



## Trabajo Fin de Máster

Estudio de fondos en un detector gaseoso esférico  
para la búsqueda de materia oscura

Alejandra Consejo Vaquero

Directoras  
Gloria Luzón Marco  
Theopisti Dafni

Máster en Física y Tecnologías Físicas  
2012

## ÍNDICE

	<i>Página</i>
1. INTRODUCCIÓN .....	2
1.1. Materia oscura.....	3
1.2 WIMPs.....	4
1.3 Descripción del detector.....	5
1.4 Cómo funciona el programa de simulación.....	6
2. RESULTADOS DE LAS SIMULACIONES.....	7
2.1 Análisis de los espectros de gammas .....	9
2.1.1 Distribución energética de los sucesos registrados por el detector.....	9
2.1.2 Distribución espacial de los sucesos registrados por el detector.....	13
2.1.3. Análisis posición frente energía.....	14
2.1.4. Cantidad de fotones por segundo en nuestro detector.	15
2.2 Análisis de los espectros de neutrones.....	16
2.2.1 Distribución energética de los sucesos registrados por el detector.....	16
2.2.2. Distribución espacial de los sucesos registrados por el detector.....	19
2.2.3. Análisis posición frente energía.....	19
2.2.4. Ajuste de la energía de los neutrones.....	20
2.3 Análisis de los espectros de neutrones cósmicos.....	21
2.4 Análisis de los espectros de muones cósmicos.....	22
3. CONCLUSIONES.....	26
4. REFERENCIAS Y BIBLIOGRAFÍA.....	28

# 1. INTRODUCCIÓN

En la actualidad, nuestro universo está constituido aproximadamente por un 5% de materia visible, un 23% de materia oscura y un 72% de energía oscura. El 95% del universo no se conoce: de hecho la naturaleza de la materia oscura es bastante incierta, y la energía oscura es un completo misterio<sup>[1]</sup>.

La evidencia de la existencia de materia oscura es abrumadora, principalmente debido a sus efectos gravitatorios. Hoy en día hay muchos experimentos intentando descubrir cuál es exactamente su naturaleza. Todos los detectores para su búsqueda directa, como el que aquí trataremos, apuntan a observar retrocesos nucleares producidos por las colisiones elásticas de partículas de materia oscura con núcleos blanco de materia ordinaria. Hay distintos métodos que se pueden utilizar para detectar retrocesos nucleares. Estos incluyen: colección de ionización, centelleo o datos de deposición de energía térmica. Los detectores que combinan al menos dos de estas técnicas tienen el mejor potencial para detectar las partículas desconocidas, ya que han optimizado sus capacidades para rechazar los fondos, proporcionando por consiguiente los mejores límites.

Los retrocesos nucleares que se deben observar están en el rango de energías de 1 a 100 keV. Por lo tanto, es vital la utilización de detectores masivos con bajos umbrales de detección de energía y gran capacidad de discriminación de fondos. En este marco, los detectores de gases nobles son dispositivos prometedores para búsquedas de materia oscura.

Este trabajo está dirigido a entender las señales debidas a las diferentes fuentes de sucesos de fondo: muones, neutrones y radiación gamma en un detector esférico gaseoso. Para ello se utilizarán herramientas de MonteCarlo basadas en el programa GEANT4<sup>[2][3]</sup> donde se definirá la geometría del detector, se implementarán las diferentes fuentes de fondo, se simularán las interacciones con núcleos de gas y se recogerán los datos de posición y energía depositada por estos núcleos en retroceso. Finalmente se analizarán los resultados utilizando el código basado en el programa ROOT<sup>[4]</sup> para determinar el nivel de fondo irreducible de nuestro experimento.

El detector consiste en una esfera de acero de 0.5 m de radio y un ánodo central. Las diferentes partículas al atravesar el gas e interactuar con él ionizan el medio, arrancando electrones de la capa electrónica de los átomos. Estos electrones primarios serán arrastrados por el campo eléctrico de deriva, ionizando a su vez otros átomos, y produciendo finalmente una avalancha de carga que llegará al ánodo. La carga recogida en el ánodo central se convertirá en un pulso eléctrico que será analizado por la cadena electrónica. El ánodo podría estar pixelado para obtener una reconstrucción en coordenadas esféricas del suceso.

## 1.1 MATERIA OSCURA

El actual modelo estándar de cosmología nos dice que el universo consiste en un 5 % de materia bariónica ordinaria, aproximadamente un 23 % de materia oscura y sobre un 72 % de energía oscura. Gracias a sus efectos gravitacionales, la evidencia de la existencia de materia oscura es abrumadora. Existen varias pruebas astrofísicas que lo certifican:

**1. Cúmulo de galaxias.** La primera evidencia de la existencia de materia oscura en el universo fue encontrada por Zwicky en 1933 <sup>[5]</sup>. Se dio cuenta de que al aplicar el teorema del virial (que relaciona la energía cinética media de un sistema con su promedio de la energía potencial total) al cúmulo de Coma la masa predicha era mucho mayor que la observada.

**2. Las curvas de rotación de las galaxias.** En torno a 1970 Ford y Rubin fueron los primeros en descubrir que las curvas de rotación de las galaxias son planas <sup>[6]</sup>. La velocidad centrípeta de objetos (estrellas o gas) en órbita en los centros de galaxias, en lugar de disminuir como una función de la distancia desde los centros galácticos, permanecen constantes a radios muy grandes. De hecho, más del 95% de la masa de las galaxias consta de materia oscura. Esto se ilustra en la Fig 1, donde se muestra la velocidad de la galaxia M33 como una función de la distancia radial desde el centro galáctico. La materia bariónica que representa el gas y el disco no pueden explicar la curva de rotación galáctica. Sin embargo, la adición de un halo de materia oscura permite un buen ajuste a los datos.

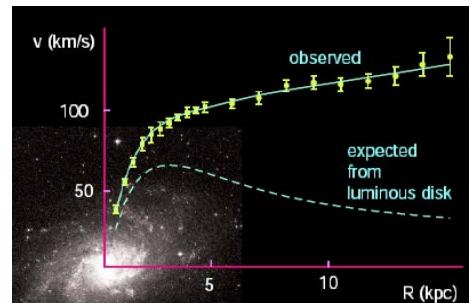


Fig 1. Curva de rotación de la galaxia M33 (ejemplo de galaxia espiral típica): predicho (curva inferior) y observado (curva superior). La materia oscura explicaría la apariencia plana de la curva de rotación en radios grandes.

**3. Lentes gravitacionales.** Son predichas por la teoría de Einstein de la relatividad general. Este efecto se puede utilizar para determinar gravitacionalmente la existencia de masa, aun cuando no hay emisión de luz. Si un cuerpo masivo está entre un observador y el objeto que está observando, la luz se doblará produciendo imágenes múltiples del cuerpo observado (Fig 2). A través de la distorsión geométrica, es posible obtener la distribución de la masa del objeto masivo <sup>[7][8]</sup>.

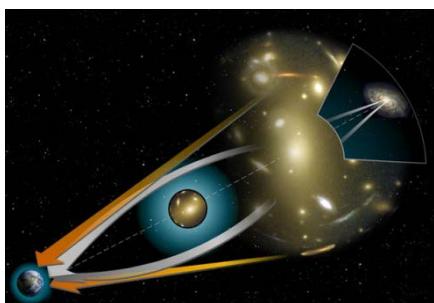


Fig 2. Esquema de trayectorias de luz en una lente gravitatoria. Las imágenes de objetos distantes adquieren forma de arcos rodeando el objeto masivo intermedio. Los fenómenos de lentes gravitatorias pueden utilizarse para detectar la presencia de objetos masivos invisibles, tales como la materia oscura.

**4. Gas caliente en cúmulos.** Otra prueba gravitacional de la existencia de materia oscura es el gas caliente en cúmulos, por ejemplo, en el cúmulo de Coma. La imagen de rayos X de este cúmulo indica la presencia de gas caliente. Su existencia sólo puede

explicarse por un componente de materia oscura que proporcione un gran pozo de potencial para mantener el gas<sup>[9]</sup>.

**5. Los datos de WMAP.** Las mediciones de la radiación de fondo cósmico de microondas realizadas por el satélite WMAP, lanzado en 2001, cuya misión es medir las diferencias de temperatura que se observan en la radiación de fondo de microondas que son un remanente del Big Bang, muestran que sólo una pequeña fracción del contenido de materia del universo es de origen bariónico ( $\Omega_B = 0.0456 \pm 0.0015$ ), mientras que el resto está hecho de una nueva y desconocida forma de materia ( $\Omega_{DM} = 0.228 \pm 0.013$ ). El resto del contenido de energía del universo se explica por defender una forma muy suave de la energía llamada energía oscura ( $\Omega_B = 0.726 \pm 0.015$ )<sup>[1]</sup>.

Hay dos posibles explicaciones obvias a todos estos hechos: o bien la cantidad de masa medida es mucho mayor que la observable, o la dinámica utilizada para calcular las masas que es errónea.

Desde la década de 1980 un nuevo tipo de teorías llamadas MOND (Dinámica Newtoniana Modificada) han tratado de explicar todos los fenómenos observados a través de una modificación de la segunda ley de Newton de la dinámica para pequeñas aceleraciones<sup>[10]</sup>. Sin embargo, hasta este momento ninguna de estas teorías ha tenido éxito para explicar el conjunto de fenómenos.

## 1.2 WIMPs

Hasta ahora, la materia oscura sólo se ha inferido a través de sus efectos gravitacionales. Por lo tanto no sabemos nada sobre su naturaleza y propiedades fundamentales. Sin embargo, se considera que todo buen candidato a materia oscura debe interaccionar muy débilmente y además debe ser estable en escalas de tiempo comparables con la edad del universo (ya que de otra forma debería haber decaído).

Un buen candidato a materia oscura, que reúne estas características, es el WIMP (Weak Interacting Massive Particle). Los WIMPs son partículas hipotéticas que podrían explicar el problema de la materia oscura. Son partículas masivas (se estima que su masa ronda entre 10 GeV y unos pocos TeV) que interactúan debido a la gravedad. Estas características recuerdan a los neutrinos, con la diferencia que de los WIMPs deberían ser mucho más masivos y por tanto, más lentos. Son, por tanto, materia oscura fría<sup>[11]</sup>.

