

Uso de GEANT4 para el estudio de dosimetría. Caso de estudio: fuente de ^{252}Cf .

D. Fino, F. Cristancho*

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia

21 de Julio de 2008

Utilizando la plataforma de simulación GEANT4, se muestran los procedimientos y resultados de simulaciones diseñadas para obtener el factor KERMA de una fuente de neutrones de ^{252}Cf , un sistema de medición de dosis equivalente neutrónica y de una experiencia realizada con la fuente de neutrones mencionada anteriormente. De esta forma se muestra como GEANT4 puede ser una herramienta efectiva en el campo de la dosimetría de radiaciones.

I. INTRODUCCIÓN

Debido a su efectividad biológica, la radiación neutrónica es una de las radiaciones más dañinas al ser humano por lo que es importante tener herramientas eficaces para mantener control sobre ella y sobre el ambiente en el que se utiliza. Para ello, la simulación es una opción que permite hacer estudios dosimétricos y así poder tomar las precauciones necesarias respecto a la seguridad de quienes trabajan con este material. Una herramienta de distribución libre diseñada específicamente para la simulación de la interacción radiación-materia utilizada en campos como Física Nuclear, Ingeniería Aeroespacial, Biología y Medicina con base en la cual se han creado programas para fines dosimétricos (Penelope, GATE, GePEToS) es GEANT4[1]. Debido a que su diseño no fue orientado para hacer dosimetría, para implementar GEANT4 es necesario relacionar los conceptos dosimétricos con conceptos físicos.

Cuando describimos un haz o una fuente de radiación, utilizamos el concepto de *Fluencia* para indicar la cantidad de radiación que intersepta un área específica a . Esta superficie -para un haz de radiación- debe ser perpendicular a la dirección de propagación del haz y para fuentes corresponde al área determinada por un ángulo sólido subtendido por la fuente. Matemáticamente se representa con la letra griega Φ y para espectros monoenergéticos se define por,

$$\Phi_E \equiv \frac{dN_E}{da}, \quad (1)$$

donde N_E es la cantidad de radiación con una energía E . Otra cantidad utilizada para describir haces y fuentes de radiación es la *Fluencia de Energía* (Ψ). Esta variable nos indica la cantidad de energía que intercepta una superficie con los mismos parámetros impuestos para definir el área en la fluencia. Para determinar Ψ sumamos la energía aportada por cada componente energético del haz o de la fuente. Apoyándonos en la

definición de fluencia se facilita la definición de Ψ ,

$$\Psi = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E \Phi_E(N_E) dE,$$

donde el espectro de energía está contenido en el intervalo $[E_{\min}, E_{\max}]$. Estas dos cantidades -cuando nos referimos a fuentes radioactivas- están estrechamente relacionadas al concepto de *actividad*, de esta forma, tenemos en cuenta parámetros físicos en conceptos dosimétricos.

Una vez definidas las cantidades no estocásticas que describen una fuente o un haz de radiación, ahora se definirán las cantidades básicas que se manejan en dosimetría para describir la interacción de la radiación con la materia. Una cantidad para tratar radiación indirectamente ionizante es el *KERMA* (Kinetic Energy Released in Material) el cual es la *Energía transferida* (ϵ_{tr}) por unidad de masa en un volumen determinado o *volumen de interés* (V). La ϵ_{tr} es la energía depositada únicamente por la radiación indirectamente ionizante que entre y salga de V , en consecuencia, matemáticamente el KERMA viene definido por, [2]

$$K \equiv \frac{d\epsilon_{tr}}{dm} = \frac{(R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \sum Q}{dm}, \quad (2)$$

donde:

- $(R_{in})_u$: Energía depositada por partículas no cargadas en V .
- $(R_{out})_u^{nonr}$: Energía que sale de V mediante partículas no cargadas exceptuando las originadas por pérdidas de energía cinética debidas a procesos radioactivos de partículas cargadas.
- $\sum Q$: Energía producto de la transformación de Masa \rightarrow Energía (+, exoérgica) o Energía \rightarrow Masa (-, endoérgica)

Con base en esta definición, alternativamente se puede decir que la ϵ_{tr} es *el cambio de energía cinética de las partículas cargadas en el volumen de interés producto de la incidencia de radiación indirectamente ionizante más la energía originada por pérdida de energía cinética debido a procesos radioactivos de tales partículas cargadas.*

*Director trabajo de grado.

Esta definición sugiere dividir el KERMA en dos componentes [2], una componente K_C correspondiente a *el cambio de energía cinética de las partículas cargadas en V* y otra componente K_R correspondiente a *la energía originada por pérdida de energía cinética debido a procesos radioactivos de las partículas cargadas contenidas en V*. La primera componente mencionada, se puede determinar multiplicando Ψ y el *Coeeficiente másico de absorción de energía* o CMAE (μ_{en}/ρ) el cual es la fracción de la energía $\frac{dR_{en}}{R}$ depositada por la radiación incidente en un medio de densidad ρ y longitud $d\ell$ que es transferida -en forma de energía cinética- a las partículas cargadas de tal medio. Vale la pena aclarar dos aspectos; esta fracción de energía no considera la energía cinética que subsecuentemente pierden las partículas cargadas por procesos radioactivos y el CMAE es propio de cada material (Z) y de la energía (E) de la radiación incidente. Matemáticamente, este último párrafo se resume con la ecuaciones:

$$K = K_C + K_R = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) + K_R, \quad \frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{1}{R\rho} \frac{dR_{en}}{d\ell}. \quad (3)$$

La unidad del KERMA en el SI de unidades es el Gray (Gy) el cual equivale a $J \cdot Kg^{-1}$. La cantidad más importante y de más interés no solo en Dosimetría sino en Radiobiología y otras disciplinas afines es la *Dosis Absorbida* (D). Análogamente al KERMA, esta cantidad está definida con base en una variable denominada *Energía impartida* (ϵ_{im}) la cual es la energía depositada en el volumen de interés por la radiación ionizante. Matemáticamente la dosis viene definida por, [2]

$$D \equiv \frac{d\epsilon_{im}}{dm} = \frac{(R_{in})_{u,c} - (R_{out})_{u,c} + \sum Q_i}{dm} \quad (4)$$

donde:

- $(R_{in})_{u,c}$: Energía depositada en V por Radiación Ionizante.
- $(R_{out})_{u,c}$: Energía que sale de V , tanto por partículas cargadas(c) como no cargadas (u),

siendo el Gy la unidad de la dosis en el SI de unidades. Es de especial interés determinar bajo que circunstancias el KERMA es igual a la Dosis; para esto, igualamos ϵ_{tr} a ϵ_{im} (ecuaciones (2) y (4)) y así llegamos a que esta igualdad implica que *toda la energía que pierdan las partículas cargadas por procesos radioactivos en el volumen de interés debe salir de él*. Si un volumen de interés cumple la anterior condición, mantiene su composición atómica y densidad homogénea y no presenta campos eléctricos ni magnéticos inhomogéneos se dice que en tal volumen hay *Equilibrio de Partículas Cargadas* (CPE). Así se plantea la siguiente relación:

$$D = \overbrace{K}^{CPE}. \quad (5)$$

Cuando consideramos efectos biológicos, la dosis absorbida resulta un término inadecuado porque los daños causados por la radiación están fuertemente ligados con el tipo y energía de la misma. Para obtener una medida de los efectos biológicos sufridos por un tejido o un órgano debido a una irradiación se creó el término *Dosis Equivalente* (H) el cual se obtiene multiplicando la dosis absorbida por un *Factor de peso de radiación* o un *Factor de Calidad* (w_r o Q_r):

$$H = w_r(E)D_r, \quad [H] = \text{Sievert (Sv)} = w_r \cdot \text{Gy},$$

donde el subíndice r indica un tipo de radiación específica. Para un espectro de energía, la dosis equivalente vendrá dada por:

$$H = \int_{D(E_{min})}^{D(E_{max})} w_r(E) dD_r(E) \quad (6)$$

A cada tipo de radiación se le asigna un factor de peso de radiación el cual es un valor adimensional que puede depender de la energía. Es muy reducida la bibliografía que revela la obtención de este factor de calidad, sin embargo, en las referencias [3] y [4] afirman que algunas veces el factor de calidad se determina dividiendo una cantidad denominada *Equivalente Radiobiológico* (RBE) -que nos da cuenta de la supervivencia celular después de una irradiación- entre una cantidad simbolizada con la letra N que se obtiene de multiplicar una serie de factores que contrarrestan variables que pueden generar diferente supervivencia celular bajo irradiaciones con el mismo tipo de radiación con la misma energía.

Para esclarecer más el significado de los factores que definen N , hay que aclarar que la muerte celular por radiación depende fuertemente de las características reproductivas de las células que se estén estudiando; pese a que se irradian con un mismo tipo de radiación con una misma energía -dependiendo de su ciclo celular- dos cultivos celulares responderán de diferente forma (por ejemplo, las neuronas poseen baja tasa de reproducción y por esto son menos radiosensibles mientras que las células reproductivas tienen un comportamiento totalmente opuesto), además la oxigenación (acelera la tasa de reproducción) y la tasa de dosis (aumenta la mortalidad) también son factores que influyen en la obtención de una supervivencia diferente. En consecuencia, w_r puede ser definido de la siguiente forma:

$$w_r = \frac{RBE}{N} \quad \text{Constante; independiente del cultivo celular, condiciones ambientales y tasa de dosis}$$

La determinación del RBE es experimental. Cuando un cultivo celular es irradiado, la supervivencia celular como resultado de la dosis absorbida por el cultivo viene descrita por una función denominada *Curva de supervivencia celular*. Al analizar esta función, la curva muestra dos comportamientos, uno a bajas dosis -que en escala semilogarítmica se aprecia como

una cuadrática- y posteriormente uno exponencial a altas dosis. En la figura 1 -donde se muestran las curvas de supervivencia celular para un cultivo irradiado con rayos X y con neutrones- se aprecia estos comportamientos. En esta figura se muestra como se obtiene el RBE para radiación neutrónica que en este caso será denominada *radiación muestra*. El RBE es el resultado de dividir la dosis necesaria para obtener una supervivencia celular específica de la radiación muestra y la dosis necesaria para obtener la misma supervivencia pero irradiando con rayos X (los rayos X es la radiación patrón debido a que históricamente ha sido la radiación más estudiada).

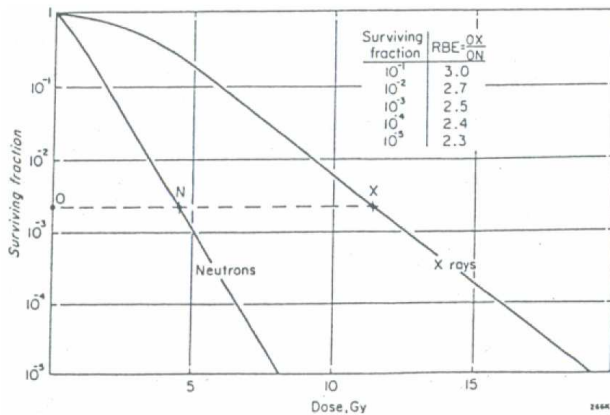


Figura 1: Curva de supervivencia celular para neutrones y rayos X. Representación gráfica de la obtención del RBE para neutrones. Tomado de [3].

Como se aprecia en la tabla de la figura en referencia, el RBE sufre fuertes cambios a bajas dosis pero lentamente tiende a un valor asintótico, precisamente es este valor el que generalmente se asume como el valor de RBE para un tipo de radiación con una energía específica. Actualmente varios laboratorios cuentan con montajes experimentales para determinar los valores de RBE, pero la dificultad de determinar N hace que el factor de calidad sea determinado por la *US Nuclear Regulatory Commission* (NRC) o por la *International Commission on Radiological Protection* (ICRP).

II. ANÁLISIS TEÓRICO

Al igual que los fotones, debido a su ausencia de carga, los neutrones no interactúan con la materia por potenciales Coulombianos. A cambio de esto, sus principales interacciones con la materia se ven regidas por la fuerza nuclear la cual tiene un alcance mucho menor (10^{-13} cm) que el de las fuerzas Coulombianas (la escala para este tipo de fuerza es de 10^{-9} cm -radio de Bohr-). En consecuencia, estadísticamente los neutrones tienen un poder de penetración más grande que

las partículas cargadas lo cual hace que depositen su energía en un volumen más grande de materia. Cuando los neutrones interactúan (básicamente con los núcleos de los átomos) lo hacen de diferentes maneras las cuales dependen fuertemente de la energía y del tipo de núcleo; por tal motivo, los neutrones han sido clasificados con base en su energía como se expone en la tabla I.

