamental, no sólo en la eficiencia de estos detectores, sino en un espectro de amplitudes de los pulsos entregados en respuesta a neutrones de aproximadamente la misma energía. Dicha presión suele estar comprendida entre 1 y 10 atm para detectores comerciales. En la figura 1.3.7. se muestran los espectros de amplitudes de pulsos en respuesta a un haz de neutrones térmicos, con presiones de llenado de 1, 2 y 6 atmósferas; para un intervalo entre 3 -el caso del detector utilizado en este trabajo- y 10 atmósferas el espectro es prácticamente similar al de 6.

En comparación con otros gases de llenado, el B_3F (que emplea la reacción $^{10}B(n,\alpha)^3Li$), tiene una sección eficaz mayor y altas presiones aceptables de llenado; otra ventaja es que su tensión de funcionamiento no es elevada. Para 2 atm suele ser de 900 V y para 10 de unos 1500 V. En cambio, para contadores de B_3F llenos a 1 atm y de aproximadamente las mismas dimensiones, suelen necesitarse tensiones de funcionamiento superiores a los 3000 V.

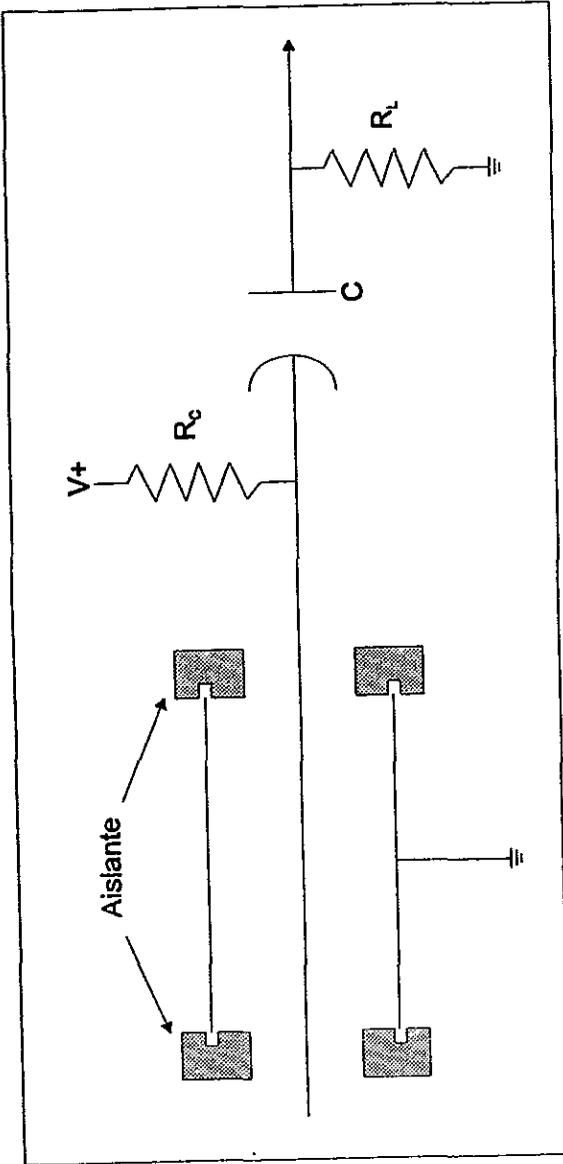


Figura 1.3.1 Arreglo esquemático de un contador Geiger cilíndrico.
 El alambre central se carga a $V+$ a través de la resistencia de carga R_c , mientras que la cubierta cilíndrica se conecta a tierra. La señal de salida aparece a través de R_l .

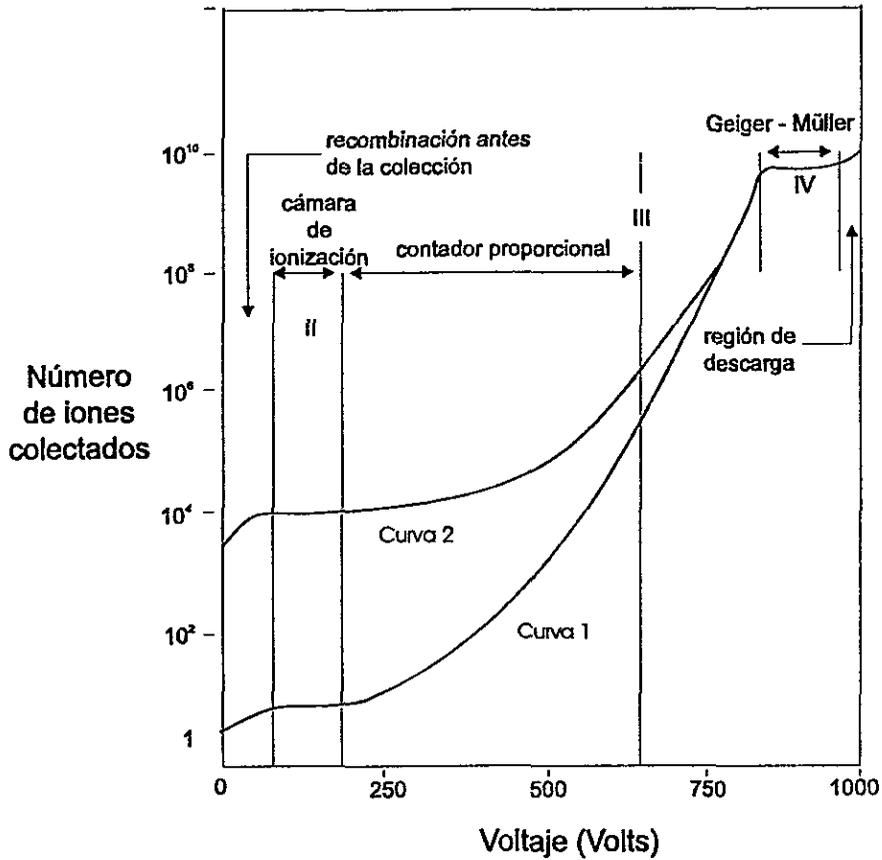


Fig. 1.3.2. Número de pares electrón-ion, colectados cuando una partícula cargada atraviesa un contador gaseoso de tamaño promedio, graficado contra el voltaje aplicado entre los electrodos. La curva 1 es de una partícula mínimamente ionizante, mientras que la curva 2 se refiere a una partícula altamente ionizante. Nótese las tres regiones posibles de operación como i) contador de ionización, ii) contador proporcional y iv) contador Geiger.

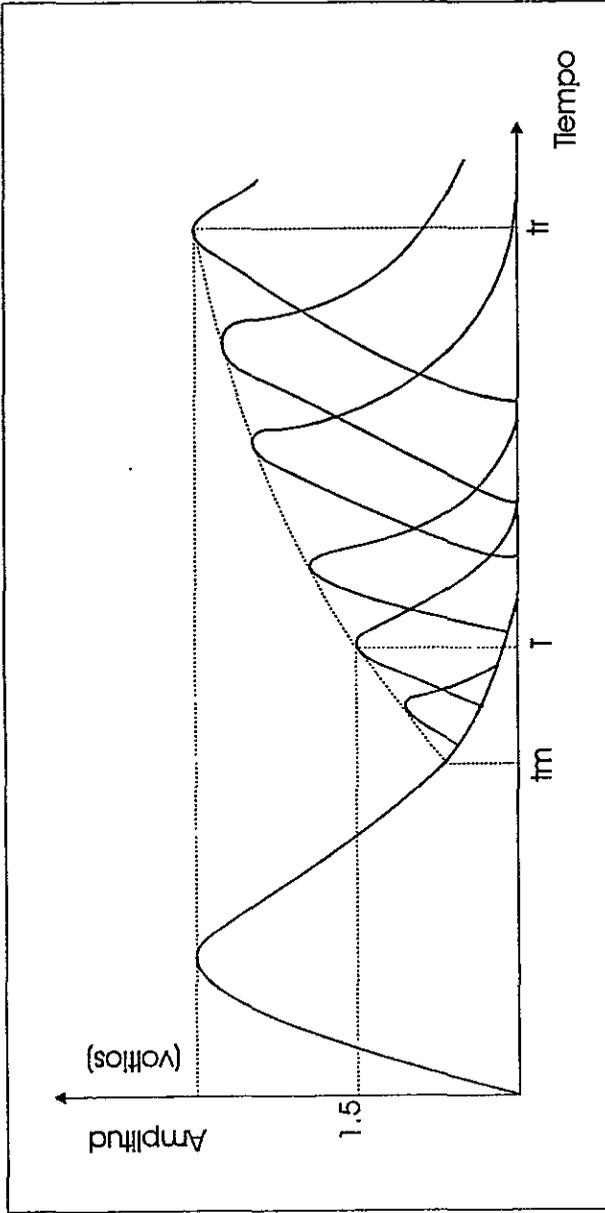


Figura 1.3.3. Pulsos de un contador Geiger Müller; t_m =tiempo muerto, t_r =tiempo de recuperación del contador, T = tiempo muerto del sistema detector.

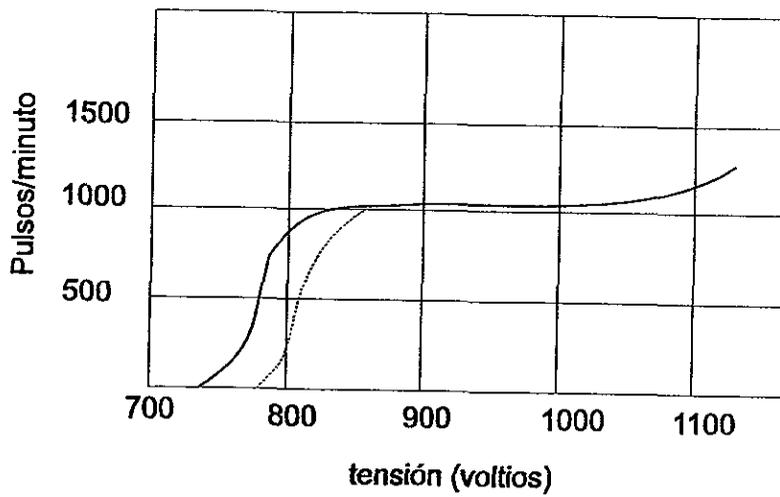


Fig. 1.3.4. Meseta característica de un contador Geiger Müller.

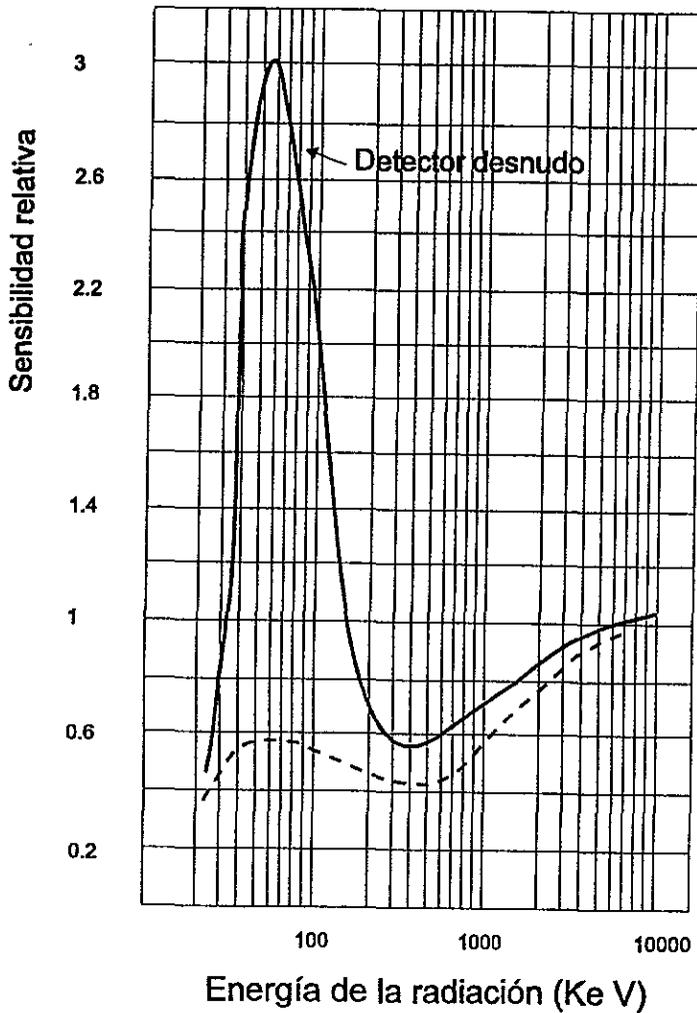


Figura 1.3.5. Sensibilidad relativa para radiación γ de un detector Geiger Müller en función de la energía. (Contador Philips tipo 18503 con pared de aleación de hierro y cromo). La línea punteada es del mismo contador pero compensado.

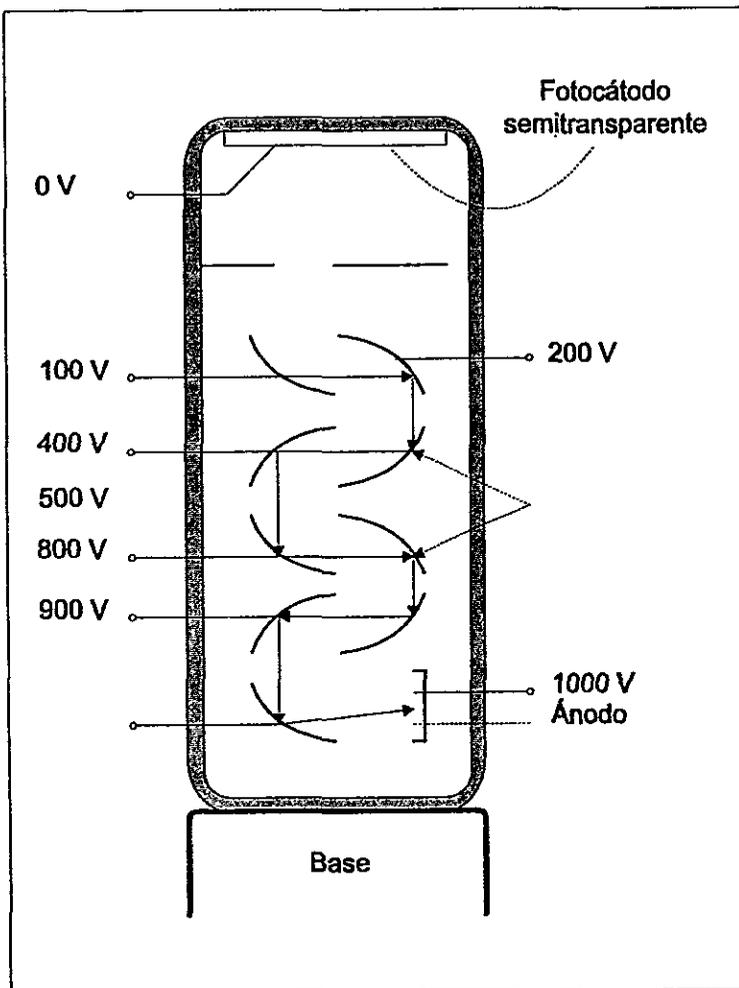


Figura 1.3.6. Diagrama esquemático de un fotomultiplicador.

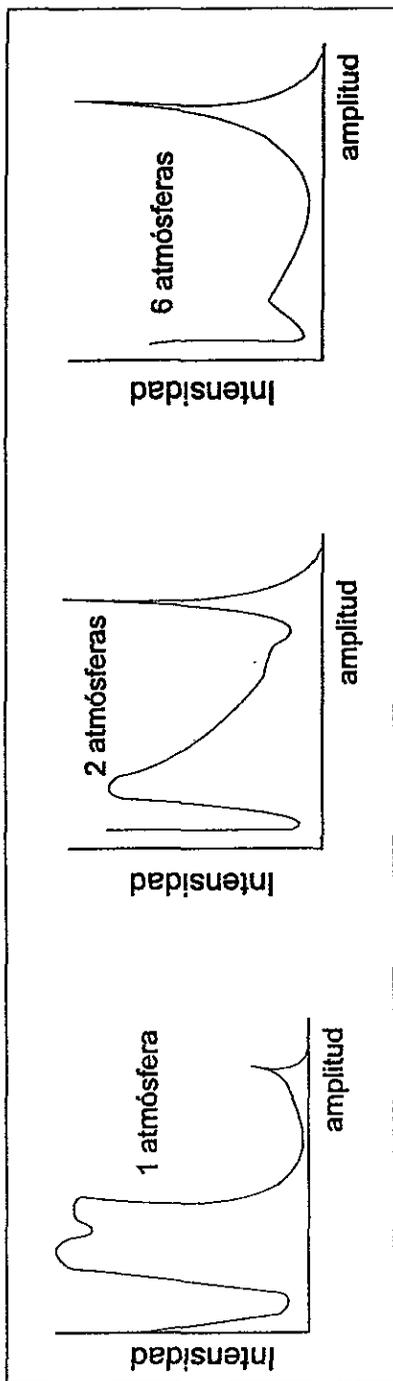


Figura 1.3.7. Espectro de amplitud de pulsos en respuesta a un haz de neutrones térmicos de detectores de He³ con distintas presiones de llenado.

Sección 1.4 Seguridad Radiológica (referencias: S3, T1, B4, B5)

1.4.1. Dosis y equivalente de dosis.

La dosis absorbida es la cantidad de energía depositada por unidad de materia irradiada. Una dosis absorbida de un rad, equivale a 100 erg depositados en un gramo de materia. Para fijar ideas podemos decir que si una persona expone todo el cuerpo a 600 rad o más, es probable que muera; en contraste todos los seres humanos reciben cada año un promedio de 0.2 rad por efecto de radiación natural en el ambiente. Cabe aclarar que un rad de rayos X no causa el mismo efecto biológico que un rad de partículas alfa y es por eso que se ha creado el concepto de equivalente de dosis, la cual es la dosis absorbida por el organismo multiplicada por un factor de efectividad biológica adecuado al tipo de partícula que constituye la radiación, la unidad de uso común es el rem. Un rem de rayos X causa el mismo efecto biológico que un rem de partículas alfa, neutrones, etc. En las unidades del Sistema Internacional, la unidad equivalente de dosis es el Sievert, que es igual a 100 rem.

La Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardas es el organismo encargado de hacer cumplir la reglamentación existente en seguridad radiológica en México. Esta organización especifica que para los trabajadores de la radiación, la exposición no debe pasar de un equivalente de dosis en irradiación de cuerpo entero de 5 rem en un año. La Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) recomienda límites de equivalente de dosis de 0.5 rem al año para el público en general.

1.4.2. Protección para fuentes de neutrones.

Debido a que los neutrones no tienen carga eléctrica, no pierden energía en ionizaciones directas, en pequeños espacios, tal como ocurre con los protones. No son radiación electromagnética tal como los fotones gamma y por lo tanto no tienen interacciones con los electrones del medio.

Los neutrones no interactúan hasta que chocan con núcleos atómicos; la colisión es gobernada por las leyes de conservación del momento y de la energía. La transferencia máxima de energía ocurre cuando los neutrones colisionan con núcleos de átomos de hidrógeno (es decir protones), los cuales son casi de la misma masa. La cantidad de energía transferida depende también de la dirección de dispersión del protón y del neutrón después de la colisión. Si el protón es expulsado directamente al frente, recibirá toda la energía del neutrón, el cual quedará en reposo. La energía máxima que puede ser transferida disminuye mientras la masa atómica aumenta. El núcleo dispersado penetra como una partícula directamente ionizante. La energía de los núcleos de retroceso representa el mecanismo más importante en el cual los neutrones contribuyen a la dosis absorbida por el tejido.

El coeficiente de atenuación del hidrógeno se define como la probabilidad de una interacción de un neutrón de una cierta energía en un medio rico en hidrógeno. Una gráfica de este coeficiente con respecto a la energía del neutrón se muestra en la figura 1.4.1., el valor asignado a cada energía se aplica a un medio en el cual la densidad del hidrógeno es de 1 g/cm^3 . Para determinar el coeficiente de atenuación para cualquier otro medio, basta calcular la densidad del hidrógeno en ese medio en cm^3 y multiplicarlo por el coeficiente de atenuación de la capa hemireductora por medio de la relación: $\text{capa hemireductora} = 0.693 / \text{coeficiente de atenuación}$. Ello permite calcular el número

total de capas hemireductoras para el grosor bajo consideración y evaluar la atenuación producida.

Es por esto que el mejor blindaje para una fuente de neutrones es un compuesto rico en átomos de hidrógeno, como el agua o la parafina; por ejemplo, para el agua tenemos una densidad de hidrógeno de 0.1118 g/cm^3 , así para neutrones térmicos, una capa hemireductora compuesta de agua tendría un grosor de 0.62 cm y para neutrones de 5 MeV (el promedio de los emitidos por una fuente de $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$) se requieren aproximadamente de 6.2 cm .

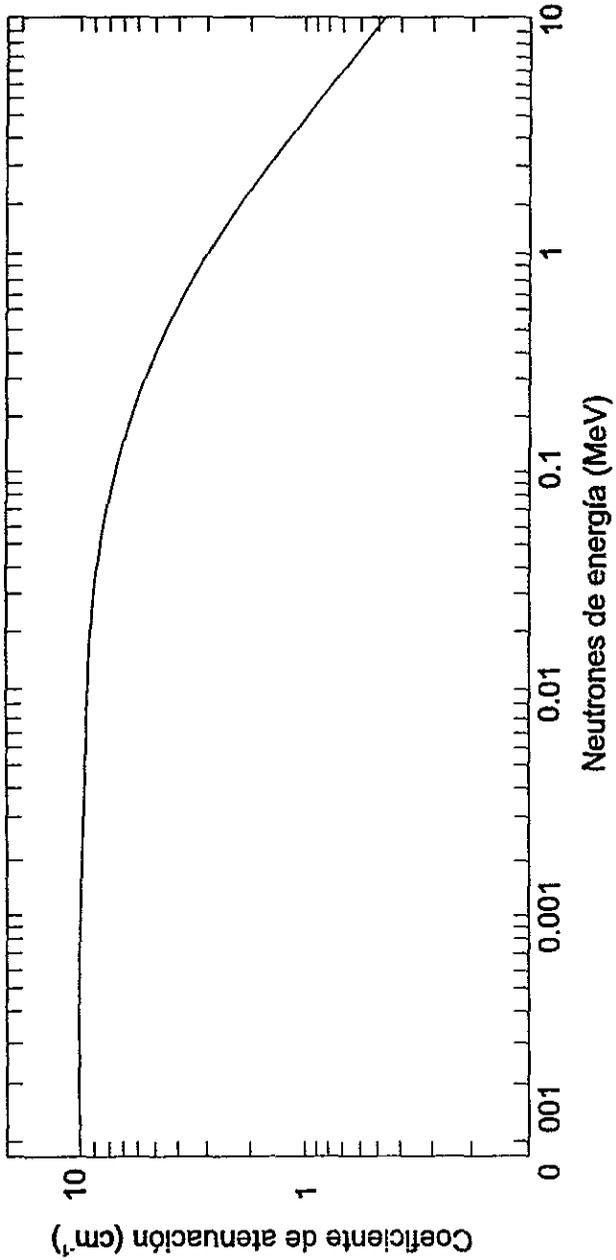


Figura 1.4.1. Coeficiente de atenuación de neutrones en hidrógeno con una densidad normal de 1g/cm³. (Datos calculados por Hughes y Schwarz, 1958).

Capítulo 2: El equipo experimental. (referencias: X1, X2, X3, X4, X5, X6, X7, X8, X9)

Sección 2.1. Fuente de neutrones de Am-Be de 0.5 curies.

El irradiador de neutrones del Laboratorio de Física Moderna de la Facultad de Ciencias, UNAM, es una fuente de $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$ de 0.5 Ci en partículas α , moderada y blindada con parafina. Esta fuente emite $(1.1 \pm 0.1) \times 10^6$ neutrones/s. En el capítulo 1 se mostró un espectro característico de emisión, pero el fabricante (Amersham) proporciona el espectro de emisión de neutrones rápidos medido en sus laboratorios. Este espectro es reproducido en la figura 2.1.1.

Esta fuente de Americio-Berilio también emite un número significativo de neutrones de baja energía. De acuerdo al fabricante, el 23 % de los neutrones emitidos por la fuente "desnuda" (no moderada), son neutrones con energía menor a 1 MeV y un promedio de 400 keV. Este dato, para efectos prácticos, no tiene gran relevancia, ya que por la ecuación (1.2.3.), para 400 keV (energía mínima promedio de emisión de la fuente) se requieren 17 colisiones para convertir estos neutrones, en la frontera entre intermedios y rápidos, en neutrones térmicos, y para neutrones rápidos de 10 MeV (la cota superior de energía de emisión de la fuente) se requieren unas 20 colisiones.

La vida útil recomendada de la fuente es de 15 años a partir de la fecha de compra. De estos quince años ya han transcurrido seis. Esta vida útil se asocia principalmente a que los materiales de la mezcla corroen el acero. Se pensó que también dependía del contenido de átomos de berilio, ya que por cada neutrón emitido, se convierte un átomo de berilio en carbono. Pese a que el fabricante no especifica las proporciones de americio y de berilio mezcladas en el interior de la cápsula, esta especulación probablemente sea incorrecta.

La fuente de Am-Be está contenida en un cilindro de acero de 200 litros de capacidad. (de los utilizados en la industria) de 75 cm de alto por 56.5 cm de diámetro, lleno de parafina como se muestra en la figura 2.1.2.; al conjunto se le llama Irradiador de Neutrones. Este irradiador tiene una cruceta con tubos de acero (que forman 4 ventanas de irradiación) de unos 4 centímetros de diámetro, cada una de ellas protegida con cilindros de nylon; la fuente misma se encuentra en el extremo de una barra de nylon en posición vertical con respecto al contenedor esta barra puede colocar a la fuente en diferentes alturas. La fuente está cubierta por unos $2 \times 10^4 \text{ cm}^3$ de parafina.

Como medidas adicionales de protección, se construyó un biombo de bastidor de madera relleno de parafina de unos 5 cm de grosor. En cada ventana de irradiación hay un candado para evitar que personas no autorizadas la abran. Lo mismo pasa con la barra vertical que sube y baja la fuente, ésta tiene dos *candados*.

2.2. Kit de Muestras Radiactivas.

El kit de muestras radiactivas (usado para calibrar tanto contadores Geiger como tubos de centelleo) fue el Gamma Reference Source Set QCR.1. de Amersham International Inc., con número de serie 1799. A continuación se muestra una tabla que incluye los núclidos utilizados de este kit, la segunda columna es el número de serie de la fuente específica, la siguiente es la actividad original en μCi (referida a las 1200 GMT del 1 de febrero de 1986), precisión porcentual, actividad estimada al 1 de junio de 1996 y al 1 de junio de 1997, que

en primera aproximación es el intervalo de tiempo en que se utilizaron las muestras para este experimento.

Tabla 2.1.1. Muestras radioactivas utilizadas en este trabajo

Núcleo	Serial	Activ. (μCi) 86.02.01	Prec. %	Activ. (μCi) 96.06.01	Activ. (μCi) 97.06.01
1. ²⁴¹ Am	2Q040	12.33	5.0	12.13	12.10
2. ¹³⁷ Ba	1R930	11.83	4.8	6.99	5.61
3. ¹³⁷ Cs	2S242	10.95	3.7	8.85	8.45
4. ⁶⁰ Co	2U205	11.20	1.9	2.88	2.52
5. ²² Na	2X030	11.10	3.7	0.71	0.54
6. ²⁰³ Hg	2W379	23.63	3.0	1.01x10 ⁻²⁴	4.44x10 ⁻²⁶

En la tabla siguiente se especifican las energías de emisión de radiación y de los núclidos del Kit, así como la vida media de cada uno de ellos. (Nota: ann. rad. se refiere a los fotones de 511.006 keV emitidos en la aniquilación de positrones con la materia) -Fuentes de información: [X3], [X8], y [X9]-.

Tabla 2.1.2. Vidas medias, energías y porcentajes de emisión de las muestras utilizadas

Núcleo	Vida media	Energías de emisión y (MeV) /%
1. ²⁴¹ Am	432.2 años	0.02834 / 2.6% 0.033192 / 0.1% 0.43 / 0.1% 0.059536 / 35.3% 0.099 / 0.02%

Núcleo	Vida media	Energías de emisión γ (MeV) /%
^{137}Ba	10.53 años	0.103 / 0.02%
		0.125 / 0.004%
		0.053 / 2.2%
		0.08089 / 2.6%
		0.081 / 33.9%
		0.161 / 0.7%
		0.223 / 0.4%
		0.276 / 7.1%
		0.303 / 18.4%
		0.35600 / 62.2%
0.384 / 8.9%		
^{137}Cs	30.3 años	0.66164 / 85.1%
^{60}Co	5.27 años	1.173210 / 99.86%
		1.332470 / 99.98%
		Otros / < 0.01%
^{24}Na	2.6 años	0.511 (ann. rad.) / 90.49%
		1.2745 / 99.95%
^{203}Hg	46.61 días	0.279188 / 81.6%
		0.071-0.85 / 12.8%

2.3. Muestras de indio, plata y oro.

La procedencia de las muestras es diversa. El laboratorio dispone de 10 muestras de indio, de las cuales se usaron las muestras etiquetadas como I y J. La muestra I pesa 1.1185 g, tiene un diámetro de media pulgada y un espesor de 0.0127 mm. La muestra J pesa 0.1182 g, tiene el mismo diámetro de media pulgada y espesor de 0.0127 mm. Se utilizó el indio debido a su alta sección eficaz (145 barn -ver sección 1.2.5.-) y a que es un material relativamente barato.

Se utilizaron varias muestras de plata, dos adosadas a protectores de plástico de 2.53 cm de diámetro. Debido a que están adheridas a los protectores de plástico, es imposible medir su grosor y pesarlas sin romperlas. Se usaron además dos monedas de plata: una de ellas tiene 2.40 cm de diámetro, 0.21 cm de grosor y 7.77 g de peso (Moneda conmemorativa de la Copa Mundial de Fútbol México 86 de \$25); la otra mide 3.20 cm de diámetro, 0.24 cm de grosor y 15.57 g de peso (Moneda de \$50 del mismo origen). Se utilizó la plata debido a que sus dos isótopos estables tienen altas secciones eficaces (^{107}Ag con 44 barn y ^{109}Ag con 110 barn -ver sección 1.2.5.-).

Se usó también una moneda de oro de 1.90 cm de diámetro, 0.11 cm de grosor y 4.17 g de peso (cinco pesos oro). Como se puede inferir, el oro tiene una gran sección eficaz (94 barn -ver sección 1.2.5.-). Se puede observar que se buscó que los objetos a irradiar fuesen planos para así maximizar el área expuesta al flujo de neutrones.

Sección 2.4. Detectores de radiación.

2.4.1. Contador Geiger-Müller.

Los detectores utilizados a lo largo de este trabajo de tesis son dos tubos GM Modelo SN-7970, de la empresa Nucleus, con una ventana de 3.5 cm de diámetro. Esta ventana es sellada con mica de un grosor entre 1.5 a 2.0 mg/cm² (no se especifica el valor exacto). Sobre el gas de ionización, el catálogo sólo indica que es un halógeno, (probablemente yodo ⁽¹⁾). Este detector es sensible a

partículas β de energías medias y altas y a radiación X y γ . Es de amplio uso y como se mencionó en el capítulo 1, este tipo de detectores tienen una vida útil casi infinita. Está montado en una base sujeta-muestras con seis guías. Tiene un cable coaxial con un conector MHV. La parte superior del cilindro plástico contiene una rosca de 4 vueltas para desmontarlo de la base del tubo. El diámetro exterior del tubo es de 6.4 cm y su altura total es de 21.5 cm. Su voltaje de operación, según especifica el fabricante es de 900 V, se garantiza una meseta de 200 V y una pendiente de 10% por 100 V.

2.4.2. Tubo de centelleo de NaI(Tl)

El tubo de centelleo que se utilizó es el NaI(Tl) Detector Modelo S-88-I de Teledyne Isotopes de 10 dinodos (10 etapas de generación de electrones en la etapa fotomultiplicadora). Este tubo, así como su preamplificador, fueron usados por primera vez en este proyecto; el voltaje de operación es de 810 V.

2.4.3. Detector de neutrones térmicos de ^3He .

El detector utilizado para la medición de emisión de neutrones térmicos es un Helium-3 Filled Proportional Counter de la marca Reuter-Stokes, modelo RS-P4-1614-204. Este detector es sensible únicamente a neutrones térmicos y está

¹ Cuatro de los cinco halógenos son elementos que en forma pura forman moléculas diatómicas: el flúor (F_2), el cloro (Cl_2), el bromo (Br_2) y el yodo (I_2). El flúor y el cloro son gases altamente reactivos con metales, con lo que los electrodos se volverían sal en poco tiempo, por lo que es poco probable que para hacer un detector GM de vida muy larga hayan utilizado estos elementos. Aunque el bromo diatómico a una atmósfera es un líquido, bajando la presión se convierte en gas, pero adolece de ser un buen halógeno (en griego "formador de sales"), por lo que nos queda sólo el yodo, que aunque a una atmósfera forma cristales, bajando un poco la presión estos cristales se subliman, además el yodo es el menos reactivo de todos. Existe otro halógeno, que no existe en la naturaleza y fué sintetizado hasta 1940: el astato (At). Además de ser radiactivo (el isótopo del astato de vida media mas larga producido hasta 1996 es el ^{210}At con una vida media de 8.1 horas). Considerando estas opciones, el yodo es el candidato perfecto como gas halógeno de ionización del tubo GM.

lleno de ^3He a una presión de 3 atmósferas. La calibración del detector se realizó en el ININ el 6 de septiembre de 1995 con el certificado 520-95-N. En dicho certificado se especifica una meseta entre los 1000 y 1250 V, recomendándose utilizar 1100 V de voltaje de operación, una pendiente de 0.66 % por cada 100 V y una sensibilidad promedio de 105.80 cuentas por segundo / flujo.

Sección 2.5. Amplificadores y fuente de poder.

2.5.1. Preamplificador.

Con el detector de neutrones se utilizó el Charge Sensitive Preamplifier modelo TC 175 de Tennelec, número de serie 2530. Este preamplificador es de bajo ruido y está diseñado específicamente para ser usado con contadores proporcionales que requieran menos de 5 kV de alimentación. Puede manejar tanto pulsos positivos como negativos (la salida es la polaridad inversa de entrada) y su no linealidad (calculada para una alimentación de ± 12 V) es menor de 0.05%. Este preamplificador se conecta a una fuente de alimentación de voltaje de entre 12 y 14 V a más de 32 mA (en nuestro caso se usaron las salidas de alimentación del amplificador dual que se menciona adelante).

2.5.2. Base de fotomultiplicador.

En el trabajo se utilizó la Photomultiplier Base Modelo 276 de EG&G Ortec. El fabricante garantiza una no linealidad integral (utilizando un fotomultiplicador Ortec), de $\pm 0.02\%$ entre los 0 y 10 V. La sensibilidad de la altura del pulso es de $\pm 0.005\%$ por cada grado centígrado de diferencia, de 0 a 50 °C. Este último dato podría no parecer importante, pero se llegó a usar por más de 350 horas continuas; evidentemente se llegó a un valor de temperatura de equilibrio entre calor generado y disipación más alto que la temperatura ambiente. Así, para un

valor de unos 20 grados centígrados de diferencia, la variación en la altura de pulsos es del 0.1% lo que es excelente. La polaridad del pulso de salida es positiva. La alimentación es de 24 V a 16 mA.

2.5.3. Amplificador dual.

Se utilizó el amplificador doble Dual Spec Amp de la empresa Ortec modelo 855. Este amplificador se usó tanto para el preamplificador del detector de neutrones, como para la salida de la base del fotomultiplicador. Este amplificador tiene salidas unipolar y bipolar; debido a las características de la tarjeta multicanal (este amplificador se utilizó tanto con el detector de neutrones como con el tubo de centelleo -ver sección 1.3.2.-), se utilizó la salida bipolar.