La búsqueda de WIMPs, de forma directa o indirecta, es un importante reto experimental. Ya que no nos sirve el electromagnetismo para detectar estas partículas, la única manera de hacerlo es detectando el impacto de una de ellas sobre el núcleo de un átomo, aunque como la sección eficaz de estos impactos es muy pequeña, del orden del picobarn ( $1b = 10^{-28} m^2$ ), la probabilidad de que ocurra dicho impacto es muy escasa. Sin embargo, si la materia oscura está compuesta de WIMPs, el universo debería estar repleto de estas partículas. Se estima que del orden de  $10^6$  WIMPs atraviesan la Tierra por unidad de superficie ( $cm^2$ ) y de tiempo(s)<sup>[12]</sup>. Por ello, a pesar de que la probabilidad de impacto sea tan minúscula, puede que alguno sí que logre impactar contra algún núcleo. Hasta este

momento no hay una señal clara de que estas partículas se hayan detectado, aunque los equipos de DAMA<sup>[13]</sup> y CoGENT<sup>[14]</sup> han observado una cierta modulación anual en los espectros a baja energía que atribuyen a WIMPs. Otros experimentos (CMS, Xenon<sup>[15-17]</sup>), sin embargo, han excluido la zona de señal de los anteriores.

Si estimamos la cantidad de WIMPs que esperamos detectar en nuestra esfera detectora, teniendo en cuenta que en general se espera que interaccionen menos de 1 WIMP por kg de material y por día<sup>[12]</sup>, obtenemos que en nuestra esfera interactuarán menos de 12 WIMPs al día.

### 1.3 DESCRIPCIÓN DEL DETECTOR

Para implementar la geometría del detector en el programa de simulación hay que conocer bien cómo es este. Se trata de un detector de forma esférica de 510 mm de radio. La carcasa externa, de un grosor de 10 mm, está hecha de acero, y el ánodo central, de 15 mm de radio, es de cobre. El interior del detector está lleno de argón en estado gaseoso, a una presión de 15 bar. La Fig 3 ilustra en un esquema básico cómo es la geometría del detector.

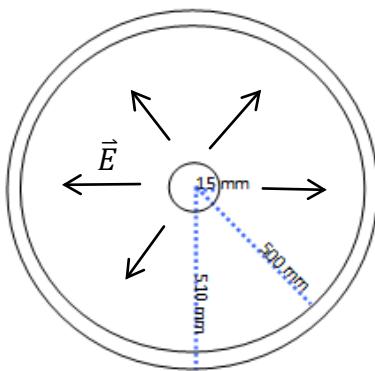


Fig 3. Esquema de la estructura del detector. Se señala el sentido del campo eléctrico de deriva que se encargará de arrastrar los electrones de la nube de ionización.

Para realizar experimentos de materia oscura el umbral de detección que alcanza el detector es un parámetro importante, esto es, la mínima energía que es capaz de detectar. Podemos estimar que nuestro detector llega a detectar partículas de hasta 0.5keV, sin embargo, hasta que no se realicen pruebas experimentales no podemos conocer este dato con certeza.

En la actualidad cada vez existen más detectores basados en gases nobles en estado líquido o gaseoso para la detección de materia oscura. DRIFT o MIMAC son dos detectores de materia oscura que emplean gases para la detección y que están funcionando en la actualidad. El interés de trabajar con gases reside en que ellos, a diferencia de lo que ocurre con los detectores sólidos o líquidos, permiten el reconocimiento de la topología, esto es, permiten distinguir los retrocesos del núcleo ocasionados por la interacción de WIMPs. Por otro lado, es más incómodo trabajar con gases que con líquidos o sólidos, porque el detector precisa estar a una determinada presión, lo que complica el experimento.

## **1.4 CÓMO FUNCIONA EL PROGRAMA DE SIMULACIÓN**

El programa de simulación realizado, basado en GEANT4 escrito en lenguaje C++, nos permite ajustar diversos parámetros del detector: geometría, tamaño, materiales, presión de funcionamiento... que dejaremos fijos. Sin embargo hay otros parámetros que sí iremos modificando, como el tipo de partícula que consideramos como suceso primario (gammas, neutrones o muones), la energía inicial que tiene esta partícula generada, o la posición desde que la lanzamos y su dirección.

Los datos de salida los analizaremos con el programa de análisis TREX basado en ROOT y de aquí podremos pasarlo a un programa de análisis de datos, OriginLab, para hacer los cálculos y las representaciones oportunas que a continuación se presentan.

## **2. RESULTADOS DE LAS SIMULACIONES**

El objetivo del trabajo es entender las señales debidas a los diferentes sucesos de fondo, para poder determinar el fondo irreducible de nuestro experimento, prestando especial interés a los neutrones ya que su señal puede mimetizar la de los WIMPS. Para ello, en primer lugar es preciso analizar qué tipos de partículas van a formar parte de dicho fondo.

Las contribuciones más importantes al fondo que vamos a tener, son los muones y neutrones provenientes de rayos cósmicos (ver Fig 5) y los fotones provenientes de la radioactividad natural; esto es, de las cadenas radiactivas más abundantes, la de  $^{238}\text{U}$  y la de  $^{232}\text{Th}$  (ver Fig 4). Otro de los fondos relevantes son los fotones de  $^{40}\text{K}$  debido a su gran abundancia en la naturaleza.

Fig 4. Cadenas radiactivas del  $^{232}\text{Th}$  (izquierda) y del  $^{238}\text{U}$  (derecha). En la cadena de  $^{238}\text{U}$  están marcados el  $^{234}\text{Th}$  que emite un fotón de 92keV en su desintegración (ejemplo de fotón poco energético) y el  $^{214}\text{Bi}$ , que emite un fotón de 2204keV en su desintegración (ejemplo de fotón energético).

Además consideraremos las interacciones de neutrones de diferentes energías en el gas, ya que por sus características: interacciones elásticas con los núcleos que causan su retroceso y que depositan energía en el rango de los pocos keV, podrían confundirse con señales de WIMPs.

Así pues, debemos simular muones y neutrones cósmicos; neutrones de diferentes energías, gammas provenientes de las cadenas radiactivas, de energía bien conocida (ver Fig 4) y por último fotones de  $^{40}\text{K}$ . No nos vamos a ocupar de las partículas alfa ni de los electrones emitidos en las cadenas radiactivas ya que consideramos que no llegan a nuestro experimento al tener en cuenta solo la contaminación externa.

Para cada una de estas contribuciones de fondo, estudiaremos la cantidad de energía depositada en el detector, las posiciones del detector en las que se han registrado las interacciones, la relación entre energía depositada y posición de depósito, para poder definir un posible corte fiducial que elimine parte del fondo.

Para poder interpretar la distribución radial de sucesos se va a considerar los depósitos de energía por unidad de volumen. Para ello, se han considerado bins de 1 cm de radio y se normalizará el número de sucesos de cada bin por el volumen que ocupa la corona esférica que le corresponda. En el caso de las gammas provenientes de las cadenas radiactivas de torio y uranio, multiplicaremos cada dato por la intensidad que tiene cada línea gamma para poder obtener la distribución debida a toda la cadena. En el caso de muones y neutrones cósmicos las partículas primarias generadas reproducen el espectro de estas partículas a nivel de mar (Fig 5).

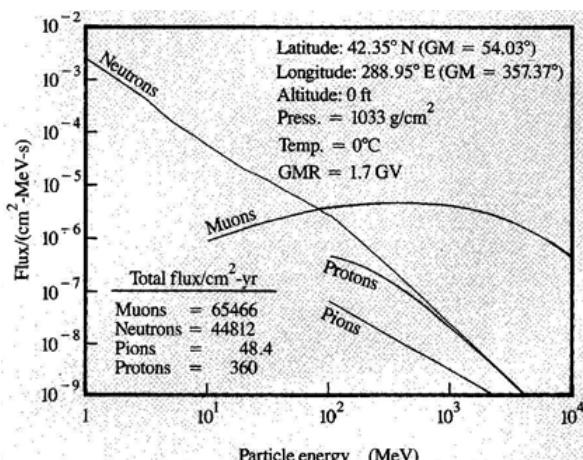


Fig 5. Distribución en superficie de partículas provenientes de rayos cósmicos. Datos correspondientes a la ciudad de Nueva York.

Además, hemos utilizado la aplicación java HepRAp que permite visualizar la interacción de partículas con la materia habiendo seleccionado la geometría y materiales del detector, así como la energía de la partícula incidente y la posición desde que se lanza.

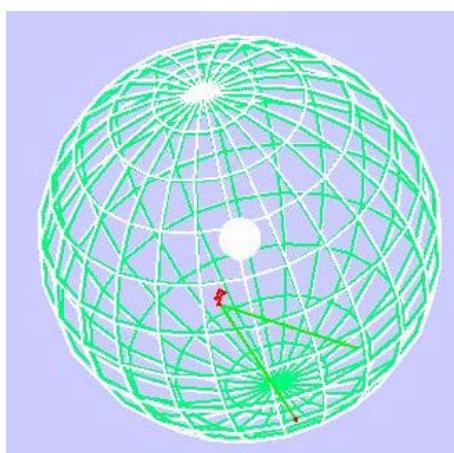


Fig 6. Simulación extraída de la aplicación java HepRAp. Vemos un fotón de 200 keV (línea de color verde), lanzado desde la posición externa de la carcasa, que interacciona dentro de la esfera (en rojo visualizamos los electrones creados como consecuencia de esta interacción) y que vuelve hacia la carcasa donde interacciona de nuevo.

## 2.1 ANÁLISIS DE LOS ESPECTROS DE GAMMAS

Como se ha adelantado en apartados anteriores, para estudiar los efectos del fondo gamma, se ha lanzado y analizado en el programa de simulación cada una de las gammas (de intensidad superior al 5 %) que forman parte de cada cadena con su energía correspondiente (ver Fig 4). Como se ha comentado anteriormente, después de haber recogido los datos proporcionados por el programa de simulación, se han normalizado los resultados, teniendo en cuenta la cantidad de sucesos lanzados y recogidos por el detector en cada situación y la intensidad de cada rayo gamma. Este tratamiento de los datos que nos devuelve el simulador es necesario para poder comparar en las mismas condiciones el espectro depositado por cada gamma. Finalmente, se han sumado todas las gammas del uranio y todas las del torio por separado, para analizar el efecto global.

### 2.1.1 Distribución energética de los sucesos registrados por el detector.

Antes de exponer los resultados obtenidos es preciso estudiar la naturaleza de los espectros gamma. Todo espectro gamma se caracteriza por el fotópico, el borde Compton, el backscattering (o retrodispersión) y, si el fotón incidente es suficientemente energético, por los picos de escape simple y escape doble. A continuación se explicará qué es cada uno de estos fenómenos y dónde se localizan en nuestro espectro.

