

Laboratorio 5 - UBA

Primer Cuatrimestre de 1999

ATENUACIÓN DE RAYOS GAMMA EN MATERIALES

Graciana Puentes y Matías Ison

Resumen: Se determinó el coeficiente de atenuación μ para el cobre en un rango de energías de 50 a 1300 KeV mediante un detector de yoduro de sodio dopado con talio. Las fuentes utilizadas fueron: Cs_{137} , Na_{22} , Ba_{133} , Co_{57} , Am_{241} y Eu_{152} . Los datos correspondientes a estas cuatro últimas fueron obtenidos con un detector de Ge(Li) por Salvador Gil (ver www.fisicarecreativa.com, experimentos de física moderna y nuclear).

Introducción:

Cuando un fotón de intensidad I_0 incide sobre un material de densidad ρ y espesor x , la intensidad emergente sigue la ley de Lambert

$$I(t) = I_0 \exp(-\mu t) \quad (1)$$

Donde $t = \rho x$

μ : coeficiente de atenuación másico

Al atravesar la materia, un fotón puede interactuar con esta básicamente a través de 3 mecanismos:

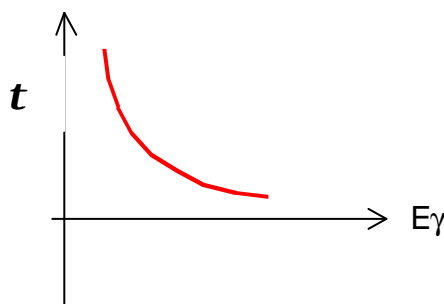
1) Efecto fotoeléctrico: Es una interacción entre el fotón y un electrón ligado a un átomo (generalmente de la capa k). Como resultado de esta interacción, el fotón desaparece y el electrón es eyectado como un electrón libre: La energía cinética del electrón es:

$$T = E_g - BE,$$

donde E_g = energía del fotón

BE = energía de ligadura del electrón

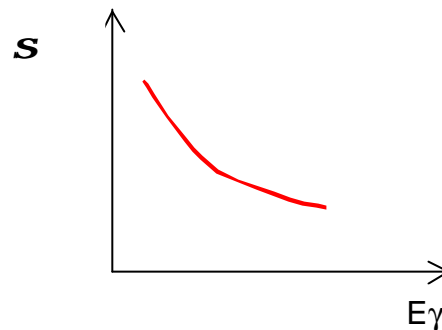
La probabilidad de interacción mediante este efecto t (1/m) depende de la E_g incidente y del Z del material. Para un elemento fijo la dependencia con la energía se puede esquematizar



2) Efecto Compton: Es una colisión entre un fotón y un electrón libre. (se lo considera libre cuando $E_\gamma \gg BE$). Como resultado de esta interacción el fotón no desaparece, sino que cambia su dirección y energía. Analizando el choque (mediante conservación del momento y la energía), la energía del electrón dispersado resulta:

$$T = \frac{(1 - \cos \theta) \cdot \frac{E_g}{mc^2}}{1 + (1 - \cos \theta) \cdot \frac{E_g}{mc^2}} \cdot E_g$$

La probabilidad de interacción mediante este proceso $\sigma(1/m)$ para un Z fijo depende de la energía del fotón incidente según:

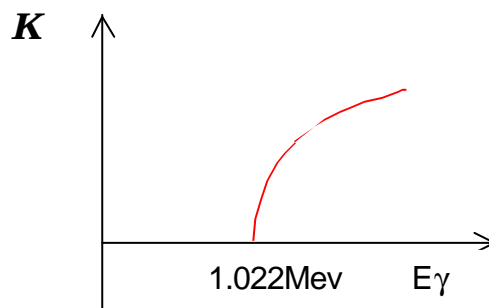


3) Producción de pares: Es una interacción entre el fotón y el núcleo. Como resultado de esta interacción, el fotón desaparece y se crea un par electrón-positrón. La energía cinética del electrón (que es igual a la del positrón) resulta:

$$T_{e^-} = T_{e^+} = \frac{1}{2} \cdot (E_g - 1.022 \text{ MeV}) ,$$

Donde 1.022 MeV indica la energía necesaria para la creación de las dos masas en reposo; por lo que existe una energía límite por debajo de la cual la probabilidad de esta interacción resulta nula.

