



**Universidad**  
Zaragoza

# Trabajo Fin de Grado

Diseño de un detector de neutrones ambientales

Autor

Pablo Muñoz Rueda

Directores

Gloria Luzón

Theopisti Dafni

Facultad de Ciencias  
2021



## Resumen

Actualmente en el mercado podemos encontrar detectores de neutrones de todas las formas y tamaños, hechos con materiales completamente distintos y para diversos rangos de energías, fundamentalmente para bajas energías y flujos moderados o altos. Estas casas comerciales no ofrecen demasiada información sobre sus especificaciones hasta que los tenemos en nuestro laboratorio.

En este trabajo se intenta solventar ese problema haciendo un estudio bajo simulaciones con el entorno REST de tres detectores que podemos encontrar actualmente en el mercado. El objetivo es estudiar si en algún caso se pueden considerar para medir neutrones ambientales, caracterizados por su alta energía y bajo flujo. También se habla de las posibles mejoras a realizar en los detectores para su uso en distintos rangos de energías.



# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Interacciones de neutrones y radiación gamma con la materia</b>	<b>2</b>
2.1. Interacción de neutrones . . . . .	2
2.1.1. Interacción con la materia . . . . .	2
2.2. Interacción de la radiación gamma . . . . .	4
<b>3. Detectores y casas comerciales</b>	<b>6</b>
3.1. Detector de $^6\text{LiI}$ . . . . .	7
3.2. Detector BC-408 . . . . .	7
3.3. Detector de $^4\text{He}$ . . . . .	8
<b>4. Interacciones en los detectores</b>	<b>8</b>
4.1. Producidas por neutrones . . . . .	8
4.2. Producidas por radiación gamma . . . . .	11
<b>5. Fuentes radiactivas y radiación cósmica</b>	<b>12</b>
5.1. Fuente de AmBe . . . . .	12
5.2. Fuente de $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	12
5.3. Radiación cósmica . . . . .	13
<b>6. Simulaciones y obtención de resultados</b>	<b>13</b>
6.1. Recursos utilizados . . . . .	13
6.2. Calibración de los detectores . . . . .	14
6.2.1. Detector de $^6\text{LiI}$ . . . . .	14
6.2.2. Detector BC-408 . . . . .	16
6.2.3. Detector de $^4\text{He}$ . . . . .	18
6.2.4. Resultados . . . . .	20
6.3. Rayos cósmicos . . . . .	20
6.3.1. Detector de $^6\text{LiI}$ . . . . .	21
6.3.2. Detector BC-408 . . . . .	21
6.3.3. Detector de $^4\text{He}$ . . . . .	22
<b>7. Discusión de resultados y conclusiones</b>	<b>23</b>

# 1. Introducción

Este trabajo está centrado en el marco de la física nuclear y de partículas. A lo largo de la historia se ha podido ver como esta área de la física ha sido de gran interés comercial, viéndose acompañado por los distintos avances tecnológicos. Sin embargo, el desarrollo de detectores de neutrones ha estado centrado en detectores para neutrones de bajas energía, ya que estos neutrones se utilizan en dosimetría, como monitores de radiación o para el estudio de materiales en centros con fuentes de espalación, como el ILL (Institute Laue von Langevin) o la ESS (European Spallation Source). Así, es más complicado encontrar detectores que se adapten a medidas de neutrones ambientales, con energías en torno a los pocos MeV para los provenientes de la radiactividad natural, y más allá del GeV para los que llegan de los rayos cósmicos. A esto hay que añadir el bajo flujo en ambos casos, y la existencia de un fondo de radiación gamma que también deja una señal en los detectores.

En este trabajo se estudiarán una serie de detectores de neutrones que hay actualmente en el mercado con el fin de conocer si es posible su uso en medidas de neutrones ambientales.

Nos interesa, en primer lugar simular las calibraciones que se realizarían con las fuentes típicas utilizadas en el laboratorio, coincidiendo además las energías de la fuente de neutrones con las de los neutrones provenientes de la radioactividad natural, con lo que también se está estudiando la respuesta a estos neutrones. Posteriormente se estudiará la respuesta de estos detectores tanto a neutrones provenientes de rayos cósmicos. Para ello, se utiliza un software colaborativo REST basado en ROOT y Geant4.

El objetivo final de este trabajo es el estudio y posterior comparación de tres detectores de neutrones actualmente en el mercado comercial. Se busca ver la eficiencia que presenta cada uno a neutrones y a radiación gamma. Se realizarán simulaciones con una fuente de AmBe, para los neutrones, y una de  $^{137}\text{Cs}$ , para los fotones y, posteriormente, se simularán interacciones de neutrones y radiación gamma provenientes de los rayos cósmicos. Se busca un detector con alta eficiencia a neutrones, pero que sea capaz de rechazar sucesos debidos a la radiación gamma.

En la sección 2 revisaré el tipo de interacciones que sufren neutrones y gammas, en la 3 describiré los diferentes detectores comerciales que se van a estudiar y en la 4 cómo son las interacciones con estos detectores. En la sección 5 hablaré de las fuentes de radiación que se simularán en la sección 6. Finalmente se discutirán los resultados en la sección 7.

## 2. Interacciones de neutrones y radiación gamma con la materia

La sección eficaz, definida como la medida de interacción de las partículas lanzadas contra un centro dispersor, es la magnitud que mide la interacción que tienen las partículas y la radiación con la materia. Tiene una fuerte dependencia con la energía, estando bastante bien definida en el rango de energías que se emplearán.

El recorrido libre medio es la distancia promedio que viaja una partícula en un medio atenuantes antes de interaccionar. Viene dado por la expresión (1).

$$l = \frac{\ln(2)}{\mu}, \quad (1)$$

siendo  $\mu$  el coeficiente de atenuación lineal, con unidades de  $\text{cm}^{-1}$ . Lo obtenemos a partir de la sección eficaz mediante la siguiente expresión (2).

$$\mu(\text{cm}^{-1}) = \sigma_T \rho(g \text{ cm}^{-3}) \frac{N_A(\text{tomos/mol})}{P_a(\text{g/mol})}, \quad (2)$$

donde  $\rho$  es la densidad del material,  $N_A$  el número de Avogadro y  $P_a$  el peso atómico.

### 2.1. Interacción de neutrones

Los neutrones se suelen clasificar en función de su energía, como muestra la tabla 1:

Neutrones	Energía
alta energía	$>10 \text{ MeV}$
rápidos	$(0,2 - 10) \text{ MeV}$
intermedios	$(1 - 200.000) \text{ eV}$
epitérmicos	$\approx 0,5 \text{ eV}$
térmicos	$\approx 0,025 \text{ eV}$
fríos/ultrafríos	$(0,001 - 1) \text{ meV}$

Tabla 1: Clasificación de los neutrones según su energía [1].

Para nuestro caso, son de interés los procedentes de radiactividad natural (los rápidos, de unos pocos MeV) y los cósmicos (de alta energía, de 10 MeV a unos GeV).

#### 2.1.1. Interacción con la materia

Lo neutrones, como su nombre indica, son partículas de carga neutra, no interactúan electromagnéticamente, sólo interaccionan con los núcleos atómicos.

Para poder interactuar fuerte, deben de pasar a distancias de pocos femtómetros de un núcleo. Esto hace que los neutrones sean una radiación muy penetrante, ya que atraviesan distancias muy largas sin llegar a interactuar con la materia. Al no interactuar electromagnéticamente, no sienten la barrera coulombiana del núcleo, lo que lleva a que pueden ser capturados por este si pasan suficientemente cerca.

Los neutrones interactúan con los núcleos principalmente por dispersión y absorción. Dentro de estas categorías se ven los siguientes efectos:

– Dispersión:

- Elástica: en cada interacción el neutrón cede un poco de su energía. Este es el método empleado para la moderación de neutrones. Esta interacción es similar a un choque de dos esferas duras: parte de la energía del neutrón se transfiere al núcleo sin pérdida de energía cinética en el proceso, sin que el núcleo alcance un estado excitado. La energía cinética transmitida al núcleo de retroceso es la mostrada en la ecuación (3).

$$T_R = \frac{4A}{(1+A)^2} T_n \cos^2(\theta) \quad (3)$$

- Inelástica: Se da en neutrones con mucha energía, ya que el primer estado excitado de un núcleo está a muchos MeV.

En esta colisión parte de la energía cinética del neutrón se transfiere al núcleo de retroceso excitándolo, permaneciendo en este estado un determinado tiempo hasta desexcitarse emitiendo radiación gamma.

La probabilidad de este proceso es más alta en colisiones de neutrones rápidos con núcleos de  $Z$  elevado.

– Absorción:

- Captura radiativa: Como el neutrón es una partícula sin carga, un neutrón con baja energía cinética es bastante probable que atraviese la nube electrónica y alcance el núcleo atómico, siendo capturado por este. Este exceso de energía es posteriormente liberado en forma de radiación gamma. El nuevo núcleo puede sufrir una desintegración beta para ganar mayor estabilidad. La absorción es la principal interacción de los neutrones lentos y puede darse en la mayoría de los núcleos.
- Partículas cargadas: Proceso en el que un núcleo absorbe un neutrón y emite una partícula nuclear. La partícula resultante estará ionizada<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup>Llamamos partícula ionizada a aquella que posee carga eléctrica debido a tener un diferente número de protones y electrones.



