

Trabajo Fin de Grado

Estudio de fuentes radiactivas para la calibración de un detector de materia oscura

Autor

Héctor Giménez Calvo

Directoras

Dra. Gloria Luzón Marco

Dra. Theopisti Dafní

Grupo de Física Nuclear y Astropartículas
Departamento de Física Teórica
Facultad de Ciencias. Universidad de Zaragoza

Año 2018

Índice

1	Objetivos	1
2	Introducción	1
3	Detector TREX-DM	3
3.1	Sistema de calibración	5
3.2	Simulaciones	6
4	Calibración mediante ^{83m}Kr	8
4.1	Introducción	8
4.2	Espectro	10
4.2.1	Primera transición 41,6 keV \longrightarrow 9,4 keV	10
4.2.2	Segunda transición 9,4 keV \longrightarrow Estado fundamental . .	11
4.2.3	Picos característicos	12
4.3	Resultados de las simulaciones	13
4.3.1	Neón	13
4.3.2	Argón	15
4.3.3	Comentarios	16
5	Calibración mediante neutrones	18
5.1	Introducción	18
5.2	Fuentes de neutrones	19
5.2.1	Americio-Berilio (AmBe)	19
5.2.2	Californio-252 (^{252}Cf)	20
5.3	Resultados de las simulaciones	21
5.3.1	Tasa de emisión de neutrones	21
5.3.2	Tasa de emisión gamma	22
6	Conclusiones	23

1 Objetivos

El principal objetivo del presente trabajo, consiste en la mejora del sistema de calibración del detector TREX-DM. Para ello, el trabajo se centra en la búsqueda bibliográfica y análisis de nuevas fuentes de calibración que puedan ser utilizadas como complemento a las que se vienen utilizando hasta la fecha.

En el ámbito de lo personal, este trabajo pretende también proporcionar al alumno que lo realiza el enriquecimiento de sus conocimientos y competencias, ya que el trabajo involucra a diversos campos de la física. El campo de la física nuclear y de partículas es el más representativo en este trabajo, ya que se trata de calibrar un detector de partículas con fuentes de radiación. Pero también el campo de la cosmología, puesto que el objetivo en última instancia del experimento es encontrar materia oscura, postulada por las teorías de gravitación. Para los análisis de las fuentes se utilizan potentes sistemas de simulación por ordenador así que, por tanto, el trabajo también involucra al ámbito de la física computacional.

2 Introducción

La naturaleza de la materia oscura es uno de los frentes abiertos con los que tiene que lidiar la física en la actualidad. Las observaciones cosmológicas sugieren la existencia de mucha más materia que la que se detecta con telescopios ópticos. La idea de que se trate de materia bariónica fría, como nubes de gas, enanas marrones o agujeros negros, está cada vez más descartada, puesto que se puede medir su interacción con la radiación y así, por tanto, detectar. Aun así, estos objetos parecen no suplir la necesidad de ese 27 % de la composición del universo al que apuntan las observaciones. Existe también teorías que podrían explicar las observaciones sin la necesidad de añadir materia oscura tales como la Dinámica Newtoniana Modificada (MOND). Sin embargo, esta idea, que no incluye materia oscura, se puede ver debilitada por el reciente descubrimiento, realizado en la Universidad de Yale, de una galaxia carente de materia oscura [1] y que no muestra signos de gravedad modificada. Tal descubrimiento, por tanto, añade una motivación extra para la realización de este trabajo.

Así es, por tanto, que se encuentra necesario postular la existencia de materia no bariónica que no interaccione con la fuerza electromagnética y aquí es entonces donde entra en juego la física de partículas. Existen varios candidatos previstos por la teoría y de hecho no tiene por qué tratarse de

una única partícula. De los candidatos, hay dos en cuya búsqueda se centran mayoritariamente los experimentos que se realizan actualmente.

Por un lado se encuentra el **axión**, una partícula que aparece en la Teoría de Extensión del Modelo Estándar propuesta por R. Peccei y H. Quinn[2]. Esta partícula solucionaría el problema de la violación de simetría CP (Carga-Paridad) en la cromodinámica cuántica (QDC). La búsqueda de estas partículas se basa en la detección indirecta que busca medir el acople axión-fotón aprovechando grandes campos electromagnéticos. Por ejemplo el CERN Axion Solar Telescope (CAST) [3] se ha centrado en la búsqueda de axiones provenientes del Sol pues, en caso de existir, su núcleo sería una fuente importante de ellos. Una nueva generación de helioscopios se está desarrollando como lo es el International AXion Observatory (IAXO [4]).

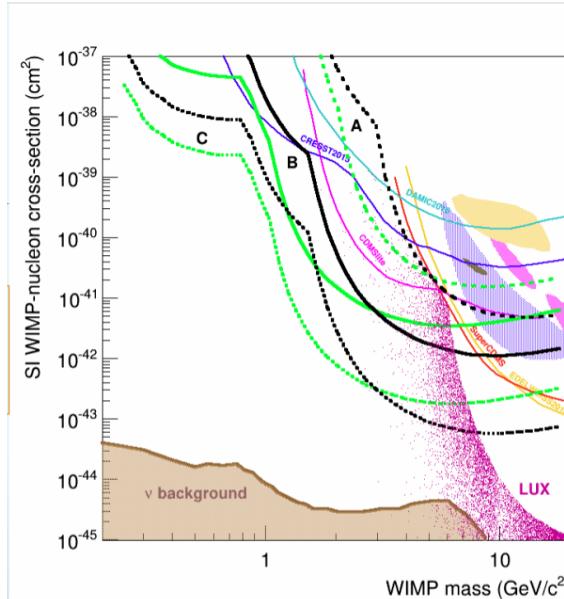


Figura 1: Sensibilidad proyectada (90% CL) por TREX-DM para diferentes asunciones de fondo, umbral y exposición, para Ar+1% iC₄H₁₀ (línea negra gruesa) y Ne+2% iC₄H₁₀ (línea verde). Se asume una exposición de 0.3 kg por año. Los contornos cerrados son CDMS II Si (*azul*), CoGeNT (*gris oscuro*), CRESST-II (*magenta*) y DAMA/LIBRA (*canela*). Las líneas de exclusión se proporcionadas por SuperCDMS (*rojo*), EDELWEISS (*naranja*), CDMSlite (*magenta*), CRESST-II 2015 (*azul*) y DAMIC (*cian*). En la parte inferior de color marrón se encuentra el límite de sensibilidad impuesto por el fondo de *scattering* de neutrinos solares (*ν background*) sobre la cual no se pueden diferenciar las señales.