Clasificación	Energía Cinética
Ultra frios	$< 10 \mu\text{eV}$
Frios	$\approx 0.01 - 1 \text{ meV}$
Térmicos	$\approx 1 - 100 \text{ eV}$
Epitérmicos	$\approx 0.1 - 100 \text{ eV}$
Lentos	$\approx 0.1 - 100 \text{ keV}$
Rápidos	$\approx 0.1 - 100 \text{ MeV}$
Altas Energías	$> 100 \text{ MeV}$

Tabla I: Clasificación de los neutrones según su energía.

Así mismo, los procesos más importantes mediante los cuales los neutrones ceden energía y/o alteran la materia son:

- Dispersión Elástica.
- Dispersión Inelástica.
- Captura Neutrónica.
- Fisión.
- Producción Hadrónica.

La probabilidad de que alguno de estos fenómenos ocurra cuando un neutrón interactúa viene relacionada con la sección eficaz del proceso respectivo y con la sección eficaz total. Esta sección eficaz se determina a partir de la suma de las secciones eficaces de cada proceso que pueda realizar el neutrón.

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ela}} + \sigma_{\text{inel}} + \sigma_{\text{cap}} + \dots$$

Al multiplicar σ_{tot} por la densidad de átomos N obtenemos el camino libre medio (λ):

$$\frac{1}{\lambda} = N\sigma_{\text{tot}} = \frac{N_A \rho}{M_A} \sigma_{\text{tot}}$$

donde N_A es el número de Avogadro y M_A el peso molecular. Análogamente a los fotones, cuando un haz colimado de neutrones pasa a través de un material, su intensidad I es exponencialmente atenuada,

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (7)$$

siendo x el espesor del material. Como en el trabajo se manejarán energías menores a 15 MeV, no se considerará el proceso de producción hadrónica ya que este fenómeno solo es

importante para neutrones de altas energías. En general, el principal mecanismo de pérdida de energía de los neutrones en la región de las unidades y decenas de MeV's es mediante dispersión elástica, por consiguiente -como tal es el rango de energías que se empleó- empezaremos describiendo físicamente tal proceso.

A. Dispersión Elástica

El “frenado” de neutrones mediante dispersiones elásticas se denomina *Moderación de neutrones*. Después de muchas interacciones de este tipo, cuando los neutrones llegan a un equilibrio energético con el medio en el que está, decimos que estos neutrones son térmicos; por convención, estos neutrones toman una energía cercana a 0.025 eV [5].

1. Balance de Energía

Generalmente, la bibliografía [6] trata una colisión elástica entre un neutrón y un núcleo desde el centro de masa (CM).

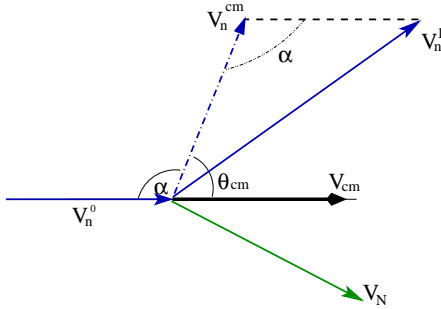


Figura 2: Ángulos definidos para la descripción de la colisión elástica. Las velocidades en línea continua son respecto al sistema laboratorio.

Sin entrar en detalles, la relación entre la energía del neutrón antes y después de la colisión se puede obtener a partir de las masas de las partículas y del ángulo θ_{cm} (fig. 2) que forma la velocidad del neutrón en el sistema CM con la velocidad del CM visto en el sistema laboratorio.

$$\left(\frac{V_n^1}{V_n^0}\right)^2 = \frac{M^2 + m^2 + 2Mm \cos(\theta_{cm})}{(M + m)^2} = \frac{E_n}{E_0} \quad (8)$$

donde M es la masa del núcleo y m la del neutrón. A partir de la expresión (8), podemos concluir que el valor mínimo y máximo de E_n será cuando $\cos \theta_{cm} = \pm 1$; haciendo $M = A$ donde A es el número de masa atómica del núcleo y $m = 1$

finalmente obtenemos que:

$$\delta E_0 < E_n < E_0 \quad \text{donde} \quad \delta = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (9)$$

en consecuencia, si necesitamos que un núcleo de al neutrón un amplio rango de energía después del choque, debemos recurrir a núcleos con bajo número atómico. Esto implica que para la moderación de neutrones los materiales hidrogenados como la parafina (CH_2), polietileno (CH_2) $_n$ o el agua son altamente eficientes.

2. Distribución de Energía

Basándonos en la expresión (8), se puede demostrar [6] que la distribución de energía después de una dispersión viene dada por:

$$\frac{dw}{dE} = \frac{dw}{d\theta_{cm}} \left(\frac{dE}{d\theta_{cm}}\right)^{-1} = \frac{1}{E_0(1-\delta)} \quad (10)$$

con esta información podemos encontrar secuencialmente la probabilidad de obtener un neutrón con energía E después de n dispersiones.

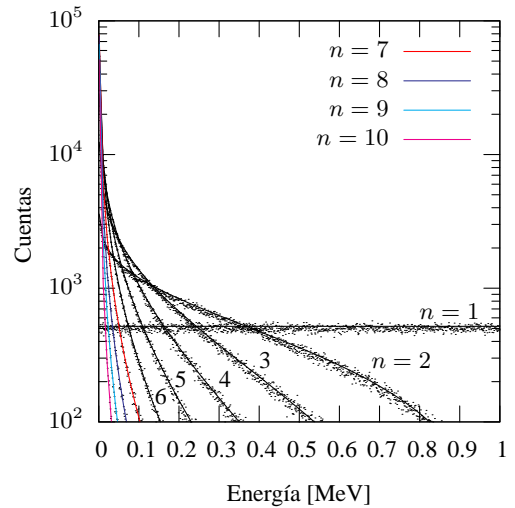


Figura 3: Simulación con NeuSca (puntos) y predicción teórica (ajustada en amplitud) para las primeras diez dispersiones de un haz de medio millón de neutrones de 1 MeV incidiendo en núcleos de hidrógeno.

Cuando E se encuentra en el intervalo $[\delta E_0, E_0]$, se puede demostrar -mediante inducción matemática- que después de n dispersiones la distribución de energía es

$$\frac{dw_n}{dE} = \frac{1}{E_0(1-\delta)^n (n-1)!} \left(\ln \frac{E_0}{E}\right)^{n-1} \quad (11)$$

al considerar un átomo de hidrógeno con un número de masa atómica aproximadamente uno obtenemos: ($\delta = 0$)

$$\frac{dw_n}{dE} = \frac{1}{E_0(n-1)!} \left[\ln \frac{E_0}{E} \right]^{n-1} \quad (12)$$

Condom y Breit [6] trabajaron en este problema para el átomo de hidrógeno y precisamente obtuvieron la anterior expresión como caso general para este átomo. Utilizando el método *Monte Carlo* y lenguaje C++, se diseñó un programa denominado *NeuSca* el cual simula el proceso de moderación de neutrones en un medio. En la figura 3 se muestra la coincidencia entre los resultados de la simulación y los de la predicción teórica (ecu. (12)) de un haz de neutrones incidiendo en núcleos de hidrógeno. Después de la n -ésima dispersión, la mínima energía que podrá tener un neutrón será $\delta^n E_0$. De igual forma, mediante inducción matemática, podemos encontrar la distribución de energía ya no para el intervalo $[\delta E_0, E_0]$ sino para el intervalo $[\delta^n E_0, \delta^{n-1} E_0]$ después de n dispersiones. Esta función es:

$$\frac{dw_n}{dE} = \frac{(-1)^{n-1}}{E_0(n-1)!(1-\delta)^n} \left[\ln \frac{E_0}{E} + n \ln(\delta) \right]^{n-1} \quad (13)$$

con esta función y con (11), determinamos teóricamente la distribución para el último y primer intervalo de energía para n dispersiones de un haz monoenergético de neutrones.

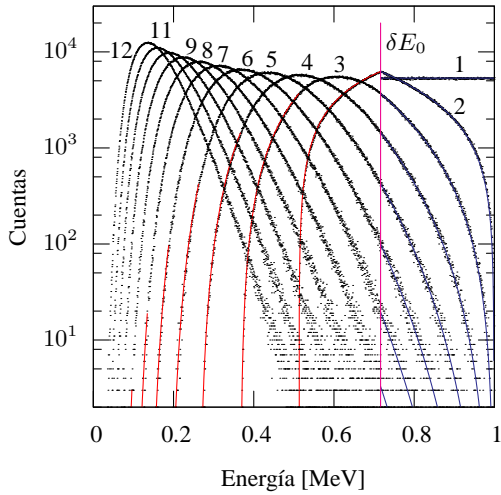


Figura 4: Simulación con NeuSca y predicción teórica (ajustada en amplitud) para las primeras doce dispersiones de un haz de tres millones de neutrones ($E_0 = 1$ MeV) incidiendo en núcleos de carbón. Nótese que las predicciones teóricas (líneas continuas) modeladas por la ecuación (11) tienen un límite inferior en δE_0 constante mientras que las modeladas por la expresión (13) presentan un límite superior variable ya que depende de n .

En la figura 4 comparamos los resultados teóricos con una simulación de un haz de neutrones incidiendo en carbón.

3. Corrección de Letargo y aproximación estadística

Si queremos conocer cuántas colisiones son necesarias para reducir la *energía promedio* de un neutrón a un nivel dado, la bibliografía ([6]) sugiere definir el *cambio de letargo* el cual matemáticamente puede obtenerse a partir de la expresión (8). Su definición se presenta a continuación:

$$u(\theta) \equiv \ln \frac{E_0}{E} = \ln \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos(\theta_{cm})}.$$

Al integrar la anterior expresión sobre todo el ángulo sólido y dividir por 4π , podemos encontrar el promedio de $u(\theta)$ para una dispersión:

$$\xi = \langle u(\theta) \rangle = \int u(\theta) \frac{d\Omega}{4\pi} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \quad (14)$$

Ahora, si el promedio de u para una colisión es ξ , el número de colisiones n para producir un cambio de letargo u será de:

$$n = \frac{u}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}.$$

Utilizando esta ecuación y la expresión (14) encontramos que el número aproximado de dispersiones requeridas para disminuir la energía promedio de un haz de neutrones de 1 MeV hasta termalizarlos es de 111 si inciden en carbón y de 18 si inciden en hidrógeno.

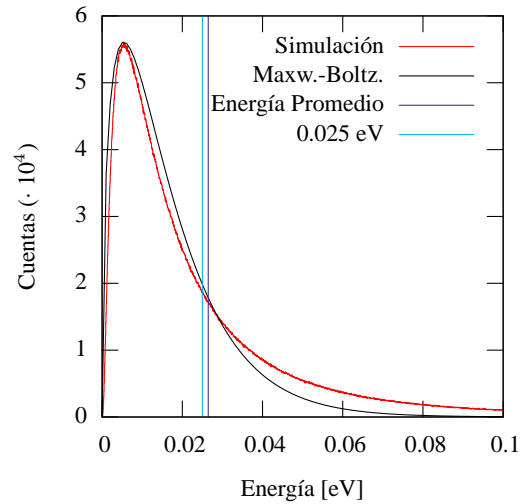


Figura 5: Simulación con NeuSca del espectro de energía generado por veinte millones de neutrones dispersados 113 veces en núcleos de carbón. Este es el número de dispersiones en donde la energía promedio y la energía de termalización adquieren valores más cercanos.

En la figura 5 se encuentra el resultado de una simulación para 113 dispersiones de neutrones (con una energía inicial de 1 MeV) en núcleos de carbón. Pese a que no se obtuvo el resultado predicho por la teoría del cambio de letargo, una diferencia porcentual de 1.8 % es aceptable si solo requerimos una aproximación al problema. El espectro de energía obtenido después de la moderación de un haz monoenergético de neutrones se puede ajustar con una distribución de Maxwell-Boltzman [5]; por este motivo, en la figura 5 se ajustó una distribución de este tipo y así se verificó -nuevamente sin una rigurosidad extrema- que dicha distribución sirve en primera aproximación para modelar el espectro generado por la moderación de neutrones.