- **Fisión:** Cuando un neutrón es absorbido por el núcleo, si este se vuelve inestable, se dividirá en dos núcleos más ligeros y en el proceso, lanzará dos o tres neutrones en promedio, emitiendo grandes cantidades de energía. Estos neutrones son absorbidos nuevamente produciendo más fisiones. Se observa en núcleos pesados.

## 2.2. Interacción de la radiación gamma

La distancia que viajan los fotones viene determinada por una probabilidad de interacción. Al interaccionar la radiación gamma con la materia, puedes producir ciertas ionizaciones. Estas son el resultado de ciertos efectos producidos en los átomos. La radiación gamma interacciona principalmente con los electrones de la corteza electrónica de los átomos.

La distancia recorrida por los fotones a través de la materia viene determinada por una probabilidad de interacción, cuando este fenómeno sucede, se pueden producir ciertas ionizaciones en los átomos. La radiación gamma interacciona principalmente con los electrones de la corteza electrónica de los átomos.

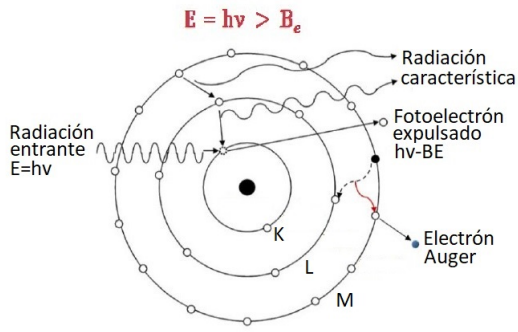
- **Efecto fotoeléctrico:** Cuando un fotón con suficiente energía golpea al electrón de un átomo y es capaz de arrancarlo, este electrón recibe el nombre de fotoelectrón y posee una energía igual a la del fotón menos su energía de enlace. Si nuestro fotoelectrón no estaba en una capa superior, un electrón superior ocupará su lugar emitiendo un rayo X de energía igual a la diferencia de energías de enlace, a su vez, un electrón de una capa superior ocupará el nuevo hueco creado emitiendo otro rayo X de menor energía, y así sucesivamente. Si uno de estos rayos X golpea a un nuevo electrón y es capaz de arrancarlo se producirá un electrón Auger. La sección eficaz que produce este proceso es el siguiente:  $\tau \propto Z^n$  con  $4 < n < 5$ . En la Figura 1a se ve una representación visual de dichos procesos.
- **Efecto Compton:** Cuando el fotón no tiene suficiente energía para arrancar el electrón, al colisionar con este, pierde parte de su energía cediéndosela al electrón y sale dispersado con un cierto ángulo. Este ángulo determina la nueva longitud de onda del fotón. La ecuación (4) nos da esta relación. Con una sección eficaz:  $\sigma \propto Z$ . En la Figura 1b se ve una representación visual de dicho proceso.

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) \quad (4)$$

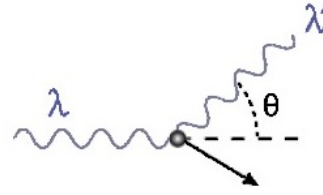
- **Formación de pares:** Este proceso se da en la interacción del fotón con el núcleo atómico. Cuando el fotón pasa muy cerca de este, la interacción de su campo

electromagnético con el eléctrico del núcleo produce un depósito de energía capaz de formar un electrón y un positrón. La energía del fotón ha de ser al menos la suma de las masas en reposo del electrón (0,511 MeV) y el positrón (0,511 MeV). El positrón también puede aniquilarse durante el viaje produciendo dos fotones, de energía igual a la del electrón en reposo, en direcciones opuestas. Su sección eficaz resulta la suma del núcleo más la de los  $Z$  electrones:  $\kappa = \kappa_p(\text{núcleo}) + \kappa_t(Z \text{ electrones}) \propto Z^{-3/2}$ . En la Figura 1c se ve una representación visual del proceso.

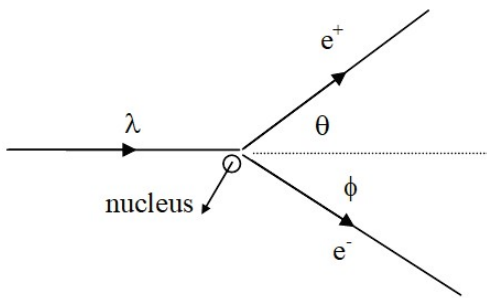
- Dispersión Rayleigh: El fotón se dispersa tras una interacción elástica con los  $Z$  electrones del átomo. Apenas cambia su energía. Su sección eficaz:  $\sigma_R \propto \frac{Z^2}{E^2}$ . Como en los anteriores procesos, en la Figura 1d se ve una representación visual del proceso.



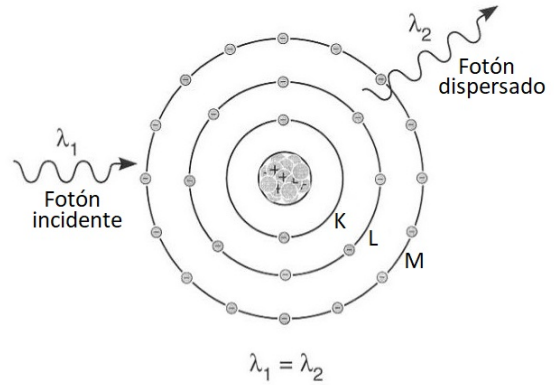
(a) Efecto fotoeléctrico [2].



(b) Dispersión Compton



(c) Formación de pares



(d) Dispersión Rayleigh

Figura 1: Representaciones de las distintas interacciones de los fotones.

La sección eficaz para la interacción gamma será la suma de todas las anteriores secciones eficaces, como se muestra en la ecuación (5).

$$\sigma_T = \tau + \sigma_C + \kappa + \sigma_R. \quad (5)$$

Además, electrones de alta energía producidos en algún proceso de los explicados anteriormente, pueden emitir radiación. La emisión Bremsstrahlung es un fenómeno originado por partículas cargadas ligeras que sufren un cambio en su aceleración. Se da para energías superiores a 10 MeV y es causado por repulsión Coulombiana.

- Interacción con núcleos: la variación de aceleración producida en el electrón, a causa de la interacción con un núcleo, provoca una pérdida en su energía cinética la cual es emitida en forma de fotones en la región de los rayos  $X^3$ , conocidos como rayos X de Bremsstrahlung.
- Interacción con electrones: la interacción con la nube electrónica del átomo también produce pequeñas desviaciones que frenan al electrón emitiendo fotones Bremsstrahlung.

### 3. Detectores y casas comerciales

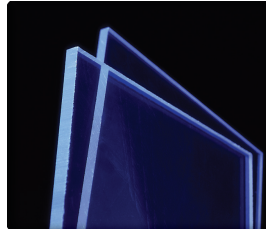
Se va a estudiar el comportamiento de tres detectores reales que están actualmente en el mercado, pertenecientes a tres casas comerciales distintas y cada uno con unas características diferentes. Las tres casas son:

- Ludlum [3], para el Yoduro de  $^6\text{Litio}$ .
- Saint-Gobain [4], para el BC-408.
- Arktis [5], para el detector de  $^4\text{Helio}$ .

Estas casas proporcionan información técnica limitada de los detectores, y aquí es donde nos encontramos una de las dificultades del trabajo, la recreación de las geometrías. Dan la información justa para atraer a los posibles compradores, pero sin ponerse en riesgo de plagio. Partiendo de ese factor, la construcción de las geometrías de estos detectores se ha llevado a cabo bajo las especificaciones mostradas y por algunas suposiciones. Los detalles se verán en más profundidad cuando se hable de cada uno de ellos.

---

<sup>3</sup>Los rayos X son un tipo de radiación electromagnética con longitudes de onda entre 10 nm y 10 pm. Se sitúan en el espectro electromagnético entre la luz ultravioleta y los rayos gamma.



(a) Montaje del detector de  $^6\text{LiI}$  [3]      (b) Lámina centelleadora BC-408 [4]      (c) Detector cilíndrico de  $^4\text{He}$  [5]

Figura 2: Fotos de los distintos detectores de neutrones.

### 3.1. Detector de $^6\text{LiI}$

El primero de ellos es un detector de cristal de Yoduro de Litio: se ha recreado un detector  *$6\text{LiI Scintillator}$*  [6] de la casa comercial Ludlum.

Este detector de neutrones consta de un cristal de  $^6\text{LiI}$  acoplado a un tubo fotomultiplicador. La unidad está diseñada para que el cristal esté localizado en el centro de las distintas esferas moderadoras de polietileno de alta densidad y tienen los siguientes diámetros: 30.5, 25.4, 20.3, 12.7, 7.6, 5.1 cm. Las esferas están fijadas a un carrito que permite ajustar su posición. Se puede apreciar el montaje en la Figura 2a. Estas esferas no se van a considerar en las simulaciones.