2.5.4. Fuente de poder de alto voltaje.

Para aplicar altos voltajes a los electrodos del detector de ^3He o para alimentar los dinodos del fotomultiplicador, se utilizó la High Voltage Power Supply Modelo 478 de EG&G Ortec. Esta fuente se puede ajustar con una precisión de 1 V desde 0 hasta 2,000 V, y una corriente de salida de 1 mA.

2.6. Interfase GM y Tarjeta Multicanal.

2.6.1. La tarjeta multicanal

Para la detección de neutrones, y la medición de los espectros de emisión y de decaimiento del oro se utilizó la tarjeta multicanal Multichannel Analyzer

(MCA) modelo 918 de EG&G Ortec. Esta tarjeta va separando los pulsos en 8,192 canales diferentes. Se utilizó el software *Maestro II Versión 1.5x Modelo A64-BI* también de EG&G Ortec. Con este equipo podemos emular un analizador multicanal por medio de una computadora personal. Este software se utilizó para hacer estadística de conteo de los datos obtenidos, y para la toma de datos sistemática (por ejemplo, cuando se midió el decaimiento del oro, se programó para la toma de datos durante 15 días continuos). Pese a que el software tiene varios inconvenientes, sus alcances son mayores que la de un equipo multicanal convencional.

2.6.2. Interfase GMX.

Como ya se mencionó, un detector Geiger Müller da a la salida pulsos de una amplitud lo suficientemente grande para no requerir un preamplificador. Igualmente se puede hacer el conteo de los pulsos sin necesidad de amplificarlos, ya que no nos interesa la altura de ellos, sino cuántos obtenemos. Se utilizó una interfase para el detector Geiger-Müller fabricada por Oxford Instruments, con la cual se simplifican al máximo las conexiones del equipo. Únicamente tiene una entrada coaxial desde el tubo Geiger-Müller y se aprovecha la terminal de la impresora como interfase de entrada a la máquina. La interfase tiene una fuente de alto voltaje integrada la cual, por software se puede ajustar desde 0 hasta 1200 V con una precisión de 25 V. El software tiene múltiples opciones para llevar a cabo varios experimentos como la obtención de mesetas para un tubo Geiger específico, estadística de conteo, medición de coeficientes lineales de absorción, etc. La tarjeta tiene un error sistemático en el tiempo, del orden de un segundo extra cada minuto. Esta discrepancia se cuantificó y se hicieron las correcciones pertinentes. Pese a la rigidez del programa encuentro dos ventajas de la interfase: la primera es que no requiere de una tarjeta o una entrada extra, al utilizar una salida a impresora como entrada de datos, y segunda, sus requerimientos con

respecto a hardware son mínimos: podemos trabajar con una máquina XT de 521 kbytes de RAM y un drive de 5 1/4.

Sección 2.7. Equipo de cómputo y osciloscopios.

2.7.1. Computador IBM XT.

En algunas ocasiones fue necesario utilizar esta computadora para trabajar con la interfase GMX, (por ejemplo, cuando se realizaba trabajo en paralelo centellador-interfase GMX o Tubo ³He-interfase GMX). Esta computadora pertenece a la primera generación de IBM PC (por ejemplo, incluye un chip ROM de lenguaje Basic integrado y su arquitectura ¡NO es compatible con un disco duro!). Tiene 640 kbytes de memoria RAM y su reloj interno es de 4 MHz, incluye dos drives para diskettes de doble densidad (360 Kb) de 5 1/4.

2.7.2. Computador Gama 386 SX.

Este computador Gama 386 SX, trabaja a una velocidad de 33 MHz. Tiene 640 KBytes de RAM, un disco duro de 50 MBytes y otros dos drives: uno de 1.2 MBytes de 5 1/4 y uno de 1.4 MBytes de 3 1/2. Tiene instalada la tarjeta Multicanal y el programa MCA -Multi Channel Analyzer- Maestro II.

2.7.3. Osciloscopios.

Se utilizaron dos osciloscopios, un Tektronix Modelo 5440 de 10 MHz que opera desde 1mV hasta 10 V, y un BK Precision Modelo 2522 de 20 MHz, el cual

opera desde 5mV hasta 5 V. Principalmente se utilizaron para determinar rápidamente que los pulsos que salían del amplificador no estaban saturados o bien, cuando algún componente del equipo no se comportaba como se esperaba.

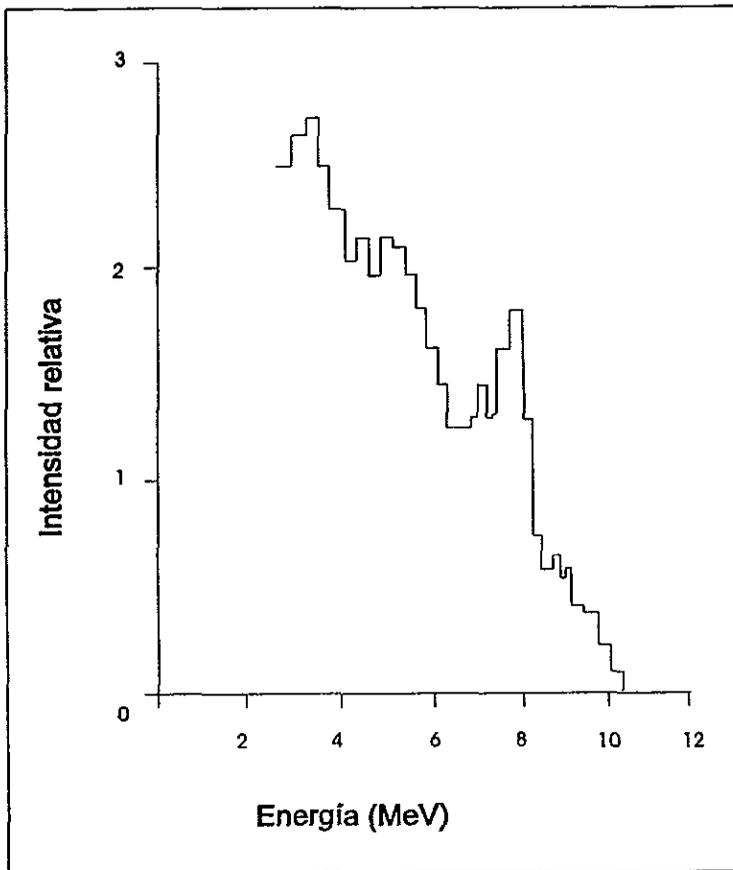


Figura 2.1.1. Espectro de emisión de neutrones rápidos de una fuente de Americio-Berilio fabricada y calibrada en Amershan International.

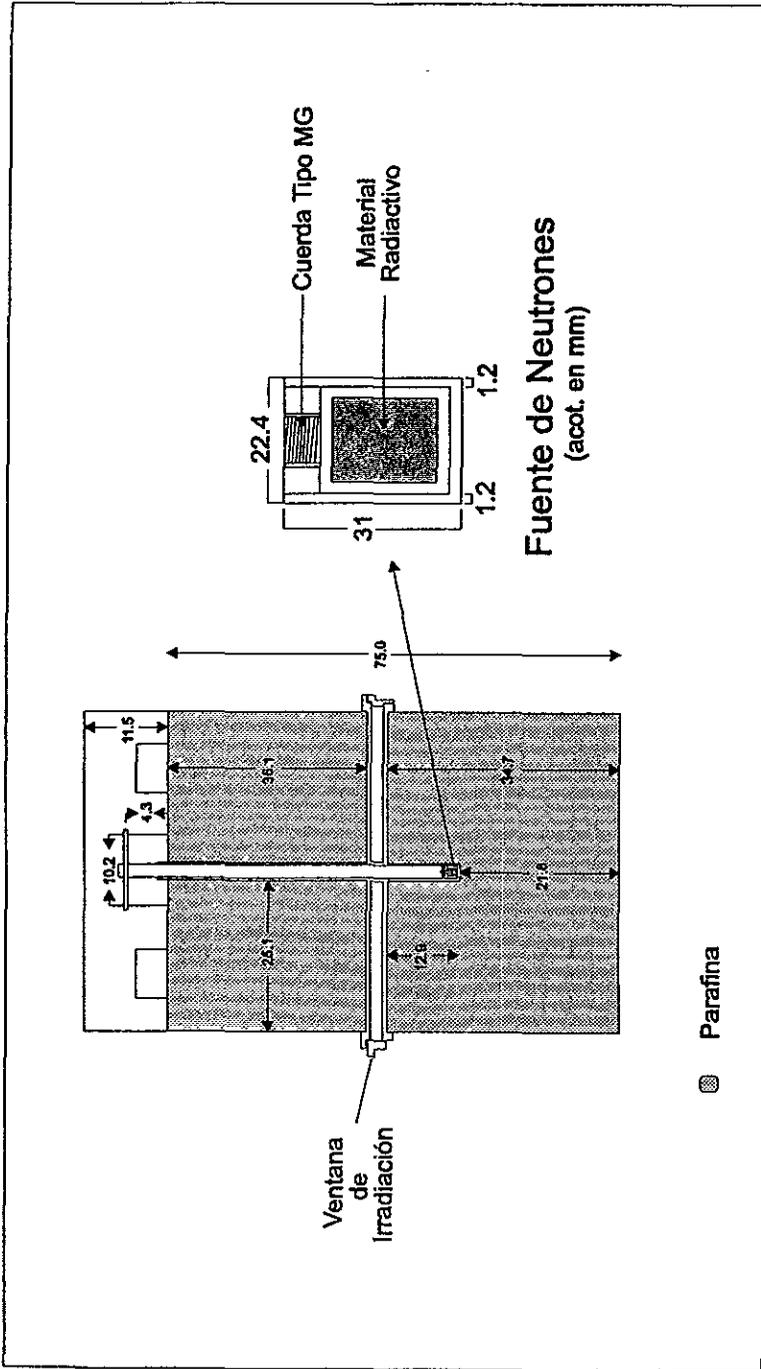


Figura 2.1.2. Corte longitudinal del irradiador de neutrones (Acotaciones en cm), del Laboratorio de Física Moderna, Facultad de Ciencias, UNAM.

Capítulo 3: Desarrollo experimental

Sección 3.1. Introducción y arreglos experimentales.

El objetivo de este trabajo es medir la vida media de muestras de indio y plata; para esto era ideal utilizar una interfase Geiger-Müller, ya que se obtenían datos con una frecuencia de 2 segundos en algunos casos. Se obtuvo una curva de moderación de neutrones térmicos, con un detector de neutrones térmicos y finalmente se obtuvo el espectro de energías de emisión de las tres muestras con un tubo centellador. Con este mismo tubo se obtuvo la vida media del oro debido a que era el único detector de radiación disponible que se podía programar para una toma de datos y que además se pudiera usar durante varios días continuos sin que se sobrecalentara.

Básicamente se utilizaron tres distintos arreglos experimentales, uno para el Geiger-Müller, otro para el detector de neutrones, y otro para el detector de centelleo.

3.1.1. Detector de radiación Geiger-Müller.

Se utilizó el siguiente equipo experimental:

- Interfase Nucleus GMX con diskette.
- Fuente de ^{60}Co
- Contadores GM SN-7970 #1 y #2
- Computadora IBM XT

La figura 3.1.1. muestra el montaje.

El detector Geiger SN-7970 #1 solamente se usó en las primeras pruebas con la interfase, después se utilizó exclusivamente el detector SN-7970 #2. Su funcionamiento se explicó en el capítulo 2. El pulso a la salida se amplifica y se contabiliza durante un segundo dentro de la interfase y así, segundo a segundo la información es recibida en la computadora. El software contabiliza los pulsos obtenidos de acuerdo al preset seleccionado (entre 1 y 600 s) las veces que se haya pedido (de 1 a 500). Se puede obtener un listado en formato ascii para analizarse posteriormente.

3.1.2 Detector de neutrones térmicos.

Se utilizó el siguiente equipo:

- Irradiador de Neutrones.
- Contador Proporcional de ^3He .
- Preamplificador de bajo ruido Oxford TC175.
- Amplificador Dual Ortec 855.
- Fuente de alto voltaje Ortec 0-2kV 478
- Osciloscopio.
- Computadora Gama 386 con tarjeta multicanal.

La figura 3.1.2. muestra el montaje.

El neutrón térmico incide sobre el núcleo de ^3He generando una reacción (n,p), formando un par protón-tritio. Estas partículas ionizadas son detectadas en los electrodos gracias al alto voltaje el cual es filtrado en el preamplificador; esta señal es amplificada y se manda a la tarjeta multicanal, la cual la separa en 8192 canales diferentes. El software Maestro II la muestra en la pantalla.

3.1.3. Detector para radiación γ .

El equipo utilizado fue:

- Tubo de centelleo de NaI(Tl) con fotomultiplicador Teledyne.
- Base de fotomultiplicador Ortec 276.
- Amplificador Dual Ortec 855.
- Fuente de alto voltaje 0-2kV Ortec 478.
- Osciloscopio.
- Computadora Gama 386 con tarjeta multicanal.

El equipo se muestra en la figura 3.1.3.

La radiación incide en el cristal centellador de NaI(Tl). La luz emitida por el cristal es detectada en una celda fotoeléctrica de alta sensibilidad y por medio de una serie de dinodos que van multiplicando los electrones generados, después se amplifica la señal en un preamplificador para así obtener una señal de salida a un amplificador de voltaje; de ahí pasa a la tarjeta multicanal.

Sección 3.2. Caracterización del equipo.

3.2.1. Mesetas.

La compañía Nucleus Inc. especifica una meseta genérica de todos los detectores SN-7970 (900 V) y no existían datos específicos del voltaje de operación óptimo para los detectores GM SN-7970 #1 y #2. Con la interfase se obtuvieron las mesetas de ambos contadores, se obtuvo una meseta preliminar "ruidosa" de 6 s por cada voltaje, desde los 700 hasta los 1100 V. Entonces se obtuvieron 6 mesetas con idénticas características experimentales (abarcando

desde los 700 hasta los 1100 V, de 25 V en 25 V, con un preset de 10 s), y después, los datos con idénticos voltajes de operación se promediaron.

Meseta del Detector de neutrones térmicos.

Se tiene la gráfica del fabricante, Reuter-Stokes obtenida con una fuente moderada de Pu-Be y una gráfica obtenida en el ININ con una fuente moderada de fisión espontánea de ^{252}Cf , coincidiendo ambos en un voltaje de operación de 1100 volts. Este es el valor del voltaje que se utilizó.

3.2.2. Tiempo Muerto.

Detector Geiger-Müller.

No se puede hacer un análisis del tiempo muerto efectivo del sistema (también llamado tiempo de resolución) por el método directo, es decir, observando en el osciloscopio el tiempo en que se genera otro pulso, debido a que este tiempo muerto no toma en cuenta el nivel de sensibilidad de la interfase, es decir, el voltaje mínimo de altura de pulso que la interfase detecta. Se decidió hacer este cálculo por el método de las dos fuentes.

Método de las dos fuentes.

En este método, descrito en la sección 1.3, se mide la actividad individual de dos fuentes (R_1 y R_2) y después juntas (R_{12}). La secuencia en que se hacen las mediciones es importante ya que permite hacer el mínimo de cambios y asegura una geometría más reproducible.

Procedimiento. Se colocan una fuente radiactiva A y una fuente vacía (inerte) una al lado de la otra, se hace estadística de conteo durante el tiempo que se determine, teniendo cuidado de convertir el dato a cuentas por segundo; así se obtiene R_1 . Se remueve la muestra inerte y se reemplaza por la fuente B, se hace estadística de conteo y se convierte a cuentas por segundo; éste es R_{12} . Se remueve la fuente A y se reemplaza con la fuente inerte, de nuevo se hace estadística de conteo y se convierte a cuentas por segundo; éste es R_2 . Se quitan ambas fuentes, se hace más estadística de conteo y se determinan las cuentas de fondo por segundo, éste es R_b .

Durante mucho tiempo se intentó hacer un análisis de tiempo muerto utilizando la ecuación 1.3.4., la cual solamente es válida para razones de conteo bajas (de hecho, $\tau R \ll 1$); se hicieron 5 intentos por medir el tiempo muerto usando esta ecuación.

Se utilizaron las fuentes de ^{22}Na y ^{60}Co (las fuentes que tienen menor actividad -medible- de todo el kit), para mantener las razones de conteo bajas. Se tomaron 4 series de datos: las cuentas registradas para el ^{22}Na , para el ^{22}Na y ^{60}Co juntas, las cuentas del ^{60}Co , además del ruido de fondo. En el método de las dos fuentes, para conservar simetrías, se deja una muestra inerte. En este caso se dejó la muestra de ^{203}Hg con una actividad calculada de 1×10^{-24} Ci (equivalente a 3.7×10^{-14} desintegraciones por segundo).

Después de intentar con varias ecuaciones y muchos métodos de análisis de datos, se tomaron 10 datos de 300 s cada uno para cada serie de datos.

3.2.3. Resolución en energía de los detectores.

La resolución es una forma de medir la habilidad de un detector de distinguir radiación de energía similar. La forma convencional de expresar la resolución es el ancho del pulso de energía a la mitad de su amplitud. Esta característica es llamada FWHM (Full Width at Half Maximum). Para que este concepto tenga sentido, la energía del máximo debe expresar también la energía del pico. La resolución es el FWHM (en canales) expresada como un porcentaje del número del canal en que se encuentra el centroide del pico:

$$R(\%) = \frac{\text{FWHM (en canales)}}{\text{Canal del centroide}} \times 100$$

[Ecuación 3.2.1]

Este concepto de resolución del detector solamente se aplica a detectores proporcionales, por lo que para un contador Geiger no tiene sentido práctico alguno. Evidentemente hay una dispersión de los voltajes de los datos, que no tiene significado alguno en relación a las energías.

Espectro de emisión de radiación γ de una muestra de ^{137}Cs y resolución asociada utilizando el detector de NaI(Tl). Como una convención se utiliza la radiación γ de 662 keV del ^{137}Cs para medir la resolución de detectores a este tipo de radiación. La muestra es útil todavía (se estimó en la sección 2.2. una actividad del orden de 8.5 μCi). Con esta muestra y el arreglo experimental respectivo se obtuvo el máximo de 662 keV en el canal 3118 y un FWHM de 185 canales, obteniéndose una resolución de 5.93 %.