Por otro lado, las teorías de extensión del modelo estándar prevén la existencia de partículas aún por descubrir, a las que se conoce como **WIMPs** (*Weakly Interacting Massive Particles*) y que se representan por el símbolo χ . Para poder detectar estas partículas es necesario medir la energía que depositan en los detectores mediante retroceso nuclear (*nuclear recoil*). Detectores de centelleo en cristales de NaI, como DAMA/LIBRA, detectaron una modulación anual de señal que podría ser consistente con el flujo de WIMPs de gran masa a través del movimiento de la Tierra alrededor del Sol. Sin embargo, la ausencia de resultados de otros experimentos, va poco a poco estrechando el cerco excluyendo zonas en el espacio masa - sección eficaz (fig 1). Experimentos basados en detectores de líquidos nobles, como LUX [5] o XENON100 [6], son los que hasta ahora han conseguido mayor restricción en la sección eficaz. Esto ha hecho que se centre la atención sobre los WIMPs de masa particularmente pequeña (por debajo de $m_\chi \sim 10$ GeV). Aquí un problema surge debido a que la energía depositada por un WIMP de baja masa se encuentra por debajo del umbral habitual de las técnicas de discriminación, es decir, se confunden con retrocesos electrónicos y, por consiguiente, se pierde sensibilidad. Por lo tanto, es necesario que los experimentos de detección de estas partículas de baja masa, posean una alta sensibilidad y un umbral de detección de energía suficientemente bajo. El detector TREX-DM tiene como objetivo precisamente la búsqueda de WIMPs de baja masa.

Este trabajo comenzará con el estudio de las características de TREX-DM. Seguidamente, se realizará también un estudio de aquellas fuentes de calibración que son susceptibles de mejorarla. El estudio se centrará en la viabilidad de una fuente gaseosa de ^{83m}Kr . Por otro lado, se darán los primeros pasos para poder implementar fuentes de calibración de neutrones. Todo ello para, más adelante, poder estudiar la señal sobre el nivel de fondo esperado por otras simulaciones. A continuación, se analizarán los datos obtenidos por las simulaciones. Finalmente se comentarán los resultados y las conclusiones halladas.

3 Detector TREX-DM

El detector **TREX-DM**¹, situado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (**LSC**), consiste en una cámara de proyección temporal o *time projection chamber* (**TPC**) equipada con estructuras de *Micromegas* (Micromesh Gaseous).

¹TPCs for Rare Events eXperiments - Dark Matter.

Una TPC es un detector de partículas que consiste en una cámara de ionización llena de gas sobre la que se establece una gran diferencia de potencial y por consiguiente un campo eléctrico. La interacción de la partícula a detectar con este gas produce electrones de ionización que a su vez producen avalanchas en el ánodo.

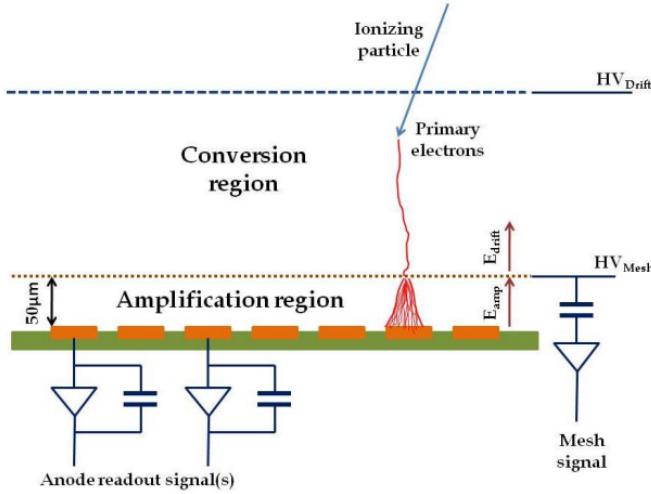


Figura 2: Esquema de la estructura Micromegas

La estructura de *Micromegas* consiste en una separación entre la región de deriva y la de amplificación por una malla (*mesh*) agujereada y separada del ánodo pixelizado, donde se produce la amplificación (figura 2). De esta manera se puede calcular la localización en el plano XY del evento a medir. En el caso de TREX-DM, las Micromegas empleadas utilizan la tecnología *microbulk*, que presenta las mejores prestaciones en cuanto a resolución en energía y umbral hasta la fecha [7]. La superficie activa de lectura de $24,8 \times 24,8 \text{ cm}^2$ está dividida en *pads* cuadrados de $575 \mu\text{m}$, con un paso de $960 \mu\text{m}$. Los *pads* se encuentran alternativamente interconectados siguiendo los ejes *X* e *Y* a 256 tiras (*strips*) por dirección. Otro aspecto importante de la TPC es que también puede registrar el tiempo de deriva de los electrones lo que permite una reconstrucción tridimensional de las trayectoria de la partícula.