La geometría del cristal venía bien descrita en la ficha técnica, siendo un cubo de 4 mm de arista, con un recubrimiento conocido de aluminio, escogido de 1 mm de espesor.

### 3.2. Detector BC-408

El siguiente es un detector basado en una lámina de material centelleador plástico *BC-408* [7],  $\text{C}_9\text{H}_{10}$ , de la casa comercial Saint-Gobain. En la Figura 2b vemos un ejemplo de estas láminas.

Los centelleadores plásticos tienen un máximo de emisión alrededor de los 425 nm; están caracterizados por una salida relativamente grande de luz y un tiempo de decaimiento corto, de unos 2 ns. Este tipo de centelleadores orgánicos son sensibles a los rayos X, rayos gamma, neutrones rápidos y partículas cargadas. El detector BC-408 se emplea principalmente como contador TOF<sup>4</sup> (time of light).

La geometría del detector es un ortoedro de dimensiones 600x150x1010 mm<sup>3</sup>, con un recubrimiento escogido de neopreno de 2 mm de espesor.

---

<sup>4</sup>Técnica que permite calcular distancias calculando el tiempo transcurrido entre la emisión y recepción de un haz de luz infrarrojo

### 3.3. Detector de $^4\text{He}$

Por último, recreamos un detector de  $^4\text{He}$ , que está basado en un detector *Fast Neutron Detector S670* [8] de la casa comercial Arktis. Lo vemos en la Figura 2c.

Posee un umbral que permite adaptarse al rango de energías deseado. Es sensible a los neutrones rápidos por lo que no necesita de moderador que suelen distorsionar la información del tiempo y energía sobre el neutrón entrante. El  $^4\text{He}$  es transparente a su propia luz y tiene baja densidad de electrones, lo que lo hace insensible a la radiación gamma. Por todo, estos detectores óptimos para la medición de entornos con alto fondo de neutrones térmicos o gamma.

En las especificaciones del detector no estaba muy claro si la geometría cilíndrica era regular. Se supondrá que sí, y se emplearán las siguientes dimensiones: Diámetro = 66 mm, longitud = 911 mm. Con un recubrimiento de acero de un espesor elegido de 2 mm. Se ha considerado que el Helio se encuentra a una presión de 20 bar.

## 4. Interacciones en los detectores

Al fin de entenderlos, se estudiarán las interacciones que tienen lugar en los diferentes detectores, tanto para neutrones como para fotones.

En el estudio de neutrones, se verá la contribución total a la sección eficaz del compuesto y se analizará en profundidad la aportación de los elementos que lo componen. En el de radiación gamma, se analizará para el compuesto.

Las gráficas que se mostrarán a continuación están extraídas de distintas bases de datos. Los datos relacionados a la interacción con neutrones son de [9] y los basados en interacciones gamma, de [10]. El eje de ordenadas en ambos nos muestra una magnitud de interacción con la materia, en el de neutrones se mide en barns y en el gamma en  $\text{cm}^2/\text{g}$ .

### 4.1. Producidas por neutrones

#### – $^4\text{Helio}$

Como se puede apreciar en la Figura 3 los neutrones interactúan con el  $^4\text{Helio}$  únicamente por dispersión elástica y presentan una alta sección eficaz para bajas energías que decrece hasta alcanzar un valor constante desde las decenas de meV hasta el rango de neutrones rápidos, donde presenta un máximo en forma de pico.

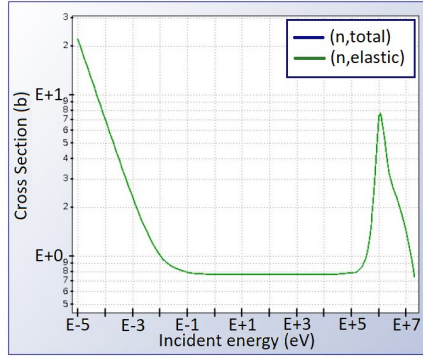


Figura 3: Sección eficaz del  $^4\text{He}$  para los neutrones frente a su energía. Obtenidas de [9].

—  $^6\text{LiI}$

En el  $^6\text{LiI}$  se estudiarán por separado el Litio y el Yodo.

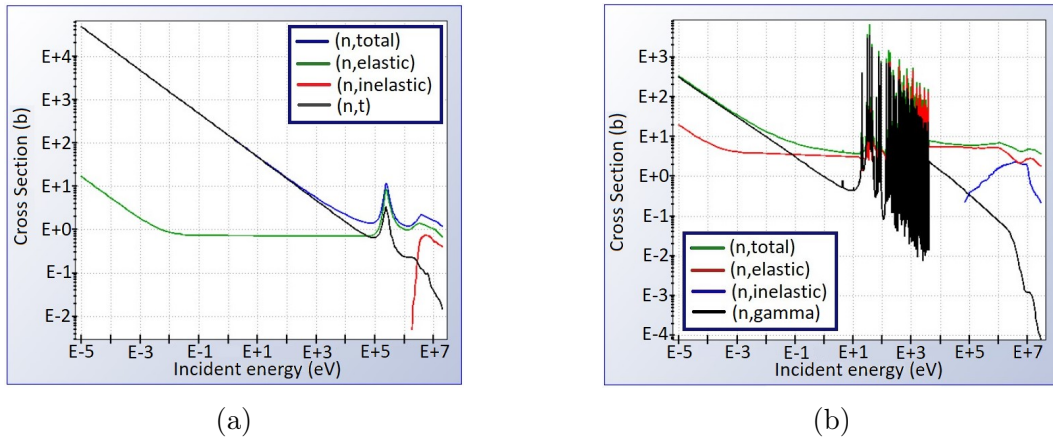


Figura 4: Secciones eficaces de distintos elementos para los neutrones frente a su energía: (a) del  $^6\text{Litio}$ , (b) del Yodo. Obtenidas de [9].

- $^6\text{Litio}$

En la Figura 4a se observa que para energías menores a los meV la dispersión elástica es significativa, pero todo el rango de energías hasta los neutrones rápidos está dominado por el proceso de partículas cargadas, más concretamente por la interacción neutrón-tritio. En el rango de los neutrones rápidos se observa un pico de dispersión elástica y de interacción neutrón-tritio. A partir de 1 MeV también aparece una contribución de dispersión inelástica, sumada a la elástica. La contribución total decrece desde bajas energías hasta alcanzar un pico en los neutrones rápidos y otro menos definido en altas energías.

- Yodo

La Figura 4b muestra cómo el Yodo tiene secciones eficaces de resonancia en el rango de neutrones intermedios. Estas resonancias se presentan para la dispersión elástica y para la captura radiativa. En bajas energías tiene una aportación considerable de elástica, pero predomina la captura radiativa. Por último, a partir del MeV, tiene una contribución de dispersión inelástica comparable a la elástica.

La contribución total decrece suavemente desde las menores energías hasta llegar a estas resonancias para los neutrones intermedios, tras las cuales, permanece constante sobre el valor medio de las resonancias.

- $C_9H_{10}$  (BC-408)

En el  $C_9H_{10}$  se estudiarán por separado el Carbono y el Hidrógeno.

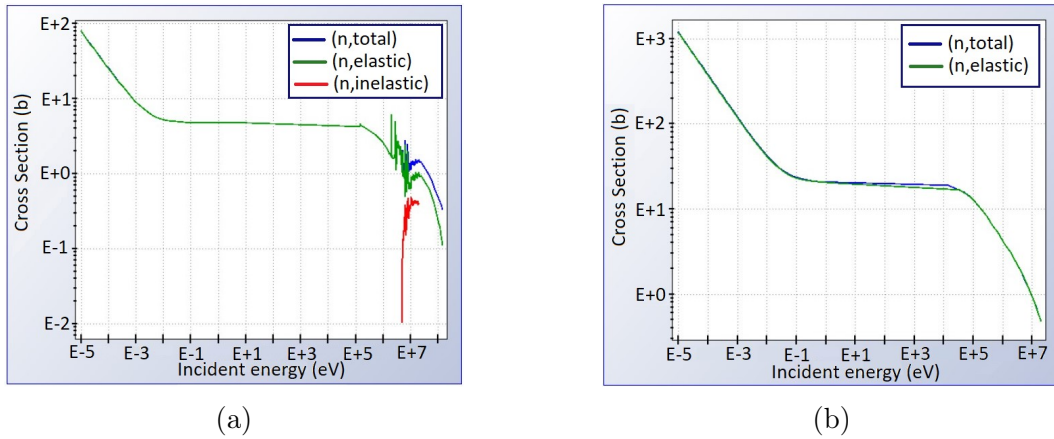


Figura 5: Secciones eficaces de distintos elementos para los neutrones frente a su energía: (a) del Carbono, (b) del Hidrógeno. Obtenidas de [9].