La probabilidad de interacción mediante este mecanismo $\kappa(1/m)$ para un Z fijo en función de la energía gamma incidente es:



El coeficiente de atenuación lineal μ^* , que está relacionado con μ a través de la densidad, de la forma

$$\mu^* (1/\text{cm})/\rho(\text{gr}/\text{cm}^3) = \mu (\text{cm}^2/\text{gr})$$

es la suma de las probabilidades de los distintos tipos de interacción

$$\mu^* = \tau + \sigma + \kappa$$

Desarrollo:

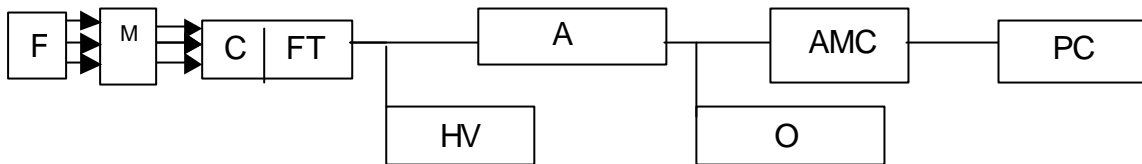


Fig. 1. Esquema del dispositivo experimental. F: Fuente radioactiva, M: muestra, C: Centelleador, FT: Fotomultiplicador, HV: Fuente de alta tensión, A: Amplificador, O: Osciloscopio, AMC: Analizador multicanal, PC: Computadora.

Para determinar la intensidad emergente del fotón, se utiliza un detector que consiste en un centelleador inorgánico de Yoduro de Sodio dopado con Talio NaI(Tl).

Al incidir los fotones en el centelleador este interacciona con los átomos del cristal mediante alguno de los tres mecanismos posibles. De cualquier forma, se emite un electrón cuya energía es disipada en el cristal, en su camino el electrón va excitando y/o ionizando átomos que al decaer emiten en el visible. La cantidad de fotones emitidos es proporcional a la energía del electrón inicial. Mediante el uso de un fotomultiplicador se obtiene una señal de voltaje proporcional a la cantidad de fotones y por lo tanto proporcional a la energía del primer electrón.

Esta señal entra en la plaqueta conversora analógica-digital y luego por el multicanal MC que finalmente registra el pulso. A cada una de las amplitudes de los distintos pulsos le corresponde un canal diferente. El espectro se forma graficando en una PC el número de cuentas por canal.

Para realizar las mediciones hubo que tener en cuenta varios temas:

- Se construyó un dispositivo en el que pudieran colocarse las muestras (que consistían de placas de distintos espesores) de modo de mantener constante la distancia fuente-muestra-detector.
- Se mantuvo constante el tiempo en todas las mediciones para lograr que el número de fotones incidentes fuera el mismo en todos los casos.



Resultados:

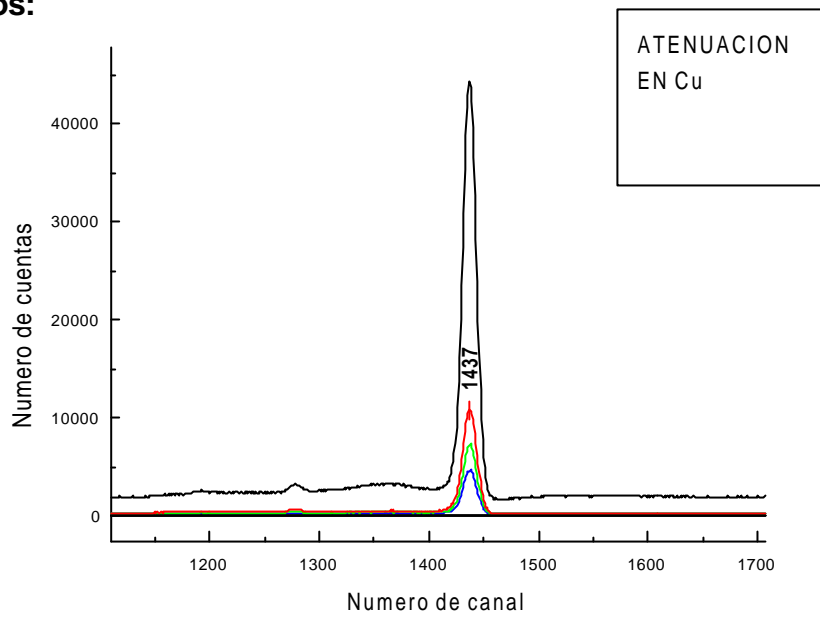


Fig. 2. El gráfico muestra la atenuación de la energía incidente del fotón, al atravesar placas de Cu de distinto espesor. La fuente utilizada es ^{57}Co , y el pico corresponde a una energía de 122,06 KeV. Los espesores de las placas colocadas fueron: 0,32; 0,64; 0,66 mm respectivamente. El pico de mayor área corresponde con la I_0 del rayo gamma incidente.

A partir de los datos obtenidos para diferentes espesores se puede conocer μ .
 Aplicando \ln a la ecuación (1) se obtiene una relación lineal para el coeficiente de atenuación de la forma

$$\ln(I) = -\mu t + \ln(I_0)$$

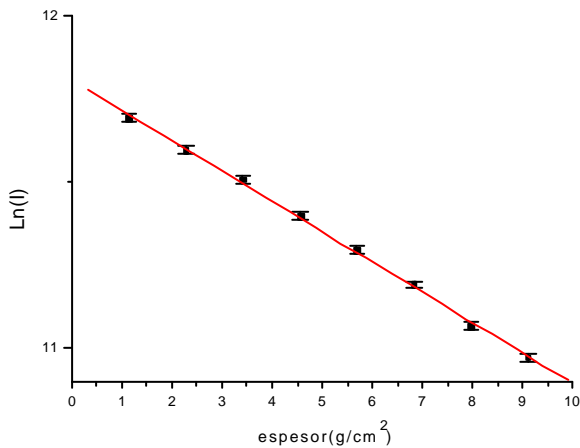


Fig. 3. Datos tomados con un detector de Ge(Li)
 Fuente utilizada: Eu_{152} $E_\gamma = 276.4$ KeV
 $\mu(\text{cm}^2/\text{gr}) = 0,091$ $r = 0.999$

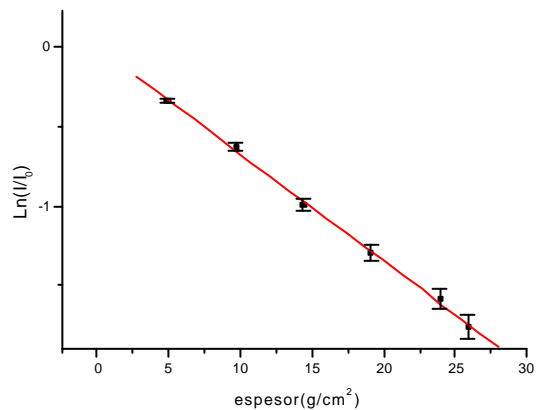


Fig. 4. Datos tomados con un detector de NaI(Tl).
 Fuente utilizada: Cs_{137} $E_\gamma = 661$ KeV.
 $\mu(\text{cm}^2/\text{gr}) = 0,067$ $r = 0.998$

Nota: Para el cálculo de las barras de error se procedió de la siguiente manera:

- Primero se estimó el error en el área del fotopico, variando ligeramente los puntos que delimitan el recinto de integración, obteniéndose errores porcentuales menores al 1% en las mediciones efectuadas con el detector de germanio y de aprox. 2% en las mediciones con el otro detector.
- Se realizó una estadística entre dichos puntos
- Por último, se propagó este error en la fórmula de μ .