El detector TREX-DM (fig 3) está compuesto por una vasija cilíndrica de cobre, de 0,5 m de diámetro, otros 0,5 m de longitud y de 6 cm de espesor. La vasija puede albergar 300 g de Ar a 10 bar de presión o 160 g de Ne, a los que se añade una pequeña cantidad de isobutano. El interior de la vasija está

dividido en dos volúmenes activos, separados por un cátodo central. Los dos ánodos se disponen en sendas bases de la TPC, los cuales están equipados con los planos de lectura Micromegas. Los electrones primarios generados en el volumen activo fluyen hacia la malla y producen avalancha en dicha capa. Se producen (y se detectan) señales eléctricas tanto en la malla como en el ánodo, las cuales son inducidas por el movimiento de las cargas en la región de amplificación en la que se produce la avalancha. Las señales detectadas en el ánodo proveen información topológica del evento, ya que éste se encuentra segmentado.



Figura 3: Fotografías del detector TREX-DM, durante su montaje en Zaragoza.

El punto clave de TREX-DM es que su construcción permite niveles extremadamente bajos de radiactividad intrínseca. Además, permite un umbral efectivo de detección por debajo de 1 keV. Esto es importante porque, como la interacción con la materia oscura se da por retroceso nuclear, las señales que se esperan son muy débiles y por tanto difíciles de detectar e identificar. Por otra parte, la flexibilidad para elegir el gas objetivo también permite mayor experimentación reduciendo así los errores sistemáticos. Todo ello sumado a una amplia información de eventos provista por el plano de lectura segmentado, hace que el experimento sea prometedor en la exploración de la frontera de las WIMPs de baja masa [8]. A fecha de la realización de este trabajo, el detector se encuentra instalado en el LSC y está ultimando la fase de puesta en marcha antes de comenzar las campañas de toma de datos.

3.1 Sistema de calibración

Para poder alcanzar alta sensibilidad esperada del detector, entre otras cosas, es necesario someterlo a calibraciones periódicas y chequeos regulares a través de fuentes radiactivas. De este modo, se aseguran períodos uniformes

de toma de datos. Para ello, dispone de dos puertos de calibración, equipados cada uno con una fuente radiactiva que se insertan en el centro de cada uno de los volúmenes activos para realizar la calibración. A la hora de la toma de datos, se retiran del volumen y se blindan para que no afecten a las medidas. Hasta ahora se viene utilizando fuentes de isótopo ^{109}Cd ya que su espectro de emisión² se encuentra en un rango de energía bastante idóneo para el tipo de experimento que se lleva a cabo. Sin embargo, este sistema de calibración tiene algunas limitaciones, ya que la muestra se encuentra muy localizada y, por tanto, también lo están las señales producidas por ésta. En la figura 4 se puede observar la no uniformidad de las señales producidas en una calibración con ^{109}Cd obtenida de [9]. Como el plano de lectura está dividido por tiras (*strips*) y es importante que todas estén calibradas correctamente, la no uniformidad hace que los tiempos de calibración sean más largos y es por ello por lo que el sistema debe ser mejorado o complementado con otro tipo de fuentes. El trabajo aquí detallado se centra en el estudio de la viabilidad del isótopo ^{83m}Kr como fuente alternativa de fotones y electrones, ya que al tratarse de un gas, se puede distribuir de manera uniforme por todo el volumen. Por otro lado, se pretende realizar un estudio preliminar sobre la viabilidad de implantar fuentes de neutrones, ya que éstos interactúan mediante retrocesos nucleares, como se espera que lo hagan los WIMPs. En concreto las fuentes estudiadas serán el ^{252}Cf y el $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ (α, n).

3.2 Simulaciones

Las simulaciones se realizan con **RESTsoft** (*Rare Event Searches with TPCs Software*), una potente herramienta de simulación desarrollada en el grupo de Física Nuclear y de Astropartículas de la Universidad de Zaragoza, basada en C++ y ROOT.

RESTsoft utiliza el entorno **ROOT** [10] para el análisis de datos. Provee de todas las funcionalidades necesarias para tratar con procesamiento de gran número de datos, análisis estadísticos, visualización y almacenamiento de datos. También permite la edición desde el interfaz gráfico. Las herramientas de simulación ofrecen los datos en el formato adecuado de este entorno para poder ser analizados posteriormente.

RESTsoft incluye también una aplicación restG4 basada en la herramienta informática GEANT4 [11]. Este paquete informático, desarrollado por una

² $E_\alpha = 22,1 \text{ keV}$ y $E_\beta = 24,9 \text{ keV}$.

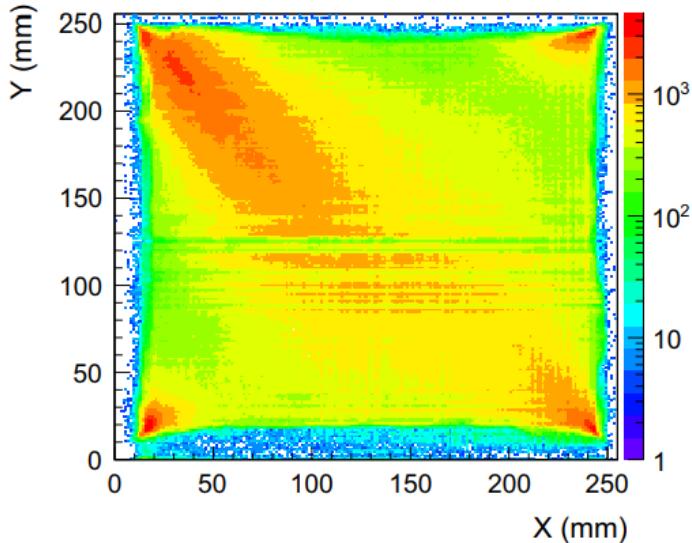


Figura 4: Ejemplo de una distribución de eventos de un plano de lectura Micromegas generados por las calibraciones de ^{109}Cd con la vasija llena de Ar+1% iC₄H₁₀ a 2 bar. Se observa una mayor distribución de eventos en la esquina superior derecha, ya que se encuentran más cerca de los puntos de calibración. Las señales en el resto de esquinas son debidas a que éstas se encuentran en contacto con la vasija y el número de interacciones aumenta.

colaboración en el CERN, ofrece un marco para desarrollar aplicaciones relacionadas con la física de partículas, permitiendo definir geometrías, materiales, partículas a estudiar y sus interacciones.