- Carbono

Repitiendo el procedimiento anterior, en la Figura 5a, el Carbono solo tiene aportación de dispersión elástica hasta altas energías donde aparece una pequeña contribución de dispersión inelástica. El total presenta una alta interacción hasta las decenas de meV, desde donde permanece constante hasta los MeV en los que aparece una pequeña resonancia y termina decayendo.

La contribución total es la proporcionada por el dispersión elástica salvo en el rango de altas energías, que es un poco superior a este.

- Hidrógeno

Por último, en la Figura 5b, en el hidrógeno la aportación más significativa es el dispersión inelástica, decrece desde bajas energías hasta los neutro-

nes intermedios, donde permanece constante, y a partir del rango de los neutrones rápidos vuelve a decrecer.

## 4.2. Producidas por radiación gamma

Como se aprecia en los siguientes gráficas de la Figura 6, las interacciones que presentan los detectores para la radiación gamma son muy similares. Por lo que se analizarán de manera conjunta.

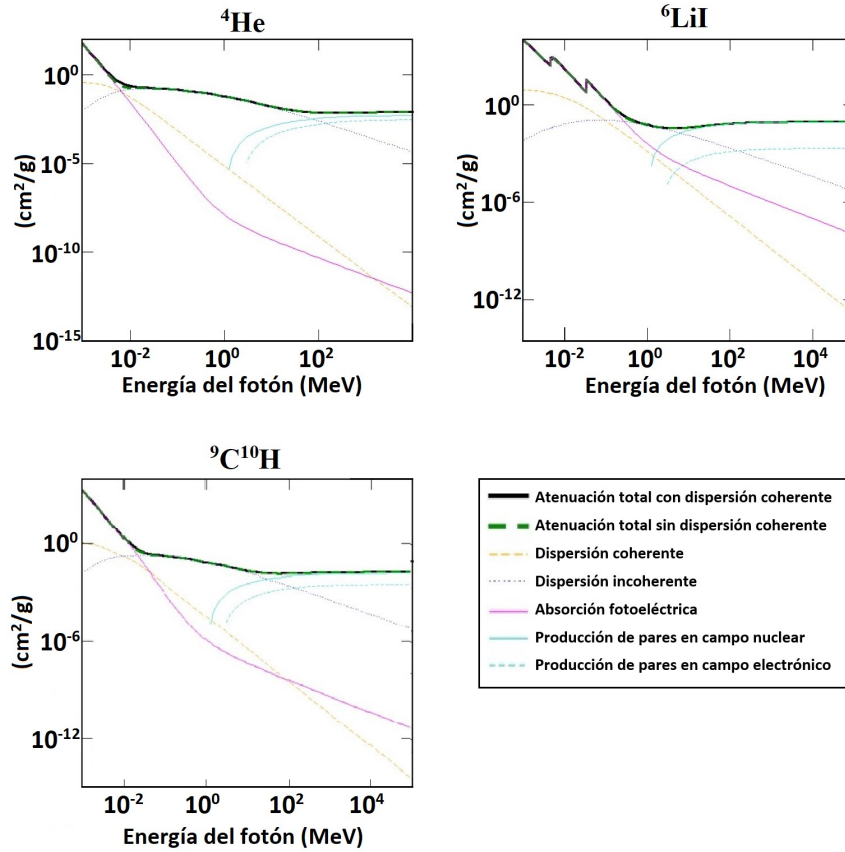


Figura 6: Secciones eficaces de los detectores para los fotones frente a sus energías. Obtenidas de [10].

Comienzan en el rango de bajas energías gobernadas por el efecto fotoeléctrico con una pequeña contribución de dispersión Compton y Rayleigh. Avanzando en energía el fotoeléctrico va perdiendo fuerza y predomina la dispersión Compton, hasta que, para energías altas, aparece la creación de pares.

Cabe destacar que el compuesto  ${}^6\text{LiI}$  es un poco distinto a los otros dos, en él se observan picos en el fotoeléctricos producidos por la contribución de yodo, y el fotoeléctrico se extiende hasta la creación de pares.



En la sección 6.2 únicamente nos interesa el rango de los MeV, predominando el efecto Compton y, en el caso de energías más altas, la creación de pares.

## 5. Fuentes radiactivas y radiación cósmica

En esta sección se mostrarán las distintas fuentes radiactivas y rayos cósmicos que utilizaremos para los detectores.

### 5.1. Fuente de AmBe

El  $^{241}\text{Am}$  se desintegra por emisión  $\alpha$ . Esta radiación  $\alpha$  produce la reacción nuclear en el Berilio mostrada en la expresión (6). Siendo el AmBe una fuente de radiación de neutrones. Su espectro de emisión de energía se puede ver en la Figura 7.

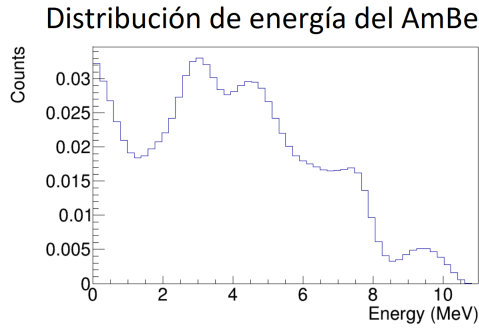


Figura 7: Espectro de emisión del AmBe, normalizado a la unidad, utilizado para las simulaciones.

### 5.2. Fuente de $^{137}\text{Cs}$

El  $^{137}\text{Cs}$  es un isótopo radiactivo que presenta una desintegración  $\beta^-$  a  $^{137}\text{Ba}$ . El 5,4 % [11] de las veces lo hace al estado fundamental del  $^{137}\text{Ba}$  liberando una energía de 1175,6 keV, mientras que el 96,6 % [11] a un estado excitado liberando 513,97 keV. En este estado excitado se pueden dar dos procesos de desexcitación. El primero es una emisión gamma de 661,6 keV. En el segundo esta energía se transfiere a un  $e^-$  de la capa 1s que abandona el núcleo con una energía de 625,67 keV, generando un hueco que posteriormente será llenado por un  $e^-$  de capas superiores emitiendo radiación X, mayoritariamente de energía de 32 keV.

### 5.3. Radiación cósmica

En la Figura 8a se ve la energía emitida por neutrones de origen cósmico para un rango de hasta 1 GeV. No se han considerado energías mayores, ya que el flujo es mucho menor.

En la Figura 8b se observa la energía emitida por rayos gamma de origen cósmico para un rango de hasta 10 MeV. El flujo decrece mucho con la energía, por lo que no se han considerado energías mayores de 10 MeV.

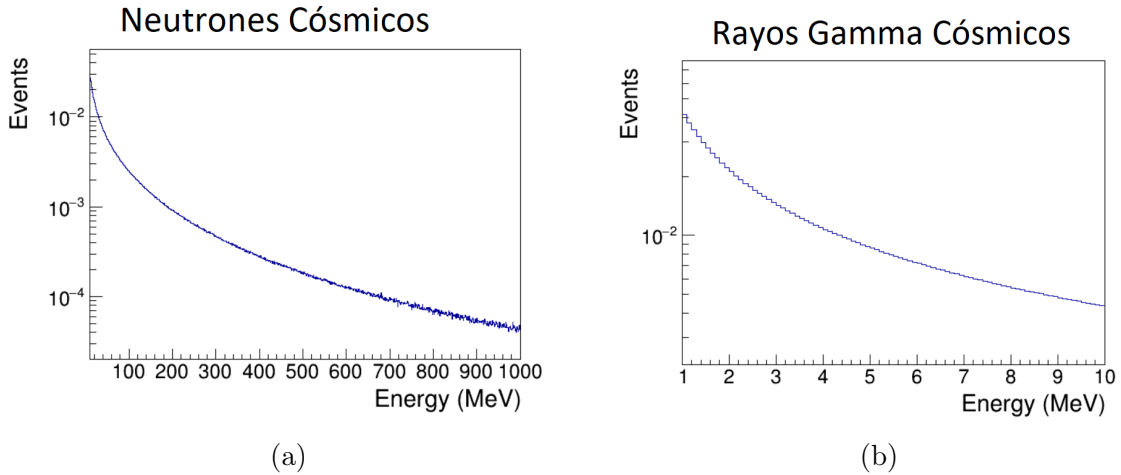


Figura 8: Espectro de los componentes de la radiación cósmica. (a) Neutrones cósmicos con energías hasta 1 GeV. (b) Rayos gamma cósmicos hasta 10 MeV.

## 6. Simulaciones y obtención de resultados

### 6.1. Recursos utilizados

El estudio de los detectores se ha hecho a partir de simulaciones por medio del entorno REST. Conocido como REST-for-Physics [12] es un software colaborativo basado en ROOT y GEANT4. Es un entorno, que pudiendo ser utilizado de manera remota, nos da las herramientas para generar un gran abanico de geometrías, materiales y fuentes de partículas, con las que permite realizar simulaciones de interacciones, extraer la información y visualizarla.

ROOT [13] es un marco para el procesamiento de datos, creado en el CERN con el fin del procesamiento de big data, análisis estadístico, visualización y almacenamiento de datos. Geant4 [14] es un programa que permite realizar simulaciones de cómo las partículas interactúan con la materia, pudiendo construirse geometrías de detectores y obtener la información de las interacciones y trayectorias de las partículas.