Espectro de neutrones térmicos del detector de ^3He y resolución asociada al detector. Después de resolver un problema de un contacto intermitente entre el tubo lleno de ^3He y el cable de conexión con el preamplificador, se hizo una espectroscopía de neutrones térmicos colocando el detector frente a una de las ventanas de irradiación (cerrada), teniendo la fuente de neutrones a la altura de las ventanas de irradiación.

A partir de los datos obtenidos con el arreglo experimental de la figura 3.1.2. se obtuvo la resolución del detector de neutrones. Mientras más pequeña la resolución, mejor el detector. El detector de neutrones está lleno a una presión de 3 atmósferas, pero el espectro es muy similar al espectro mostrado en la figura 1.3.7. para 6 atmósferas. El FWHM en canales obtenido fue de 133 canales y el centroide se tomó en el canal 2660, obteniéndose así una resolución del equipo de 5.0 %.

Sección 3.3. Moderación de neutrones.

3.3.1. Construcción de cilindros de parafina.

Para realizar la moderación fue necesario construir cilindros de parafina. Sin duda alguna, la parte más artesanal del proyecto fue ésta. Se cortaron 7 trozos de tubo de PVC de 2.70 cm de diámetro interior, 3.35 cm de diámetro exterior y 39.0 cm de largo, los cuales fueron llenados con parafina derretida. Se encontró que en un contenedor tan angosto la parafina al resolidificarse se volvía muy porosa, lo cual era indeseable (porosidad implica menor densidad, implica menos átomos de hidrógeno por unidad de volumen, por lo tanto, menor eficiencia de frenado de neutrones, además, no se tenía una parafina parecida al menos a la que recubre a la fuente). Se probaron varias técnicas de las cuales la mejor fue hacer el vaciado de la parafina y dejarla solidificar en agua fría (unos 12

o 14 °C), y así evitar que se formen porosidades. Se hicieron cilindros de múltiplos de una pulgada -abreviado in-, (1 in, 2 in, 3 in. etc.) hasta llegar a las 10 in (25 cm).

Con la fuente de neutrones a la altura de la ventana de irradiación, se procedió a obtener la moderación. Se colocó primero un cilindro de PVC vacío y se tomó una medición del flujo que salía de la ventana (con un cierto ruido de fondo proveniente de las paredes del irradiador). Se tomaron 10 datos durante 10 s cada uno, después se colocó el cilindro que contenía 1 cm de parafina repitiéndose este procedimiento hasta llegar a 15 cm de parafina. Al repetir el procedimiento no se encontró prácticamente ninguna similitud entre medidas equivalentes, y se consideró que era necesario hacer una estadística de conteo más refinada, para obtener una curva confiable del flujo que salía de la fuente.

Se decidió entonces tomar 50 datos durante 120 s lo cual reducía la varianza enormemente; se tomó de nuevo el flujo emitido por la fuente únicamente con un tubo de PVC vacío, con 1 in de parafina, etc.

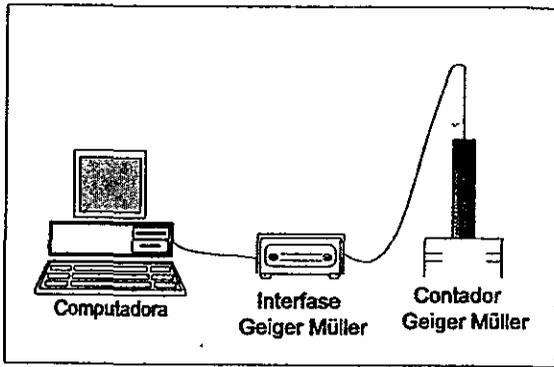


Fig. 3.1.1 Decaimiento Radiactivo: Arreglo Experimental.

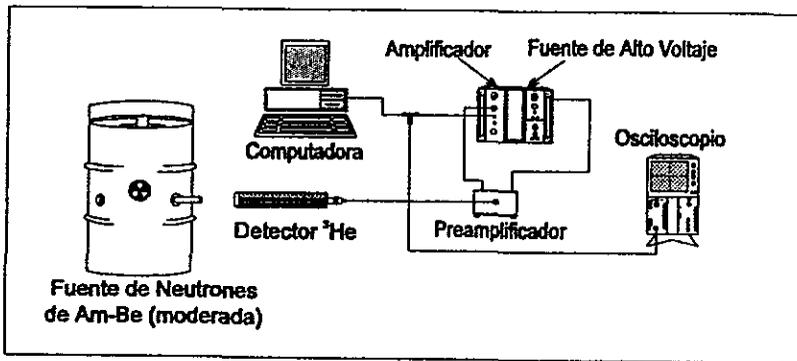


Figura 3.1.2. Moderación de Neutrones: Arreglo Experimental.

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

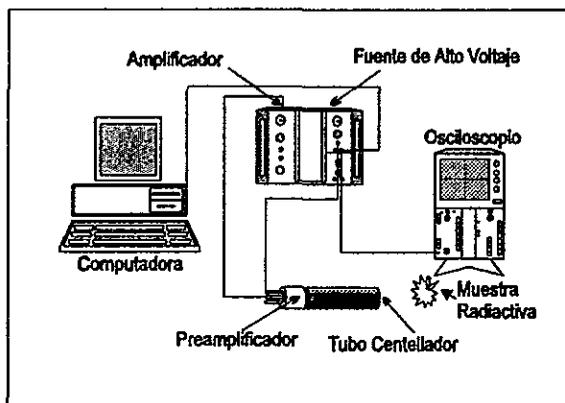


Figura 3.1.3. Espectro de Emisión de Rayos Gamma: Arreglo Experimental.

Sección 3.4. Activación del ¹¹⁵In

Después de un par de docenas de activaciones de las muestras de indio, se llegó a un procedimiento óptimo (seguramente es mejorable, pero ya se pueden obtener con él resultados satisfactorios). Este procedimiento es el siguiente:

3.4.1. Procedimiento de activación.

Con la fuente en la posición de almacenaje, se quita el candado y se retira una de las protecciones de la ventana de irradiación, se introduce un cilindro de PVC (este cilindro debe estar lleno, claro está, de parafina, como protección principalmente) con la muestra de indio en la parte frontal. Protegido por el biombo se sube la fuente a la altura de la ventana de irradiación, se deja irradiar por lo menos unas 10 vidas medias (unas 10 h en el caso del indio).

Previamente se hizo el montaje con el contador Geiger con blindaje (se utilizaron lingotes de plomo) -este blindaje reduce a la mitad el conteo de fondo -el cual sin blindaje es de unas 20 a 30 cuentas por minuto), y así se duplica la relación señal/conteo de fondo-, y la interfase en alguna computadora lista para tomar datos. Transcurrido el tiempo de activación se retira la muestra y lo más rápidamente posible se coloca en el portamuestras del detector. Aquí se tienen 4 opciones óptimas (es decir, con mínimo conteo de fondo, buena estadística de conteo, reduciendo en lo posible la dosis recibida, etc.): dos utilizando análisis sobre series de tiempo (Time Series Analysis, conocido también como TSA; ver apéndice 2) y dos sin él, que aunque no son tan buenas, son una buena opción para las personas no muy afectas a la estadística:

a) Para análisis estándar lo óptimo son 120 observaciones, con un preset de 120 s; esta toma de datos dura 4 h. Otra opción es tomar 240 datos con un preset de 60 s, lo que da un total de 4 h también. Es evidente que el tiempo de acumulación convierte a esta opción en prohibitiva.

b) Para TSA, el óptimo son 500 datos de 24 s cada uno. Con ello se tiene 1h 40min de acumulación, lo que me parece, el óptimo para una sesión de laboratorio, ya que además hay que tomar el conteo de fondo, que aunque el blindaje de plomo reduce el conteo de fondo a la mitad, sigue existiendo.

Se baja la fuente y se cierra la ventana de irradiación, en ese orden.

Se salvan los datos en formato ascii y se procesan en una hoja de cálculo.

Es importante hacer un buen estudio estadístico del conteo de fondo, incluso aplicarle TSA a los datos (la tendencia obviamente debe ser una constante).

Vida media.

El indio es un elemento inerte (es decir, no radioactivo)^[1] de alta sección eficaz, (145 barn) en relación a otros elementos. Su vida media es de 54.1 min (referencia X3). Aunque ya se mencionó el procedimiento óptimo para activar las muestras, es indispensable dar una justificación general. Con la fuente en la

¹ El indio está compuesto por dos isótopos, el ¹¹³In que es estable y con una abundancia de 4.29 % con respecto a todo el indio, y sección transversal de 5.4 barns y el ¹¹⁵In que constituye el 95.72 % del indio total. El ¹¹⁵In es radiactivo, pero debido a lo largo de su vida media (6x10¹⁴ años, 40,000 veces la edad del universo), para nuestros propósitos es un elemento inerte.

posición de almacenamiento, la activación es muy baja, así que se subió la fuente a la altura de la ventana de irradiación; y así se activó en adelante. Se tenía el problema de que la opción "Half life" del software de la interfase sólo aceptaba tomar 50 datos. Se usaron después las opciones de "Counter/RateMeter" y "Counting Statistic", con un error sistemático del orden de un segundo por minuto (23 segundos extra cada media hora es más realista). La medición de este error puede parecer una sutileza, pero después del conteo de fondo, éste es el factor de más peso por considerar, aun más que el tiempo muerto.

Tomando estas medidas el número de cuentas por unidad de tiempo aumentó unas cuatro veces, pero aun se debía mejorar un poco más: se iban a activar después muestras de oro y plata. Esta última muestra tenía los agravantes de dos isótopos con decaimientos independientes, y vidas medias de un medio minuto y otra de un par de minutos; se debía encontrar un modo de reducir el conteo en las datos obtenidos. Se hizo un análisis sobre series de tiempo, lográndose quitar la variación irregular (el ruido estadístico o conteo de fondo), y debido a que nuestros datos no tienen variaciones periódicas, se "filtró" la tendencia. Ya se podían obtener, con una serie optimizada de datos, coeficientes de correlación en la curva de decaimiento de 0.999.

3.4.2. Espectro de emisión.

Al decaer un núcleo radiactivo, emite partículas α , β y/o radiación γ , a energías características ya bien documentadas en la mayoría de los casos. En este trabajo se obtuvieron los espectros característicos de emisión de radiación γ para las 3 muestras activadas.

Como se vió en la sección 1.1.2., al llegar una muestra a la vida media se ha desintegrado el 50% de los átomos radiactivos en la muestra. A partir de la

ecuación 1.1.14. tenemos que para el indio, después de 54 min se ha desintegrado el 50 por ciento del total de átomos, y no sólo eso, si esperamos otros 54 min se habrá desintegrado el 75 por ciento de los átomos. Así que debemos esperar por lo menos dos vidas promedio para tener un buen espectro con los datos. Se activaron las dos muestras de indio (I y J) durante unas 20 h y se colocaron después frente al detector de centelleo y se dejaron acumular los datos cerca de 3 h 15 min (de hecho, 11870 s, dos y medio vidas promedio).

Sección 3.5. Activación de ^{107}Ag y ^{109}Ag .

3.5.1. Vidas medias.

La plata común está compuesta de dos isótopos estables, el ^{107}Ag con una proporción de 51.84%, y una sección eficaz de 44 barn; la vida media del isótopo generado (^{108}Ag) es de 2.39 s El ^{109}Ag que constituye el 48.16%, y una sección eficaz de 110 barn; la vida media del isótopo generado (^{110}Ag) es de 24.6 s Ambos isótopos son de sección eficaz alta y es detectable su activación.

Tenemos entonces, dos decaimientos independientes con dos secciones eficaces y dos proporciones porcentuales distintas. Con esto debemos calcular dos vidas medias diferentes y la proporción de átomos activados por cada núclido.

Debido a lo corto de las vidas medias de la plata y a su menor sección eficaz, es imposible obtener resultados confiables de las vidas medias sin utilizar extensamente análisis sobre series de tiempo.

Simultáneamente con las activaciones del indio se comenzaron a obtener curvas de decaimiento radiactivo de la plata con el tubo Geiger, pero, por las mismas razones que en el caso del indio, nunca se tomaron los espectros (se tuvieron que desechar cerca de 10) más allá del instante en que la señal era más

intensa que el conteo de fondo. Este fue un tremendo error, ya que para obtener la vida media del isótopo de vida media más larga, se debe esperar a que la actividad del isótopo de vida media más corta sea despreciable (10 vidas medias después, la actividad se reduce a $(1/2)^{10} = 1/1024 = 1.7 \times 10^{-4} = 0.097\%$ de la actividad inicial). Después de hacer esto, se extrapola la actividad inicial del isótopo de vida más larga y se resta esta actividad estimada a los datos obtenidos. Con esto tenemos el decaimiento simple del isótopo de vida media más corta. Esto es más complicado de explicar que de hacer.

Debido a las características de la interfase GMX, se pueden obtener hasta 500 datos, así que para obtener el máximo provecho del análisis sobre series de tiempo se necesitan muchísimos datos. Después de varios intentos fallidos, se tomaron 500 datos de 2 s cada uno.

3.5.2. Espectro de emisión del ^{108}Ag .

Debido a lo corto de la vida media del ^{110}Ag , no se podía medir el espectro de emisión de radiación y con una sola activación, así que lo que se hizo fue activar repetidas veces las 4 muestras disponibles. Se dejaban activar media hora, se tomaba el espectro durante 10 minutos (mientras otras muestras se estaban reactivando) y estas muestras eran reemplazadas y reactivadas.

Sección 3.6. Activación del ^{197}Au .

3.6.1. Vida media y espectro de emisión.

La vida media del ^{197}Au es de 2.5 días. Como la interfase no fue diseñada para funcionar tanto tiempo continuamente, se utilizó el arreglo experimental del detector de centelleo, con un programa que tomara el espectro, y lo salvara en un archivo. Se obtuvieron 450 datos de 30 min cada uno. Debido a un apagón se

perdieron los datos de toda la noche entre el tercer y cuarto día de captura de datos. Aún con esto, la estadística de conteo es increíblemente buena, no requiriéndose ningún tipo de filtro.

El espectro de emisión es exactamente una toma de datos, pero de 7979 s de preset.

Sección 3.7. Breve estudio radiológico del irradiador.

El Reglamento de Seguridad Radiológica editado en el Diario Oficial de la Federación del martes 22 de noviembre de 1988 dice que para personal que por motivo de sus labores esté expuesto a radiación, o para estudiantes bajo entrenamiento, existe un máximo anual de equivalente de dosis de 50 mSv, equivalente a 200 μ Sv diarios, para neutrones, y en la referencia [S3] se menciona un límite de tasa de exposición de 125 mR/trim. para radiación γ . Para conocer los niveles de radiación en los alrededores del irradiador, se solicitó un levantamiento de niveles de radiación.

En noviembre de 1993, el fís. Cesar Ruiz Trejo encargado de la seguridad radiológica del Instituto de Física de la UNAM hizo un levantamiento de niveles de radiación por neutrones y radiación gamma del irradiador. Los resultados obtenidos son los siguientes:

Niveles de emisión de radiación gamma.

En dicho levantamiento se obtuvo un valor de 0.3 mR/h en contacto con el contenedor, equivalente a 648 mR/trim el cual es 25% mayor al límite de exposición ocupacional para todo el cuerpo para miembros del público. Esta estimación es hecha considerando a una persona en contacto directo con el irradiador durante 8 h diarias; a un metro de distancia del irradiador la tasa de exposición recibida es de 0.05 mR/h, equivalente a 104 mR/trim, si se está ocho horas diarias a un metro del irradiador.

Niveles de emisión de neutrones.

En el levantamiento se obtuvieron las siguientes lecturas:

Tabla 3.7.1. Niveles de radiación alrededor del irradiador (noviembre de 1993)	Tasa de dosis equivalente
En contacto con el irradiador	55.6 $\mu\text{Sv/h}$
A 50 cm	26.8 $\mu\text{Sv/h}$
A un metro	21.4 $\mu\text{Sv/h}$
Pared colindante con el cubículo (2.5 m)	10.7 $\mu\text{Sv/h}$
Pared del cubículo (2.7 m y una pared)	8.6 $\mu\text{Sv/h}$
Cubículo (4 m y una pared)	5.4 $\mu\text{Sv/h}$
Laboratorio de óptica (en el piso inferior)	1.1 $\mu\text{Sv/h}$

De acuerdo a los datos de la tabla 3.7.1., la dosis marcada en el diario oficial, al contacto con el contenedor se cubre en unas tres horas y media continuas al día para una persona involucrada con radiaciones. Durante el tiempo de desarrollo de este trabajo hubo un máximo de 10 minutos al día dentro del cubículo donde se encuentra el irradiador, equivalente a un vigésimo de la dosis máxima diaria.

Las estimaciones anteriores se hicieron sin tomar en cuenta que a raíz del levantamiento, se construyó un biombo de armazón de madera lleno de parafina de 5 cm de espesor. Si consideramos que la capa hemirreductora para neutrones de cualquier energía (en una aproximación muy burda) es de unos 10 cm, tenemos que el biombo reduce la intensidad de los neutrones aproximadamente a tres cuartos de su valor original. Adicionalmente se colocó una plancha de parafina de 10 cm entre el cubículo colindante y el cuarto del irradiador y una

plancha de 5 cm por debajo del mismo. Con este blindaje adicional se estima que se reduce la dosis a tres octavos (0.375 de su valor original) en el cubículo colindante. Tenemos así, los siguientes valores estimados:

En contacto con el irradiador	42 $\mu\text{Sv/h}$
A 50 cm	20 $\mu\text{Sv/h}$
A un metro	16 $\mu\text{Sv/h}$
Pared colindante con el cubículo	8 $\mu\text{Sv/h}$
Pared del cubículo	3 $\mu\text{Sv/h}$
Cubículo	2 $\mu\text{Sv/h}$
Laboratorio de óptica	0.8 $\mu\text{Sv/h}$

Comparando la información de la tabla 3.7.2. con los límites establecidos en el Reglamento General de Seguridad Radiológica, se observa que se tienen niveles de radiación por debajo de éstos. El lugar más crítico es en las cercanías de la pared entre el almacén de material radiactivo y el cubículo colindante, en donde la tasa de dosis equivalente estimada es de 3 $\mu\text{Sv/h}$.