B. Captura Neutrónica

La Captura Neutrónica es un tipo de reacción nuclear en la cual un neutrón colisiona con un núcleo y producto de esta interacción se genera un núcleo más pesado el cual emite radiación γ como consecuencia del alto grado de excitación en el que queda. El interés en la descripción de este proceso radica en su sección eficaz; sin entrar en detalles, la sección eficaz de este proceso depende -entre otras variables- del inverso de la velocidad del neutrón incidente [5], por consiguiente, este proceso tiende a ser dominante en bajas energías (regiones térmicas y epitérmicas). Este fenómeno se conoce como la ley del inverso de la velocidad o en forma abreviada *La ley del "1/v"* y es de vital importancia para la detección de neutrones lentos.

Como se mencionó, el núcleo resultante de la captura neutrónica queda excitado y por tal motivo emite radiación γ para llegar a su estado de mínima energía. Para encontrar la magnitud de este grado de excitación haremos un análisis energético clásico del sistema antes y después del proceso. Esto es:

$$E_n + E_{N(A)} = E_{N(A+1)} \quad n: \text{neutrón incidente, N: Núcleo}$$

donde E representa la energía total. Expandiendo cada uno de los términos en sus correspondientes energías en reposo y cinética:

$$\begin{aligned} [m_n c^2 + K_n] + [m(N(A))c^2 + K_{N(A)}] = \\ m(N(A+1))c^2 + E_{N(A+1)}^* + K_{N(A+1)}, \end{aligned}$$

simplificando y despejando la energía de excitación $E_{N(A+1)}^*$ del núcleo con número (A+1)

$$E_{N(A+1)}^* \approx [m_n + m(N(A)) - m(N(A+1))] c^2$$

donde hemos aproximado las operaciones que involucran energías cinéticas a cero ya que el neutrón incidente es térmico y consideramos un núcleo pesado. Para ejemplificar esta

situación consideraremos el núcleo de $N(A) = {}^{113}\text{Cd}$. La masa de este núcleo es 112.904 uma y la del ${}^{114}\text{Cd}$ es de 113.9033 uma, por tanto la energía de excitación es:

$$E_{N(A+1)}^* \approx 9.0969 \text{ MeV}$$

En la web se consiguen los valores de energía de los rayos γ que emiten los núcleos una vez han capturado el neutrón. En [7] se puede encontrar los valores de estas energía para el ${}^{114}\text{Cd}$ y las intensidades relativas a la más probable la cual -para este núcleo- corresponde a 558.46 keV.

C. Otros procesos

Otros procesos de interés en este trabajo de los cuales solo daremos una breve descripción son la dispersión inelástica ($[Z, A](n, n')[Z, A]^*$), $[Z, A](n, {}^3\text{H})[Z-1, A-2]$ y $[Z, A](n, p)[Z-1, A]$. En la dispersión inelástica, el neutrón cede parte de su energía al núcleo el cual emite algún tipo de radiación para llegar a su estado de mínima energía. Generalmente esta reacción se presenta cuando el neutrón incide con energías del orden de ≈ 1 MeV y junto a la dispersión elástica son los procesos dominantes en esta escala de energía.

Al igual que en la captura neutrónica, en los últimos dos procesos mencionados, el neutrón es absorbido pero el núcleo resultante emite partículas cargadas. Estos procesos también ocurren a bajas energías (eV, keV) y en la mayoría de las veces también siguen la ley del "1/v". Este comportamiento de las secciones eficaces hacen que estos elementos sean ideales en la detección de neutrones lentos tal y como veremos en el siguiente capítulo.

III. DOSIMETRÍA DE NEUTRONES

La aplicación de la dosimetría para analizar la incidencia de haces neutrónicos en la materia se inició a principios de la década de los 60's cuando la comunidad científica aumentó su interés en el daño biológico producido por esta radiación.

Cuando la radiación neutrónica interactúa con la materia, es muy poca la radiación que se produce por pérdida de energía cinética de partículas cargadas (protones o núcleos ionizados) producidas por la incidencia de neutrones. Este hecho implica que el KERMA producto de este tipo de radiación se puede aproximar a (ecu. (3)):

$$K \approx K_C = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z}. \quad (15)$$

A diferencia de los fotones, los campos de radiación neutrónica usualmente son descritos en términos de fluencia (ecu. (1)), en consecuencia, se define una cantidad denominada *Factor*

KERMA (F_n) que se puede obtener de forma aproximada multiplicando el CMAE por la energía cinética del neutrón [2], así el F_n y el KERMA quedan determinados matemáticamente por:

$$(F_n)_{E,Z} \approx \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z} \cdot E \quad \text{ecu. 15} \quad \Rightarrow \quad K = (F_n)_{E,Z} \cdot \Phi,$$

si el campo de radiación incidente es monoenergético. Finalmente, cuando se tiene un espectro de energía y en el medio se presenta CPE, la dosis se determina de la siguiente forma (ecu. (5)):

$$\overbrace{D = K}^{\text{CPE}} = \int_{\Phi(E_{\min})}^{\Phi(E_{\max})} (F_n)_{E,Z} \cdot d\Phi(E), \quad (16)$$

siendo esta expresión una forma teórica de encontrar esta variable. Para el cálculo de la dosis equivalente (ecu. (6)) es necesario conocer el comportamiento del coeficiente w_r . Debido a las complicaciones de obtener de fuentes primarias los datos de w_r para radiación neutrónica, en la referencia [8] mencionan funciones ajustadas a los registros publicados por la ICRP.

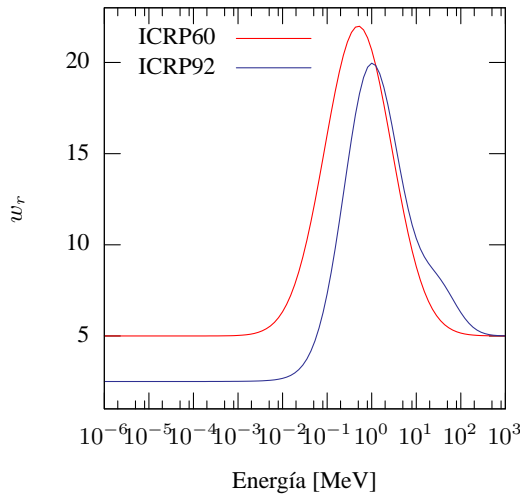


Figura 6: Ajuste hecho en [8] de los registros publicados por la ICRP.

En la figura 6 se muestran dos funciones producto del ajuste realizado para una serie de registros expuestos en dos publicaciones hechas por la ICRP. El primer ajuste lo realizaron a los datos expuestos en la *publicación 60* [23], la función es:

$$w_r = 5 + 17 \exp\left(-\frac{[\ln(2E_n)]^2}{6}\right), \quad [E_n] = \text{MeV}. \quad (17)$$

Posteriormente, en la *publicación 92* [24], se exponen nuevos registros. El ajuste hecho en la referencia [8] es:

$$w_r = 2,5 \left(2 - e^{-4E_n} + 6e^{-\frac{\ln(E_n)^2}{4}} + e^{-\frac{\ln\left(\frac{E_n}{30}\right)^2}{2}} \right).$$

El comportamiento modelado por las funciones es característico de los neutrones. Radiación γ y electrones tienen $w_r = 1$.

A. Detección de neutrones de baja energía

Como ya se mencionó en capítulos anteriores, los procesos mediante los cuales los neutrones interactúan con la materia dependen fuertemente de su energía. Convencionalmente la región denominada *de baja energía* abarca neutrones con energía por debajo de 0.5 eV y procesos como la dispersión elástica dejan de tener secciones eficaces altas mientras que los procesos en los que el neutrón es absorbido cobran más relevancia.

Generalmente este tipo de neutrones son detectados cuando se producen partículas cargadas después de que ellos interactúan con algún núcleo; estas partículas ionizan los átomos del medio y los electrones producto de este proceso generan un pulso eléctrico proporcional a la cantidad de neutrones incidentes. Con base en este procedimiento, para la detección de neutrones no solo es importante tener materiales con secciones eficaces altas en procesos que generen partículas cargadas sino que dicha sección eficaz sea la más importante entre las secciones eficaces de todos los procesos y así aumentar la probabilidad de producción de tales partículas.

Cuando un núcleo fisiona después de una reacción nuclear, la energía liberada Q se transforma en energía cinética de las partículas que se generan después de la interacción. Es importante que este valor Q sea lo suficientemente grande respecto a la energía de otro tipo de radiación que se pueda generar en el medio (como radiación γ) para que esta radiación no distorsione notablemente la medida, pero lo suficientemente pequeña como para que el rango de las partículas cargadas no sea más grande que el volumen sensible del detector. Las reacciones más utilizadas para la detección de neutrones de baja energía son:

- $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}, Q = 2.792 \text{ MeV}$
- $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}^*, Q = 2.310 \text{ MeV}$ (el litio queda en un estado excitado)
- $^6\text{Li} (n, \alpha) ^3\text{H}, Q = 4.78 \text{ MeV}$
- $^3\text{He} (n, p) ^3\text{H}, Q = 0.764 \text{ MeV}$

Debido a que estos núcleos están disponibles en la naturaleza y cumplen con los requerimientos mencionados, históricamente han sido utilizados -en su estado gaseoso- para la detección de neutrones.

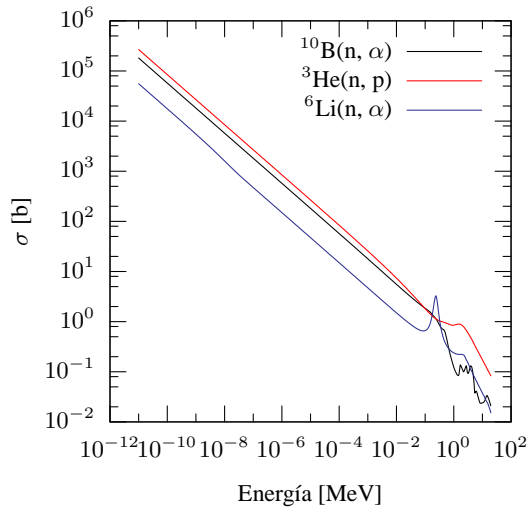


Figura 7: Secciones eficaces de algunas reacciones de interés para la detección de neutrones.[9]

Actualmente el isótopo más utilizado en la construcción de detectores es ^3He debido a su mayor sección eficaz respecto al ^{10}B y al ^6Li (fig. 7); sin embargo su alto costo ha provocado numerosos estudios sobre su posible reemplazo por ^{10}B [10]. Cuando un neutrón incide en el volumen sensible del detector, idealmente se espera que en un mismo instante los productos depositen toda su energía cinética en el gas generando así un espectro de energía compuesto únicamente por un pico en la energía Q .

En la práctica, algunos procesos ocurren cerca de las paredes del detector y alguno o todos los productos resultantes de la reacción no depositan toda su energía en el gas del detector ya que escapan del mismo. Este fenómeno se denomina “Efecto Pared” [11] y afecta negativamente tanto la eficiencia como la respuesta del detector. El principal factor que influye en el efecto pared es el rango de los productos de la reacción. Cuando los neutrones interactúan -por ejemplo- con ^3He , los productos del proceso más probable (fig. 7) son un tritio (T) y un protón (p). Para encontrar la energía cinética inicial de los productos y así su rango, se puede considerar un momento total del sistema antes de la interacción nulo ya que la energía de los neutrones incidentes es muy baja. Considerando este hecho, los momentos de las partículas después de la reacción deben ser iguales en magnitud pero en direcciones opuestas y la suma de sus energías cinéticas debe ser Q . Así el sistema de ecuaciones para determinar la energía de cada producto queda

planteado de la siguiente forma:

$$K_T + K_p = Q = 764 \text{ keV}$$

$$\sqrt{2m_p K_p} = \sqrt{2m_T K_T}$$

resolviendo el sistema, obtenemos valores de $E_p = 573 \text{ keV}$ y $E_T = 191 \text{ keV}$. Con estas energías y para presiones manejadas en la fabricación de este tipo de detectores (entre 1 y 5 atmósferas, [10, 12]), estas partículas no tienen un rango mayor a 5 y a 1.5 cm respectivamente.