## 6.2. Calibración de los detectores

Para esta simulación disponemos de dos fuentes radiactivas, una de AmBe para la emisión de neutrones y otra de  $^{137}\text{Cs}$  para la emisión gamma. Situaremos estas fuentes en distintos ejes de simetría pegadas a los detectores, dependiendo de la simetría de los mismos. Esta separación de las fuentes con los detectores vendrá especificada en las siguientes tablas.

En todos los casos se lanzarán 10 millones de partículas y se observarán los eventos recogidos por cada detector para cada fuente, obteniendo así su eficiencia.

En cada simulación se hará una serie de gráficas con los resultados. Una gráfica con los eventos registrados para el rango de energías, dos mapas de calor de los eventos para las simetrías de los planos XY y XZ. Y gráficas de los eventos a lo largo de la geometría de los tres ejes.

Posteriormente, se comentarán los aspectos más importantes de estas gráficas.

### 6.2.1. Detector de $^6\text{LiI}$

A partir de las simulaciones, obtenemos los resultados mostrados en la Tabla 2 del detector de  $^6\text{LiI}$ , para la posición de la fuente mostrada. En la Figura 9 se ve el detector de  $^6\text{LiI}$  con sus correspondientes ejes.

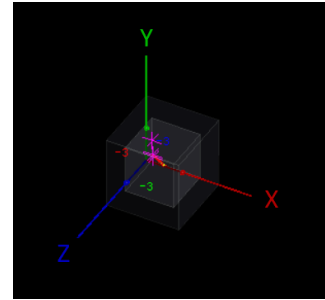


Figura 9: Vista del detector de  $^6\text{LiI}$  desde REST\_GEANT4.

	Posición de la fuente	Eficiencia
AmBe	(Eje y) 0 mm	$(0,359 \pm 0,002) \%$
$^{137}\text{Cs}$	(Eje y) 0 mm	$(1,535 \pm 0,004) \%$

Tabla 2: Eficiencia del detector de  $^6\text{LiI}$  para las fuentes radiactivas.

- Fuente de AmBe

Los eventos recogidos por el detector se depositan desde el punto más cercano a la fuente como máximo y van decayendo poco a poco conforme se alejan, lo que queda bien representado en las gráficas de distribución. Se observa un pico cerca a 60 keV debido a la interacción de fotones emitidos en procesos  $(n, \gamma)$ .

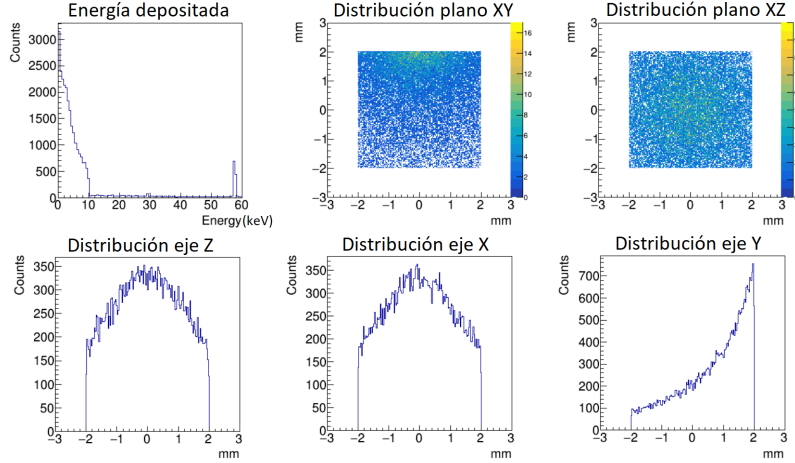


Figura 10: Gráficas obtenidas del detector de  $^6\text{LiI}$  para la fuente de AmBe en el eje Y.

- Fuente de  $^{137}\text{Cs}$

Analizando la Figura 11, en la primera gráfica vemos que la mayoría de los eventos registrados se recogen en la emisión de rayos X del  $^{137}\text{Cs}$  y unos pocos en su pico de 662 keV.

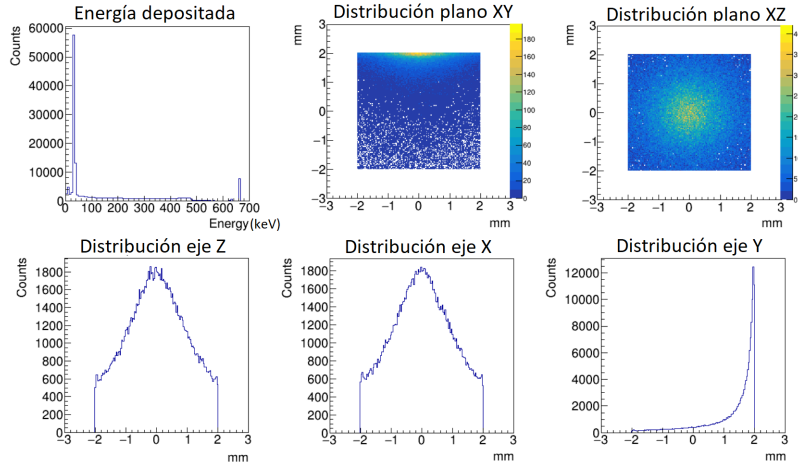


Figura 11: Gráficas obtenidas del detector de  $^6\text{LiI}$  para la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  en el eje Y.

Para entender mejor los datos obtenidos y las gráficas que analizaremos de la Figura 11 veamos el recorrido libre medio de los fotones de nuestro detector de  $^6\text{LiI}$  para el rango de energías de emisión del  $^{137}\text{Cs}$ . A partir de las secciones eficaces vistas en la sección 4.2 completamos la siguiente Figura 12a. El recorrido libre medio para energías menores a 100 keV es menor al milímetro y en el orden del pico de 662 keV sea superior a 20 mm. Considerando que nuestro detector tiene un tamaño de unos pocos milímetros, tiene coherencia la altura de los picos obtenida. Los fotones que más interactúan son los de pocas decenas de keV, la gran parte de los de mayores energías se escapan del detector.

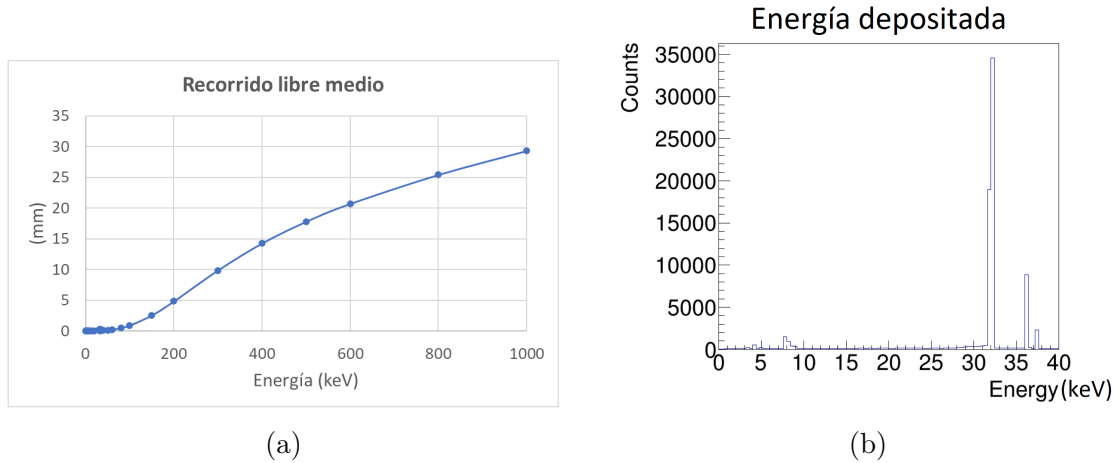


Figura 12: Características y espectro de las gamma en  ${}^6\text{LiI}$ . (a) Recorrido libre medio. (b) Picos de baja energía de la emisión del  ${}^{137}\text{Cs}$

En la Figura 12b se muestra el rango de energías de los primeros picos de la gráfica de energía depositada de la Figura 11. Tenemos dos picos mayoritarios, el primero situado en 32,06 keV producido por Rayos X  $K\alpha$ . El siguiente, de 36,6 keV, es producido por Rayos X  $K\beta$ .

Respecto como los eventos se depositan por la geometría del detector, también lo hacen con un máximo en el punto más cercano a la fuente, pero conforme se alejan, decrecen más abruptamente.

### 6.2.2. Detector BC-408

A partir de las simulaciones, obtenemos los resultados mostrados en la Tabla 3 del detector BC-408, para la posición de la fuente mostrada. En la Figura 13 se ve el detector BC-408 con sus correspondientes ejes.

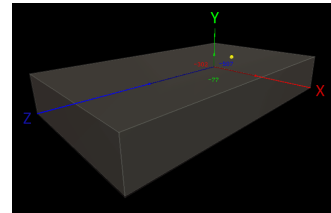


Figura 13: Vista del detector BC-408 desde REST\_GEANT4.