Con ayuda de este paquete se ha creado un modelo con toda la geometría del detector (fig 5) incluida en un archivo en formato **GDM**L (*Geometry Description Markup Language*) [12]. El modelo incluye las dimensiones y el tipo de los materiales que lo conforman, el gas de su interior y sus propiedades físicas. La simulación tiene en cuenta también todos los procesos físicos involucrados en el tránsito de los fotones gamma o de partículas a través de la materia. En segundo lugar también se simulan los procesos que ocurren en el interior de la TPC, como la generación de electrones, efectos de difusión, la amplificación de carga en las Micromegas o la generación de señales en la zona de detección.

El resultado de estas simulaciones es un TRestG4Event: depósitos de energías en el volumen sensible y posiciones. Los datos de TRestG4Event se almacenan

cenan en el formato Tree de ROOT. La aplicación restManager de RESTSoft permite pasar de un TRestG4Event a un TRestHitEvent que tiene en cuenta la física del detector. Los datos resultantes, una vez convertidos a TRestTHitEvent, tienen el mismo formato que el sistema de adquisición de datos (DAQ) del detector, de manera que puedan ser tratados del mismo modo los datos reales y los simulados.

El siguiente paso que permite realizar restManager es el paso a TRestTrackEvent donde se agrupan los TRestHitsEvents en trazas; posteriormente restPlots permite realizar gráficos e imponer condiciones a los datos: en nuestro caso eventos en la región de interés, con una única traza y una distancia de 2 cm a las paredes de la vasija.

Todas las aplicaciones de RESTSoft utilizan archivos de configuración en XML para introducir la información necesaria que permita realizar los procesos deseados. Finalmente, se han utilizado varios scripts de ROOT para realizar los gráficos de los espectros finales y obtener los valores deseados en términos de cuentas, dadas condiciones iniciales.

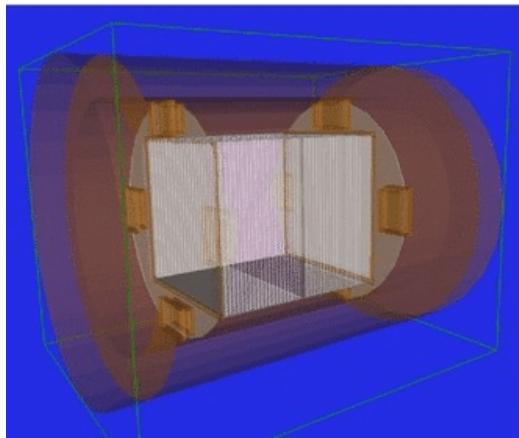


Figura 5: Vista de la geometría GDML de TREX-DM. La vasija de cobre posee una base circular con cuatro cajas blindadas y los dos volúmenes activos.

4 Calibración mediante ^{83m}Kr

4.1 Introducción

El ^{83m}Kr es un isótopo metaestable muy útil para la calibración de detectores y ha sido utilizado en numerosos experimentos. Fue usado para calibrar

los calorímetros hadrónicos de los experimentos ALEPH [13] y DELPHI [14] en el CERN. Y más cercano al caso que nos ocupa, en la TPC del experimento NA94 y en la STAR TPC [15] y, más recientemente, en el ámbito de la materia oscura, en el detectores de Xenon líquido: experimentos como XENON100 [6] o LUX [5]. La importancia de este isótopo está en que produce depósitos de energía en el rango de $9 \sim 43$ keV. Otra ventaja que posee es que, al tratarse de un gas, éste se distribuye uniformemente por toda el volumen permitiendo que la detección se haga también de manera uniforme, mejorando así el sistema de calibración.

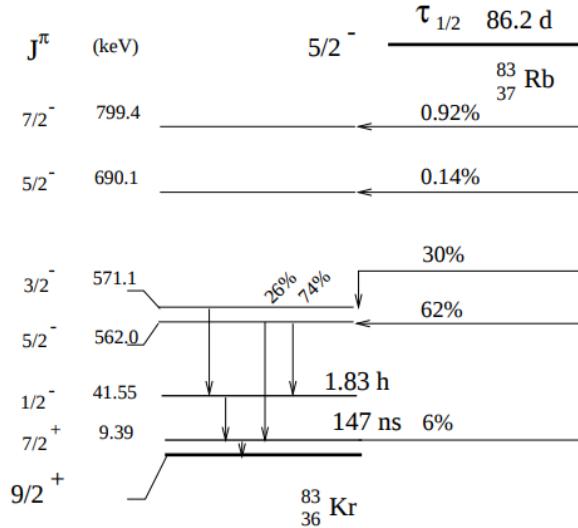
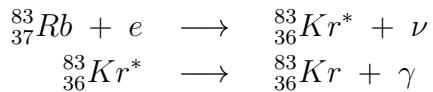


Figura 6: Esquema de la desintegración de ^{83}Rb en ^{83}Kr .

El ^{83m}Kr se produce en la desintegración de ^{83}Rb por captura electrónica cuyo Q-valor es de 1,071 MeV con un periodo de semidesintegración de 86,2 días.