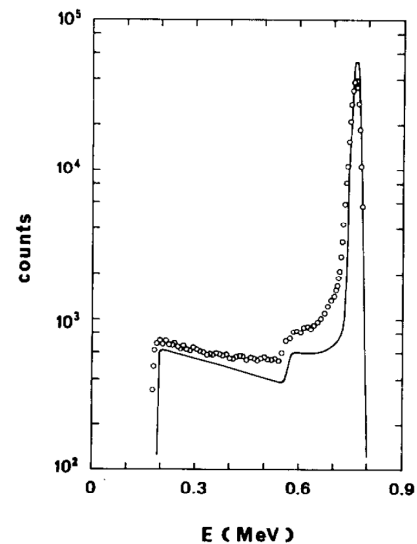


Figura 8: Efecto pared en un detector de ^3He -Kr. Datos experimentales y curva teórica expuestos en [12].

En la figura 8 se muestra un espectro experimental y uno calculado teóricamente en la referencia [12], donde el efecto pared influye notablemente en el detector. En este caso los neutrones incidieron en un detector de 2.54 cm, por consiguiente, al ser el rango del tritio menor, casi no hay lecturas por debajo de 191 keV. El escalón alrededor de 0.6 MeV es producto de los procesos en los que el protón deposita toda su energía y el tritio no y finalmente el pico alrededor de 0.75 MeV se produce cuando los productos dejan toda su energía.

Para bajar costos y mejorar la manipulación de los detectores, los fabricantes agregan otros elementos para reducir el tamaño del detector. Estos elementos deben ser más pesados que los isótopos utilizados para las reacciones con el fin de disminuir el rango de los productos; pero a su vez, deben asegurar que solo podrán ser ionizados por estos mismos productos y así evitar lecturas falsas con radiación de baja energía. Como vimos, las energías de los productos son del orden de centenares de keV siendo esta energía más que suficiente para ionizar cualquier elemento químico, con base en esto, los fa-

bricantes escogen gases nobles (Ar, Kr) y así cumplen con los dos requisitos mencionados.

B. Detección de neutrones rápidos para dosimetría

La medida de dosis equivalente producida por neutrones rápidos ha sido un problema instrumental complejo debido a la no dependencia lineal del factor de calidad con la energía (fig. 6). Uno de los diseños más utilizados en dosimetría para encontrar la dosis equivalente depositada por esta radiación se basa en la construcción de un detector que tenga una eficiencia con un comportamiento semejante al factor de calidad para radiación neutrónica y así poder tener en cuenta -de una forma indirecta- el daño biológico.

R. L. Bramblett, R. I Ewing y T. W. Bonner [13] investigaron el comportamiento de un detector de centelleo de LiI puesto en el centro de una esfera de polietileno (debido a su autoría, esta esfera de polietileno es conocida como *Esfera de Bonner*) que actuaba como material moderador debido a su alto contenido hidrogenoide (ecu. (9)). Precisamente en esto consistía su método de detección, los neutrones rápidos eran moderados hasta un nivel térmico y así eran detectados con un detector de neutrones lentos como el que vimos en la subsección anterior. El resultado más relevante de aquella investigación fue establecer un aparente comportamiento gaussiano alrededor de 10 MeV para un diámetro de la esfera de Bonner de 30.5 cm [11], sin embargo aquel detector era deficiente para registrar dosis equivalente.

Autor(es)	Detector	Lámina	f
D. E. Hankins [11]	LiI(E)	desconocida	
And. & Bra. [14]	BF ₃	¹¹ B (5 mm), 400 mg/cm ³	25 %
J.W Leake [10]	³ He	Cd (1 mm)	> 20 %

Tabla II: Diferentes configuraciones para un dosímetro portátil de neutrones rápidos.

Posterior a este estudio, una serie de investigaciones (tabla II) propusieron colocar una lámina o escudo agujereado envolviendo al detector con el fin de ir variando la razón entre la superficie de la lámina y la superficie agujereada y así poder alterar la cantidad de neutrones térmicos, epitérmicos y lentos que traspasarán el moderador con el fin de afinar la curva de eficiencia respecto a la curva de factor de calidad. Esta razón entre la superficie que abarca los agujeros y la del escudo se denomina *Fracción de Fenestración* (f) y generalmente se da en porcentaje o en fracción.

Diferentes autores utilizaron métodos distintos. Al colocar un escudo de ¹¹B de 5 mm de grosor se moderan en menor grado los neutrones lentos debido a que, a diferencia del ¹⁰B, el ¹¹B presenta un pico en su sección eficaz de dispersión elástica en

el rango de los keV. Con este método, en 1964 I.O. Anderson y J. Braun (tabla II) reportaron sus mejores resultados con $f = \frac{1}{4}$ [10].

En 1966, J.W. Leake [15] utilizó una lámina de cadmio para atenuar los neutrones térmicos, epitérmicos y lentos. El cadmio presenta seis isótopos estables de los cuales el ¹¹⁰Cd, ¹¹²Cd, ¹¹³Cd y el ¹¹⁴Cd son los más abundantes y a su vez tienen las más altas secciones eficaces para captura neutrónica. Se cree que el isótopo utilizado fue el ¹¹³Cd porque su proceso más probable es el de captura neutrónica y a su vez es el más alto respecto a los otros isótopos. En la referencia [15] también se menciona que esta placa tenía una fracción de fenestración no menor a $\frac{1}{3}$ y que la esfera de Bonner era de polietileno de 920 mg/cm³.

Aunque el primer gas que utilizó como detector fue el boro, Leake es el pionero en el manejo de ³He, de modo que su diseño final fue un detector con ³He-Kr. Como ya se mencionó, actualmente se trabaja en el posible reemplazo del ³He por tres motivos esencialmente [10]. El primero de ellos radica en los costos del detector; en segunda instancia y sin entrar en detalles, el hecho de que el ¹¹³Cd no siga en todas las regiones la ley de “1/v” produce desventajas frente al ¹⁰B y finalmente su *Razón Neutrón-Gamma* todavía es considerada alta.

Este último término es una variable que nos indica qué tanta influencia tiene la radiación γ en el detector. Este tipo de radiación puede llegar al gas de varias formas: Cuando los átomos del escudo que recubre el detector absorben el neutrón o por dispersiones inelásticas de neutrones o con la esfera de Bonner o con el escudo. La definición matemática de la razón neutrón-gamma es:

$$NG = \frac{\text{Cantidad de fotones para generar 1 REM en el detector}}{\text{Cantidad de fotones para generar 1 R}}, \quad (18)$$

$$\text{siendo } 1 \text{ REM} = 0.01 \text{ J/kg} \quad \text{y} \quad 1 \text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg},$$

donde 1 REM es una unidad de dosis equivalente igual a 0.01 Sv y 1 R (Roentgen) es la unidad fundamental para medir una cantidad dosimétrica que se aplica para fotones denominada *Exposición* [6] y que únicamente se mide en aire. Idealmente la razón neutrón-gamma debe ser cero porque se desea un detector insensible a este tipo de radiación, pero Leake publica en [15] valores para NG entre 100:1 y 10⁵:1 especificando que la mayor NG se obtiene para 100 keV.

IV. PROGRAMA DE SIMULACIÓN GEANT4

Para simular la interacción *radiación - materia* se utilizó una plataforma de simulación desarrollada por la Organización Europea de Investigaciones Nucleares (CERN) denominada GEANT4 (GEometry AND Tracking) [1] la cual está escrita en lenguaje C++ e implementa una estructura basada en

programación orientada a Objetos (POO) y así enfoca su algoritmo de cálculo al manejo del método Monte Carlo. Para entender adecuadamente las ventajas que ofrece GEANT4 es preciso entender su diseño y la forma en que este software realiza los cálculos. Debido a la longitud y complejidad del código fuente que toma un programa hecho mediante GEANT4, en este trabajo solo se expondrán las metodologías para la obtención y procesamiento de la información. La versión de GEANT4 manejada en este proyecto es la 8.1.p2 y algunos ejemplos realizados con esta versión están desarrollados en la referencia [16].

A. Diseño de GEANT4.

Debido a su estructura basada en POO, GEANT4 está organizado en clases que manejan diferentes aspectos de la simulación o que definen características específicas de objetos definidos en otras clases. El programa principal (o “*esqueleto de la simulación*”) determina la forma en que van a ser llamadas las clases principales. Para definir correctamente este programa principal, **como mínimo** se necesita inicializar cinco clases *bases* principales que determinan los siguientes aspectos de la simulación:

1. Control de flujo del programa.
2. Diseño y características físicas de la geometría.
3. Procesos físicos considerados para la interacción de la radiación establecida.
4. El generador primario, es decir, las características de la fuente primaria de radiación.
5. Interacción con el usuario.

Solo las tres clases intermedias son definidas y alteradas por el usuario, por consiguiente para su manipulación deben ser heredadas de clases bases *virtuales* predefinidas por GEANT4 (clases con el prefijo *G4VUser*). Una clase virtual (o abstracta) es una clase que sirve como un “*molde incompleto*” para crear otras clases. Este tipo de clase tiene funciones que no han sido completamente definidas (funciones virtuales) por consiguiente no se puede crear objetos a partir de dicha clase. Cuando una nueva clase es creada (o heredada) a partir de una clase virtual y en esta nueva clase se definen completamente las funciones virtuales con el fin de poder crear objetos, se habla de una nueva clase *concreta*. Este procedimiento de crear una clase concreta a partir de una virtual se denomina *materializar* y es frecuentemente utilizado en POO.

1. Control de Flujo

El nombre de la clase encargada del control de flujo es *G4RunManager*. Como su nombre lo indica, esta clase juega el papel de administrador por consiguiente permite la inicialización de las otras clases base así como su posterior “*eliminación*”. El *G4RunManager* es la única clase definida completamente en el programa principal (llamado comúnmente *main()*) y el único apuntador a un objeto de esta clase es el responsable de la organización del *esqueleto de la simulación*.

2. Geometría

El nombre de esta clase es *G4VUserDetectorConstruction* y como ya se mencionó, esta clase base abstracta debe ser materializada mediante un apuntador a un objeto de la clase *G4RunManager*. En la clase concreta se definen los parámetros geométricos de la simulación utilizando *volúmenes* los cuales simulan las diferentes geometrías involucradas en la simulación.

A cada volumen se asocian tres objetos cada uno perteneciente a una clase determinada. El primer objeto define las dimensiones y la forma del volumen con base en la clase del cual fue originado, por ejemplo, si proviene de la clase *G4Box* será una caja, si proviene de la clase *G4Tubs* será un cilindro y así se pueden definir esferas (*G4Sphere*), conos (*G4Cones*), poliedros (*G4Polyhedra*), etc. Una vez asociado este objeto -comúnmente denominado *volumen sólido*- se asocia otro objeto denominado *volumen lógico* el cual proviene de la clase *G4LogicalVolume* y su función principal es definir el material. Para poder crear un volumen lógico es necesario haber definido un volumen sólido y a su vez, es necesario tener un volumen lógico para crear un *volumen físico* del cual se genera el objeto restante. Este último objeto define la rotación del volumen original, el número de copias que se van a realizar del volumen y la posición respecto a su *volumen madre*.

El volumen madre es el volumen que contiene al volumen que se esté definiendo de tal forma que el volumen más grande (el dominio geométrico de la simulación) generalmente recibe el nombre de *world*. Cuando se declara un volumen madre, dicho volumen debe contener completamente a sus volúmenes hijos (los cuales no pueden solaparse) e intrínsecamente GEANT4 subtrae estos volúmenes hijos al volumen madre.

Aunque GEANT4 posee clases para definir elementos (*G4Element*) e isótopos (*G4Isotope*), a un volumen lógico solo se puede asociar materiales definidos a partir de la clase *G4Material*. Esta clase tiene funciones que permiten definir materiales con base en elementos e isótopos considerando ya sea su proporción en peso o en número de átomos. Para establecer el estado del material, GEANT4 trae variables predefinidas que permiten indicar al programa si el material es gaseoso (*kStateGas*), líquido (*kStateLiquid*) o sólido (*kState-*

Solid).