Tabla 1: Coeficientes de atenuación calculados a partir de datos experimentales :

FUENTE	E_{γ} (KeV)	μ (cm ² /g)	$\Delta\mu$ (cm ² /g)
Am ₂₄₁	59.54	1,45	0,04
Ba ₁₃₃	80.99	0,53	0,02
Co ₅₇	122.06	0,142	0,002
Eu ₁₅₂	346.10	0,091	0,003
Cs ₁₃₇	661.66	0,067	0,003
Na ₂₂	1274.55	0,042	0,002

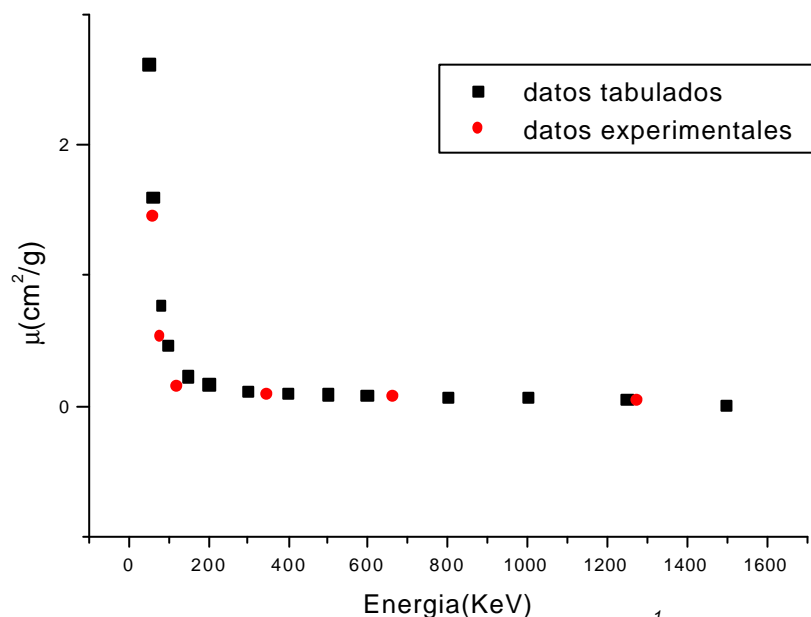


Fig. 5. Comparación entre valores experimentales y tabulados ¹

Conclusiones:

A partir de la fig. 5. se observa que los valores del coeficiente de atenuación másico calculado a partir de valores experimentales concuerdan con los valores tabulados. Además, se observa claramente que, dada la forma que tiene la curva que une los puntos de la fig. 5., los efectos que prevalecen en esta experiencia

son el efecto fotoeléctrico y el Compton, lo que era de esperar en este rango de energías.

Si bien para el propósito de esta práctica el uso de un detector de NaI(Tl) resultó conveniente, la diferencia entre este tipo de detector con uno de Ge(Li) se puede observar en las figuras 3 y 4. (notar la diferencia en la calidad de los ajustes). Esto responde a la gran diferencia de eficacias entre los dos detectores (aprox. 0.5% para el de Ge y entre 7% y 15% para el de NaI).

A nuestro parecer, la importancia de esta práctica reside en varios puntos:

- Manejo de fuentes radioactivas
- Comprensión de los principales procesos radioactivos de una fuente de rayos gamma
- Desarrollo de criterios en la discusión de datos y obtención de errores.

Sin embargo, el tiempo del que se dispuso para su realización, no permitió el análisis de varios puntos, entre los que se pueden destacar: Relación entre el coeficiente de atenuación y el número másico; optimización de varios parámetros (distancia fuente-detector, ganancia del amplificador); correcciones por tiempo muerto.

Bibliografía:

1. X-Ray Mass attenuation coefficients-copper. NIST (National Institute of Standards and Technology). Datos de su página web.
2. G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons. N. Y. 1979.
3. R. D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Mc Graw-Hill. N. Y. 1953.