	Posición de la fuente	Eficiencia
AmBe	(Eje y) 1 mm	$(55,402 \pm 0,024) \%$
${}^{137}\text{Cs}$	(Eje y) 1 mm	$(19,386 \pm 0,014) \%$

Tabla 3: Eficiencia del detector BC-408 para las fuentes radiactivas.

- Fuente de AmBe

La Figura 14 muestra las gráficas obtenidas del detector de BC-408 para la fuente de AmBe.

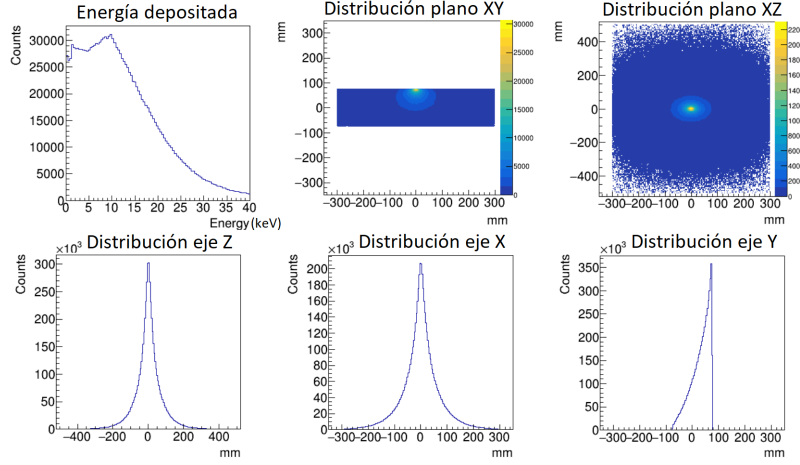


Figura 14: Gráficas obtenidas del detector BC-408 para la fuente de AmBe en el eje Y.

Los eventos se depositan en un máximo bien definido en la posición más cercana a la fuente y decae abruptamente conforme se alejan.

- Fuente de  $^{137}\text{Cs}$

En esta primera gráfica de la Figura 15 se observan más procesos de la emisión del  $^{137}\text{Cs}$ . Tenemos los dos picos vistos en el anterior detector, con predominio del de 662 keV. Además, se puede observar claramente el efecto Compton y un pico central. Este es el denominado *pico de retrodispersión*, donde el fotón choca con las paredes del detector y queda dispersado bajo un ángulo de  $180^\circ$ .

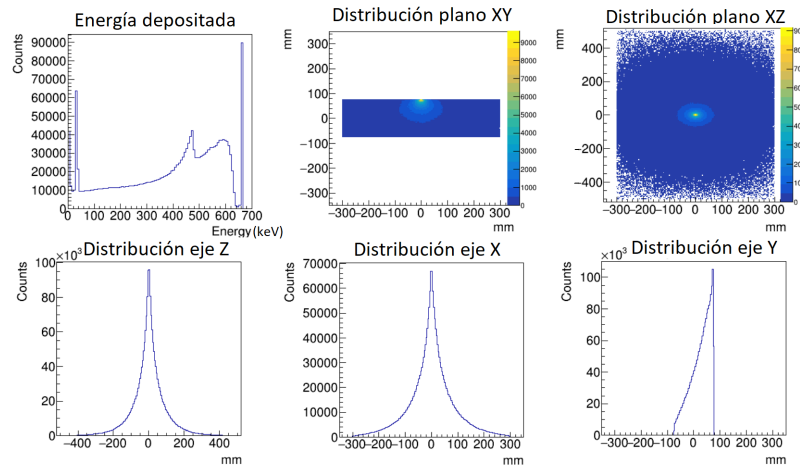


Figura 15: Gráficas obtenidas del detector BC-408 para la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  en el eje Y.

Estudiamos el recorrido libre medio de los fotones del detector BC-408 formado por un compuesto plástico de formula  $\text{C}_9\text{H}_{10}$ . A partir de las secciones eficaces mostradas

en la sección 4.2 completamos la Figura 16a. Se puede observar que el recorrido libre medio hasta los 800 keV es menor de 100 mm, estando en el rango de dimensiones de nuestro detector.

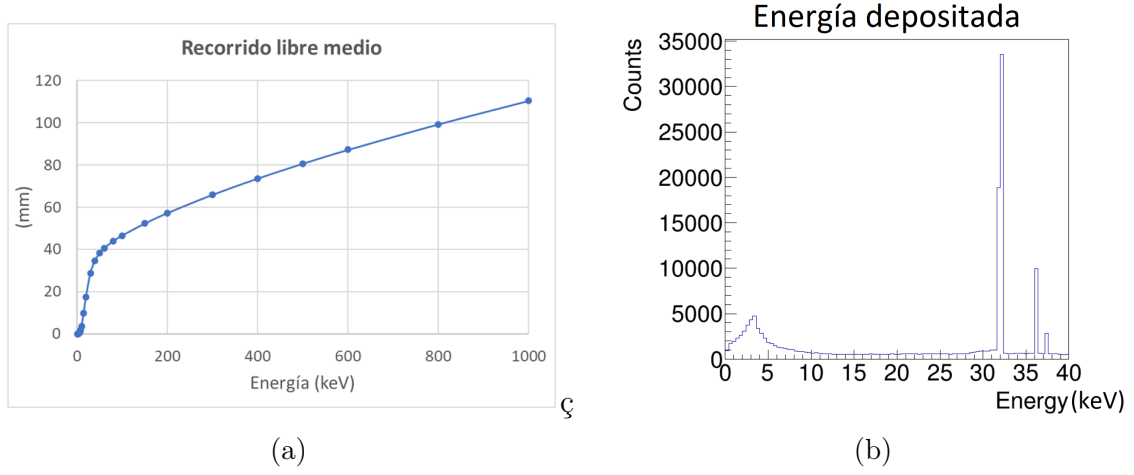


Figura 16: (a) Recorrido libre medio de la radiación gamma en  $C_9H_{10}$ . (b) Primeros picos de la emisión del  $^{137}Cs$  detectados por BC-408.

Como antes, viendo el rango de energías de las pocas decenas de keV tenemos la Figura 16b, en donde se ven los dos picos de 32,06 y 36,6 keV comentados en la Figura 12b, pero además, se observa otro poco definido en el entorno de 4,7 keV producido por rayos-X L [15].

### 6.2.3. Detector de $^4He$

A partir de las simulaciones, obtenemos los resultados mostrados en la Tabla 2 del detector de  $^4He$ , para las posiciones de las fuentes mostradas. En la Figura 17 se ve el detector BC-408 con sus correspondientes ejes.

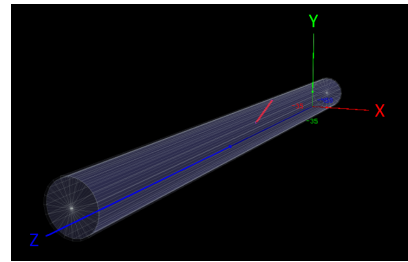


Figura 17: Vista del detector  $^4He$  desde REST\_GEANT4.

	Posición de la fuente	Eficiencia
AmBe	(Eje z) 0,5 mm	$(0,059 \pm 0,001) \%$
	(Eje y) 1 mm	$(0,058 \pm 0,001) \%$
$^{137}Cs$	(Eje z) 0,5 mm	$(0,154 \pm 0,001) \%$
	(Eje y) 1 mm	$(0,146 \pm 0,001) \%$

Tabla 4: Eficiencia del detector de  $^4He$  para las fuentes radiactivas.

- Fuente de AmBe

En las Figuras 18 y 19 se ven las gráficas obtenidas del detector de  $^4\text{He}$  para la fuente de AmBe en distintas posiciones.

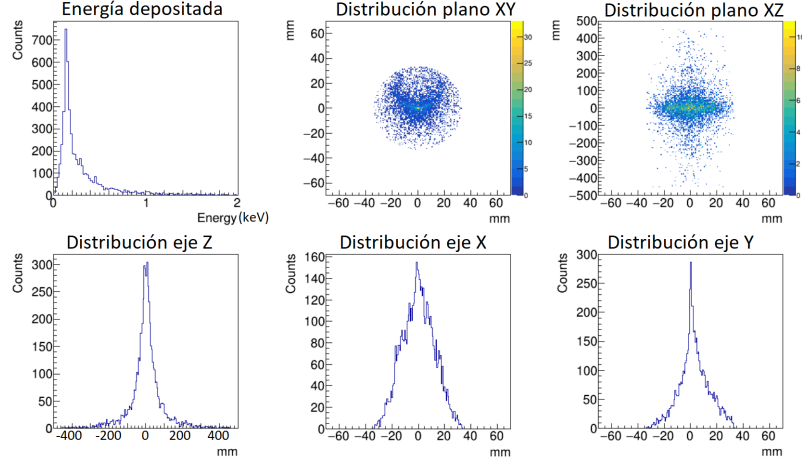


Figura 18: Gráficas obtenidas del detector de  $^4\text{He}$  para la fuente de AmBe en el eje Y.