Cabe señalar de nuevo que éstas son estimaciones y no mediciones directas, por no haber sido posible hacer otro levantamiento de niveles de radiación por neutrones, pero se recomienda realizar otro levantamiento a la brevedad y comparar los valores con estas predicciones.

Capítulo 4. Resultados y Análisis de resultados.

Sección 4.1. Moderación.

En la moderación definitiva, se tomaron 50 datos (con el detector de neutrones de ^3He) para cada grosor de parafina de 120 segundos cada uno, para un total de 20 datos (es decir, 1000 datos en total); los espesores van desde 0 cm de parafina hasta 25 cm avanzando de media pulgada en media pulgada. Cada uno de los grupos de 50 datos se promediaron y se obtuvo su varianza. Inicialmente se pensó que al aumentar el grosor de cilindros de parafina el flujo de neutrones térmicos iba a aumentar, llegar a un valor máximo (parafina para la generación de neutrones térmicos en esa dirección) y de ahí en adelante el flujo debía atenuarse (parafina para blindaje de la fuente). Sorprendentemente, el máximo de generación de neutrones térmicos se obtuvo con la fuente desnuda, que era donde se pensaba que se iba a encontrar el mínimo. Pero no se tomó en cuenta que al chocar los neutrones nada nos asegura que al perder energía el neutrón frenado siga la misma trayectoria que antes de la colisión. Haciendo simple aritmética si el 5% de los neutrones no sigue la misma dirección que tenía inicialmente (un dato conservador), después de 20 colisiones solamente el 36% de los neutrones sigue la trayectoria original, el 64% restante sigue una dirección distinta, lo que de algún modo justifica el máximo obtenido con la ventana sin blindaje. Entonces, al colocar cilindros de parafina cada vez más gruesos, se observó que se atenuaba hasta llegar a los 7.5 cm de parafina donde se observa un aumento en el flujo e indicios no solamente de uno, sino de dos picos -ver gráficas 4.1.1. y 4.1.2.-.

Si se recuerda el espectro de emisión característico de las fuentes de neutrones, (fig. 1.2.1.) se observa que hay dos máximos de emisión de energías, los cuales pueden justificar este inusitado aumento en el flujo. La gráfica de esta moderación se observa en la fig. 4.1.2.

Sección 4.2. Vidas Medias.

Los datos obtenidos de la interfase fueron guardados en forma de un archivo ascii. Estos datos fueron transferidos a una hoja de cálculo (Lotus 123); las correcciones sobre los datos obtenidos se presentan a continuación:

a) Corrección por el conteo de fondo. Esta es la corrección más común en detectores Geiger-Müller, el valor de este ruido de fondo es del orden de unas 20 a 30 cuentas por minuto sin blindaje, y utilizándolo el ruido se reduce a la mitad. Se hizo estadística del conteo de fondo durante el mismo tiempo de toma de datos de decaimiento radioactivo (excepto para el decaimiento del oro, en el cual se tomaron casi 10 días datos y durante 24 horas se tomó conteo de fondo). La corrección se hizo sobre los datos compensados por el tiempo muerto (de hecho se hizo corrección sobre el tiempo muerto con el conteo de fondo, pero esto es una sutileza).

b) Corrección del tiempo. Como se mencionó en el capítulo anterior hay un ligero error en la frecuencia de captura de datos, con respecto a la frecuencia real. Para corregir este defecto, se hicieron varias tomas de datos, comparando el tiempo real contra el tiempo considerado por la computadora. Se tomaron 5 series de datos en una de las computadoras (la máquina 386) con distintos presets, estos se promediaron y en base a la incertidumbre asociada al reloj (± 0.5 s) se obtuvieron los siguientes resultados:

1 seg: $C_t=1.0135 \pm 0.0002$ 10 seg: $C_t=1.0136 \pm 0.0002$
15 seg: $C_t=1.0132 \pm 0.0002$ 30 seg: $C_t=1.0133 \pm 0.0002$
120 seg: $C_t=1.0133 \pm 0.0002$

De los resultados anteriores se observa que el error de software no depende (por lo menos dentro de la incertidumbre) del preset que se seleccionó; de este modo se tiene un valor constante de desfaseamiento que se puede incluir en los datos. Para saber si el valor de esta constante es independiente de la computadora, en las otras dos computadoras del Laboratorio (otra 386 de idénticas características, a la que se usó en el proyecto y la IBM 8088), se obtuvo un valor de $C_1 = (1.0132 \pm 0.0002)$ para la 386 gemela y un valor de $C_1 = (1.0131 \pm 0.0001)$ para la IBM 8088.

Podemos de los datos anteriores sacar un "promedio de promedios" y obtener una estimación de la constante necesaria para compensar el error implícito en el software. Así se obtuvo una $C_1 = (1.01316 \pm 0.00009)$, que es la corrección que se utilizó para todos los datos.

c) Corrección por el tiempo muerto. Esta corrección es común e indispensable en altas razones de conteo, y pese a las dificultades en obtenerlo su utilidad práctica en los datos de este experimento fue pequeña, debido a que la activación obtenida en las muestras es baja. Para obtener un valor del tiempo muerto confiable se trabajó durante 20 días, demasiado tiempo para al final encontrar que no es de importancia en los datos. La medición definitiva del tiempo muerto involucra a la ecuación 1.3.3. -solución exacta del método de las dos fuentes- y un análisis sobre series de tiempo en los datos obtenidos. Con esto, se obtuvo un tiempo muerto de $(3.6 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ seg, es decir, una incertidumbre porcentual de 8.49%

d) Análisis sobre series de tiempo (ver apéndice 2). Esta corrección es poco utilizada en Física, pero ampliamente utilizada por gente dedicada a la estadística. En nuestros datos se utilizó para eliminar la variación irregular en los datos obtenidos. Al no tener (o por lo menos, no esperar) ningún tipo de variación cíclica o estacional, los datos se pueden suavizar con los llamados promedios

centrales móviles. Estos promedios se obtienen tomando los datos desde el 1 hasta el n y obteniendo su promedio. Lo que resulta es el valor promedio para esta marca de clase. Por ejemplo, los datos obtenidos varían de un segundo en un segundo, tomando los primeros cuatro, el primer promedio central móvil deberá tener una marca de clase de 2.5, aunque este dato no exista se quita el primero y se agrega el siguiente, es decir, el segundo promedio central móvil abarca desde el desde el dato 2 hasta el dato n+1 y así se prosigue sucesivamente.

La vida media del indio se obtuvo considerando 500 datos con un preset de 24 seg, tanto del decaimiento como del conteo de fondo. Considerando conteo de fondo, corrección del tiempo de la interfase, tiempo muerto y análisis sobre series de tiempo se graficaron los datos. La ecuación que se satisface es la 1.1.6. y haciendo un cambio de variable se obtuvo por mínimos cuadrados una estimación de las cuentas iniciales por unidad de tiempo (A_0) Así $A_0 = (304 \pm 13)$ cuentas y una vida media de (54.17 ± 0.07) minutos, con un coeficiente de correlación de 0.996 (ver figuras 4.2.1. y 4.2.2.).

De la plata se tomaron 500 datos de 2 s cada uno, pero de ellos al llegar a los 300 datos el ruido era prácticamente infiltrable. Entonces se editaron los últimos 200 y se hizo un análisis sobre series de tiempo con cúmulos de 40 datos sobre los últimos 150 datos. Así se obtuvo el decaimiento (simple) del isótopo del ^{108}Ag (el de vida media más larga). Haciendo las mismas correcciones que se hicieron para el indio, se obtuvo una vida media de (2.7 ± 1.3) minutos. Pese a la incertidumbre asociada a esta medición, se extrapoló hasta los primeros datos y se tomó la diferencia entre el valor estimado y los datos originales. Con el resultado de esta diferencia se obtuvo una curva que asoció el decaimiento simple del ^{110}Ag . A través de un análisis sobre series de tiempo de solamente grupos de seis datos -aquí el conteo de fondo no era tan significativo como para eliminar

tantos datos en el inicio-, se obtuvo una vida media de (23.94 ± 0.65) seg (figura 4.2.3.).

Para el oro, se quitó el débil isótopo hijo discriminando en el espectro obtenido con el centellador los valores menores a 0.7 MeV; aquí no se hizo corrección por el tiempo muerto. Se detectó un ligero error en el periodo de toma de datos, equivalente al ajuste en el tiempo hecho con la interfase Geiger-Müller, pero del orden de 5 minutos por día (es decir, 0.0035 de día, menos del valor de la incertidumbre asociada a la vida media); por esto, no se tomó en cuenta. En el análisis sobre series de tiempo es necesario que los datos sean perfectamente periódicos. En este caso no se cumplía con ello, ya que los datos se salvaron en grupos de alrededor de 50 (se salvaban diariamente). Cuando se salvaban estos 50 datos para liberar la memoria, se interrumpía la captura unos 15 minutos al día. Además, se observó que en el espectro el ruido es mínimo. El único parámetro que se consideró fue restar el ruido de fondo, para lo que se hizo estadística de conteo durante un día. Para el oro se obtuvo una vida media de (2.38 ± 0.03) días y un coeficiente de correlación de 0.9990 (el más alto de todos y en el que menos detalles se consideraron, debido a lo largo de su vida media), ver figura 4.2.4.

Los arreglos geométricos no fueron cruciales en el experimento, únicamente blindaje y distancia con cualquier origen de "ruido" (es decir, cualquier cosa que nos generase un conteo de fondo indeseable, por ejemplo las gammas provenientes del ^{241}Am , el kit de muestras radioactivas, etc.).

Sección 4.3. Espectros de emisión.

Con el tubo centellador (se hizo una calibración de energías con el kit de muestras radioactivas), se obtuvo un espectro muy débil del indio. Se hizo un análisis sobre series de tiempo en grupos de 20 canales obteniéndose máximos

en los 0.42, 1.09 y 1.29 MeV, los cuales se compararon con los reportados en las referencias X3 que son 0.13792, 0.41688, 1.09723 y 1.29349 MeV. Ni en esta referencia (Tabla de Isótopos del Handbook of Chemistry and Physics), ni en ninguna otra consultada se menciona la proporción relativa, aún así es evidente que los tres picos que se obtuvieron confirman de un modo indirecto la activación de ^{115}In (ver gráficas 4.3.1 y 4.3.2.).

Para la Plata se hizo análisis sobre series de tiempo en grupos de 100 datos, obteniéndose un máximo a los 0.511 MeV -energía característica de aniquilación de positrones- emitidos por el ^{108}Ag y otro máximo a los 0.63 MeV - ver gráfica 4.3.3.-

De igual forma, se obtuvo el espectro de emisión del oro de 2h 15 m de acumulación. Hay un gran pico con máximos en 0.812 MeV debido a la transición isomérica del oro. Se esperaba un máximo en los 0.4117 MeV debido al isótopo hijo, pero como se puede observar en la gráfica 4.3.4., nada se puede concluir.

Cabe mencionar que el ruido de fondo podía desplazar el máximo hacia un lado u otro según la pendiente que tuviera considerando, claro está, que el ruido se comporta linealmente respecto a la energía. Cuando esto ocurría (que el ruido fuera mas o menos lineal alrededor de un pico) se restaba esta pendiente a los datos. Podemos esperar que los datos tengan una distribución aproximadamente gaussiana e incluso la incertidumbre puede estar asociada con el FWHM -el cual como recordamos, depende de la energía-, pero debido a que estos valores son cualitativos, no se les asoció incertidumbre alguna.

Moderación de neutrones con parafina.

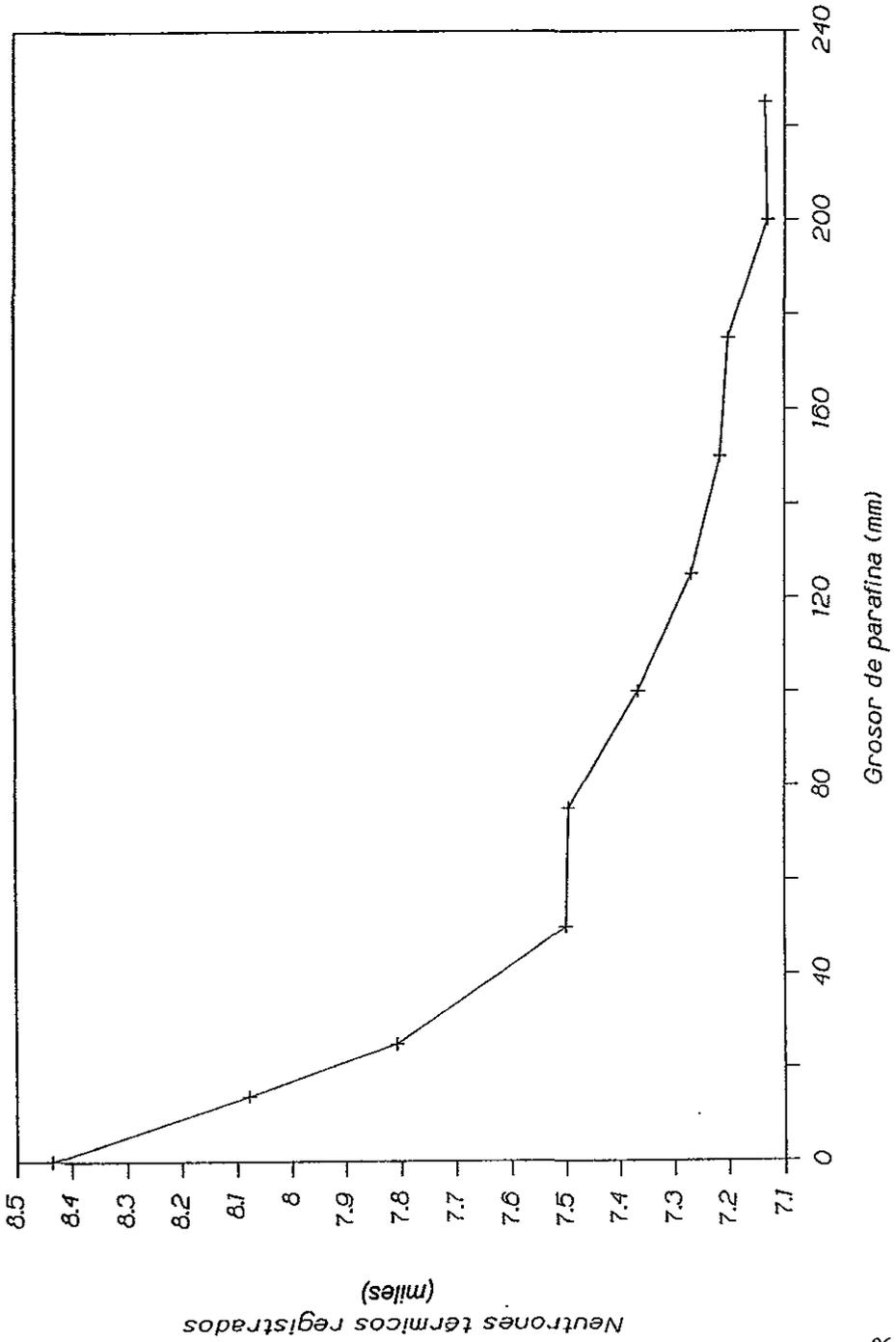


Figura 4.1.1. Moderación No. 1. Los datos aquí graficados son valores promedio.

Moderación de neutrones con parafina.

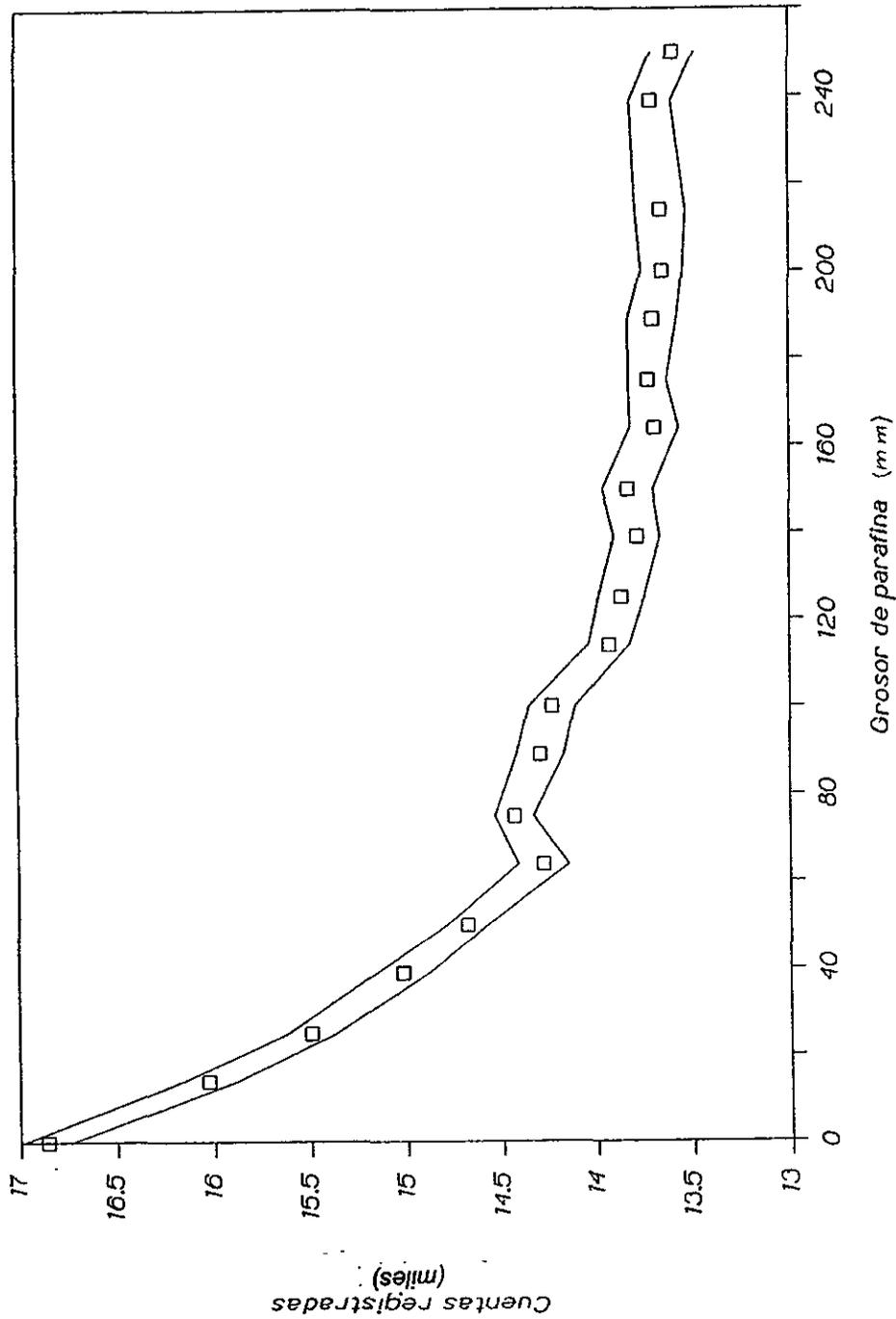


Figura 4.1.2. Moderación No. 2.