El fotópico ocurre como consecuencia del efecto fotoeléctrico, consistente en que el fotón incidente cede completamente su energía a los átomos del detector y arranca electrones con energía igual a la energía del fotón incidente menos una pequeña energía de ligadura. Así pues, para un fotón de 2204 keV consecuencia de la desintegración del  $^{214}\text{Bi}$  esperaríamos ver un pico en el espectro justo en 2204 keV.

En el efecto Compton el fotón incidente interacciona con un electrón del medio absorbente y se dispersa con un ángulo  $\theta$  respecto a su dirección original, comunicando parte de su energía al electrón en forma de energía cinética. La energía del fotón tras la colisión depende del ángulo de dispersión y viene dada por (1) donde  $\theta$  es el ángulo de dispersión y  $m_e c^2$  la energía en reposo del electrón.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1)$$

Este efecto produce un continuo hasta un valor máximo de la energía correspondiente a un ángulo de dispersión de  $\pi$  rad. Para el caso del de la línea 2204.1 keV del  $^{214}\text{Bi}$  es de  $(2204.1 - 228.9)$  keV = 1975.1 keV. Esto se conoce como límite Compton. Además, los fotones dispersados a  $\pi$  rad pueden producir un pico a una energía máxima teórica de 228.9 keV, es lo que se conoce como backscattering. El fenómeno de backscattering consiste en que un fotón que ha interaccionado Compton en el detector, sea dispersado con un ángulo de  $\pi$  rad y rebote en la carcasa del detector, y al volver a entrar en este, interaccione de nuevo.

Por último, si el fotón incidente es suficientemente energético ( $>1022$  keV) puede

ocurrir que éste se aniquile produciendo un par electrón-positrón (producción de pares). Después de la producción de estas dos partículas, el positrón se aniquilará en dos fotones de 511 keV cada uno. Si uno de estos fotones consigue escapar del detector veremos un pico en  $E_{\text{gamma}}=511$  keV (pico simple) y si ambos fotones consiguen escapar el pico lo veremos en  $E_{\text{gamma}}=1022$  keV (pico doble), donde  $E_{\text{gamma}}$  se refiere a la máxima energía que puede depositar el fotón incidente. Debido a que la probabilidad de interacción de fotones en gas es baja, se verá con mayor intensidad el pico de doble escape.

Entonces, según lo dicho, ¿en todo espectro gamma deberemos encontrar todos estos picos recién enumerados? La respuesta es que aunque teóricamente así debería ser, en la práctica no ocurre así, porque hay gran multitud de factores que deben ser tenidos en cuenta, como el material del detector, la eficiencia de este, su densidad, su estado (líquido, gas o sólido)... En nuestro caso, contamos con un detector gaseoso de argón, material muy poco eficiente a alta energía. Esto queda justificado al analizar la sección eficaz, que es una medida de la probabilidad de interacción de los fotones en un material determinado, argón en este caso<sup>[18]</sup>.

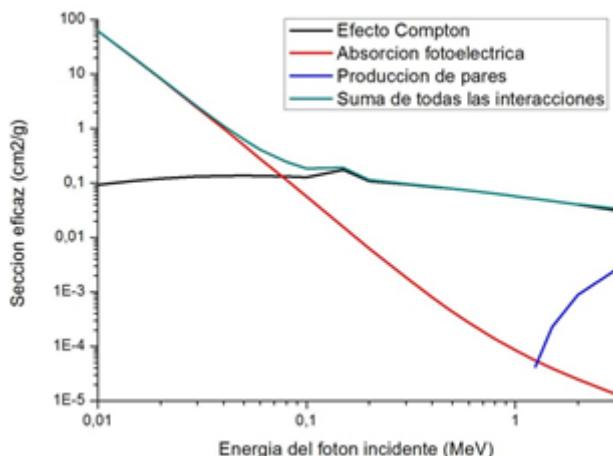


Fig 7. Sección eficaz de los fotones en argón<sup>[18]</sup>. Vemos que efectos como el Compton tienen más o menos la misma probabilidad de ocurrir para todo el rango de energías que estamos tratando, sin embargo el efecto fotoeléctrico será prácticamente invisible en nuestro detector para alta energía. De la misma forma que la producción de pares solo podrá darse a alta energía (a partir de 1MeV).

Con todo esto, estamos en disposición de analizar los espectros gamma que hemos obtenido en nuestras simulaciones. Antes de mostrar los resultados obtenidos para cada cadena, es interesante analizar el espectro obtenido para una gamma de alta energía (entorno a los 2 MeV) y compararlo con el espectro correspondiente a una gamma de baja energía (menos de 100 keV). Comenzamos con un ejemplo de gamma de alta energía. Como se ha comentado antes, el fotón elegido ha sido la línea de 2204 keV del  $^{214}\text{Bi}$ .

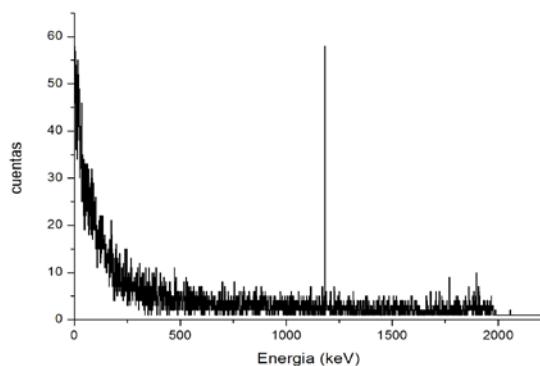


Fig 8. Espectro de energía depositada por el fotón de 2204 keV del  $^{214}\text{Bi}$ .

En primer lugar, deberíamos esperar ver el fotópico en 2204 keV, sin embargo no se observa debido a que nuestro detector es muy poco eficiente para la absorción fotoeléctrica a alta energía (ver Fig 7). Sí que podemos ver el borde Compton en 1975 keV según lo esperado. El backscattering a 229 keV se confunde con el resto del espectro Compton y se observa con claridad un pico en 1183 keV correspondiente al pico de escape doble, como consecuencia de la producción de pares. Si no se observa el pico simple de escape se debe a que, es mucho más probable que los fotones de 511 keV escapen del detector. Por último, es interesante analizar a qué se debe la acumulación de sucesos a baja energía. Son interacciones de los fotones en la carcasa del detector. Los fotones crean electrones, bien por efecto fotoeléctrico o Compton, en la carcasa que penetran en el gas y depositan parte de su energía. Estos mismos electrones, en el caso de ser muy energéticos, pueden, por radiación de bremsstrahlung producir gammas de unos pocos keV que interactúan nada más penetrar en el gas.

A continuación analizaremos un espectro gamma correspondiente a un fotón de baja energía. El fotón elegido ha sido el de 92 keV de energía consecuencia de la desintegración del  $^{234}\text{Th}$ .

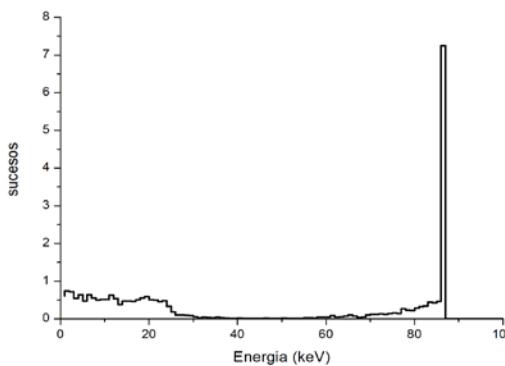


Fig 9. Espectro de energía de la línea de 92,6 keV del  $^{232}\text{Th}$

En este caso el pico fotoeléctrico se observa perfectamente porque el detector sí es eficiente para detectar el fotoeléctrico a baja energía (ver Fig 7). También podemos observar el borde Compton en 24.3 keV. Sin embargo el resto de efectos, no son distinguibles, como el backscattering, o no llegan a producirse como la producción de pares. En este caso los electrones producidos en la carcasa del detector por el fotón de 92 keV no son suficientemente energéticos y se absorben en el acero sin llegar a producir radiación, por eso no se observa este efecto.

Ahora que ya hemos explicado cómo es un espectro gamma, y hemos analizado un espectro gamma de alta energía y otro de baja energía para nuestro detector, estamos en condiciones de comprender el espectro resultante de las cadenas radiactivas del  $^{238}\text{U}$  y del  $^{232}\text{Th}$ .

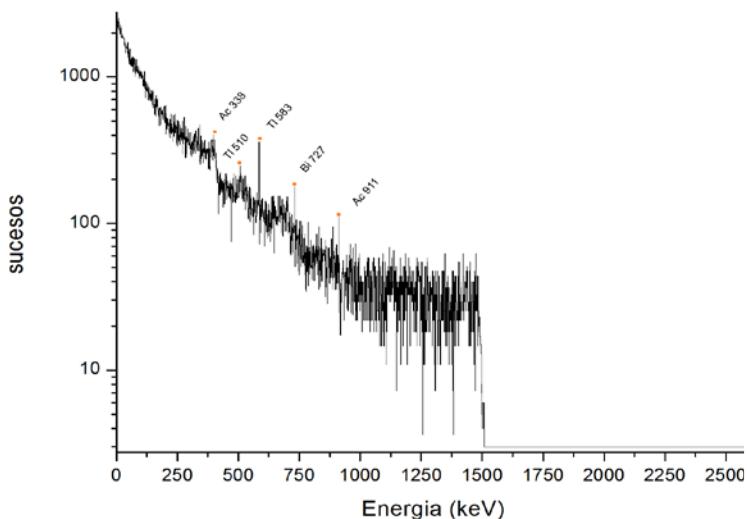


Fig 10. Espectro gamma correspondiente a la cadena radiactiva del  $^{232}\text{Th}$ .

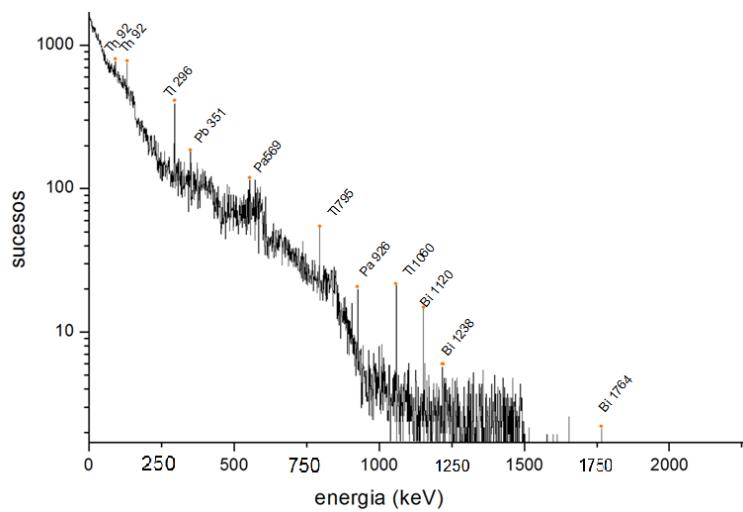


Fig 11. Espectro gamma correspondiente a la cadena radiactiva del  $^{238}\text{U}$ .