El núcleo padre ^{83}Rb se obtiene de la reacción $^{81}\text{Br}(\alpha, 2n)$, siendo el ^{81}Br un isótopo con un 49 % de abundancia relativa. Sin embargo, el estado fundamental ^{83}Kr ($J^\pi = \frac{9}{2}^-$) no aparece directamente en la desintegración,

sino que ocurre de forma indirecta transitando por niveles intermedios (ver figura 6). El 92% de las veces, decae a un estado isómero $\frac{1}{2}^-$ gaseoso con una energía de 41,6 keV y $T_{1/2}$ de 1,83 h. Los estados intermedios permanecen en estado sólido por lo que su emisión no afecta a la medición. De este estado $\frac{1}{2}^-$ decae entonces a un nivel intermedio $\frac{7}{2}^+$ de 9,4 keV que finalmente decae al estado fundamental $\frac{9}{2}^+$ con un $T_{1/2}$ de 147 ns. Una ventaja de que este último tenga tan corta vida es que no deja residuo gaseoso radioactivo.

En cuanto a los detalles técnicos, tomaremos como referencia su uso para calibrar una cámara de xenón líquido [16]. Se infunde el ^{83}Rb en 2 g de ceolita situada en la base de una unión en forma de cruz. Los brazos laterales de la cruz permiten que el gas fluya a través de la cámara y unos filtros impiden que la ceolita entre en el sistema. Se introduce una muestra de 25,9 kBq de ^{83}Rb y se calienta a 80°C durante varios días. Durante este tiempo se puede monitorizar la cantidad de ^{83}Rb utilizando un detector cilíndrico de 5 cm de NaI, usando la emisión gamma los estados intermedios de \sim 500 keV (ver figura 6). Así pues, el gas de ^{83m}Kr se va introduciendo en el sistema gracias al flujo de gas y adquiere una actividad en equilibrio de 16 kBq. Este último valor será el que utilicemos para estimar los tiempos de exposición basados en las simulaciones.

4.2 Espectro

Las dos últimas transiciones son las interesantes, puesto que, la combinación de ambas produce un rico espectro en el rango de energías deseado.

4.2.1 Primera transición 41,6 keV \longrightarrow 9,4 keV

La transición del nivel de 41,6 keV al de 9,4 keV, produce, claro está, una liberación de energía de 32,2 keV que la mayor parte de las veces produce un electrón de conversión interna (IC) en lugar de emisión gamma con un ratio $\left(\frac{e}{\gamma}\right) = 1972$. Así que la gran parte son electrones expulsados por IC y en torno al 76,8% proceden de las capas más externas. Al tener éstos energías de ionización bajas, son expulsados con casi toda la energía de 32,3 keV. Además los huecos creados en estas capas no producen fluorescencia apreciable (~ 1 keV).

Sin embargo, el 23,2% restante de los electrones que son expulsados por IC, pertenecen a la capa interna K, con una energía de ligadura de 14,32 keV.

Así, por tanto, los electrones de la capa K son expulsados con 17,8 keV. Al volver a ser ocupado el hueco vacante por un electrón de una capa superior, se produce fluorescencia de rayos X. Cuando se da esta situación, el 35,4% de las veces estos fotones expulsan electrones (emisión Auger) que, junto con el electrón K previamente expulsado por IC suman la energía total de 32,2 keV. Por tanto la combinación de los electrones IC de capas externas (78,6%) con los electrones Auger (35,4% del 23,2%) hace que un **85%** de las veces se detecte un depósito de energía de **32,2 keV**.

En el **15%** restante, se producen fotones de fluorescencia $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$ y $K_{\beta 2}$ con valores 12,65 keV, 12,598 keV, 14,11 keV y 14,32 keV respectivamente. Por lo que el resto de la energía es absorbida por un electrón. El ratio de detección queda resumido en la tabla 1.

Transición 41,6 keV - 9,39 keV		
Prob. (%)	Energía del electrón (keV)	Energía fotón (keV)
85,04	32,16	-
4,35	19,56	12,60
8,4	19,51	12,65
2,04	18,05	14,11
0,16	17,84	14,32

Tabla 1: Probabilidad de emisión y energía del fotón de fluorescencia y del electrón Auger de la primera transición.

4.2.2 Segunda transición 9,4 keV → Estado fundamental

La primera transición mencionada en los párrafos precedentes, se produce con una $T_{1/2}$ de 1,83 h. Sin embargo, la $T_{1/2}$ de la siguiente transición de 9,4 keV al nivel fundamental es de tan sólo 147 ns. Por lo tanto los electrones producidos en sendas transiciones serán detectados prácticamente de manera simultánea por lo que sus energías se detectarán como la suma.

Esta transición es más sencilla puesto que la energía liberada de 9,4 keV no es suficiente para producir electrones de IC de la capa K. Por lo que los electrones producidos de capas superiores, son emitidos con una energía total de 9,4 keV, ya que, como en el caso anterior, las vacantes en estas capas no producen fluorescencia. Pero, esta transición produce menos proporción de electrones, siendo la ratio $\left(\frac{e}{\gamma}\right) = 19,5$. Por tanto, combinando ambas

probabilidades, se obtiene que el **95%** se producen electrones de **9,4 keV**, mientras que el **5%** restante se produce emisión gamma. En la tabla 2 se expone el resultado anterior.

Transición 9,39 keV - Estado fundamental		
Probabilidad (%)	Energía electrón (keV)	Energía fotón (keV)
95,12	9,39	-
4,88	-	9,39

Tabla 2: Probabilidad de emisión y energía del fotón de fluorescencia y del electrón Auger de la segunda transición.