Decaimiento ^{116}In

(datos sin TSA)

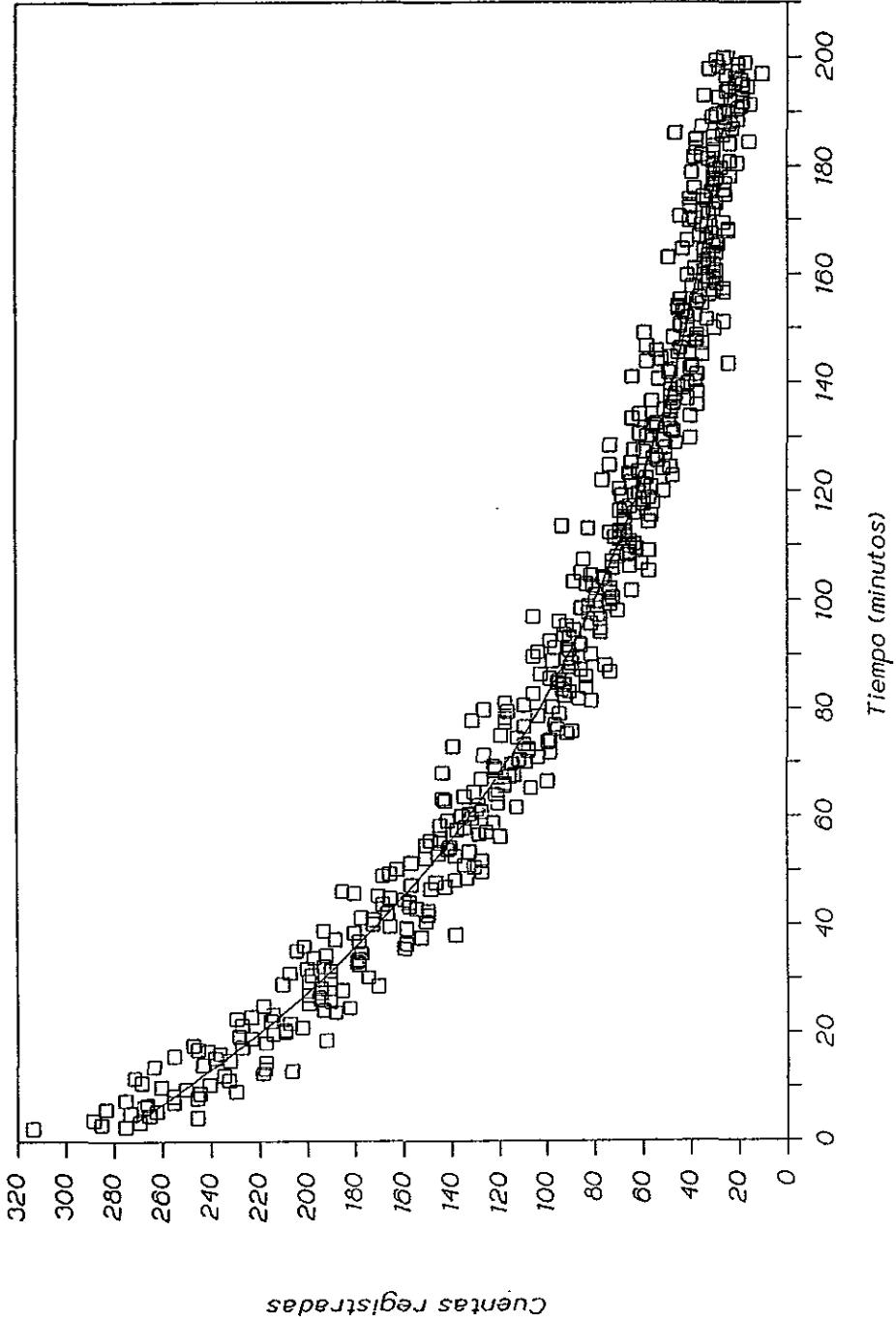


Figura 4.2.1. Decaimiento del indio (sin TSA). A medida que la intensidad de radiación de la muestra disminuye, aumenta la variación estadística.

Decaimiento ^{116}In

Vida media: $54.61 \pm 0.23 \text{ min}$

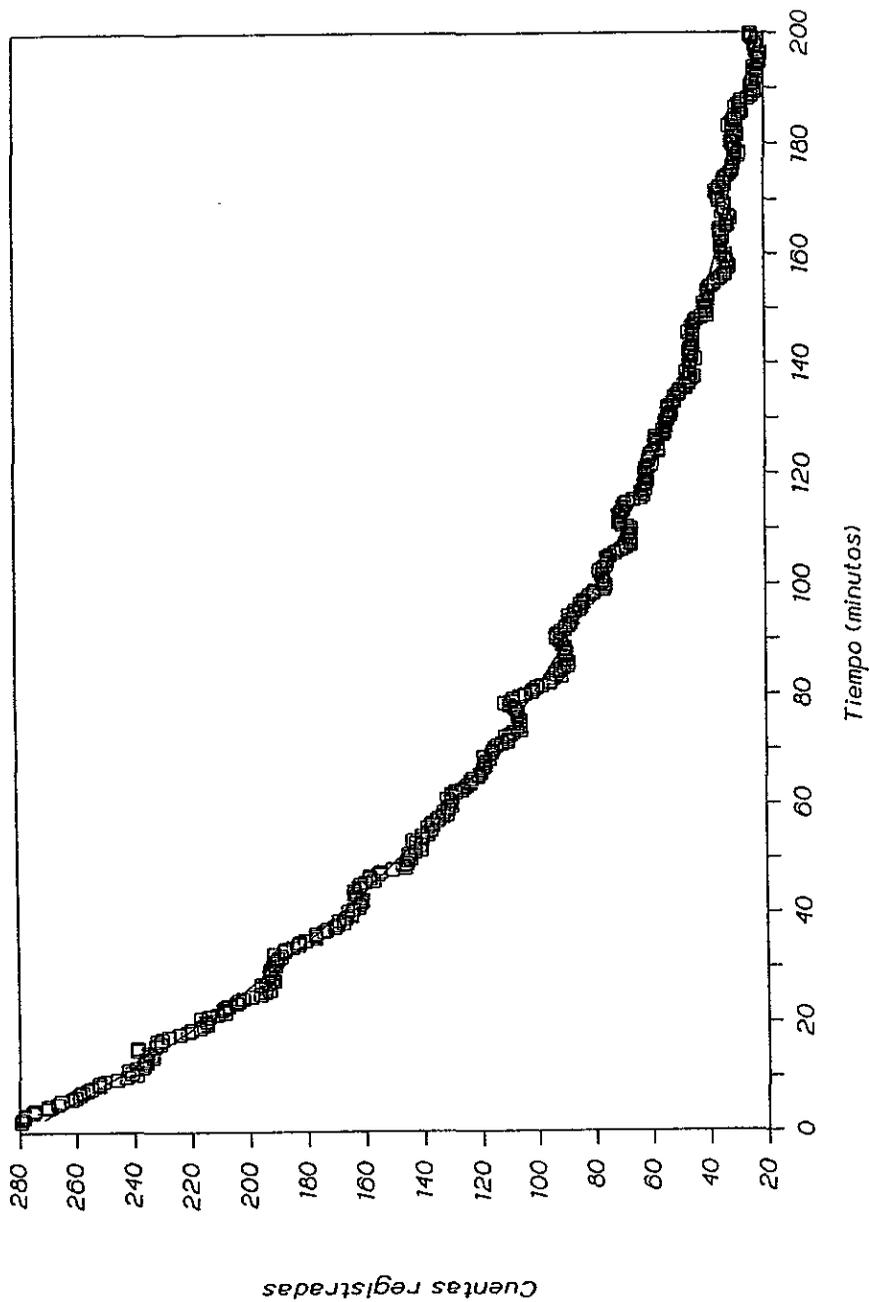


Figura 4.2.2. Decaimiento del indio (con TSA). Es de hacer notar el suavizamiento de los datos gracias a las series de tiempo.

Decaimiento ^{110}Ag y ^{108}Ag

(Gráfica semilog)

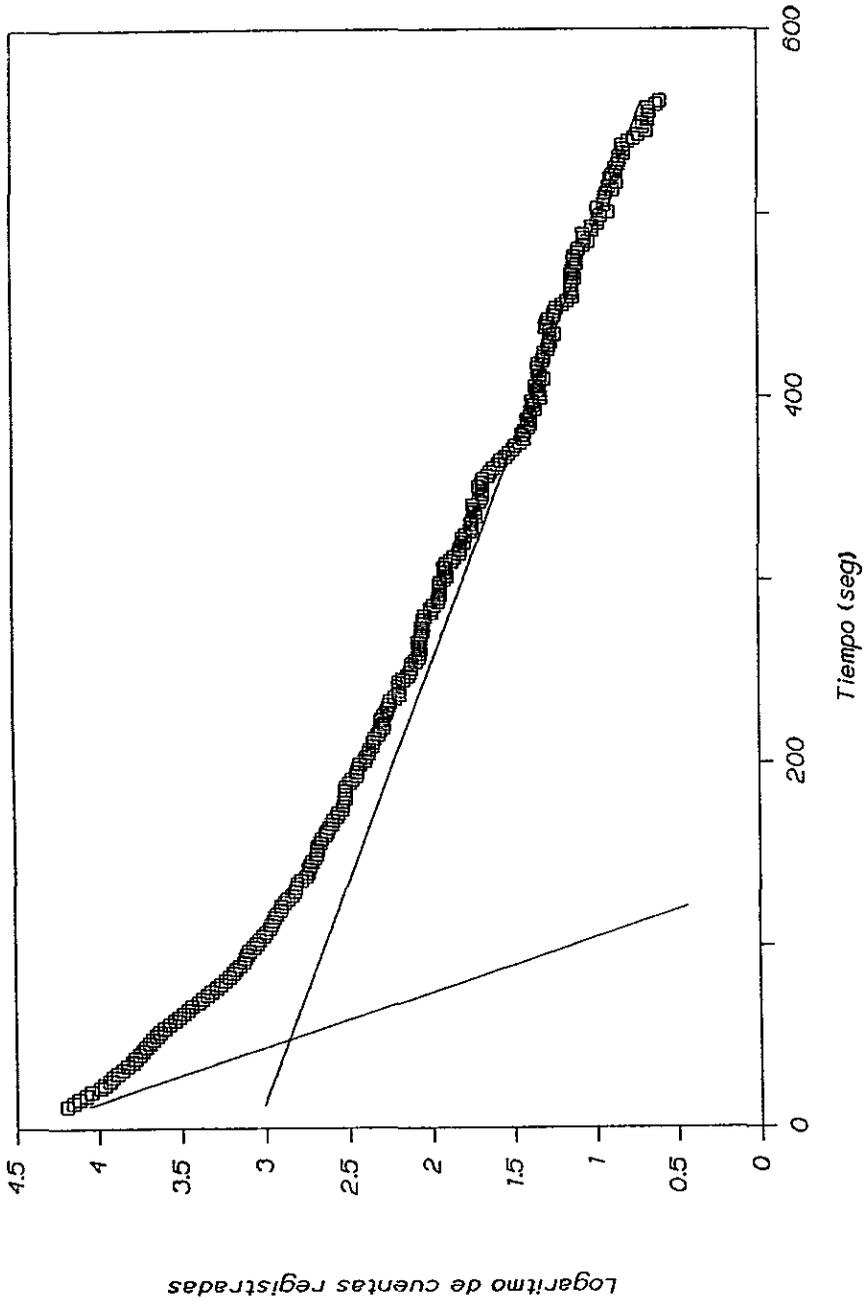


Figura 4.2.3. Gráfica semilog del decaimiento de la plata.

Decaimiento ^{198m}Au

(Decaimiento simple)

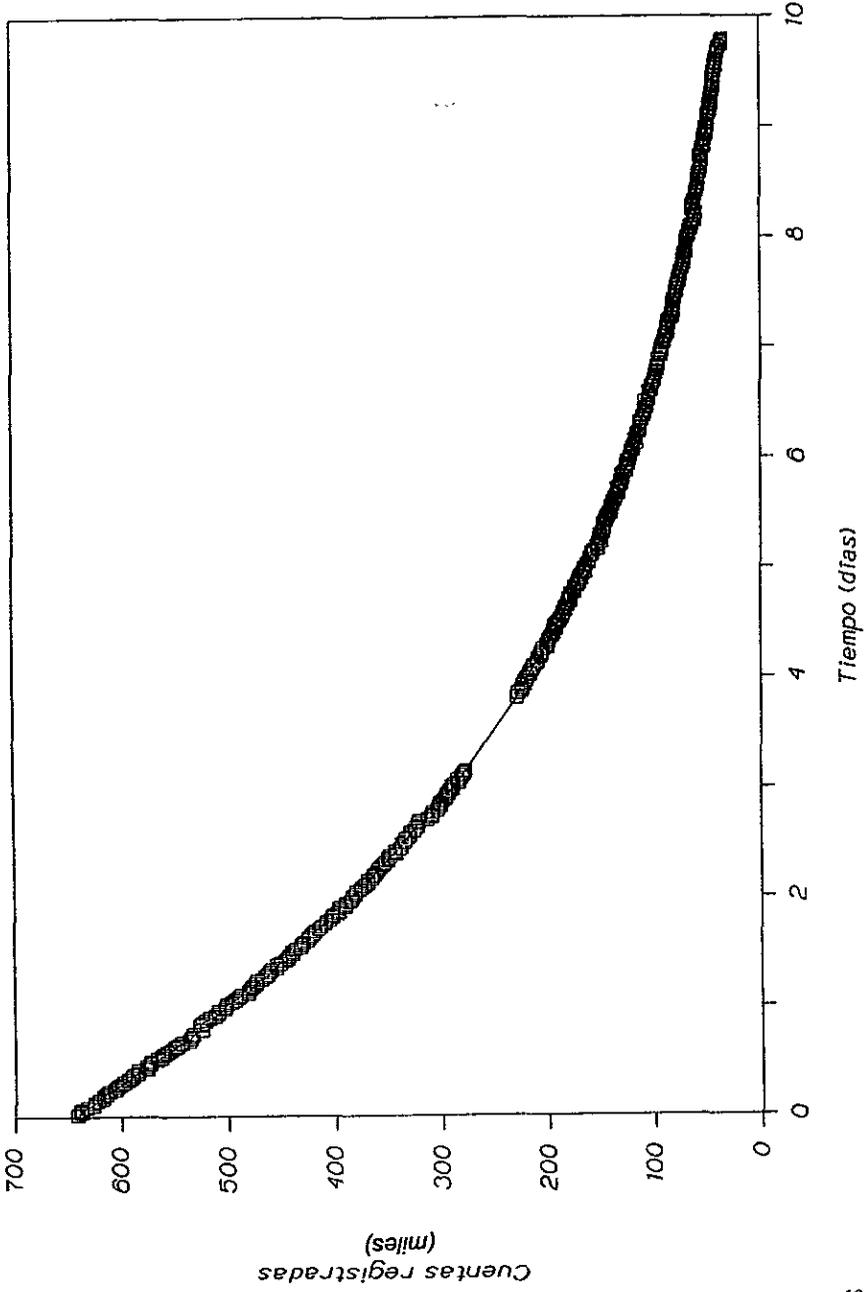


Figura 4.2.4. Gráfica del decaimiento del oro. Debido a los largos periodos de acumulación, la estadística de conteo es excelente.