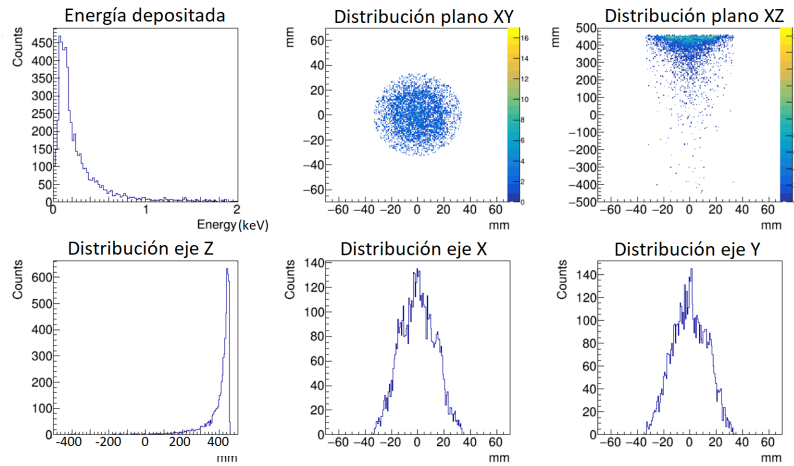


Figura 19: Gráficas obtenidas del detector de  $^4\text{He}$  para la fuente de AmBe en el eje Z.

- Fuente de  $^{137}\text{Cs}$

Las Figuras 20 y 21 muestra las gráficas obtenidas del detector de  $^4\text{He}$  para la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  en distintas posiciones.

Si hablamos del depósito de energía de los eventos, se ve una disposición geométrica interesante, sobre todo en la Figura 21. Aquí se puede apreciar en el plano XY un máximo circular secundario alrededor del máximo principal central. Este efecto se produce porque los fotones interaccionan en las paredes del recubrimiento y los electrones producidos ionizan y depositan energía en el detector. Así, se observa la posición media de las trazas de ionización. Esta característica geométrica también se ve, pero en menor medida, en las otras simulaciones del detector de  $^4\text{He}$ .



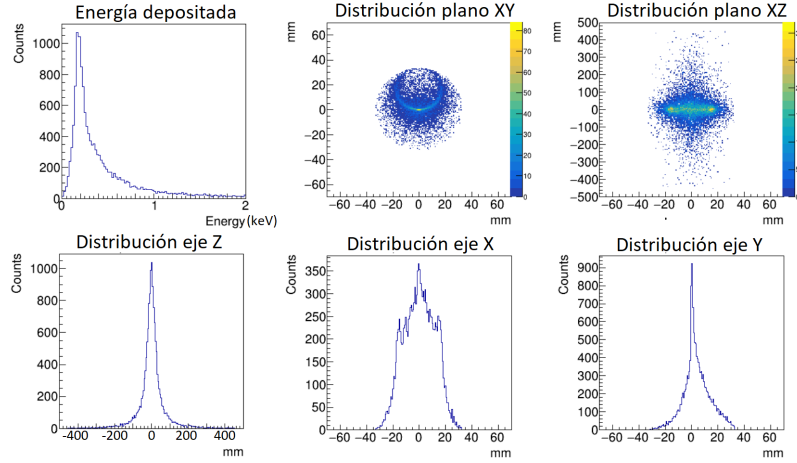


Figura 20: Gráficas obtenidas del detector de  $^4\text{He}$  para la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  en el eje Y.

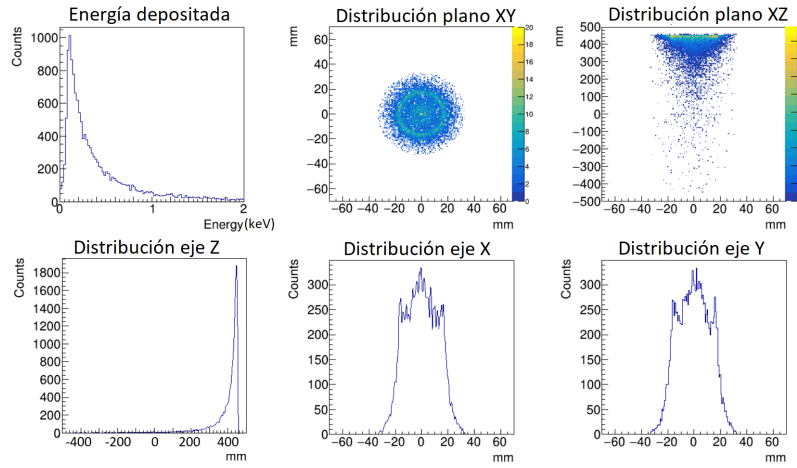


Figura 21: Gráficas obtenidas del detector de  $^4\text{He}$  para la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  en el eje Z.

#### 6.2.4. Resultados

En general, la energía depositada por los neutrones, no nos aporta mucha información sobre el detector. La energía recogida por el detector es la de los núcleos en retroceso tras una colisión elástica. Como observamos en la ecuación (3), si el material tiene núcleos con números atómicos relativamente grandes, su energía depositada máxima vendrá multiplicada por un factor del orden de  $\frac{4}{A}$ , siendo  $A$  el número atómico del elemento.

### 6.3. Rayos cósmicos

Vamos a simular el efecto producido por la radiación cósmica en nuestros detectores. Para ello simularemos una emisión de neutrones cósmicos y rayos gamma cósmicos en el plano XZ por encima de nuestros detectores.

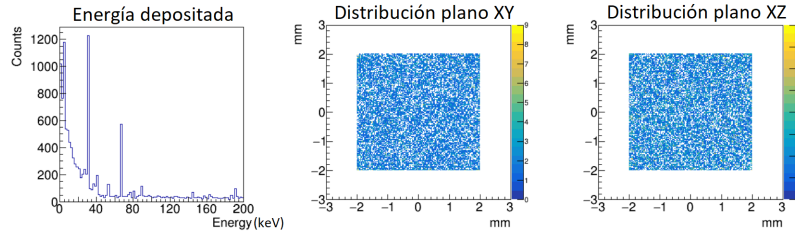
Estudiaremos la eficiencia de cada uno para cada radiación, lanzando 10 millones de partículas. Y se representaran varios gráficas, entre ellos una gráfica de la energía depositada en el detector y dos mapas de calor con las distribuciones en los planos XY y XZ.

### 6.3.1. Detector de $^6\text{LiI}$

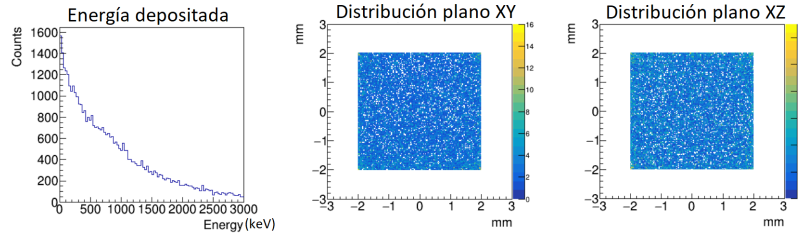
A partir de las simulaciones realizadas con radiación cósmica, obtenemos los resultados de eficiencia mostrados en la Tabla 5 para el detector de  $^6\text{LiI}$ . Y en la Figura 22 se ven las gráficas mencionados.

	Eficiencia
Neutrones cósmicos	$(0,435 \pm 0,002) \%$
Radiación gamma cósmica	$(0,229 \pm 0,002) \%$

Tabla 5: Eficiencia del detector de  $^6\text{LiI}$  para radiación cósmica.



(a) Neutrones cósmicos.



(b) Gamma cósmicos.

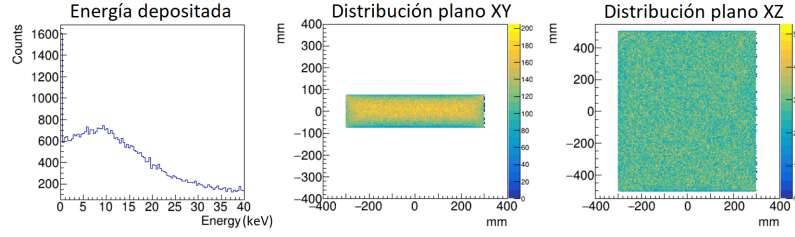
Figura 22: Gráficas obtenidas del detector de  $^6\text{LiI}$ .

### 6.3.2. Detector BC-408

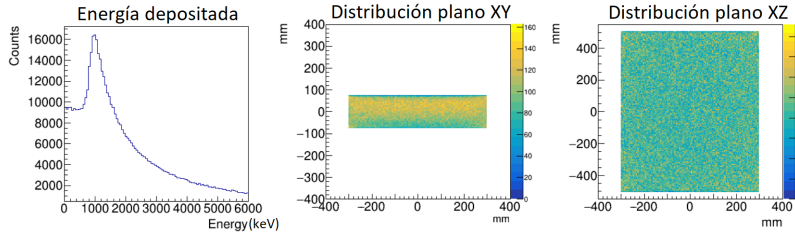
Los resultados obtenidos para radiación cósmica por el detector BC-408 se muestran en la Tabla 6 y en la Figura 23.