Cuando se requiere visualizar la geometría, hay que asignar parámetros de visualización a los volúmenes que se desean mostrar. En la clase concreta también se puede definir dichos parámetros de visualización; primero se define un apuntador a un objeto de la clase *G4VisAttributes* la cual nos permite definir las características que se requieran, posteriormente, este apuntador es asociado (mediante la función *SetVisAttributes*) a la visualización del volumen lógico correspondiente.

3. Procesos Físicos

Al igual que la geometría, esta clase base abstracta también debe ser materializada mediante el mismo apuntador al objeto de la clase *G4RunManager* que materializó a *G4VUserDetectorConstruction*. El nombre de la clase virtual es *G4VUserPhysicsList* y en la clase concreta heredada se establece lo concerniente a la física que se utilizará en la simulación. En la clase heredada hay que definir como mínimo tres parámetros:

1. Partículas involucradas en la simulación: Se definen tanto las partículas que genera la fuente primaria de radiación (*Partículas Primarias*) como las que se crean a partir de la interacción de las partículas primarias con los volúmenes definidos (*Partículas Secundarias*).
2. Procesos físicos que se deseen considerar.
3. *SetCut()*: Es una función que asocia una energía a radiaciones γ , electrones y positrones que impide a GEANT4 la generación de partículas secundarias producto de la interacción de este tipo de radiación con energías menores o iguales a la establecida. Cuando se ingresa una distancia a esta función, GEANT4 asocia la energía necesaria para que la partícula tenga un rango igual a la distancia ingresada con base en el medio en el que esté.

Particularmente, esta clase se caracteriza por ser una de las más “*independientes*”, es decir, que raras veces depende de funciones o variables establecidas en otra clase materializada. Con base en esta característica -cuando se realizan simulaciones donde intervienen las mismas partículas a los mismos niveles de energía- generalmente esta clase no sufre cambios significativos pese a que las demás clases bases si los presentan.

4. Generador Primario

El nombre de esta clase es *G4VUserPrimaryGeneratorAction* y también debe ser materializada por el mismo apuntador al

objeto de la clase *G4RunManager* al cual se ha hecho referencia. En la clase concreta se describe el estado inicial del evento primario, es decir, se definen las características de la fuente o del haz primario de radiación como posición, tipo, energía, etc. Para definir un haz de radiación se utiliza una clase denominada *G4ParticleGun* y para definir una fuente que genere radiación en dirección aleatoria en una región determinada por el usuario se utilizan funciones de una clase denominada *G4GeneralParticleSource* (GPS).

5. Interacción con el usuario

Esta clase se denomina *G4UIManager* y **no es virtual**, en vez de esto, tiene un patrón de diseño *singleton* lo cual indica que está diseñada para restringir la creación de objetos pertenecientes a esta clase. La intención de este diseño consiste en garantizar que una clase sólo tenga una materialización y proporcionar solo un punto de acceso global a ella. El *G4UIManager* controla los comandos de manipulación externos a la simulación, es decir, comandos que alteran parámetros establecidos en las clases definidas por el usuario. Las clases con prefijo “*G4UI*” (User Interface) se refieren a la interacción con el usuario. A través del apuntador de la clase *G4UIManager* se programa la ejecución de un macro el cual es un archivo con una serie de instrucciones que se almacenan para que se puedan ejecutar de forma secuencial después de haber inicializado las clases bases. Un macro está diseñado para brindar comodidad al usuario ya que sin necesidad de recompilar, el usuario puede cambiar parámetros de la simulación. Si no se desea el manejo de algún macro, se programa la ejecución de una interfaz por línea de comando denominada *sesión interactiva* (definida a partir de la clase *G4UISession*) en la cual se pueden ejecutar paso a paso los mismos comandos que pueden establecerse en un macro. Aclaremos que estas instrucciones pueden ser predeterminadas por GEANT4 o definidos por el usuario.

Como ya se mencionó, estas cinco clases son los requerimientos mínimos para realizar una simulación con GEANT4; pero es posible implementar más clases de acuerdo a los requerimientos del usuario. Generalmente el uso de más clases está encaminado a la extracción de información, esto eleva la importancia de entender como está organizada la información de la simulación.

B. Organización y extracción de la información.

1. Organización

Una vez se ha establecido un haz o fuente de radiación inicial, estas partículas primarias interactúan con los diferentes

volúmenes y generan partículas secundarias que a su vez pueden seguir generando más partículas secundarias.

Al objeto que extrae la información de la interacción o el cambio de medio de una partícula (primaria o secundaria) se le denomina *Step* (definido de la clase *G4Step*), en consecuencia **una** partícula puede generar varios *Step*'s. El objeto que nos permite analizar el comportamiento de una partícula primaria y de todas las partículas secundarias que ella genera desde que fueron creadas hasta cuando fueron eliminadas o salieron del volumen simulado se denomina *Event* (definido de la clase *G4Event*); con base en esta definición, una partícula solo tendrá un *Event* asociado (no necesariamente un *Event* contiene la información de **una** partícula. Cuando una partícula genera varias partículas, todas tienen asociadas el mismo *Event*). Finalmente un *Run* abarca el comportamiento de todas las partículas primarias y secundarias generadas por la fuente o haz inicial. Un *Run* está compuesto por múltiples *Event* que a su vez están compuestos por varios *Step*.

2. Adquisición de datos

El proceso de extracción de la información empieza con la definición de apuntadores a objetos de una clase que define los denominados *Detectores Sensibles* (SD). Un SD es un objeto que permite extraer información particular de los fenómenos que ocurren en un volumen lógico específico. Por defecto, la salida de GEANT4 depende de una variable entera denominada *verbose* que puede ser definida en un macro con un valor de 0, 1 o 2. Si esta variable toma un valor de 2, GEANT4 genera una salida con información detallada de todos los *Step* (nombre, energía total, cinética, posición, identificación de la partícula que la creó, volumen en el que está, partículas creadas, tipo de proceso realizado e identificación de la partícula generada en ese *Step*) de todas las partículas generadas en la simulación. Si *verbose* = 1, GEANT4 restringe algo de información y cuando *verbose* = 0 no da información. Independientemente del valor del *verbose*, el usuario no puede controlar en su totalidad la salida de GEANT4 pero con un SD no solo puede extraer la información que desee sino que puede extraer datos de un volumen en específico; esto ahorra tiempo de cómputo y facilita la organización de los resultados.

Explícitamente, un SD permite la recolección de datos de los los *Step* que ocurren en un detector y la organiza en una “colección de información”. Cada vez que ocurre un *Step* el SD extrae la información que el usuario requiera y la puede guardar para poder ser manipulada en clases diseñadas para extraer datos del *Event* y/o del *Run* respectivo. La clase que asocia un volumen lógico a un volumen sensible se denomina *G4SDManager* y aunque se pueden definir diferentes tipos de SD, cada uno necesita tener su propia clase en la cual se establece qué tipo de información extrae el SD.

Una vez se ha extraído la información de los *Step*, esta puede ser procesada en una clase denominada *EvenAction* con la cual se procesa la información de cada *Event*. La parte más importante de esta clase está relacionada con las funciones que permiten reunir la información importada de cada SD. Generalmente estas funciones están diseñadas con el propósito de manejar el conteo de variables privadas que son inicializadas en una función denominada *BeginOfEvenAction*. Análogamente, una vez se ha extraído la información de cada *Event*, mediante la clase *RunAction* se puede finalmente obtener la información de todo el *Run*. Al igual que las anteriores clases desarrolladas en esta subsección, esta clase también tiene que ser heredada de una clase base virtual de GEANT4 denominada *G4UserRunAction*. De la misma forma, las funciones que permiten reunir la información importada de la clase *EvenAction* están diseñadas con el propósito de incrementar o decrementar variables privadas que son inicializadas en una función denominada *BeginOfRunAction*.

V. ESTUDIO DOSIMÉTRICO

El estudio dosimétrico en el presente trabajo está orientado por las necesidades del laboratorio de Física Nuclear del GFNUN; por consiguiente lo centraremos en tres tópicos: El análisis de la fuente radioactiva, la caracterización del sistema de monitoreo y el comportamiento de la dosis en función de la distancia.

A. Análisis de la fuente radioactiva

El objetivo central de esta subsección es encontrar una función que nos describa el comportamiento de la tasa de KERMA en aire como función de la distancia a la fuente de neutrones ²⁵²Cf.

Característica	Valor
Vida media, τ	2.65 años
Actividad (16 de Marzo/06), A	11.3 MBq
Branching (emisión de neutrones), b_n	11.5 %
H a un 1 m (16 de Marzo/06)	113.9 mSv/año

Tabla III: Características de la fuente de neutrones de ²⁵²Cf fabricada por Sources

La fuente mencionada es un elemento transuránico que decae por fisión espontánea produciendo neutrones rápidos; sus características se muestran en la tabla III. Acudiendo a la forma típica de un espectro de fisión [11], podemos determinar -de

forma aproximada- la $\Phi(E)$ mediante la siguiente expresión:

$$\Phi(E) = k_1 \frac{dN}{dE} = k_1 E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{T}} \quad \left(E_{\max} = \frac{T}{2} \right), \quad (19)$$

donde k_1 es una constante de ajuste entre dN/dE y los conteos que se realicen. Para el ^{252}Cf , $T = 1.3$ MeV, por consiguiente, el espectro tiene un pico en $E_{\max} = 650$ keV (espectro simulado en la figura 9).

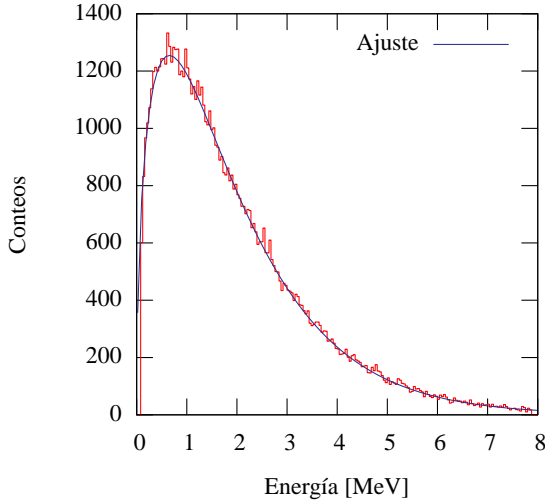


Figura 9: Simulación con GEANT4 del espectro de energía de los neutrones que llega a la esfera de Bonner producto de la exposición a la fuente de ^{252}Cf . Se manejó un rango de energía hasta 8 MeV porque para energías mayores la intensidad es menor al 1% de la intensidad máxima.

Para calcular el K producido por esta fuente a una distancia x , consideraremos que a esta distancia la fuente barre una fracción k_2 de la superficie imaginaria de una esfera de radio x (geoméricamente se demuestra que k_2 es independiente de x), de esta forma -partiendo de la ecuación (16) y conociendo la forma aproximada de $\Phi(E)$ - podemos obtener la siguiente expresión para K :

$$K = \int_{E=0}^{E=8 \text{ MeV}} (F_n)_{E,Z} \cdot \overbrace{\frac{k_1 E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{T}}}{4\pi x^2 k_2}}^{d\Phi(E)} dE. \quad (20)$$

Utilizando GEANT4, se realizó una simulación de la fuente de ^{252}Cf que generó el espectro de energía expuesto en la figura 9. Por ahora no entraremos en detalles de la simulación, solo nos interesa los valores de las constantes, $k_1 = 2565(16)$ $\text{MeV}^{-1.5}$ (valor producto del ajuste de la ecuación (19) al espectro de la gráfica 9) y $k_2 \approx 0.0204$ (valor encontrado a partir

de la geometría de la simulación). En cuanto al factor KERMA, aunque en la bibliografía [2, 3] afirman que este coeficiente se encuentra tabulado en varias bases de datos, solo fue posible encontrar valores del CMAE (ecu. 3) para radiación γ .

Mediante GEANT4, se planteó la posibilidad de hallar el factor KERMA que requeríamos siempre y cuando GEANT4 reprodujera -con cierto grado de tolerancia- el CMAE para radiación γ . Para la simulación, se diseñó un cascarón esférico de medio milímetro de espesor y 1 cm de radio interno (del material en estudio) y en su centro se colocó una fuente de radiación γ monoenergética isotrópica (toda la geometría inmersa en un *world* vacío). Para determinar el CMAE, con GEANT4 se extrajo la energía cinética transferida por la radiación primaria a las partículas cargadas del medio (ecu. 3) y se dividió entre la energía incidente de la radiación primaria, finalmente esta razón se normalizó a los datos experimentales. Hay que aclarar que en la energía cinética transferida no se tuvo en cuenta -por inconvenientes con el código- que estas partículas podían seguir transfiriendo energía cinética a otras partículas cargadas.