Espectro de emisión ^{116}In

(Pico en 0.42 MeV)

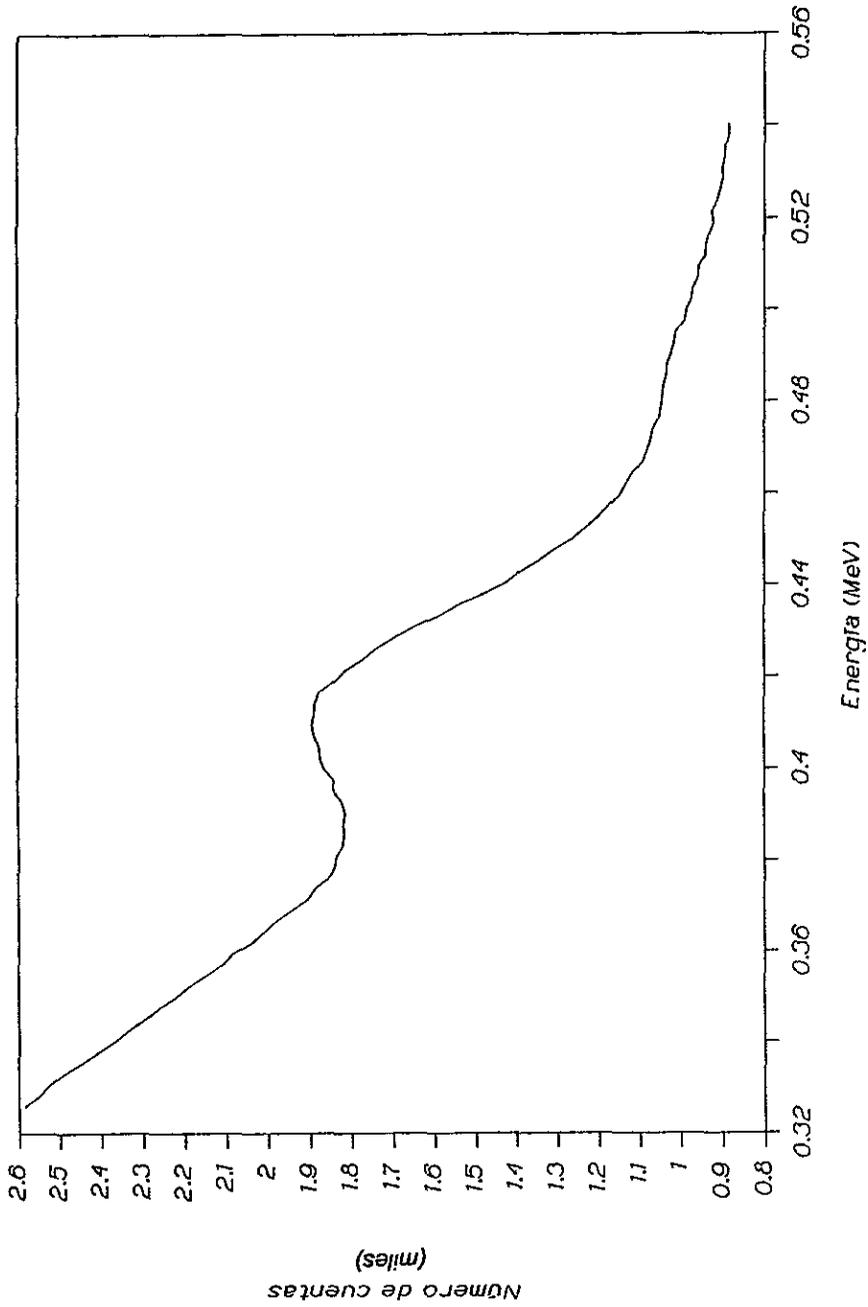


Figura 4.3.1. Espectro del indio (parte 1).

Espectro de emisión ^{116}In .

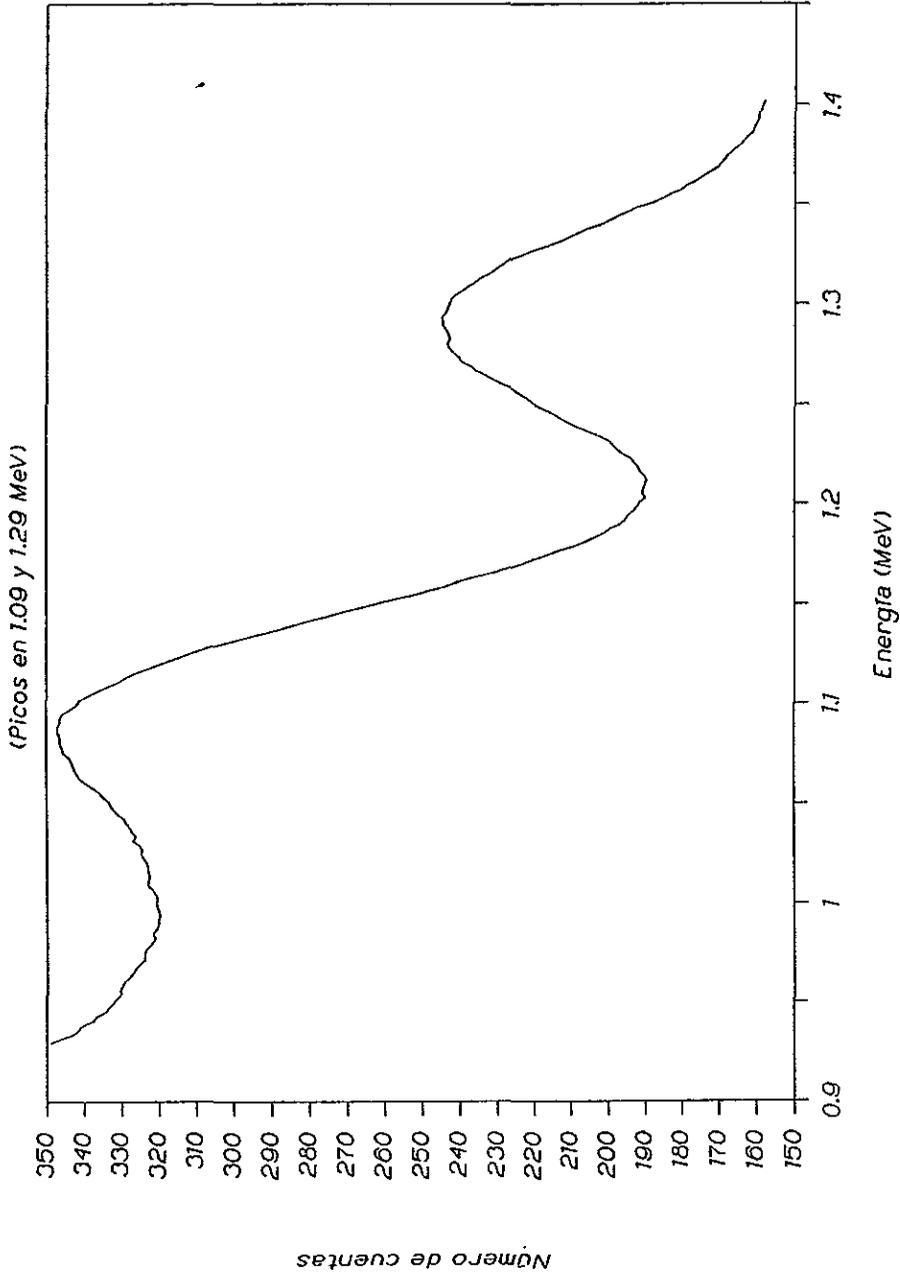


Figura 4.3.2. Espectro del indio (parte 2).

Espectro de emisión de Ag

(Picos: 0.51 MeV y 0.63 MeV)

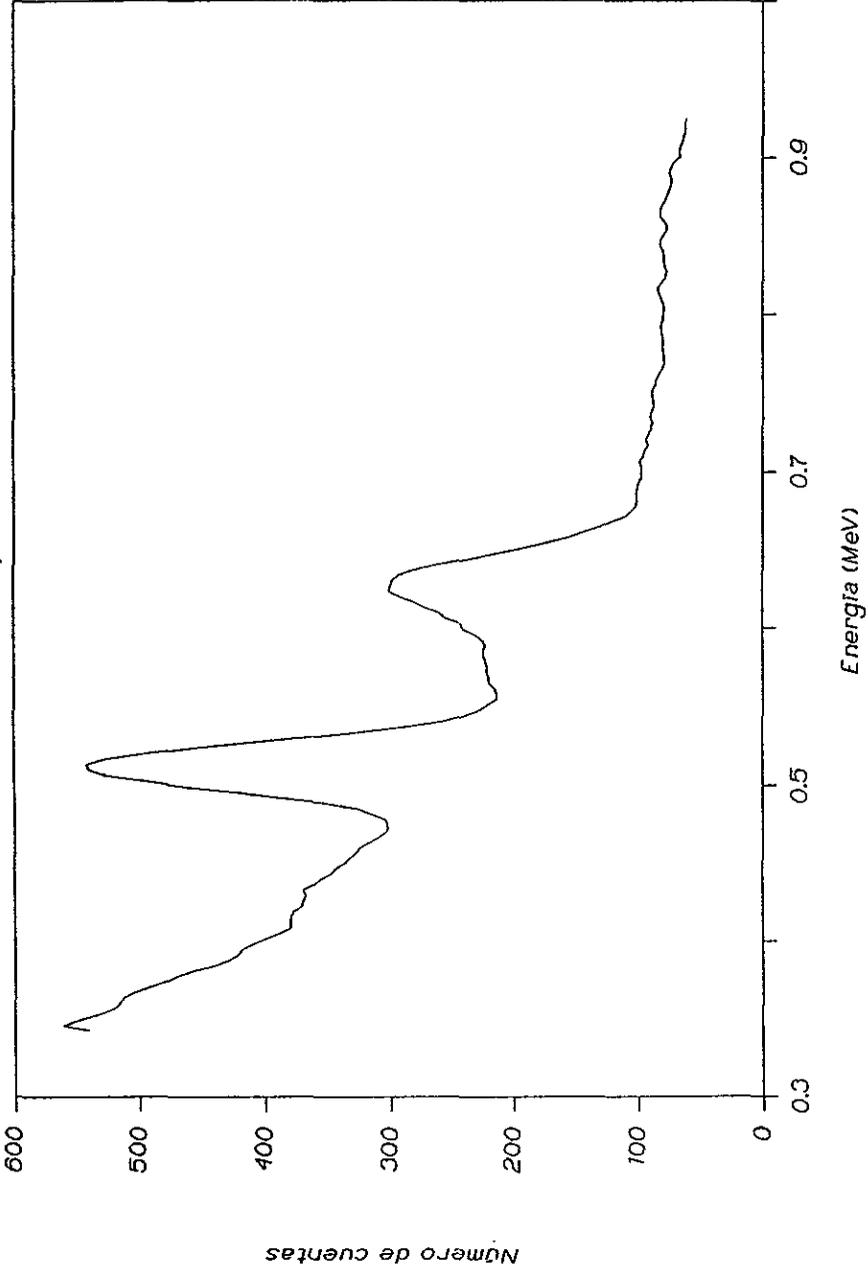


Figura 4.3.3. Espectro de la plata.

Espectro de emisión de ^{198m}Au

Transición isomérica: 0.812 MeV

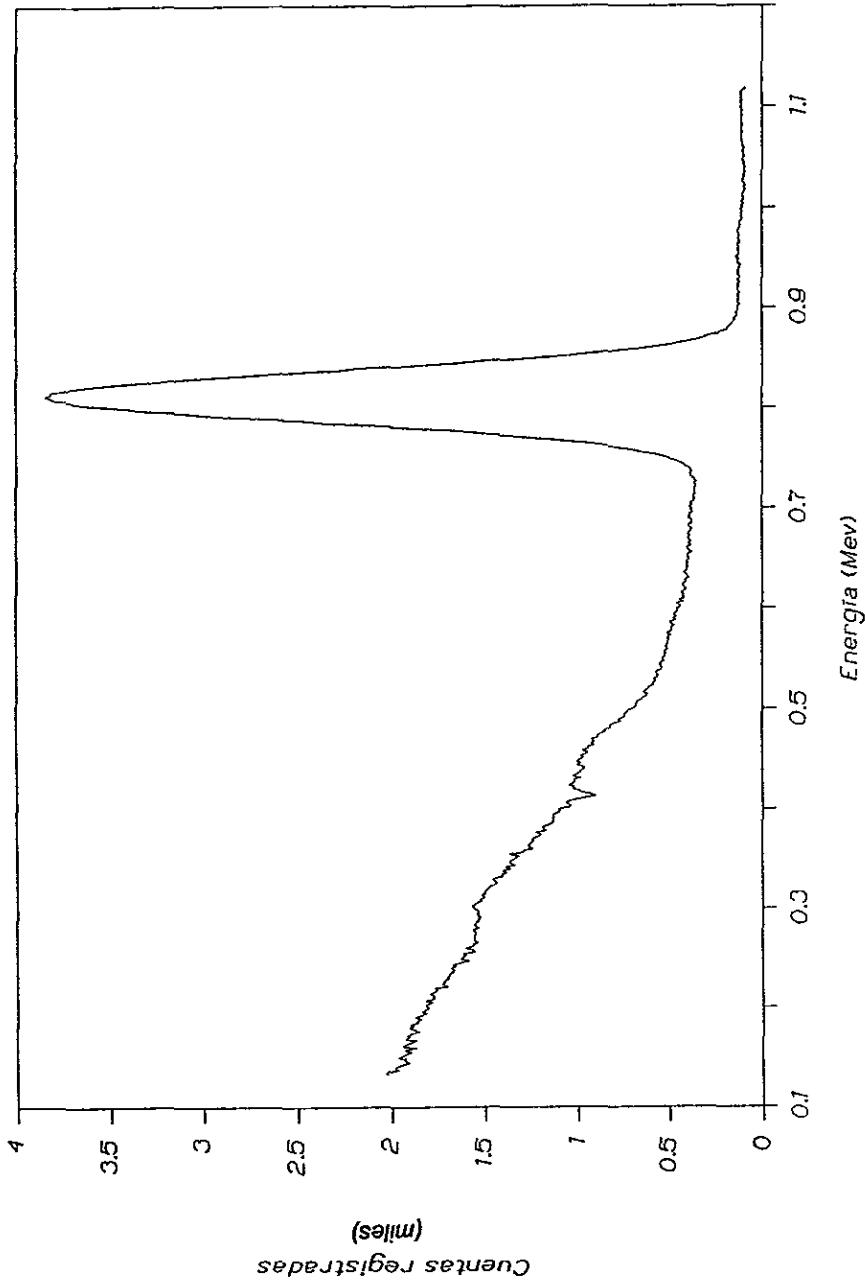


Figura 4.3.4. Espectro del oro.

Capítulo 5. Conclusiones.

En este trabajo se hizo un repaso de conceptos básicos sobre radiactividad haciendo énfasis en decaimiento radiactivo, la parte medular de este trabajo. Se hizo un repaso acerca de la clasificación de los neutrones de acuerdo a su energía y del modo en que éstos interaccionan con los núcleos. Se estudiaron los tipos de fuentes de neutrones más comunes y sus propiedades; se explicó el funcionamiento y propiedades de las fuentes de ^{241}Am - ^9Be , se estudiaron las características de los detectores de ionización gaseosa (haciendo énfasis en los detectores Geiger-Müller), los detectores de centelleo (cristal NaI(Tl)), y los detectores de neutrones (especialmente el detector de ^3He). Se hizo un repaso sobre el equipo experimental empleando las nociones acerca de detectores de radiación dadas con anterioridad.

Se caracterizó el equipo y se hizo una moderación con parafina para observar cuál era la variación en el flujo de neutrones térmicos con respecto a un grosor de parafina colocado dentro de las ventanas de irradiación, encontrándose que para el flujo directo de neutrones rápidos, se tiene un máximo de emisión de neutrones térmicos. De aquí podemos concluir que la parafina actúa como blindaje más que como moderador, el blindaje de neutrones es poco, pero utilizando el biombo y minimizando el tiempo de exposición se puede trabajar sin acercarse demasiado a los límites permisibles de seguridad radiológica. En este trabajo se trabajaba un tiempo máximo de 10 minutos diarios totales en el interior del cuarto; con esto no se pasaba de $1/20$ del límite permisible diario.

Se hizo una activación de ^{115}In , ^{107}Ag , ^{109}Ag y ^{197}Au , obteniéndose los siguientes valores para vidas medias:

Isótopo	Vida media obtenida	Vida media reportada (X3)
²¹⁰ Pb	54.17 ± 0.07 minutos	54.1 minutos
¹⁰⁰ Ag	2.7 ± 1.3 minutos	2.39 minutos
¹¹⁰ Ag	23.84 ± 0.65 segundos	24.6 segundos
¹⁹⁸ Au	2.38 ± 0.03 días	2.30 días

Se puede observar que la vida media medida para el oro no coincide con el valor reportado; esto podría ser debido a que se tomó un valor constante de radiación de fondo durante los 10 días, pero en la realidad, la radiación de fondo varía con el tiempo y el promedio que se tomó de esta, tal vez no es representativo de todo el tiempo.

Se hicieron nuevas activaciones y con un detector de centelleo se obtuvieron los siguientes picos de emisión:

Isótopo	Picos de emisión obtenidos (MeV)	Picos de emisión reportadas (MeV)
²¹⁰ Pb		0.13792
	0.42	0.41688
	1.09	1.09723
	1.29	1.29349
¹⁰⁰ Ag	0.51	0.511
		0.43392
		0.61885
¹¹⁰ Ag	0.63	0.63298
	No se logró observar	0.65774
		0.8154
¹⁹⁸ Au		1.1257
		0.0972

Isótopo	Picos de emisión obtenidos (MeV)	Picos de emisión reportados (MeV)
		0.1803
		0.2419
	0.81	0.812
¹⁹⁸ Au	No se logró observar	0.411794

Debido a lo corto de la vida media del ¹⁰⁸Ag solamente se pudieron observar los picos más intensos, y el ¹¹⁰Ag, con una vida media de 23 segundos, tiene un tiempo de activación tan corto que ni siquiera se consideró medirlo; quizá con un flujo mucho más intenso de neutrones se podría observar. El caso del ¹⁹⁸Au es parecido, ya que la cantidad de partículas γ generada es muy pequeña y coincide con el hombro Compton del detector de NaI(Tl) para esa energía, lo que dificultaba aún más su detección.

Únicamente para confirmar que este trabajo se realizaba dentro de los límites dosimétricos permitidos, se hizo un breve estudio radiológico con datos obtenidos anteriormente, debido a la imposibilidad de realizar uno directamente. Se hace la recomendación de realizar un estudio directo a la brevedad. Aún así, se sabe que la dosis anual recibida (tiempo estimado de realización de este trabajo) no fue mayor a 2.5 mSv. La dosis causada por las muestras activadas es muy baja, (en contacto con la muestra "caliente" era cuando mucho de 5 veces la radiación de fondo) y no se tomó en cuenta como dosis.

Se incluyeron además dos apéndices, uno sobre estadística utilizada a todo lo largo del experimento y otro sobre mínimos cuadrados usado principalmente en la obtención de las vidas medias.

Apéndice 1: Estadística aplicada a las mediciones nucleares y mínimos cuadrados. (referencias B2, B3, M1, N1, T1)

Cuando hacemos repeticiones idénticas sucesivas de alguna medición precisa, estas mediciones frecuentemente no son exactamente iguales, sino que veremos que oscilan alrededor de un valor. Estas variaciones son debidas a muy diferentes causas: alteraciones en las condiciones de medida, inestabilidad en los aparatos empleados, y fluctuaciones más o menos aleatorias propias del fenómeno estudiado. A todas estas variaciones, que están fuera de nuestro control, se les llama variaciones estadísticas. Haciendo un estudio cuidadoso de estas variaciones se puede estimar la precisión del resultado obtenido.