En los espectros (Fig 10 y 11) podemos ver algunos picos correspondientes al fotóptico de las gammas que hemos lanzado, tal y como está marcado en los gráficos. Sin embargo, los picos más energéticos no se observan como consecuencia de la sección eficaz de los fotones en argón, donde la probabilidad de interacción por efecto fotoeléctrico es muy baja (ver Fig 7).

Nos queda por analizar el espectro correspondiente al  $^{40}\text{K}$ , que al desintegrarse emite un fotón de 1460 keV.

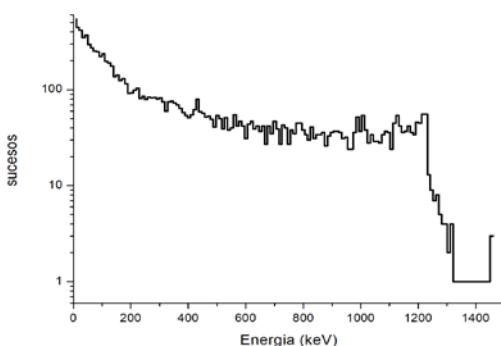


Fig 12. Espectro gamma correspondiente al fotón de 1460 keV emitido en la desintegración de  $^{40}\text{K}$ .

En la Fig 12 podemos apenas observarse el fotóptico en 1460 keV porque el detector ya empieza a ser poco eficiente (fig sección eficaz), sin embargo sí puede observarse el límite Compton en 1242.5 keV e incluso tímidamente podemos observar el efecto de backscattering en 217 keV. Como el fotón de 1460 keV es suficientemente energético podemos identificar el pico de escape doble, consecuencia de la producción de pares, en 438 keV.

### 2.1.2 Distribución espacial de los sucesos registrados por el detector

Después de haber analizado qué cantidad de energía se deposita en nuestro detector veremos ahora las posiciones del detector en las que se han registrado las interacciones.

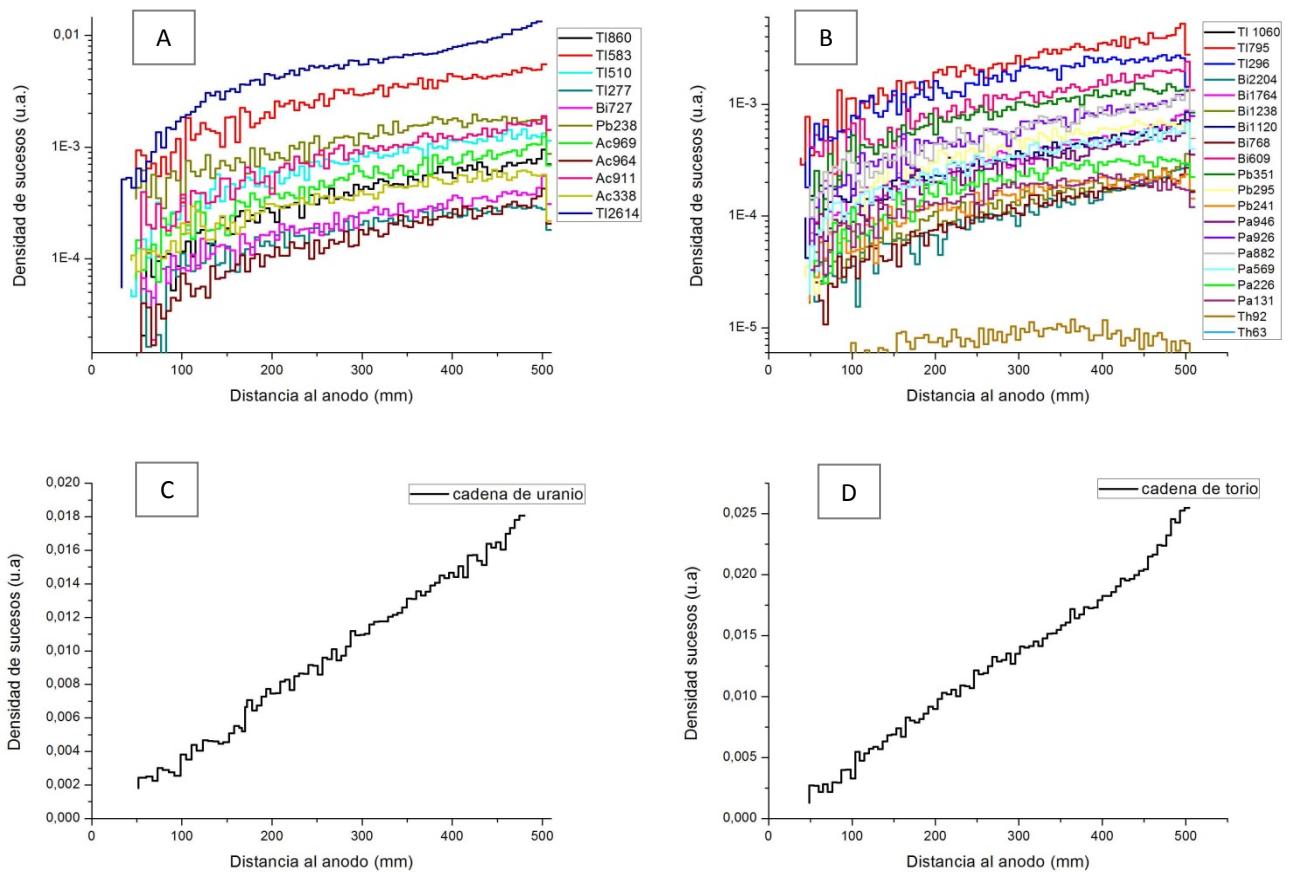


Fig 13. De arriba a abajo y de izquierda a derecha: A. Distribución espacial de todas las líneas gamma que componen la cadena de torio. B. Distribución espacial de todas las líneas gamma que componen la cadena de uranio. C. Suma de todas las contribuciones de las líneas que componen la cadena de torio. D. Suma de todas las contribuciones que componen la cadena de uranio.

Como vemos en la Fig13 (A y B) todas las gammas siguen una misma tendencia a la hora de la posición en la que depositan su energía en el detector. La mayoría de los depósitos ocurren nada más entrar en el detector (distancia al ánodo 500 mm) y conforme nos vamos adentrando en este, esto es, acercándonos al centro de la esfera (distancia al ánodo 0 mm) se dan menos sucesos. Esta tendencia queda bien plasmada en la Fig13 (C y D)

Merece la pena señalar el comportamiento de las gammas más energéticas como es el caso de la línea de 2614.5 keV del  $^{208}\text{Tl}$  (ver Fig13A) que experimentan una subida entorno a 500 mm, esto es debido a que el fotón interacciona en la carcasa creando electrones y como consecuencia existen depósitos de energía adicionales debidos a estos electrones y a posibles fotones de radiación ocasionados por ellos. Este efecto tiene especial relevancia en el caso del fotón de 2614.5 keV del  $^{208}\text{Tl}$  en la cadena del  $^{232}\text{Th}$ . Si analizamos ahora el caso del  $^{40}\text{K}$  (Fig 14), vemos que sigue la misma tendencia que los gammas ya analizados.

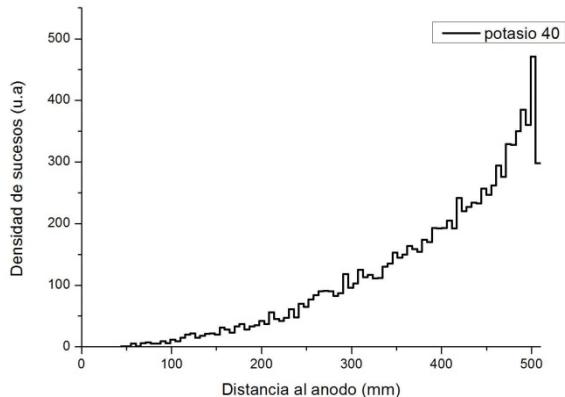


Fig 14. Distribución espacial de la forma de interaccionar en el detector del fotón de 1460 keV emitido en la desintegración de  $^{40}\text{K}$ .

### 2.1.3 Análisis posición frente energía.

Para finalizar el estudio de los espectros gamma otra cuestión interesante para analizar es si la energía depositada se distribuye uniformemente en todas las posiciones del detector. Para ello representaremos diagramas bidimensionales de la posición frente a la energía.

Esta distribución no es igual en todos los casos sino que varía según la energía del fotón incidente. A modo de ejemplo analizaremos las representaciones obtenidas para un gamma de alta energía (fotón de 2204 keV del  $^{214}\text{Bi}$ ) y otro de baja energía (fotón de 92 keV del  $^{232}\text{Th}$ ), ver Fig 15.

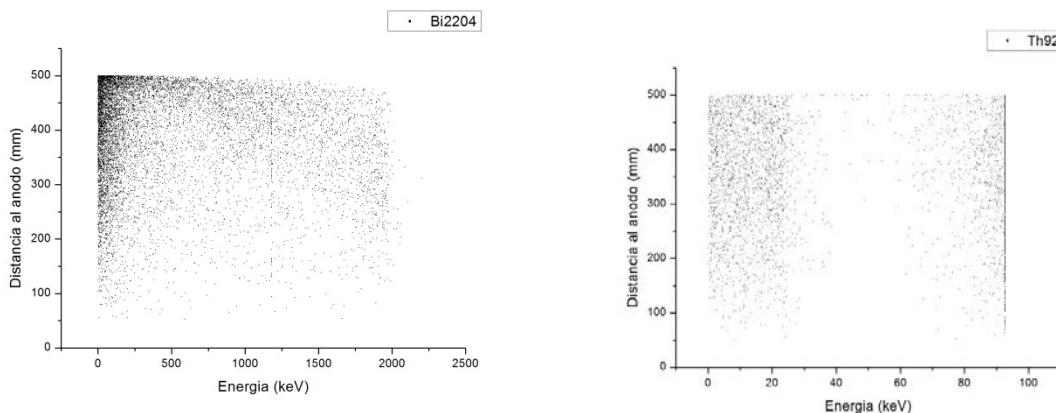


Fig 15. Representaciones distancia al ánodo (mm) frente a la energía depositada para los fotones de 2204 keV del  $^{214}\text{Bi}$  (izquierda) y para los fotones de 92.6 keV del  $^{232}\text{Th}$ .