4.2.3 Picos característicos

El espectro del ^{83}Kr ofrece los diferentes picos de energía característicos que aparecerán en las simulaciones y cuyo origen es explicado a continuación:

- Un fuerte pico en **41,6 keV**. La gran altura del pico es debida a la poca probabilidad de emisión de fluorescencia en la primera transición y de emisión gamma en la segunda. Por tanto la energía detectada es la suma de los electrones de 32,2 keV de la primera transición (IC o Auger) más el de 9,4 keV de la segunda. Esto es así ya que, como se mencionó, ambas transiciones ocurren casi simultáneamente.
- También existe una pequeña probabilidad ($\sim 3\%$) de emisión de un fotón de fluorescencia tipo L que posee una energía de en torno a los 1,6 keV. Cuando un fotón de este tipo es emitido la energía detectada ronda los **40 keV**.
- Otro más pequeño que el primero en **32,2 keV** aparece debido a la posible emisión gamma de la segunda transición. Por lo que sólo deja rastro el electrón de IC expulsado en la primera transición.
- Las siguientes señales se encuentran en los **28,9 keV** y en **27,4 keV** que se corresponden con la emisión (pero no la detección) de un fotón de fluorescencia de 12,6 keV y 14,1 keV en la primera transición. El resultado es la suma de los electrones que en total han adquirido la energía restante.
- Cuando consiguen escapar tanto un fotón de fluorescencia (K_{α} o K_{β}) como el gamma de la segunda transición, la energía disponible para los electrones es de alrededor de **19,5 keV** o **18 keV**, con su correspondiente pico en tal posición.

- Puede ocurrir sin embargo que los fotones emitidos provoquen una avalancha en el gas por lo que también podríamos encontrar sendos picos en **12,6 keV** y **14,1 keV** debido a los fotones de fluorescencia de la primera transición.
- Por último, el pico en **9,4 keV** es debido tanto a los electrones como a los fotones gamma involucrados en la segunda transición.

La diversidad del espectro asegura que en la calibración pueda comprobarse la linealidad en todo el rango de energías. Puede ocurrir que aparezcan diferentes picos debido a múltiples causas que pueden depender de factores como el gas utilizado para la detección, o incluso de los materiales del propio detector. Veremos más adelante cómo identificarlos.

4.3 Resultados de las simulaciones

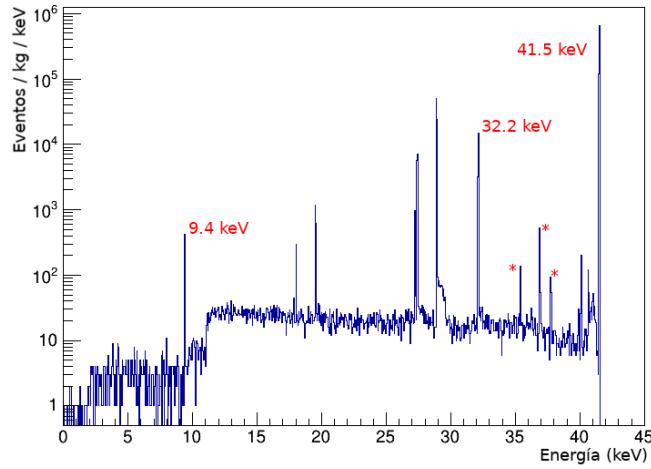
En primer lugar se realiza la simulación en la que el programa genera un archivo tipo ROOT, el cual posee toda la información sobre cada evento, como la energía depositada, posición, etc.

Seguidamente se analizan los archivos con el script restManager que a su vez crea otro archivo en el que se detalla la información estadística del conjunto. Finalmente restPlots permite representar los histogramas y realiza los cálculos.

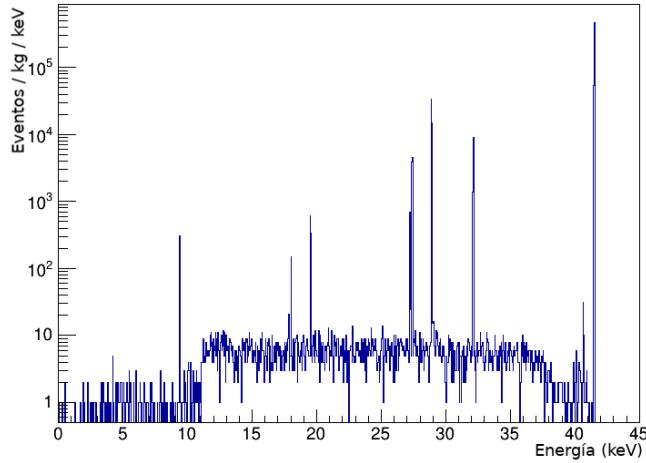
A continuación se exponen los resultados de las simulaciones lanzadas para los distintos gases utilizados para la detección: Neón y Argón.

4.3.1 Neón

El espectro que ofrece la simulación, utilizando como detector gas Neón con un 2% de isobutano ($\text{Ne}+2\%\text{C}_4\text{H}_{10}$), se muestra en la figura 7a. El programa realizó un millón de sucesos simulando desintegraciones de ^{83m}Kr y calculando la energía depositada en el gas del interior de la cámara. En la figura 7a se pueden apreciar los picos que se esperaba obtener. Sin embargo, como adelantábamos, aparecen nuevas señales inesperadas.



(a)



(b)

Figura 7: (a) Histograma de la simulación realizada con 10^6 desintegraciones de ^{83m}Kr en la cámara llena de 160 g de gas Neón ($\text{Ne}+2\%\text{iC}_4\text{H}_{10}$). Se encuentran señalados los valores de energía de los picos más característicos de ^{83m}Kr . En (b) se muestra la misma simulación pero únicamente los eventos que sólo han producido una traza y dentro del volumen fiducial. Marcados con asterisco rojo en (a) los picos producidos por 2 o más trazas puesto que son los que no aparecen en (b).

Para dilucidar la naturaleza de estas señales, se filtran los eventos según el número de trazas que se componen cada uno. En el rango de energías de

interés, se espera que las interacciones sean puntuales, por ello nos interesan los eventos de sólo una traza. El espectro obtenido al representar los eventos que sólo tienen una traza se muestra en la figura 7b. Se puede comprobar que estos picos desaparecen indicando así que se trataba de eventos con más de una trayectoria. Ello hace suponer que hay otro factor influyendo en la señal. En este caso la energía coincide con la de los picos de 27,4 y 28,9 keV pero con una adición de 8 keV que se corresponde con una posible emisión gamma del cobre[19] que recubre el detector. Las energías resultantes por tanto son de **35,5 keV** y **36,9 keV**. El tercer pico en **37,8 keV** puede hallarse si sumamos los 9 keV a la energía de un electrón del Cu que pueda ser arrancado.