Cuando un experimentador cuidadoso emplea instrumentos de medición estables y de buena calidad, el error estadístico es el que determina fundamentalmente la precisión del resultado.

Valor promedio y desviación estándar.

Si se conoce la ley estadística (ley de distribución de probabilidades) que rige el fenómeno que estamos estudiando, se puede indicar la precisión de una buena medida. Consideremos una estadística de conteo ideal (hecha con una fuente de radiación que no decae, detector de eficiencia 1 y tiempo muerto cero, etc.). los resultados obedecen la *Ley de Distribución de Poisson*. Esta ley describe o gobierna la realización de diversos sucesos aleatorios en que la probabilidad de ocurrencia de cada uno de ellos es pequeña y constante; en esta categoría se incluyen la mayor parte de las medidas que se realizan en física nuclear.

El mejor estimador del valor promedio, (es decir, el número más preciso que puede adoptarse como resultado final) es la media aritmética \hat{n} de todos los resultados parciales.

$$\hat{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n n_i$$

[Ec. A.1.1.]

Este estimador es válido para distribuciones con tendencia central.

Cualitativamente puede afirmarse que cuanto mas difieran entre si los resultados parciales n_i , que intervienen en el valor medio final \hat{n} , menos precisión o reproductibilidad tendrán, no solo cada uno de los resultados parciales, sino también dicho resultado final. Como índice representativo de tal medición se utiliza la desviación cuadrática σ , también llamada error cuadrático medio, desviación estándar o desviación típica (como la llaman los españoles).

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (n_i - \hat{n})^2$$

[Ec. A.1.2.]

La Ley de Poisson establece que la probabilidad $P(n)$ de obtener un número n de pulsos en un intervalo de tiempo t minutos viene dado por:

$$P(n) = \frac{(rt)^n}{n!} \exp(-rt)$$

[Ec. A.1.3.]

Por definición de probabilidad, el valor medio de los resultados obtenidos en muchas medidas idénticas viene dada por la siguiente expresión:

$$\hat{n} = \sum_{n=0}^{\infty} nP(n)$$

[Ec. A.1.4.]

siendo $P(n)$ la probabilidad de obtener cada resultado particular n . Para una distribución de Poisson puede también expresarse así:

$$P(n) = \frac{\hat{n}^n}{n!} \exp(-\hat{n})$$

[Ec. A.1.5.]

Además, la desviación estándar está definida por (equivalente a la raíz cuadrada de A.1.2.)

$$\sigma = \sqrt{\sum_{n=0}^{\infty} (n - \hat{n})^2 p(n)}$$

[Ec. A.1.6.]

Esta σ está dada para la distribución de Poisson por:

$$\sigma = \sqrt{\hat{n}}$$

[Ec. A.1.7.]

Para números n suficientemente grandes, la ley de distribución de Poisson llega a coincidir con la más conocida ley de distribución normal o de Gauss, fundamental en la teoría de errores y a la que se conforman los resultados de una

proporción abrumadora de medidas reiteradas sobre la mayoría de fenómenos físicos.

$$P(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right)$$

[Ec. A.1.8]

En medidas nucleares ordinarias la aproximación que supone identificar las distribuciones de Gauss y de Poisson empiezan en la práctica a resultar satisfactorias para los valores de n superiores a 20.

La función $P(x)$ de A.1.8. nunca se anula y por eso es imposible definir una desviación límite o valor máximo de la desviación. Pero si el resultado de una medida se acompaña de su desviación estándar, se indica la precisión con la cual ha sido efectuada, la cual está relacionada con la anchura de su gaussiana de dispersión. Con esto, podemos comparar resultados independientes obtenidos en el estudio de un mismo fenómeno.

Ajuste de mínimos cuadrados a una línea recta.

El método de mínimos cuadrados permite obtener el modelo de "mejor ajuste" por ser el que más se acerca a los datos. Se debe minimizar la cantidad

$$S = \sum_{i=1}^n (y_i - \eta_i)$$

[Ec. A.1.9.]

la cual es la suma de las discrepancias cuadradas entre los valores observados y_n y los valores dados por el modelo $\eta_n = \alpha x_n + \beta$ en la ecuación A.1.9. vemos que S

es una función de los parámetros α y β . Para obtener la línea recta de mejor ajuste debemos encontrar los valores α , β que minimizan

$$S(\alpha, \beta) = \sum_{i=1}^n (y_i - \alpha - \beta x_i)^2$$

[Ec. A.1.10.]

Necesitamos, entonces:

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial S}{\partial \beta} = 0$$

[Ec. A.1.11.]

Desarrollando A.1.10. y aplicando ambas condiciones de A.1.11. se obtienen las siguientes ecuaciones simultáneas:

$$2\alpha \sum x_i^2 + 2\beta \sum x_i - 2\sum (x_i y_i) = 0$$

$$2n\beta + 2\alpha \sum x_i - 2\sum y_i = 0$$

[Ec. A.1.12.]

La solución del sistema de ecuaciones simultáneas para α y β resulta:

$$\alpha = \frac{n\sum(x_i y_i) - \sum x_i \sum y_i}{n\sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}$$

$$\beta = \frac{\sum x_i^2 \sum y_i^2 - \sum x_i (x_i y_i)}{n\sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}$$

[Ec. A.1.13.]

El método de mínimos cuadrados nos da un estimador para σ^2 , basado en los estimadores de mínimos cuadrados α y β :

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-2} \left[\sum_{i=0}^n (y_i - \alpha x_i - \beta)^2 \right] = \frac{\sum_{i=0}^n (\delta y_i)^2}{N-2}$$

[Ec. A.1.14.]

El valor $N-2$ se relaciona con el hecho de que las diferencias δy_i no son independientes, pero están vinculadas por la existencia de la mejor línea especificada por los valores de α y β .

La ecuación para la desviación estándar de un valor calculado es

$$\sigma^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right)^2 S_x^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \beta} \right)^2 S_y^2$$

[Ec. A.1.15.]

Se aplica esta fórmula para las funciones α y β , notando que las x y y de la fórmula son las $y_1, y_2, \text{etc.}$ que forman parte de nuestro conjunto de observaciones. De este modo, aplicando A.1.15. a las funciones definidas en A.1.13. tenemos:

$$\sigma_\alpha = \hat{\sigma} \sqrt{\frac{n}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}}$$

[Ec. A.1.16]

La operación de encontrar la mejor recta de ajuste a nuestros datos experimentales debe ser seguida por una prueba de lo bueno que haya resultado el ajuste. Refiriéndose a la ec. A.1.13. se puede observar que si no existe correlación entre x y y , es decir, si y es independiente de x , el coeficiente de x (es decir, la pendiente b) es cero y los puntos se refieren a una línea horizontal, es decir

$$\frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{n\sum x^2 - (\sum x)^2} = 0$$

[Ec. A.1.17.]

Consideremos ahora la regresión de x en y , no hay correlación si x es independiente de y , es decir, si la línea que se describe por la ecuación A.1.17. es vertical. Por lo tanto, refiriéndose a la pendiente a un eje vertical

$$\frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{n\sum y^2 - (\sum y)^2} = 0$$

[Ec. A.1.18.]

y expresándolo del modo habitual (y vertical y x horizontal):

$$\frac{n\sum y^2 - (\sum y)^2}{n\sum xy - \sum x \sum y} = \infty$$

[Ec. A.1.19.]

Si no hay correlación entre las dos variables que son estudiadas, el producto de las pendientes dadas por las ecuaciones A.1.17. y A.1.18. es cero, es decir

$$\left(\frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{n\sum x^2 - (\sum x)^2} \right) \left(\frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{n\sum y^2 - (\sum y)^2} \right) = 0$$

[Ec. A.1.20.]

Por el contrario, cuando hay una correlación perfecta, es decir, todos los puntos caen exactamente en cada una de las dos líneas de regresión, las líneas coinciden; sus pendientes son sin embargo iguales, a saber

$$\left(\frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{n\sum x^2 - (\sum x)^2} \right) = \left(\frac{n\sum y^2 - (\sum y)^2}{n\sum xy - \sum x \sum y} \right)$$

o bien

$$\left(\frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{n\sum x^2 - (\sum x)^2} \right) \left(\frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{n\sum y^2 - (\sum y)^2} \right) = 1$$

[Ec. A.1.21.]

Así, hemos encontrado que el valor del producto en el lado izquierdo de la ecuación A.1.20. da una medición de la correlación: cuando el valor es cero, no hay correlación, cuando es la unidad, la correlación es perfecta. Se le llama a la raíz cuadrada de este producto el coeficiente de correlación, y se le denota por r :

$$r = \frac{n\sum xy - \sum x \sum y}{\sqrt{(n\sum x^2 - (\sum x)^2)(n\sum y^2 - (\sum y)^2)}}$$

[Ec. A.1.21.]

Cabe hacer notar que r es simétrico con respecto a x y y así que su coeficiente de correlación de una línea de regresión de y en x es el mismo que el

de regresión de x en y . La correlación está, de hecho, únicamente relacionada con la asociación entre las variables, y no con su dependencia o independencia.

El coeficiente de correlación r debe caer en el intervalo $0 \leq |r| \leq 1$, pero en la práctica, debido a los errores aleatorios $0 < |r| < 1$.

Apéndice 2: Análisis sobre series de tiempo. (referencia T2)

Una colección de datos X_t ($t=1, 2, \dots, T$) con un intervalo entre X_t y X_{t+1} fijo y constante es conocida como una serie de tiempo. En pocas palabras, el orden de las observaciones es de gran importancia. Estamos interesados no sólo en los valores particulares de las observaciones, sino también en el orden en que estos aparecen.

En este trabajo de tesis se utilizó el llamado modelo multiplicativo de series de tiempo, en el cual los valores están expresados como el producto de la tendencia, variación cíclica, variación estacional y variación irregular (o variación aleatoria). Representaremos las series de tiempo de la siguiente forma:

$$Y = (T) \times (C) \times (E) \times (I)$$

[Ec. A.2.1.]

La tendencia, T en una serie de tiempo consiste en un patrón ya sea creciente o decreciente en largos periodos de tiempo.

La variación cíclica, C , consiste de patrones que se repiten sobre periodos de tiempo que exceden la unidad de periodo utilizada.

La variación estacional, E consiste en patrones que se repiten sobre periodos de tiempo de la unidad de periodo o menor.

La variación irregular, I , (o variación aleatoria) consiste en fluctuaciones que no son predecibles, ya que éstas son producto de eventos inusuales o probabilísticos.

Obviamente, en verdaderos datos muestrales estas cuatro características están combinadas, así que debemos encontrar un método para separarlas.

Cabe también mencionar que en los datos experimentales obtenidos en este trabajo, solamente se esperaba (y se encontró) tendencia y variación irregular, pero se mencionan las otras dos componentes por completez. De este punto en adelante se considerará únicamente un modelo con tendencia y variación irregular.

Suavizado de datos utilizando promedios centrados móviles.

Este procedimiento permite reducir los efectos de la variación irregular de la tendencia. Lo primero que hacemos es calcular los totales móviles, como se muestra en la tabla A.2.1., en donde se toman 4 datos como unidad de periodo. Cada total móvil es la suma de los cuatro datos más cercanos en la columna TxI . Estos totales son llamados totales móviles ya que al sumar los primeros 4 datos, nos movemos un dato hacia abajo, sumamos la siguiente secuencia de 4 datos consecutivos y así sucesivamente.

Los promedios móviles son simplemente los totales móviles divididos por el número de periodos de tiempo en la unidad de periodo. Nótese que en el ejemplo y en general para un número de datos par, estos caen entre los datos no alineados con ellos. Dicho de otro modo, ese promedio no es representativo de la unidad de periodo, sino se le debe asignar una marca de clase que cae entre ellos.

Cada promedio central móvil es la media de dos promedios centrales consecutivos, si nuestro número de datos es par (como en el ejemplo), o el promedio de 3 datos si es impar. Nótese que cada promedio central móvil cae como marca de clase representativa de uno de los datos, en vez de que la marca

de clase caiga entre dos datos. La columna de promedios centrales móviles representa un estimador de la tendencia, con un mínimo de ruido.

Tabla A 2.1. Ejemplo hipotético de análisis sobre series de tiempo.

Periodo de Tiempo	Y (Tx)	Totales Móviles	Promedios Móviles	T Promedios Centrales Móviles
1	16			
2	31			
3	42	142	35.5	41.625
4	53	191	47.75	53.75
5	65	238	59.75	65.625
6	79	286	71.5	77.875
7	89	337	84.25	90.25
8	104	385	96.25	101.625
9	113	428	107.0	113.0
10	122	476	119.0	124.625
11	137	521	130.25	136.0
12	149	567	141.75	148.125
13	159	618	154.5	160.5
14	173	666	166.5	172.375
15	185	713	178.25	
16	196			

Referencias.

[A1] Acosta, Virgilio; Cowan, Clyde L. & Graham, J. B. *Essentials of Modern Physics*. Harper & Row Publishers Inc. New York, 1973

[B1] Beiser, Arthur. *Conceptos de Física Moderna (Segunda edición)*. McGraw-Hill, México, 1967.

[B2] Baird, D.C. *Experimentación: Una Introducción a la Teoría de Mediciones y al Diseño de Experimentos (Segunda edición)*. Prentice Hall Hispanoamericana, México 1991.

[B3] Box, George E.P.; Hunter William G.; Hunter J. Stuart. *Statistics for Experimenters: An Introduction to Design, Data Analysis, and Model Building*. John Wiley and Sons Inc. USA 1978.

[B4] Brandan Siqués, María E.; Ostrosky-Wegman, Patricia. *La radiación ionizante y sus efectos biológicos*. Ciencia Hoy Vol. 3, No. 8. mayo-junio, 1992.

[B5] Brandan Siqués, María Ester; Díaz Perches Rodolfo, Ostrosky, Patricia. *La radiación al servicio de la vida*. Colección la ciencia desde México, No. 99. Fondo de Cultura Económica. México 1990.

[C1] Chase, Grafton; Rituper, Stephen; Sulkoski, John D. *Experiments in Nuclear Science*. Burgess Pub. Co. Minneapolis, 1968.

[F1] Friedlander, Gerhart; Kennedy, Joseph W. *Nuclear and Radiochemistry*. John Wiley & Sons. New York, 1981.

[G1] Glascock, Michael D. *An Overview of Neutron Activation Analysis*. (Revised: April 23, 1996) http://www.missouri.edu/~murrwww/naa_over.htm

[H1] Halliday, David. *Introducción a la Física Nuclear*. Editorial Reverté, Barcelona, 1956.

[K1] Knoll, Glenn F. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons USA, 1979.

[K2] Kaplan, Irving. *Física Nuclear (Segunda Edición)*. Ed. Aguilar. Madrid, 1962.

[L1] Lapp, Ralph E. Andrews; Howard, Lucius. *Nuclear Radiation Physics*. Prentice-Hall. New York, 1948.

[L2] Lederer, C. Michael; Shirley, *Table of Isotopes*. John Wiley and Sons Inc. New York, 1978.

- [N1] Neville, Adam M.; John B. Kennedy. *Basic Statistical Methods for Engineers and Scientists*. Scranton, Pennsylvania, 1964.
- [M1] Mood, Alexander M.; Graybill, Franklin A.; Boes Duane C. *Introduction to the Theory of Statistics (Third edition)*. McGraw-Hill International Editions. Singapore, 1974.
- [M2] Melissinos, Adrian Constantin. *Experiments in Modern Physics*. Academic Press, New York, 1966.
- [M3] McGervey, John D. *Introducción a la Física Moderna*. Editorial Trillas. México, 1975.
- [P1] Price, William J. *Nuclear Radiation Detection (2nd edition)*. McGraw-Hill, 1964.
- [P2] Prior, R. M.; Rollefson A. A. *An Introductory Activation for the Senior Laboratory*. Am. J. Phys. 46(10). Oct. 1978. Pages 1077 & 1078.
- [R1] Ruiz Trejo, Cesar. *Levantamiento de Niveles de Radiación por Neutrones [Rápidos] y Radiación Gamma para una Fuente Radioactiva (Am-Be) del Laboratorio de Física Moderna de la Facultad de Ciencias, UNAM*; noviembre, 1993. (Trabajo realizado bajo la supervisión de la Dra. María Ester Brandan S., Investigadora Titular IFUNAM).
- [S1] Schildt, Herbert. *Programación en Turbo C (Segunda edición)*. Borland Osborne/McGraw-Hill México, 1991.
- [S2] Steere, Norman V. *CRC Handbook of Laboratory Safety (Second Edition)*. CRC Press, USA, 1984.
- [S3] Shapiro, Jacob. *Radiation Protection: A Guide for Scientists and Physicians (Third Edition)*. Harvard University Press. USA, 1990.
- [T1] Tanarro Sanz, Agustín. *Instrumentación Nuclear*. Servicio de Publicidad de la Junta de Energía Nuclear. Madrid, 1970.
- [T2] Triola, Mario F.; Franklin LeRoy A. *Business Statistics: Understanding Populations and Processes -Chapter 14: Time Series-*. Addison-Wesley Publishing Company. New York, 1994.
- [X1] *Experiment 16: Neutron Experiments (Revised: April 1995)*
<http://tweedledee.caltech.edu/~derose/labs/Exp16.htm>

- [X2] *Table of Nuclides*. <http://www.dne.bnl.gov/cgi-bin>
- [X3] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. David R. Lide Editor-in-Chief. 77th edition 1996-1997 CRC Press, Florida 1996.
- [X4] *Photomultiplier Base Model 276. Operating and Service Manual* EG&G Ortec.
- [X5] *High Voltage Power Supply Model 478. Operating and Service Manual* EG&G Ortec.
- [X6] *Instruction Manual. Geiger-Müller Experimenter for the Personal Computer*. Oxford instruments Inc.
- [X7] *Spectroscopy Experiments with Multichannel Analyzers*. 1981, The Nucleus Inc.
- [X8] *Industrial gauging and Analytical Instrumentation Sources*. Amersham.
- [X9] *Instrument Calibration Sources*. Amersham March 1992.
- [X10] *Reglamento General de Seguridad Radiológica*. Diario Oficial de la Federación del martes 22 de noviembre de 1988. Tomo CDXXII No. 16.