En el caso del fotón más energético (2204 keV), se observa que se da una mayor concentración de sucesos en la parte más externa del detector en los que se deposita poca energía, este comportamiento es debido a interacciones en el acero, solo posible si el fotón incidente es suficientemente energético. En el caso del fotón menos energético se observa concentración de sucesos para la energía máxima del gamma lanzado (92 keV) para toda posición, lo que vemos es el fotopico. En el caso del gamma energético no podemos observar el fotopico porque el detector es poco eficiente a altas energías (ver Fig 7). Como consecuencia de estos gráficos (Fig 15) y de los anteriores (Fig 13 y 14) podemos determinar que un corte fiducial de 5-10 cm supondría una importante reducción de fondo, mayor en el caso del ocasionado por fotones energéticos.

#### 2.1.4 Cantidad de fotones por segundo en nuestro detector

Aunque más tarde estudiaremos espectros cósmicos a nivel del mar, en este apartado, con el fin de dar algunos valores, haremos una estimación de la cantidad de fotones que llegan por unidad de tiempo y de superficie a nuestro detector, utilizando como referencia las mediciones realizadas en el laboratorio subterráneo de Canfranc<sup>[13]</sup>. Así pues, para cada una de las gammas que hemos analizado, calculamos la relación entre los sucesos lanzados y los recogidos por el detector, teniendo en cuenta la superficie de la esfera ( $32.7 \times 10^3 \text{ cm}^2$ ) y la intensidad de cada línea gamma (ver Fig 4).

	Laboratorio subterráneo de Canfranc (fotones/cm <sup>2</sup> /s)	Nuestro detector esférico (fotones/s)
<sup>232</sup> Th	$0.33 \pm 0.01$	3500
<sup>238</sup> U	$0.71 \pm 0.12$	9100
<sup>40</sup> K	$0.85 \pm 0.07$	12000

Tabla 1. Cantidad de fotones por segundo que llegan a nuestro detector, calculado a partir de la cantidad de fotones registrados por unidad de tiempo y de superficie en el laboratorio subterráneo de Canfranc<sup>[19]</sup>.

A la vista de estos datos, es obvio que se necesita un blindaje, ya que el número de sucesos esperados de WIMPs es de unos 12 al día, 8 órdenes de magnitud más bajo que el de fondo. No sólo esto es necesario, sino también el uso de técnicas de discriminación que nos permitan separar la señal de fotones de la de los WIMPs. Así, por ejemplo, la nube de ionización causada por sucesos electrónicos, provenientes de interacciones de fotones, va a ser más extensa y multitraza que la debida a neutrones o a WIMPs.

## 2.2 ANÁLISIS DE LOS ESPECTROS DE NEUTRONES

El método para la detección de neutrones rápidos (aquellos de más de 1 eV de energía) se basa en el scattering inelástico de los neutrones al impactar con los núcleos de argón del detector. El neutrón al incidir sobre el núcleo, le cede a éste parte de su energía, en forma de energía cinética, que es lo que se traduce en un retroceso del núcleo. Este núcleo, en su retroceso, ioniza a los átomos que encuentra en su camino. Esta ionización, sin embargo, es menor que la que produce una partícula cargada de la misma energía. El factor de proporcionalidad se conoce con el nombre de "quenching factor". Así, para conocer la energía depositada en equivalencia a la de los electrones, debemos considerar este factor.

Para las simulaciones se han utilizado neutrones de diferentes energías lanzados de forma isótropa desde la carcasa.

### 2.1.1 Distribución energética de los sucesos registrados por el detector.

Para un neutrón incidente, la energía de retroceso que provoca en el núcleo con el que impacta viene definida por la expresión (2) en el sistema de referencia de laboratorio.

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2 \theta) E_n \quad (2)$$

Donde A es la masa nuclear del detector,  $\theta$  es el ángulo de scattering (ángulo que forman el neutrón y el ángulo con el que impacta después de la interacción) y  $E_n$  es la energía del neutrón incidente, de (2) podemos ver que la energía de retroceso cedida al núcleo solo depende del ángulo de scattering  $\theta$ . Para un ángulo tal que el neutrón solo se desvía ligeramente, el retroceso del núcleo ocurre casi perpendicularmente a la dirección de incidencia del neutrón ( $\theta=90^\circ$ ), entonces la ecuación (2) predice que la energía de retroceso (energía depositada) es cercana a 0. Sin embargo, en el otro extremo, en una colisión frontal del neutrón incidente con el núcleo blanco dará lugar a un retroceso en la misma dirección ( $\theta=0^\circ$ ), resultando la energía máxima de retroceso (3)

$$E_R|_{max} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (3)$$

Donde A es la masa del núcleo, en este caso A=40 ya que nuestro núcleo es argón y  $E_n$  es la energía del neutrón incidente. La Tabla 2 muestra las diferentes energías máximas de retroceso en función de la energía de los neutrones que hemos lanzado. Para estimar cuál es la energía máxima que va a recoger nuestro detector en cada lanzamiento hay que tener además en cuenta el factor de quenching, que varía según el material de interacción. Este factor, que para el argón tiene un valor de 0.28, debe ser multiplicado por la  $E_R|_{max}$ . En la Tabla 2 se muestran los resultados correspondientes, según la energía del neutrón incidente.

Energía neutrón incidente (MeV)	Energía máxima de retroceso (keV) · $Q_f$
0.001	0.03
0.01	0.3
0.07	2
0.1	3
0.5	13
1	27
2	53
3	80
4	107
5	133
10	267

Tabla 2. Energía máxima de retroceso, según la energía del neutrón incidente. Para calcular la energía máxima de retroceso se ha tenido en cuenta el factor de quenching ( $Q_f$ ) de valor 0.28.

Los datos presentados en la Tabla 2 justifican que las caídas de la gráfica (Fig 16) se dan en el valor de energía esperado. Para hacer esta representación hemos tenido en cuenta la cantidad de sucesos lanzados y recogidos en cada caso por nuestro detector para así poder comparar todos los lanzamientos.

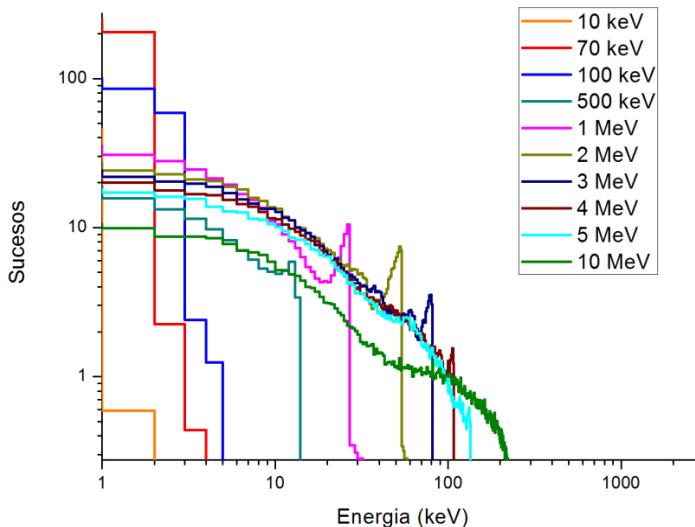


Fig 16. Espectro energético en unidades equivalentes de electrón para neutrones de diversas energías depositado en el detector por neutrones de diversas energías.

Todos los ángulos de scattering están permitidos, por lo que se espera encontrar una distribución continua en las energías de retroceso entre los casos extremos antes mencionados ( $\theta=0^\circ$  y  $\theta=90^\circ$ ) como ilustra la Fig 17, ejemplo del espectro que producen neutrones de diferentes energías en un detector de  ${}^4\text{He}$ . Nuestros resultados obtenidos con el programa de simulación (ver Fig 16), son de la misma forma, lo que nos indica que aunque modifiquemos el gas detector, la forma de depósito de energía de los neutrones al impactar contra los núcleos mantiene la misma dependencia con el ángulo de choque.

En el caso de los neutrones de 10 MeV se observa una fuerte deposición de energía a 3 MeV (1499 keV), ver Fig 16, que puede corresponder a la partícula alfa producida en la interacción  ${}^{40}\text{Ar}(n,\alpha){}^{37}\text{S}$  y al posterior decaimiento con una gamma de 3103.36 keV con

una intensidad del 94% (ver sección eficaz en Fig 16B ) La partícula alfa tiene un rango de unos 1,5 cm desde su punto de producción.

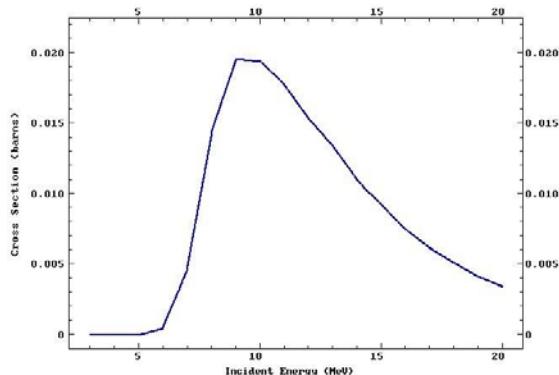


Fig 16B. Probabilidad de que un neutrón produzca una reacción del tipo  $n+Ar40 \rightarrow \alpha+S37$ . Nótese que la probabilidad es despreciable para 5 MeV y máxima para 10 MeV.

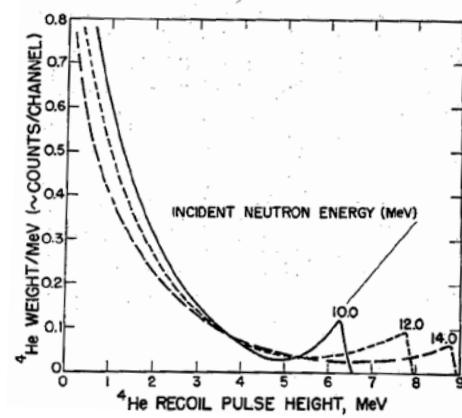
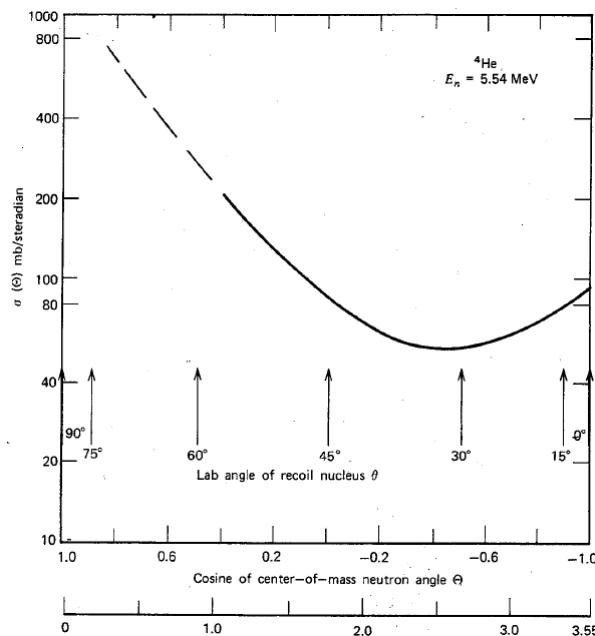


Fig 17. Izquierda. Sección eficaz de neutrones de 5.54MeV impactando contra núcleos de  $^4He$ . También se indican los correspondientes ángulos de los núcleos de helio y la energía depositada en cada retroceso nuclear. Derecha. Espectro obtenido en un detector de  $^4He$ , en el que se hacen incidir neutrones de diferentes energías [20].