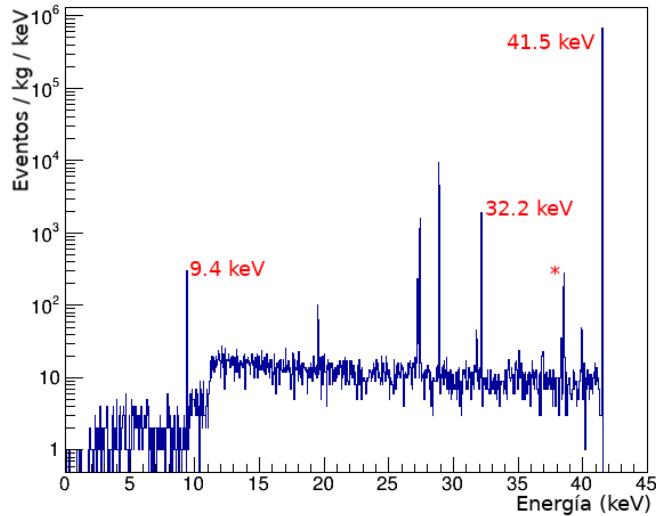


Figura 8: Histograma de la simulación realizada con 10^6 desintegraciones de ^{83}Kr de la cámara llena de 300 g de gas **Argón** ($\text{Ar}+1\%\text{iC}_4\text{H}_{10}$). Se encuentran señalados los valores de energía de los picos más característicos de ^{83}Kr . Marcado con asterisco rojo el pico producido a causa de la fluorescencia del Argón.

4.3.2 Argón

Un proceso similar se realiza simulando la cámara llena de 300 g de Argón con un 1% de isobutano ($\text{Ar}+1\%\text{iC}_4\text{H}_{10}$). El espectro producido por la simulación se muestra en la figura 8.

Como es de esperar, aparecen los picos característicos del ^{83m}Kr . Sin embargo, aparece una señal de **38,4 keV**, que se produce al escapar un fotón de fluorescencia del Argón de 2,9 keV [19]. En este caso, al realizar el análisis

y considerar sólo los eventos detectados en el volumen fiducial y que sólo producen una traza, el espectro resultante tiene la misma apariencia.

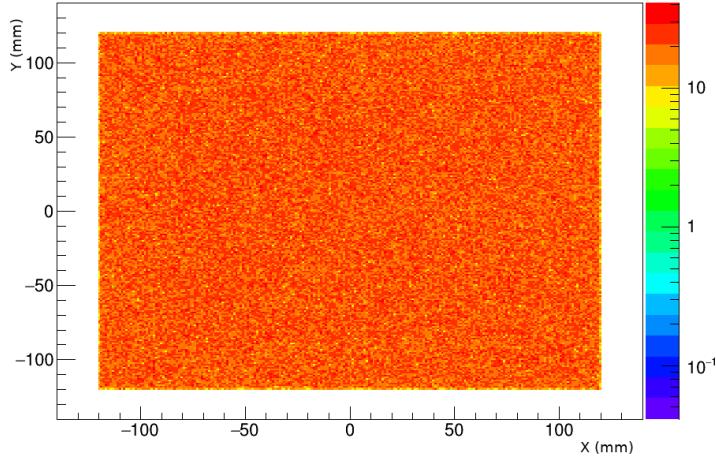
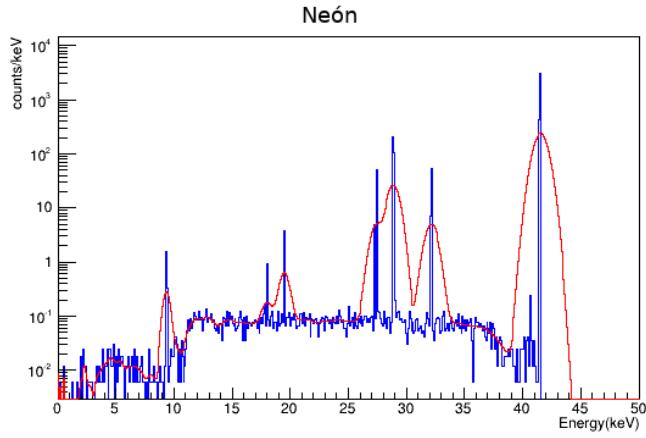


Figura 9: Distribución espacial en el plano de lectura (XY) de los eventos registrados durante la simulación de ^{83m}Kr con Argón. Se puede apreciar claramente la uniformidad espacial de los eventos.

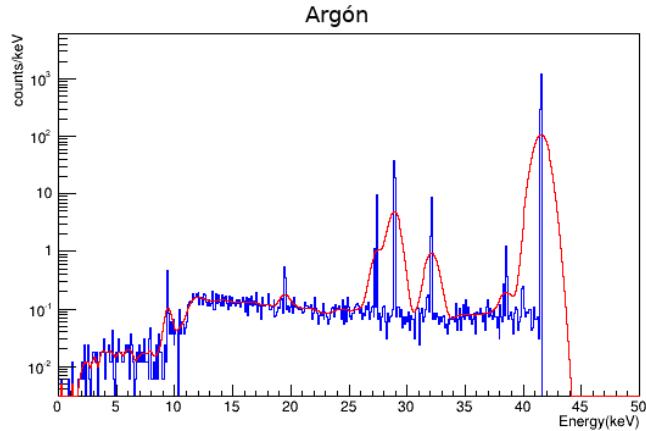
4.3.3 Comentarios

Uno de los problemas que presentaba el actual sistema de calibración era causado por la no uniformidad de las señales provocada por la muestra sólida muy localizada. Podemos ver que la distribución de eventos en la simulación de la muestra gaseosa es bastante uniforme tanto en volumen, como en su proyección en el plano de lectura (figura 9). La uniformidad de los eventos a lo largo del volumen de conversión proporciona información importante sobre las características del detector (uniformidad de campo eléctrico, difusión, etc.).