	Eficiencia
Neutrones cósmicos	$(7,695 \pm 0,009) \%$
Radiación gamma cósmica	$(5,999 \pm 0,008) \%$

Tabla 6: Eficiencia del detector BC-408 para radiación cósmica.



(a) Neutrones cósmicos.



(b) Gamma cósmicos.

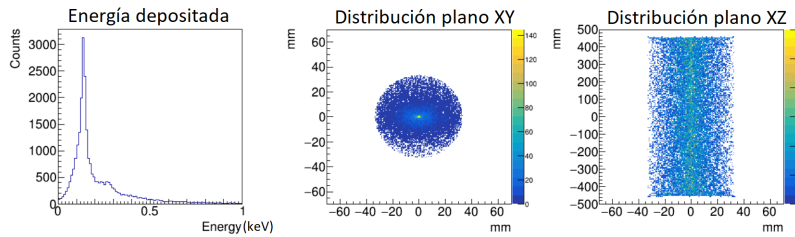
Figura 23: Gráficas obtenidas del detector BC-408.

### 6.3.3. Detector de $^4\text{He}$

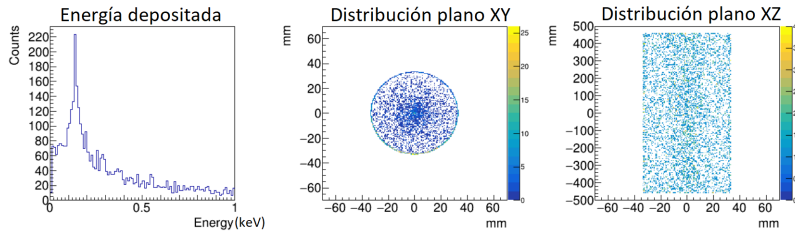
Como en los anteriores casos, los resultados de las simulaciones de radiación cósmica para el detector de  $^4\text{He}$  están en la Tabla 7 y en la Figura 24.

	Eficiencia
Neutrones cósmicos	$(0,062 \pm 0,001) \%$
Radiación gamma cósmica	$(0,272 \pm 0,002) \%$

Tabla 7: Eficiencia del detector  $^4\text{He}$  para radiación cósmica.



(a) Neutrones cósmicos.



(b) Gamma cósmicos.

Figura 24: Gráficas obtenidas del detector de  $^4\text{He}$ .

## 7. Discusión de resultados y conclusiones

Siguiendo el orden hasta ahora llevado, empezamos comentando el detector de  $^6\text{LiI}$ : su eficiencias a los neutrones provenientes a la fuente de AmBe es de  $(0,359 \pm 0,002) \%$  y a neutrones cósmicos de  $(0,435 \pm 0,002) \%$ . Su eficiencia de detección para la emisión gamma de la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  de un  $(1,535 \pm 0,004) \%$  y una de  $(0,229 \pm 0,002) \%$  para radiación gamma cósmica. Se observa un buen rechazo a la detección de radiación gamma, en el caso de las fuentes ambientales no supera el 2 %. Pero, en un principio, no parece ser un buen detector de neutrones, esto es así porque no se ha considerado su recubrimiento de esferas moderadoras de distintos diámetros comentado en la sección 3.1. Con esta moderación de neutrones rápidos, el detector probablemente (se tendría que simular para contrastarlo) sería un buen candidato para detector de neutrones ambientales. Para los cósmicos, sin embargo, teniendo en cuenta sus dimensiones no sería el más óptimo.

El siguiente detector a comentar es el BC-408. Este muestra una alta eficiencia a neutrones provenientes de la fuente de AmBe, de un  $(55,402 \pm 0,024) \%$ . Con respecto a los neutrones cósmicos su eficiencia se reduce, pero sigue siendo mayor a la del resto de detectores, siendo de un  $(7,695 \pm 0,009) \%$ . Su capacidad de detección de radiación gamma es a tener en cuenta, ya que su eficiencia de detección para la emisión gamma de la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  es de  $(19,386 \pm 0,014) \%$ , y para la radiación gamma cósmica de  $(5,999 \pm 0,008) \%$ . Su alto poder de detección para gammas ocasionaría un problema, para ello se le podría poner un blindaje de Plomo. El Plomo tiene una muy alta sección eficaz para gammas de orden de energías de radiación ambiental y además, sirve como moderador de neutrones de alta energía como los cósmicos. Con todo, el detector BC-408 sería un muy buen ejemplo para el diseño de un detector de neutrones ambientales como cósmicos.

Por último, analizando el detector de  $^4\text{He}$  para neutrones, se observa una eficiencia muy baja tanto para los neutrones provenientes de la fuente de AmBe como para los cósmicos, teniendo para los primeros una eficiencia de  $(0,058 \pm 0,001) \%$  (fuente en el eje Y) y para los últimos una de  $(0,062 \pm 0,001) \%$ . Vemos que su eficiencia para la radiación gamma es incluso un orden de magnitud superior, siendo  $(0,146 \pm 0,001) \%$  (eje Y) para la emisión gamma de la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  y una de  $(0,272 \pm 0,002) \%$  para rayos gamma cósmicos. Es importante mencionar que la casa Arktis [8] no daba especificaciones sobre la presión a la que se encontraba el  $^4\text{He}$  y fue fijada en 20 bares por ser una presión de trabajo habitual en este tipo de detectores, pudiendo existir una mejor elección. Sin contar con esto, el detector de  $^4\text{He}$  no es una buena base para el diseño de un detector de neutrones.

Vistos los resultados obtenidos, interesaría mejorar las simulaciones realizadas añadiendo, como ya hemos comentado, los distintos tipos de moderadores y blindajes para los detectores de  $^6\text{LiI}$  y BC-408. Para el detector de  $^4\text{He}$  se podrían hacer distintas simulaciones variando su presión y en función de los resultados ver si es eficaz tenerlo en cuenta o no. De esta forma se podría proceder a un diseño y posteriormente quizá a la construcción de un detector de neutrones adecuado para los rangos de energía de interés.

## Referencias

1. Institut de Física Corpuscular. *Curso en Técnicas Experimentales Avanzadas en Física Nuclear* <https://indico.ific.uv.es/event/3930> (2021).
2. Mahuvava, C. y Du Plessis, F. Monte Carlo evaluation of the dose perturbation effect of hip prostheses for megavoltage photon radiotherapy. *Physica Medica* **31**, S7 (sep. de 2015).
3. Ludlum measurements, inc. *Model 42-5* <https://ludlums.com/> (2021).
4. Saint-Gobain. *Premium Plastic Scintillators* <https://www.crystals.saint-gobain.com/>.
5. Arktis-Detectors. *Gamma and Neutron Detectors* <https://www.arktis-detectors.com/products/neutron-detectors/> (2021).
6. Ludlum measurements, inc. *Model 42-5* [https://ludlums.com/images/data\\_sheets/M42-5.pdf](https://ludlums.com/images/data_sheets/M42-5.pdf) (2021).
7. Saint-Gobain. *Premium Plastic Scintillators* <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bc400-404-408-412-416-data-sheet.pdf> (2021).
8. Arktis-Detectors. *Fast Neutron Detector S670* [https://www.arktis-detectors.com/fileadmin/user\\_upload/ARK-S670-FND-08218.pdf](https://www.arktis-detectors.com/fileadmin/user_upload/ARK-S670-FND-08218.pdf) (2021).
9. National Nuclear Data Center. *Evaluated Nuclear Data File* [https://www.ezag.com/fileadmin/ezag/user-uploads/isotopes/isotopes/Isotrak/isotrak-pdf/Decay\\_Schema\\_Data/Cs-137.pdf](https://www.ezag.com/fileadmin/ezag/user-uploads/isotopes/isotopes/Isotrak/isotrak-pdf/Decay_Schema_Data/Cs-137.pdf) (2021).
10. National Institute of Standards and Technology. *Photon cross section data* <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (2021).
11. Min, S. y col. Integrated and Portable Probe Based on Functional Plastic Scintillator for Detection of Radioactive Cesium. *Applied Sciences* **11**. ISSN: 2076-3417. <https://www.mdpi.com/2076-3417/11/11/5210> (2021).
12. The REST Framework. *Rare Event Seaches Toolkit for Physics* <https://sultan.unizar.es/rest/index.html> (2021).
13. CERN. *ROOT Data Analysis Framework* <https://root.cern/about/> (2021).
14. CERN. *Geant4 a Simulation Toolkit* <https://geant4.web.cern.ch/node/1> (2021).
15. Eckert Ziegler. *Recommended Nuclear Decay Data* [https://www.ezag.com/fileadmin/ezag/user-uploads/isotopes/isotopes/Isotrak/isotrak-pdf/Decay\\_Schema\\_Data/Cs-137.pdf](https://www.ezag.com/fileadmin/ezag/user-uploads/isotopes/isotopes/Isotrak/isotrak-pdf/Decay_Schema_Data/Cs-137.pdf) (2021).