Por otra parte, al igual que ocurría con los fotones, debe ser tenida en cuenta la sección eficaz de interacción de los neutrones en argón, la Fig 18 ilustra esta relación.

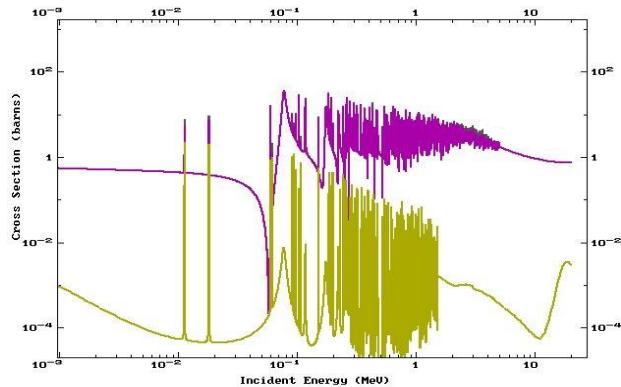


Fig 18. Sección eficaz total de los neutrones en argón<sup>[21]</sup>, en color amarillo se representa la sección eficaz elástica y en color morado la sección eficaz total.

### 2.2.2 Distribución espacial de los sucesos registrados por el detector

Después de analizar cómo son los depósitos de energía de los neutrones en su interacción con los núcleos del detector, vamos a estudiar en qué posiciones del detector ocurren dichas interacciones.

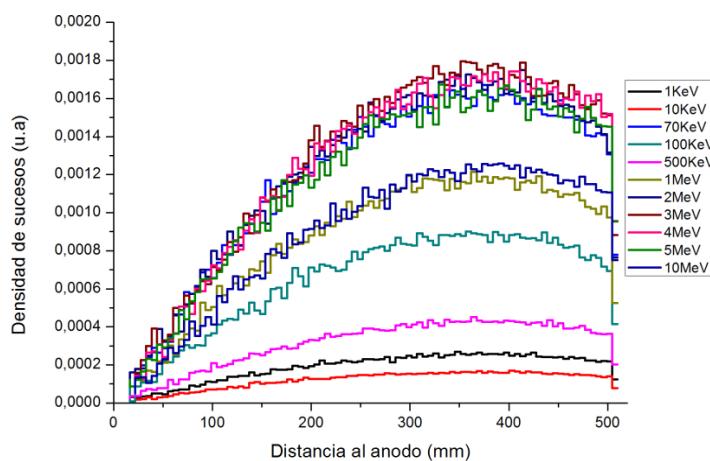


Fig 19. Distribución espacial de las interacciones en el detector, en función de la energía del neutrón incidente.

Como muestra la Fig 19 independientemente de la energía que tenga el neutrón incidente las posiciones en las que se registra un mayor número de interacciones siguen una misma tendencia. Esto es, la mayoría de los neutrones interactúan al poco de penetrar en el detector, a una distancia de unos 10 cm del borde. Nótese que se elige como posición el promedio de la posición de las diferentes deposiciones de energía. La cantidad de sucesos registrados en cada situación representada en la gráfica está relacionada con la probabilidad de interacción de los neutrones de esa determinada energía en argón, es decir, depende de la sección eficaz de los neutrones en argón. Así pues, es más probable que los neutrones de 3 MeV interactúen en el detector a que lo hagan los de 10 MeV (ver Fig 18). El recorrido libre medio de los neutrones en nuestro gas, considerando una sección eficaz media de 1 bar es de 27 m, por lo que la mayoría cruzarán el detector sin interactuar.

### 2.2.3 Análisis posición frente energía.

Ahora analizaremos si la energía depositada se distribuye uniformemente en todas

las posiciones del detector. La Fig 20 ilustra los depósitos ocasionados por la detección de un neutrón de 10 MeV, para el resto de energías la tendencia es la misma.

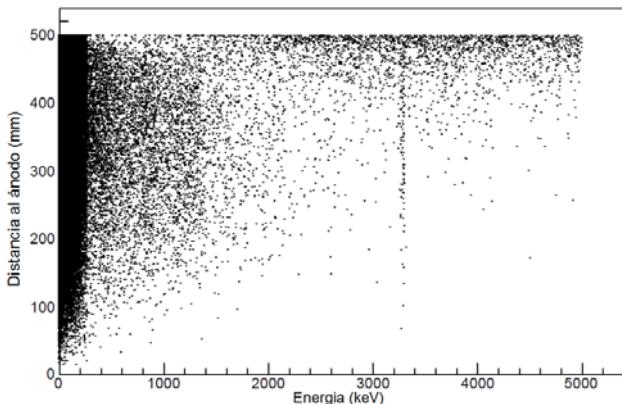


Fig 20. Representación de la distancia al ánodo (mm) frente a la energía depositada para un neutrón incidente de 10 MeV. Los sucesos de la banda más oscura corresponden a sucesos de interacciones elásticas de neutrones, mientras los sucesos más energéticos serán del tipo captura radiativa o en la carcasa o en el gas y se sitúan más cerca del borde.

Estudiando la Fig 20 se observa que las interacciones menos energéticas se registran en todas las posiciones del detector, mientras que conforme avanzamos en energía los neutrones interactuarán mayoritariamente en la carcasa del detector. La acumulación de sucesos a 3100 keV se ha discutido en el apartado anterior y se ha asociado al proceso  $^{40}\text{Ar} (\text{n},\text{a}) ^{37}\text{S}$  con emisión de gamma.

#### 2.2.4 Ajuste de la energía de los neutrones

La finalidad de los estudios anteriores ha sido la de caracterizar las interacciones de neutrones de diversas energías con nuestro detector. Para finalizar el apartado de neutrones, veremos cómo implementar las representaciones de energía de los neutrones de cara a una futura simulación en un programa como el que hemos venido utilizando, utilizando curvas de ajuste que se aproximen lo más posible a la representación obtenida.

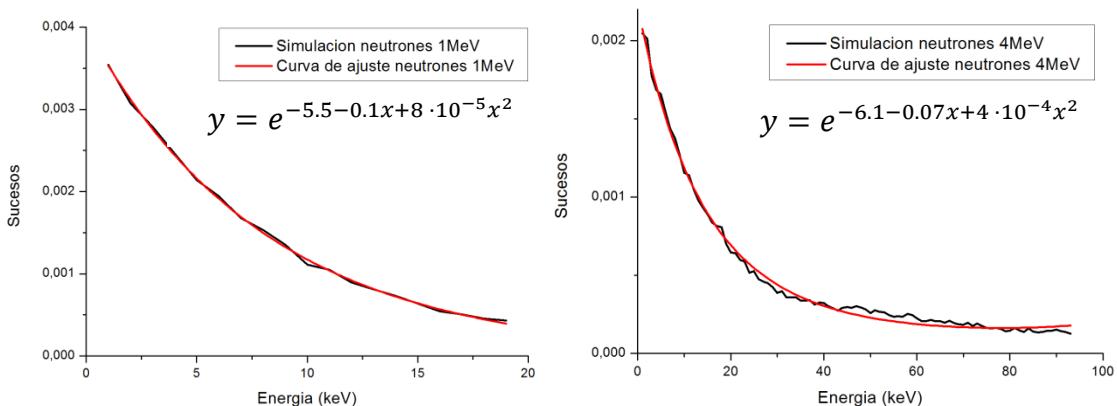


Fig 21. Curvas de ajuste a las representaciones de energía de neutrones incidentes de 1 y 4 MeV.

Para hacer un mejor ajuste se ha evitado el pico abrupto de subida (ver Fig16), así pues el ajuste se restringe a la zona de más baja energía, la región donde se esperan encontrar los depósitos de energía correspondientes a WIMPs.

<i>Energía neutrón incidente (MeV)</i>	<i>Ecuación de ajuste</i>
1	$y = e^{-5.5 - 0.1x + 8 \cdot 10^{-5}x^2}$
2	$y = e^{-5.5 - 0.1x + 3 \cdot 10^{-5}x^2}$
3	$y = e^{-5.9 - 0.07x + 6 \cdot 10^{-4}x^2}$
4	$y = e^{-6.1 - 0.07x + 4 \cdot 10^{-4}x^2}$
5	$y = e^{-6.3 - 0.06x + 3 \cdot 10^{-4}x^2}$
10	$y = 0.5 + 19.9 \cdot 0.95^x$

Tabla 3. Ecuaciones de ajuste de la energía para cada neutrón incidente, en función de la energía de este.

### 2.3 ANÁLISIS DE LOS ESPECTROS DE NEUTRONES CÓSMICOS

Para completar el estudio analizaremos el espectro energético depositado por los neutrones cósmicos (Fig 22), la distribución radial de las interacciones en el detector (Fig 23) y finalmente relacionaremos ambas magnitudes (Fig 24). En este caso, se ha considerando la distribución de neutrones cósmicos de Ziegler (Fig 5) lanzados desde un plano por encima del detector con una distribución de  $\cos^3\theta$ . En superficie tenemos 14.26 neutrones cósmicos por  $m^2$  y por s, es decir, tenemos 14.26 muones/s sobre nuestro detector.

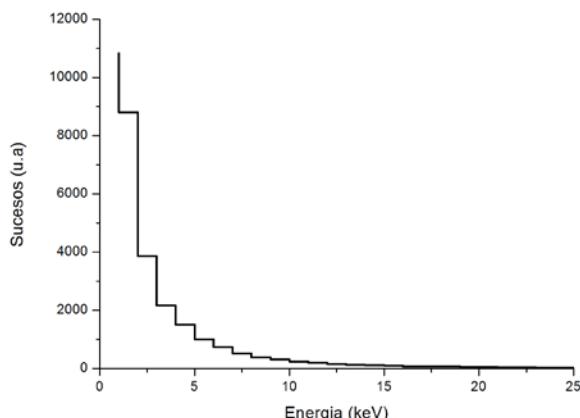


Fig 22. Espectro energético depositado en el detector por los neutrones cósmicos.