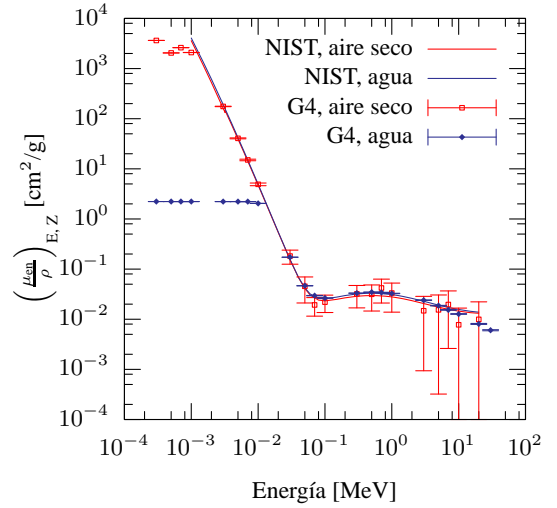


Figura 10: Comparación entre los registros experimentales suministrados por NIST [17] y los valores obtenidos con GEANT4 (ajustados en amplitud a los valores experimentales) de los CMAE para radiación γ tanto para aire seco como para agua. A diferencia del aire (se obtuvieron errores porcentuales entre 4% y 83%) para el agua los errores porcentuales -para energías menores a 10 keV- fueron mayores a 8000%.

En la gráfica 10 se encuentran los valores experimentales suministrados por el NIST [17] y los valores obtenidos con GEANT4 (ajustados en amplitud a los valores experimentales) de los CMAE para radiación γ tanto para aire seco como para agua. A diferencia del aire (se obtuvieron errores porcentuales entre 4% y 83%) para el agua los errores porcentuales -para energías menores a 10 keV- fueron mayores a 8000%.

El valor del ajuste en amplitud, nos permite determinar un valor del $d\ell$ (ecu. 3) ya que conocemos la cantidad y la energía de la radiación incidente y la densidad del medio. Los valores determinados son $d\ell_{\text{aire}} = 0.80 \mu\text{m}$ y $d\ell_{\text{agua}} = 4.49 \mu\text{m}$.

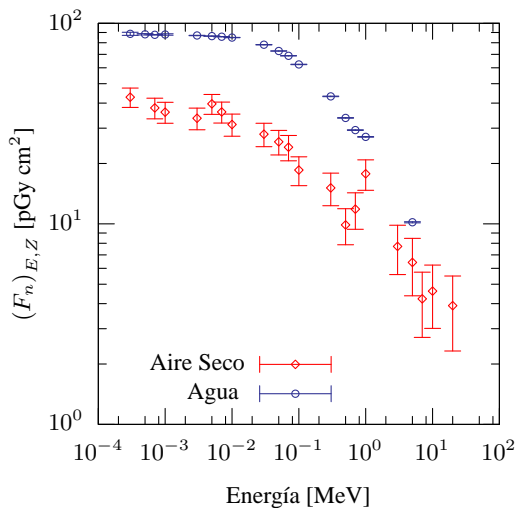


Figura 11: Factores KERMA obtenidos con GEANT4 para la fuente de neutrones de ^{252}Cf tanto para aire seco como para agua.

Considerando que GEANT4 reprodujo en gran medida el comportamiento del CMAE para los medios tratados, en la figura 11 se muestra el resultado obtenido para el factor KERMA de estos mismos medios. En esta simulación se manejó la misma geometría y los valores de $d\ell$ encontrados para radiación γ . Con este resultado y basados en la expresión 20, se calculó la tasa de KERMA mediante la siguiente expresión:

$$\dot{K} = \frac{Abe^{-\Delta t/\tau}k_1}{4\pi N x^2 k_2} I(E), \quad I(E) = \int_0^{8 \text{ MeV}} \frac{(F_n)_{E,Z}}{e^{\frac{E}{x}} E^{-\frac{1}{2}}} dE$$

$$\dot{K} = \frac{8.87(10) \mu\text{Gy cm}^2/\text{año}}{x^2}, \quad (21)$$

donde Δt es el tiempo transcurrido desde la fecha referenciada por el fabricante hasta la fecha que se desee analizar la \dot{K} (en particular se tomo como fecha de análisis el 13 de Febrero de 2008) y N el número de neutrones que formaron el espectro de la figura 9 que en esta simulación fue 83619. Con la función $\dot{K}(x)$ y con el factor KERMA queda caracterizada la fuente de neutrones de ^{252}Cf .

B. Simulación de un dosímetro de dosis equivalente

El principal instrumento de control con el que cuenta el GF-NUN para el monitoreo de dosis equivalente producida por

radiación neutrónica es una *Unidad portátil de dosimetría neutrónica PNM-200/S* de Canberra [18]. El diseño de este dosímetro corresponde al modelo tratado en la subsección III B y está basado en la versión final de un detector esférico de dosis equivalente para neutrones desarrollada por J.W. Leake el cual es parcialmente descrito en la referencia [15]. Debido a la dificultad de obtener las características internas del monitor portátil PNM-200/S, en esta subsección se pretende analizar con GEANT4 la eficiencia del dosímetro desarrollado por J.W. Leake y así tener un primer modelo computacional que nos muestre la exactitud que tiene tal modelo para medir dosis equivalente. Algunos parámetros y resultados del modelo de Leake se pueden encontrar en las referencias [10, 14, 15]; estos son:

Moderador: La esfera moderadora tiene 208 mm de diámetro y es de polietileno ($\rho = 920 \text{ mg/cm}^3$).

Escudo: Cascarón agujereado de cadmio de 1 mm de grosor.

Detector: Esférico con una pared de acero inoxidable de 0.5 mm de grosor con un diámetro interno de 32 mm. El gas era una mezcla de ^3He ($P = 2.5 \text{ atm}$) y kriptón ($P = 1.0 \text{ atm}$).

Razón neutrón/gamma: (ecu. 18) Mayor a 1000:1 para radiación γ con energías menores a 7 MeV. Presenta un máximo local a 100 keV.

Respuesta: La figura 12 muestra el resultado para la proporción entre la *respuesta del detector* y la *respuesta requerida* en función de la energía.

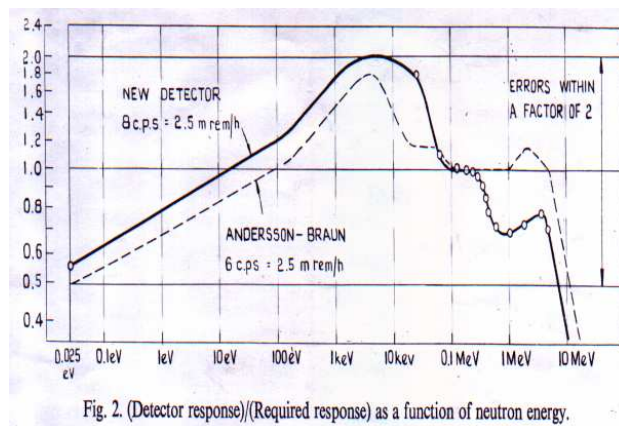


Figura 12: Proporción entre la RESPUESTA DEL DETECTOR y la RESPUESTA REQUERIDA del dosímetro desarrollado por Leake. Tomado de [15]

Aunque no se encontró en la bibliografía, con base en lo expuesto en la subsección III B, la curva de eficiencia debe tener un comportamiento similar al factor de calidad neutrónico. Otro objetivo de esta simulación -y con lo que se puede

analizar la reproducibilidad de GEANT4- consiste en obtener la proporción entre la RESPUESTA DEL DETECTOR y la RESPUESTA REQUERIDA por el detector de Leake (fig. 12). No es muy claro como obtienen esta proporción, pero basándonos en el tratamiento que sigue el artículo, se propone que el comportamiento de esta proporción es similar a la razón entre la eficiencia (ϵ) y el factor de calidad neutrónico.

Aunque se conoce la mayor parte de las características de la geometría de la simulación, faltan tres variables relevantes en la geometría de la misma: El número de nucleones del Cadmio (este elemento presenta varios isótopos estables), la proporción en peso del ^3He y del Kr, y el radio de fenestración (sec. III B) del escudo de Cadmio. Asumiremos que el Cadmio utilizado fue el ^{113}Cd ya que es el isótopo con mayor sección eficaz de captura neutrónica.

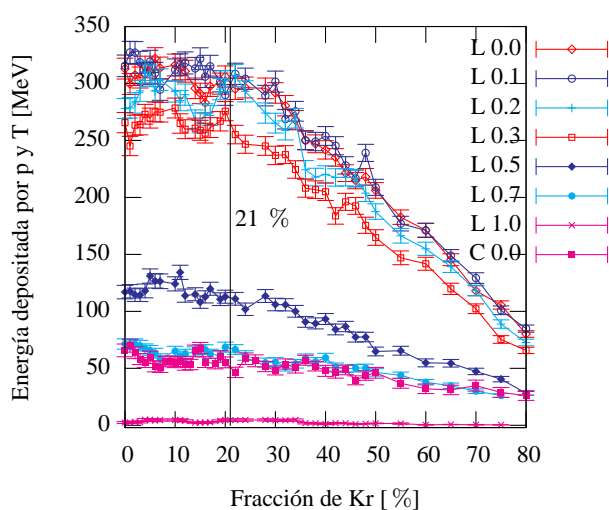


Figura 13: Simulación con GEANT4 de la energía depositada por el protón y el tritón en el gas del detector en función de la proporción en peso de kriptón en el gas para diferentes fracciones de fenestración. (L: Modelo de Leake, C: Modelo de Canberra; el número es la fenestración)

Para la proporción en peso, en la figura 13 se encuentra el resultado de dos simulaciones con GEANT4 (que serán detalladas posteriormente) en la que se determina la energía depositada por el protón y el tritón (producto de la interacción más probable del neutrón con el ^3He) en función de la proporción en peso del kriptón en el gas detector tanto para el modelo de Leake como para el monitor de Canberra. El hecho de que la energía tenga un comportamiento decreciente para porcentajes mayores a 21 % nos confirma valores encontrados en dos referencias sobre esta proporción; en un estudio sobre contadores proporcionales de neutrones [19] se afirma que el kriptón nunca sobrepasa un porcentaje del 20 % y para unas mediciones de taza de fluencia neutrónica realizadas en la Universidad de Sheffield [20] utilizan un contador con

un porcentaje de 11 %; por tal motivo escogimos este valor como nuestra proporción en peso de los gases. Finalmente, para investigar que fenestración podría haber tenido el escudo de Cadmio -con base en la tabla II- en todos los estudios se manejaron fenestraciones de 1/2, 1/2.5, 1/3, 1/3.5 y 1/4.

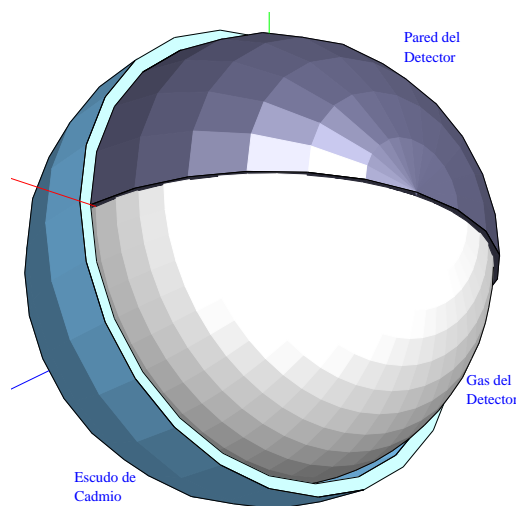


Figura 14: Visualización con DAWN de un corte de la geometría interna del dosímetro de neutrones. A diferencia del volumen correspondiente al escudo de Cadmio, en la simulación el volumen pared era una esfera completa.

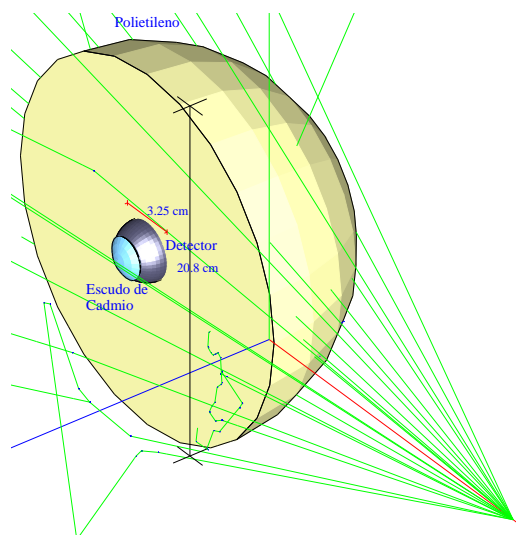


Figura 15: Visualización con DAWN del corte transversal de la esfera de polietileno para una fracción de fenestración de $\frac{1}{3}$. Los neutrones provenientes de una fuente generada con el GPS inciden paralelamente a la superficie del escudo de Cadmio con el fin de reproducir una fracción de fenestración isotrópica.

Para simular el detector de Leake se generaron cuatro volúmenes esféricos que fueron declarados sensibles, estos fueron: El gas del detector, la pared del detector, el escudo de Cadmio y la esfera de Bonner. En la figura 14, se muestra la configuración del sistema detector-escudo para una fenestración de 1/2. Al manejar este diseño para el *escudo*, es de vital importancia la incidencia de la radiación sobre el detector para asegurar que la probabilidad de que los neutrones choquen con el *escudo* corresponda a la fracción de fenestración. En la figura 15 se expone el montaje. La idea fue colocar la superficie del escudo paralela a la incidencia de la radiación de forma tal que -visto desde la fuente de radiación- la razón que se ve entre la superficie del escudo de cadmio y la pared del detector es igual a la fracción de fenestración. Durante el desarrollo de la simulación es importante tener métodos de validación para corroborar si GEANT4 está utilizando los parámetros impuestos. En este programa se manejaron dos procedimientos de validación: La emisión de radiación γ una vez el cadmio ha capturado el neutrón y el espectro de energía del gas detector.

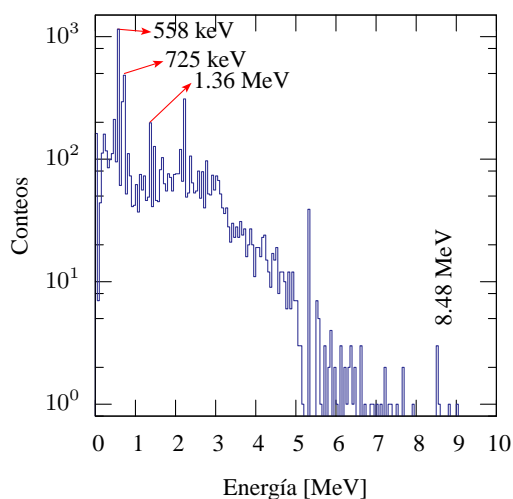


Figura 16: Espectro de energía generado por GEANT4 (mediante la interfaz de análisis de datos AIDA) de la emisión de radiación γ por parte del ^{114}Cd después del proceso de captura neutrónica.

En la figura 16 se muestra el espectro de captura neutrónica cuando el ^{114}Cd emite radiación para volver a su estado de mínima energía. Algunos picos coinciden con lo mencionado en la subsección II B.

En la figura 17 se expone el espectro de energía en el gas del detector. Teniendo en cuenta lo mencionado en IV B 2, GEANT4 también permite diferenciar qué partícula fue la que depositó energía; vemos cómo la radiación gamma aporta bajas cantidades de energía mientras que la radiación neutrónica forma gran parte del espectro con un efecto pared relativamen-

te bajo.

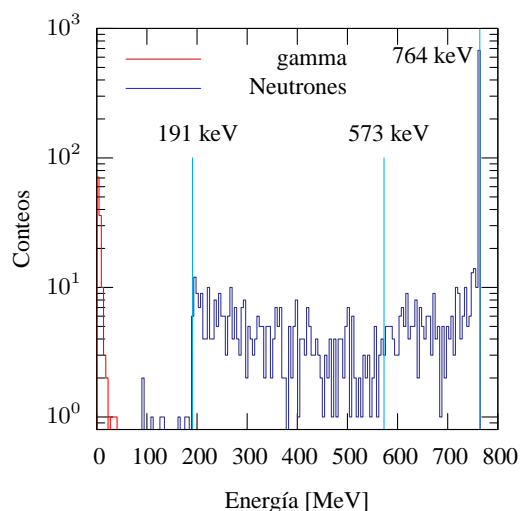


Figura 17: Espectro de energía generado por GEANT4 (AIDA) de la energía depositada en el gas del detector. Mediante funciones de la clase G4Event y G4Step se puede esclarecer si la energía fue depositada por radiación γ o por neutrones.

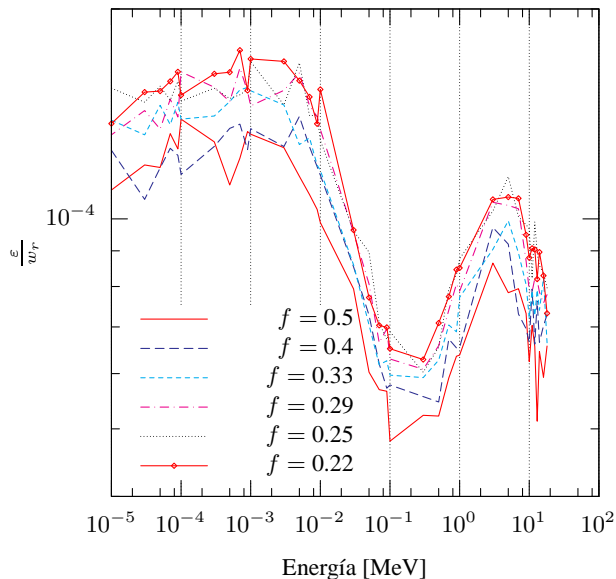


Figura 18: Resultado de la simulación de la razón ϵ/w_r para el monitor de J. W. Leake.

Finalmente en las figuras 12 y 18 se hace una comparación entre la proporción de respuesta del detector y la respuesta requerida, con el resultado de la simulación de la razón ϵ/w_r .

para el monitor de J. W. Leake. En cuanto a la eficiencia del detector, los resultados se ajustaron a la función (17) (ya que en esta época eran los registros que se utilizaban) dejando como parámetros de ajuste la amplitud y el parámetro multiplicativo en el logaritmo. Este último parámetro es el de más interés ya que nos indica en qué energía se encuentra el máximo de la eficiencia e idealmente -como lo muestra la ecuación referenciada- debe ser dos.

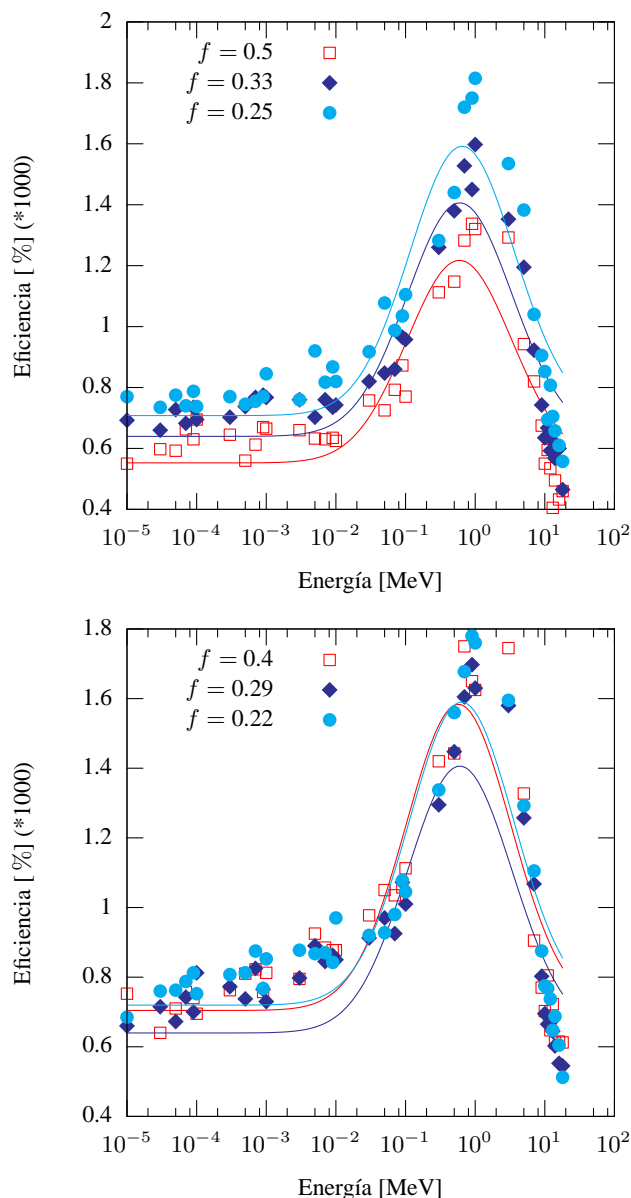


Figura 19: Eficiencia generada por GEANT4 para diferentes fracciones de fenestración en el modelo de Leake.

En las figuras 19, se muestran los ajustes hechos. El parámetro de interés en todos los ajustes fue 1.5(2) menos para $f = 0.5$ y para $f = 0.22$ que fueron 1.4(2) y 1.6(2) respectivamente, esto significa que con una fenestración 0.22 se obtiene una curva de eficiencia más semejante al factor de calidad neutrónico ya que el parámetro de interés es más cercano a dos.

C. Comportamiento de la dosis con la distancia

Por último, se reprodujo con GEANT4 una práctica que se realizó con el monitor de neutrones. Para simular el monitor del GFNUN, nos basamos en las características mencionadas en el catálogo del instrumento[18]. Los cambios respecto al dosímetro de Leake son:

Moderador: La esfera moderadora tiene un radio de $r = 200$ mm.

Escudo: Ya no es un cascarón sino un tubo que rodea a un detector que sigue la misma forma.

Detector: Corresponde a la referencia 5NH2.5KX de Canberra el cual puede apreciarse en la referencia [21]. Este detector es cilíndrico de 2.5 cm de diámetro y 11.5 cm de largo pero el gas solo ocupa una sección de 2.5 cm de largo. El ^3He está a una presión de 8 bar mientras que la presión del Kr es 2 bar.

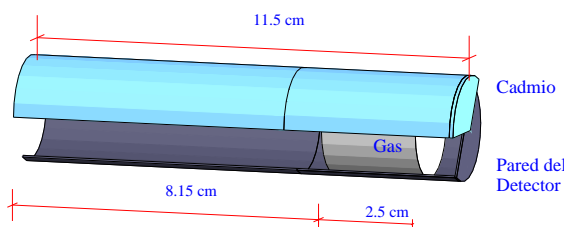


Figura 20: Visualización con DAWN de la forma del detector 5NH2.KKX de Canberra simulada con GEANT4. Aquí se hizo un corte en la pared del detector para mostrar la ubicación del gas. Este detector se considera isotrópico ya que la región de detección tiene el mismo diámetro y largo.

En la figura 20 se encuentra la forma geométrica que se utilizó en la simulación del detector de la unidad de dosimetría neutrónica PNM-200/S. Aunque la región sensible del detector no se encuentra en su punto medio, sí está ubicada en el centro de la esfera de Bonner. En la figura 21 se muestra la geometría que se empleó para simular el monitor de Canberra. Centrándonos en la práctica, ésta consistió en determinar el comportamiento de la tasa de dosis en función de la distancia enfrentando el monitor con la fuente de ^{252}Cf por el lado

de la esfera de Bonner tal y como se expone en la figura 21. La distancia fue tomada desde el centro de la esfera moderadora a la fuente y para lograr menor error instrumental se registró la dosis equivalente acumulada en un tiempo determinado. Los resultados obtenidos se tabularon en la tabla IV.