Los neutrones cósmicos son la suma de neutrones de muchas energías, por eso no observamos ninguna caída abrupta como ocurría al analizar neutrones procedentes de la radiación ambiental de diferentes energías (ver Fig 16).

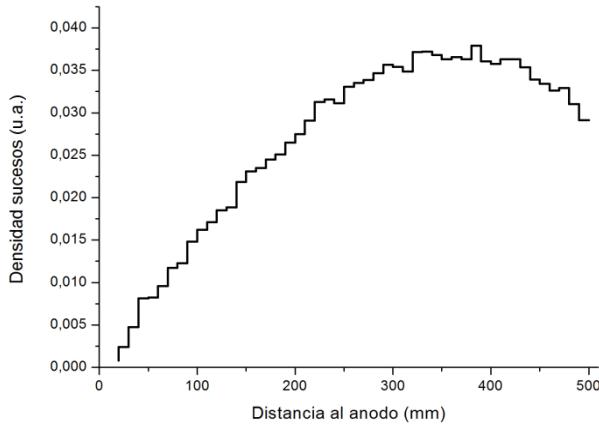


Fig 23. Distribución espacial de las interacciones en el detector para los neutrones cósmicos incidentes.

Para finalizar, representamos la posición de interacción frente a la energía depositada (ver Fig 24). Como en el caso de energías discretas, la mayor densidad de las interacciones sucede a unos 10 cm del borde del detector.

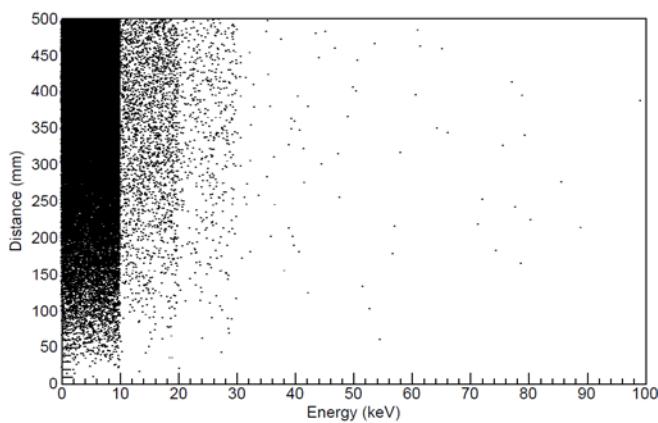


Fig 24. Representación de la distancia al ánodo (mm) frente a la energía depositada para neutrones cósmicos que interactúan en nuestro detector.

En la Fig 24 observamos que la mayoría de los depósitos son de baja energía y estos tienden a suceder en cualquier zona del detector; mientras que para energías mayores, las interacciones suceden más cerca de la carcasa.

## 2.4 ANÁLISIS DE LOS ESPECTROS DE MUONES CÓSMICOS

El muón es una partícula elemental masiva, que posee carga eléctrica negativa y características muy similares al electrón, solo que éste tiene una masa unas 200 veces superior a la del electrón.

Los muones son el componente más importante (entorno a un 72%) de las partículas que componen los rayos cósmicos a nivel del mar <sup>[22]</sup>, de ahí que necesitemos estudiar su comportamiento. En superficie tenemos 20.75 muones por m<sup>2</sup> y por s (Tabla 5), por lo que 20.75 muones/s llegan a nuestro detector. Analizaremos la cantidad de energía depositada por estos muones cósmicos (Fig 25) y también veremos en qué zona del detector tiende a haber mayores depósitos de energía consecuencia de los muones (Fig 26), finalmente relacionaremos estas magnitudes (Fig 27). Para la simulación se ha considerado el espectro de muones a nivel de mar con energía media de unos 4 GeV y distribución angular proporcional a  $\cos^2\theta$ , donde  $\theta$  es el ángulo formado con la vertical.

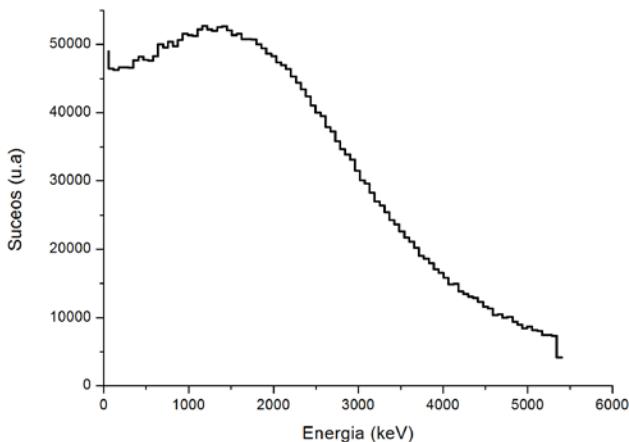


Fig 25. Espectro energético depositado en el detector por muones cósmicos.

Dado el espectro de muones cósmicos obtenidos, estamos en disposición de analizarlo.

Para los muones de alta energía, como es el caso de los muones cósmicos, la pérdida de energía por unidad de longitud viene dada por la expresión (4):

$$\frac{dE}{dL} = -\alpha \cdot \rho_{Ar} \quad (4)$$

Donde  $\alpha$  es un factor, que varía según el material que atravesie el muón, hemos tomado un valor de  $2 \text{ MeV/gcm}^2$ ,  $\rho_{Ar}$  es la densidad del argón, que podemos calcular, teniendo en cuenta la presión a la que va a estar nuestro detector, con la ley de los gases ideales (5).

$$PV = nRT = \frac{m}{P_m} RT \Rightarrow \frac{m}{V} = P \frac{P_m}{RT} \Rightarrow \rho_{Ar} = P_{Ar} \frac{P_m(Ar)}{RT} \quad (5)$$

Partimos de la expresión de los gases ideales (5) (donde  $P$  es la presión,  $V$  el volumen,  $n$  el número de moles,  $R$  la constante de los gases ideales de valor  $0.082 \text{ atm}\cdot\text{l/mol}\cdot\text{K}$  y  $T$  la temperatura del experimento) y la transformamos, teniendo en cuenta que el número de moles ( $n$ ) es igual a la masa del argón ( $m$ ) dividido por el peso atómico ( $P_m$ ) de este, para obtener la relación de la densidad del argón ( $\rho_{Ar}$ ) con el resto de parámetros ya conocidos del detector, esto es, presión 15 bar,  $P_m$  del argón  $39.9 \text{ g/mol}$  y temperatura  $300 \text{ K}$ . Así obtenemos que la densidad del argón en nuestro detector es  $24.2 \text{ g/l}$ .

Entonces sustituyendo en (4) obtenemos que para nuestro detector de argón obtenemos (6).

$$\frac{dE}{dL} = -48.4 \text{ MeV/cm} \quad (6)$$

Donde el signo negativo se pone por convenio y es debido a que se trata de energía depositada. Esta expresión significa, que para una distancia  $L=100 \text{ cm}$ , lo que corresponde

al diámetro de nuestra esfera detectora, los muones llegan a depositar una energía de 4.8MeV, y es precisamente lo que vemos en la gráfica, los últimos depósitos de energía se quedan entorno 5MeV.

Como ilustra la Fig 25 la mayoría de los muones depositan una energía de 1.1MeV, con la expresión (6) podemos estimar la distancia que recorren la mayoría de los muones, esto es, unos 22 cm, aunque esto no nos da mucha información, ya que hay gran cantidad de formas posibles de que los muones recorran 22 cm. Ver Fig 26 derecha.

Otro rasgo interesante de la Fig 25, es que si nos fijamos en el pico (el rango de más baja energía), la parte izquierda de este debería ser simétrica a la parte derecha, sin embargo esto no ocurre así debido a que hay electrones que también depositan energía y se confunde su depósito de energía con el de los muones. De todas formas, podemos deducir que hay una cantidad importante de muones que ni si quiera entran al detector como ilustra la Fig 16 (izquierda) ya que la energía depositada es 0 keV.

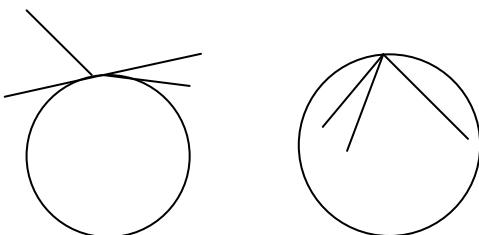


Fig 26. Se representa la esfera detectora y se ilustra la frecuente situación de que ninguno de los muones lanzados entren en el detector (izquierda) y, por otro lado, se ilustra la situación más probable de todas, que es que los muones recorran 22 cm en el interior del detector (derecha).

Ahora que ya hemos estudiado cómo los muones cósmicos depositan energía en nuestro detector esférico, veamos si estos depósitos de energía se dan lugar en alguna posición privilegiada (Fig 27).

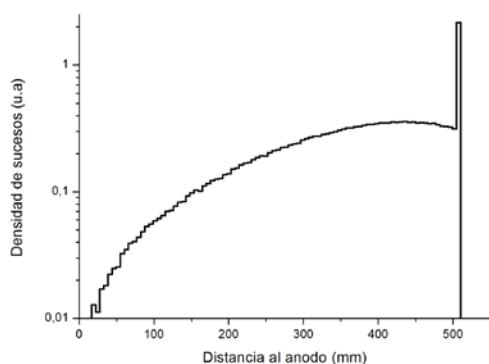


Fig 27 .Distribución espacial de las interacciones en el detector como consecuencia de los muones cósmicos incidentes.

Si observamos la relación entre la cantidad de sucesos registrados (muones que interaccionan) y distancia al ánodo en que estos sucesos ocurren vemos que la gran mayoría de ellos ocurren en la parte más externa del detector. El pico que se observa en 510 mm es consecuencia de los electrones producidos en el acero de la carcasa, que penetran en el detector.

Ahora analizaremos si la energía depositada se distribuye uniformemente en todas las posiciones del detector. La Fig 28 ilustra los depósitos ocasionados por la detección de muones cósmicos.

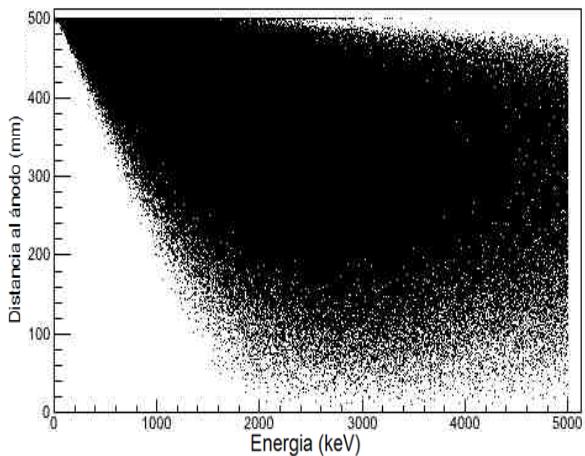


Fig 28. Representación de la distancia al ánodo (mm) frente a la energía depositada para muones cósmicos que interaccionan en nuestro detector.

Analizando la Fig 28 se observa que los muones cósmicos tienden a depositar su energía en las partes más externas del detector, sobretodo aquellos que depositan valores bajos de energía, ya que la contribución de los electrones y gammas producidas en la carcasa es grande. Nótese que los muones depositan una traza larga y la posición se calcula como posición promedio, por lo que observamos, sobre todo, un efecto geométrico. Para energías mayores, los depósitos se distribuyen de forma más uniforme por todo el detector. Nótese que se calcula una posición media y se han lanzado desde un plano superior con una distribución isótropa.

## 3. CONCLUSIONES

Un detector esférico gaseoso podría ser una herramienta muy útil para la detección de la materia oscura, más concretamente los WIMPs. Este tipo de detector, además de su simplicidad, robustez y posibilidad de acumular una gran cantidad de masa, tiene ciertas características que permitirían distinguir sucesos de fondo frente a los de señal:

- El campo radial hace que sea fácil de realizar un corte fiducial ya que sucesos cercanos a la carcasa serán más “lentos” y “extendidos”.
- El hecho de ser gaseoso hace que se puedan distinguir deposiciones de energía separadas, como las producidas por multicompton (tipo de interacción más frecuente para fotones energéticos).
- La larga traza dejada por un muón cósmico será fácilmente reconocible.

En este trabajo se ha estudiado el fondo radioactivo de un detector de estas características, de radio 510 mm y que usa argón como núcleo blanco para los WIMPs. La señal que se espera está en el rango de energías de hasta 20 keV.

El estudio se ha focalizado en el fondo radioactivo externo, es decir el proveniente del entorno en el que se encuentra el detector, y no se ha incluido el posible fondo interno debido a los componentes del montaje. Se han analizado gammas de las cadenas radiactivas del  $^{232}\text{Th}$  y del  $^{238}\text{U}$ , gammas del  $^{40}\text{K}$ , debido a su abundancia en la naturaleza, neutrones provenientes de la radiactividad natural y, por último, muones y neutrones cósmicos. Cabe mencionar que no se han considerado la radiación beta y alfa emitida junto con los fotones de fondo, ya que, como partículas cargadas, nunca llegarán al detector.

Tras el análisis de los espectros provenientes del fondo gamma, se ve claramente que la mayoría de los sucesos ocurren muy cerca de la carcasa del detector, en un radio del orden de 50-100 mm, es decir aplicando un corte fiducial rechazaríamos gran parte del fondo de nuestro experimento. En el caso de neutrones, que dejan su señal más lejos de la superficie exterior, y muones, que muestran una traza larga, este corte es un poco más difícil.

Sin embargo tanto neutrones, ionización agrupada, como muones, traza larga, serán fáciles de separar del resto de fondos de electrones, ocasionados por fotones.

En lugar del espectro de neutrones de fisión o provenientes de reacciones ( $\alpha$ , n), hemos estudiado con detalle los neutrones ya que son las partículas más problemáticas en nuestro experimento, debido a que son las únicas partículas que interaccionan con el núcleo, igual que se espera que ocurra con los WIMPs, por lo que es más fácil confundir las señales de ambos. Por ello, se ha analizado la señal que dejan los neutrones de diversas energías y se ha realizado un ajuste del espectro en la zona de baja energía que

puede utilizarse en estudios de MonteCarlo. El efecto de los neutrones de la radiactividad natural (fisión y de reacciones  $\alpha$ -n), con energías de unos pocos MeV, es inmediato de inferir a partir de estos datos.

A modo de resumen en la Tabla 4 se recoge el número total de sucesos de fondo que llegan a nuestro detector. Se señala también la cantidad de sucesos que se detectan en el área de interés, baja energía, esto es, hasta 20 keV.

	Sucesos detectados/s	Sucesos detectados/s de hasta 20 keV
Fotones de $^{232}\text{Th}$	3500	400
Fotones de $^{238}\text{U}$	9100	1300
Fotones de $^{40}\text{K}$	12000	1200
Neutrones cósmicos	0.3	0.3
Muones cósmicos	3	1

*Tabla 4. Sucesos de fondo detectados por segundo en nuestro detector.*

Así, se ha visto que existen gran cantidad de fondos naturales que afectan a nuestro experimento. Como esperamos encontrar menos de 12 WIMPs al día en nuestra esfera es importante minimizar todo lo posible la presencia de otras partículas. Para minimizar el efecto de la radiación ambiental, la realización del experimento debe hacerse de forma subterránea, porque la roca sobre el detector minimizará el efecto de los muones y neutrones cósmicos. Además, deberíamos pensar en un blindaje apropiado para nuestro detector, utilizando cobre o plomo para detener a las gammas y algún material ligero, como agua, polietileno o parafina para moderar a los neutrones rápidos.

## 4. REFERENCIAS Y BIBLIOGRAFÍA

### REFERENCIAS

- [1] Jarosik, N., et.al. (2011) "Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results", ApJS, 192, 14.
- [2] Agostinelli, S. et al. (2003) "Geant4 - a simulation toolkit", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 250-303.
- [3] Allison, J et al. (2006) "Geant4 developments and applications", IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1 270-278.
- [4] Brun, R.; Rademakers, F. (2003) "ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework".
- [5] Zwicky, F. (1937). "On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae". Astrophysical Journal 86: 217.
- [6] Rubin, V.; Ford, W. K. (1970). "Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions".Astrophysical Journal 159: 379.
- [7] Taylor, A. N.; Dye, S.; Broadhurst, T. J.; Benitez, N. and van Kampen, E. (1998). "Gravitational Lens Magnification and the Mass of Abell 1689". The Astrophysical Journal 501 (2): 539; arXiv:astro-ph/9801158.
- [8] Wu, X.; Chiueh, T.; Fang, L.; Xue, Y. (1998). "A comparison of different cluster mass estimates: consistency or discrepancy?". Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 301 (3): 861–871. arXiv:astro-ph/9808179.
- [9] Allen, Steve W.; Evrard, August E.; Mantz, Adam B. (2011)."Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters". Annual Review of Astronomy & Astrophysics 49: 409–470. arXiv:1103.4829.
- [10] Exirifard, Q. (2010). "Phenomenological covariant approach to gravity". General Relativity and Gravitation 43 (1): 93–106.
- [11] Bertone, G.; Hooper, D.; Silk, J. (2005). "Particle dark matter: evidence, candidates and constraints". Physics Reports 405: 279–390. arXiv:hep-ph/0404175.
- [12] Bertone, G. (2010) "The moment of truth for WIMP dark matter," Nature 468, 389–393.
- [13] Bernabei, R. et al. [DAMA Collaboration], Eur. Phys. J. C 56 (2008) 333 [arXiv:0804.2741].
- [14] Aalseth, C. E. et al. [CoGeNT Collaboration], Phys. Rev. Lett. 107, 141301 (2011) [arXiv:1106.0650].
- [15] Angle, J. et al. [XENON10 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 051301 [arXiv:1104.3088].

- [16] Aprile, E. et al. [XENON100 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 107, 131302 (2011) [arXiv:1104.2549].
- [17] Ahmed, Z. et al. [CDMS-II Collaboration], Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 131302 [arXiv:1011.2482].
- [18] Berger, M.J.; Hubbell, J.H.; Seltzer, S.M.; Chang, J.; Coursey, J.S., Sukumar, R.; Zucker, D.S. and Olsen K.“XCOM: Photon Cross Sections Database. NIST Standard Reference Database 8 (XGAM)”.
- [19] Luzón, G; Carmona, J.M; Cebrián, S.; Iguaz, F; Irastorza, I.G; Gómez, H.; Morales, J.; Ortiz de Solórzano, A.; Rodríguez, A. ; Ruz, J.; Tomas, A. ; Villar, J.A. (2006) “Proceedings of the 6th Intnl. Workshop on the Identification of Dark Matter” (IDM2006 11 - Rhodes Island, Greece) 514-519, World Scientific, ISBN 978-9812708526.
- [20] Knoll,G.F. (3<sup>rd</sup> edition,1999) “Radiation Detection and Measurement” 556, 568.
- [21] Winters, R.R.; Carlton R.F.; Johnson, C.H; Hill, N.W; Lacerna, M.R (1991) “Total cross section and neutron resonance spectroscopy for N + 40Ar” Physical Review, Part C, Nuclear Physics, Vol.43 492.
- [22] Boezio, M. et al. (2000), “Measurement of the flux of atmospheric muons with the CAPRICE94 apparatus”, Phys. Rev. D 62, 032007.

## BIBLIOGRAFÍA

- Ahmed, S.N. “Physics & engineering of radiation detection”. Publicado por Elsevier(2007). ISBN-13 978-0-12-045581-2
- Kleinknecht, K. “Detectors for particle radiation”. Editado por Cambridge, 2<sup>a</sup> edición (1998) ISBN-13 978-0-52-164854-7
- Knoll,G.F. “Radiation Detection and Measurement”. Editado por Hamilton Printing Company, 3<sup>a</sup> edición (1999) ISBN 978-0-470-13148-0
- Leo, W.R. “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”. Editado por Springer-Verlag, 2<sup>a</sup> edición (1994) ISBN-10 3540572805

### Artículos consultados:

- Grupen, C. and Shwartz, B. “Particle detectors” Editado por Cambridge University Press, 2<sup>a</sup> edición (2008) ISBN 978-0-521-84006-4
- Heusser,G. “Low-radioactivity background techniques” Annu. Rev. Nucl. Part. Sci (1995) 45:543-90
- Formaggio, J.A.; Martoff, C.J. “Backgrounds to sensitive experiments underground” Annu. Rev. Nucl. Part. Sci (2004) 54:361-412

- Akimov, D. "Techniques and results for the direct detection of dark matter (review)" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 628 (2011) 50-58
- Schnee, R.W., "Introduction to dark matter experiments" arXiv: 1101.5205v1 (2011)