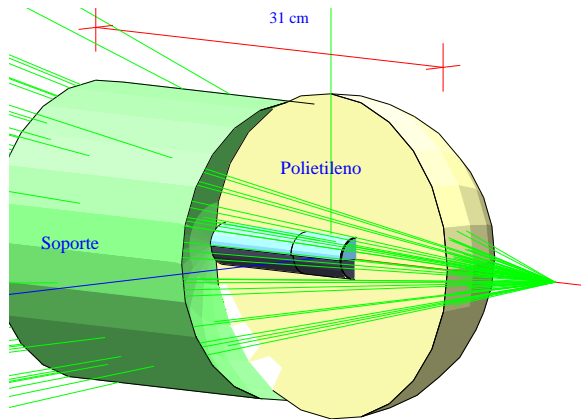


Figura 21: Visualización con DAWN de la forma de la unidad portátil de dosimetría neutrónica PNM-200/S de Canberra. Nótese que el detector no está centrado con el fin de hacer coincidir su región sensible con el centro de la esfera de Bonner.

x [cm](± 0.2)	D [μ Gy]	Tiempo [s](± 1)	\dot{D} [Gy/año]
19.0	15.633 (1)	220	2.24(1)
24.0	15.477 (1)	305	1.60(5)
29.0	8.508 (1)	240	1.118(5)
34.0	6.173 (1)	220	0.885(4)
39.0	6.508 (1)	280	0.733(3)
44.0	5.120 (1)	300	0.538(2)
49.0	3.029 (1)	210	0.454(2)
54.0	2.868 (1)	230	0.393(2)
59.0	2.988 (1)	260	0.362(2)
64.0	2.310 (1)	235	0.310(1)
69.0	1.810 (1)	240	0.238(1)
74.0	1.553 (1)	230	0.213(1)
79.0	1.446 (1)	250	0.1824(9)
84.0	1.062 (1)	184	0.182(1)
89.0	1.283 (1)	240	0.1685(8)
94.0	0.934 (1)	230	0.1281(7)

Tabla IV: Registros experimentales de la tasa de dosis equivalente tomados con el monitor de Canberra.

En la simulación, se manejó la misma distancia que en la práctica y se diseñó el programa de forma tal que no solo nos daba la dosis acumulada en el gas sino que también nos arroja la cantidad de neutrones que llegaron a la esfera de Bonner

(mediante esta cantidad fue que se generó el espectro de la figura 9). Con estos conteos se puede obtener un ajuste al espectro de energía que llega a la esfera de polietileno. Haciendo una “calibración” (fig. 9) con un haz de 90 mil neutrones que generaron el espectro de fisión del ^{252}Cf y basados en los resultados de la expresión (21), se obtiene una ecuación que nos permite determinar la \dot{K} que registra el monitor de Canberra a una distancia x . Cabe aclarar que para cada distancia hay que redefinir las constantes k_1 (multiplicando por el factor n/N) y k_2 (multiplicando por ella misma y dividiendo por el nuevo valor) ya que cada ajuste al espectro de fisión es diferente y el ángulo sólido abarcado por la sección transversal del detector también lo es. En consecuencia la función es:

$$\dot{K} = (8.87(10) \mu\text{Gy cm}^2/\text{año}) \cdot \frac{n}{N} \cdot \frac{4k_2}{r^2},$$

donde n corresponde al número de neutrones que llegan a la esfera de Bonner. En esta ecuación hemos considerado que esta cantidad de neutrones es la misma que intersectarían la superficie determinada por la sección transversal del monitor en ausencia del mismo y redefinimos la constante k_2 dividiendo el área transversal del monitor entre la superficie de una esfera de radio x .

x [cm]	D [μ Gy]	n	\dot{K} [μ Gy/año]	\dot{D} [Gy/año]
30	16.6(7)	2392	51.7(5)	144(6)
40	11.0(6)	1692	36.6(4)	94(5)
50	7.2(5)	1029	22.3(3)	61(4)
60	4.8(4)	689	14.9(2)	41(3)
70	3.4(3)	494	10.7(1)	29(3)
80	2.5(3)	360	7.79(9)	21(2)
90	2.2(3)	312	6.75(8)	19(2)
100	1.7(2)	244	5.28(6)	14(2)
110	1.5(2)	211	4.56(5)	13(2)
120	1.0(2)	158	3.42(4)	8(2)
130	1.0(2)	155	3.35(4)	9(2)
140	1.0(2)	131	2.83(3)	8(2)

Tabla V: Resultados de la simulación de la dependencia de la dosis depositada en el gas detector con la distancia.

En la tabla V se encuentran los resultados para la dosis y las tasas de KERMA y dosis obtenidas para doce posiciones diferentes. Al ser los neutrones radiación indirectamente ionizante y como su atenuación es semejante a la de la radiación γ (ecu. 7), esperamos que el comportamiento de la tasa de dosis siga el mismo comportamiento cuadrático que siguen los fotones.

$$\dot{D} = \frac{A}{x^2}$$

Los ajustes se presentan en la figura 22; los coeficientes obtenidos fueron $A_{\text{exp}} = 88.6(2.6) \text{ mSv m}^2/\text{año}$ y $A_{\dot{D}\text{-sim}} =$

137.9(0.32) Gy m²/año. Aunque con la simulación se obtuvo un comportamiento para la tasa de dosis generada en el monitor de Canberra, como no se ha tenido en cuenta la electrónica, no se esperaba una coincidencia entre las curvas de tasa de dosis expuestas en la figura 22.

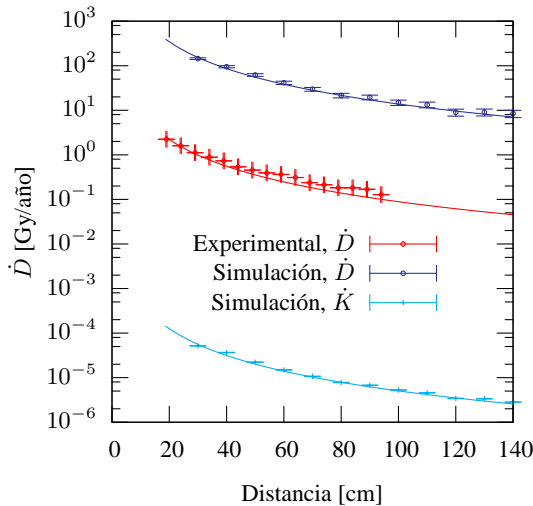


Figura 22: Resultados de la dependencia de la tasa de dosis equivalente con la distancia para el monitor de neutrones del GFNUN.

Una función cuadrática inversa también fue la relación que mejor ajustó el resultado de la simulación para la \dot{K} (fig. 22), el coeficiente obtenido fue $A_{\dot{K}\text{-sim}} = 50.3(1.5) \mu\text{Sv m}^2/\text{año}$. Al dividir el coeficiente A_{exp} entre el coeficiente hallado en la expresión (21) determinamos un factor que nos permite obtener la tasa de dosis en función de la tasa de KERMA; esta relación es:

$$\dot{D} = 9.99(41) \cdot 10^3 \dot{K}, \quad (22)$$

de esta forma, podríamos conocer la dosis a partir de los resultados de la simulación para la tasa de KERMA realizada en la subsección V A.

VI. CONCLUSIONES

Con la información disponible, no es posible analizar la validez de los resultados obtenidos para los factores KERMA del aire seco y del agua (fig. 11), sin embargo, teniendo en cuenta el comportamiento decreciente de los CMAE y el orden de

magnitud (decenas y centenas de pGy cm²) de algunos factores KERMA encontrados en la referencia [22], es probable que los valores determinados estén cerca a los valores experimentales.

Basados en el resultado representado en la ecuación (22), cuando se tenga acceso a los valores experimentales del factor KERMA para radiación neutrónica en aire, se podrá determinar -utilizando la simulación detallada en la subsección V A- una nueva constante que nos permita hallar la tasa de dosis aproximada producto de la exposición a la fuente de neutrones.

El resultado y el procedimiento seguido para obtener las gráficas 19 nos permitieron entender el funcionamiento interno de la unidad portátil de dosimetría neutrónica PNM-200/S de Canberra y ver como la forma de obtener una medida de dosis equivalente es un procedimiento que no es radiobiológico pese a que el concepto si lo sea. En cuanto a la reproducibilidad de GEANT4, comparando las figuras 12 y 18 vemos que GEANT4 reproduce los máximos locales en 7 keV y 6 MeV pero el escalón entre 0.1 y 1 MeV -intervalo donde Leake hace más mediciones- no lo reproduce.

El comportamiento cuadrático de las tasas de dosis y de KERMA puede sugerir un estudio para analizar si la exposición a este tipo de radiación también sigue tal comportamiento, de ser así, se podría asociar una constante de tasa de exposición (Γ) a la fuente de ²⁵²Cf y así -manteniendo la analogía con la radiación γ - tener una expresión analítica para determinar la dosis absoluta depositada por la fuente.

Aunque no era un objetivo principal, con la obtención de las ecuaciones 11, 13 y apoyados en las simulaciones 3 y 4, se encontró una expresión teórica general de la distribución de energía para el primer y el último intervalo de energía cuando tratamos el problema de la dispersión elástica.

VII. AGRADECIMIENTOS

A mi familia por ser un apoyo incondicional a lo largo de mi vida. Al profesor Fernando Cristancho por la educación que me brindo no solo en el plano académico sino sobre todo en el profesional. Al GFNUN por brindarme un lugar de trabajo óptimo y especialmente a Angel H. Cruz y a Luis G. Sarmiento por sus constantes aportes y ayudas en aspectos teóricos y computacionales. Finalmente, agradezco a mis pocos pero verdaderos amigos por el apoyo y comprensión a lo largo del desarrollo de mi carrera y con quienes siempre espero contar.

[1] GEANT4. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.

[2] Frank Herbert Attix. *Introduction to Radiological Physics and*

- Radiation Dosimetry*. Wiley-VCH, 2004.
- [3] Harold E. Johns. *The Physics of Radiology*. Charles C. Thomas Publisher, 1983.
- [4] Ohio University. <http://oak.cats.ohiou.edu/piccard/radnotes/dose.html>.
- [5] J. Byrne. *Neutrons, Nuclei and Matter*. IOP Publishing Ltd, 1994.
- [6] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [7] <http://www.nndc.bnl.gov/capgam/>.
- [8] M. Tzortzis A. A. Alghamdi, A. Ma. Neutron-fluence-to-dose conversion coefficients in an anthropomorphic phantom. *Oxford Journals; Mathematics & Physical Sciences & Medicine, Radiation Protection Dosimetry*, 115:606–611, 2005.
- [9] <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.htm>.
- [10] R.S. Mason J.W. Leake, T. Lowe. Improvements to the leake neutron detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, 519:636–646, 2004.
- [11] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement Neutrons*. John Wiley & Sons, 2000.
- [12] J.M. Cuttler S. Shalev, Z. Fishelson. The wall effect in ^3He counters. *Nucl. Instr. and Meth.*, 71:292–296, 1969.
- [13] R. I. Ewing y T. W. Bonner. R. L. Bramblett. *Nucl. Instr. and Meth.*, 9:1, 1960.
- [14] J. W. Leake. A spherical dose equivalent neutron detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, 45:151–156, 1966.
- [15] J. W. Leake. An improved spherical dose equivalent neutron detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, 63:329–332, 1968.
- [16] <http://www-geant4.kek.jp/lxr/source/examples/?v=8.1.p2>.
- [17] NIST. <http://physics.nist.gov/physrefdata/xraymasscoef/tab4.html>.
- [18] <http://www.canberra.com/products/438035.asp>.
- [19] B. Grosswendt I. K. Bronic. Gas amplification and ionization coefficients in isobutane and argon–isobutane mixtures at low gas pressures. *Nucl. Instr. and Meth.*, 557:607–614, 2006.
- [20] J. McMillan. www.shef.ac.uk/physics/idm2004/talks/thursday/originals/mcmillan_john.ppt.
- [21] http://www.canberra.com/pdf/products/detectors_pdf/he325mma.pdf.
- [22] NDS. <http://www-nds.iaea.org/x4toc4-master/dev/ver1/exfor/v00/v0028.x4>.
- [23] Este documento fue publicado en Abril/1991 por la Comisión internacional de protección radiológica con el fin de modificar y actualizar las recomendaciones en protección radiológica establecidas en 1977.
- [24] Documento publicado en Noviembre/2003 el cual presenta resultados de estudios encaminados a corregir y determinar coeficientes de RBE y w_r .