En los espectros recogidos de la simulación se puede apreciar la ventaja que puede suponer la existencia de varios picos. Sin embargo en los datos reales, la resolución en energía del plano de lectura introducirá una anchura apreciable en los picos que puede llegar a enmascararlos. En la figura 10 se incluye una resolución de 12% FWHM, que es el valor obtenido en calibraciones anteriores para el pico de 5,9 keV del ^{55}Fe . Comparando ambas figuras (10a y 10b) se puede ver que para el Argón será complicado utilizar el pico de 9 keV e incluso el de 19 keV, que resultan muy interesantes a baja energía. En el caso del Neon, sin embargo, estos picos se resuelven bastante bien.



(a)



(b)

Figura 10: Simulación del efecto de una resolución del 16 % de anchura a media altura sobre el espectro en Neón (a) y en Argón (b).

La simulación tuvo en cuenta una exposición de 10 min a una actividad de 1 Bq y obtuvo unos resultados de $(0,028 \pm 0,001)$ eventos/keV para 160 g neón y $(0,01986 \pm 0,0019)$ eventos/keV para 300 g de argón. Entonces si las dimensiones de ambos planos de lectura son de $20,6 \times 20,6 \text{ cm}^2$, con un área por tanto de $425,2 \text{ cm}^2 \times 2 \text{ planos}^3$ y asumiendo el uso de una muestra con una actividad de 16 kBq como la utilizada en [16], resulta que para tener en promedio una señal en cada cm^2 es necesario un tiempo de calibración de **18,98 min** para el neón y de **26,76 min** para el argón. Esto

³Las dimensiones reales de cada uno de los planos son de $24,6 \times 24,6 \text{ cm}^2$ pero para tener en cuenta sólo el volumen fiducial se omiten los efectos a 2 cm de los bordes.

indica que una calibración con mayor estadística requeriría unos tiempos de varias horas o incluso días. Con unos tiempos tan largos, sería necesario adoptar unos intervalos entre calibraciones de meses así que la actividad de la muestra de ^{83}Rb sería menor cada vez teniendo que adquirir una nueva cada vez. También habría que tener en cuenta que la mayor parte de las señales corresponden al pico de 41,5 keV y que, para tener sensibilidad a otras energías, por debajo de los 20 keV, los tiempos de medida se verían muy incrementados. El cómputo final debería incluir los picos de interés.

5 Calibración mediante neutrones

5.1 Introducción

Para el caso específico de que la interacción se produzca por retrocesos nucleares (como en el caso de los neutrones) en este script se ha tenido en cuenta el denominado *factor de quenching* que viene dado por

$$Q(E_R) = \frac{g(E_R)}{1 + g(E_R)} \quad (5.1)$$

donde E_R es la energía del evento expresada en keVee⁴ y $g(E_R)$ es una función parametrizada por el número atómico (Z) y el número másico (A).

Como ya se ha comentado, la ventaja de las fuentes de calibración de fotones y electrones se encuentra en que las energías de éstos son bien conocidas y se pueden identificar de forma relativamente sencilla, debido a la alta probabilidad de que un fotón deposite toda su energía en el detector produciéndose un pico en el espectro. Seguidamente, basta con asignar al canal donde se produce el depósito a la energía correspondiente.

Sin embargo, como la materia oscura no sufre interacción electromagnética, se espera que interaccione débilmente⁵ con los núcleos del gas detector provocando un retroceso (*nuclear recoil*) en éstos. Dicha interacción se puede interpretar como una colisión inelástica en la que la partícula deposita parte de su energía cinética sobre el núcleo impactado. Por consiguiente, el núcleo retrocede provocando ionizaciones en el resto de átomos del gas que encuentra a lo largo de su trayectoria. Como la energía depositada en este caso es menor que la depositada por partículas cargadas con la misma energía se debe

⁴Electron equivalent energy.

⁵Mediante interacción nuclear débil.

introducir un factor de proporcionalidad denominado *factor de quenching* (ecuación 5.1). El modelo en la simulación de detección de neutrones debe tener en cuenta este factor, por lo que las unidades de energía se dan en keVee. El espectro producido por los neutrones es por tanto continuo, ya que dependen del ángulo de colisión y por tanto no se observan picos. Lo interesante en este caso es el número de sucesos que ocurren en un tiempo determinado y la información topológica de estos eventos.

5.2 Fuentes de neutrones

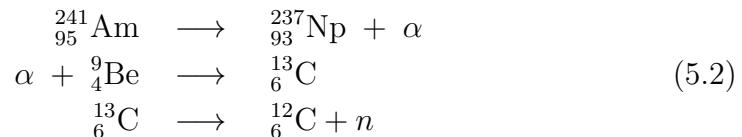
A continuación se estudiará la posibilidad de implementar fuentes de neutrones para la calibración. Se debe comentar que un problema que presentan estas fuentes es que además de neutrones, emiten fotones gamma o partículas alfa de alta energía que no están implementadas en la simulación. Esto puede convertirse en un problema ya que afectarán a la medición por parte del detector.

Por ser las más utilizadas por otros experimentos y por su facilidad de adquisición, se simularán fuentes de neutrones de ^{241}Am - ^9Be (α, n) y de ^{252}Cf .

5.2.1 Americio-Berilio (AmBe)

El primer tipo de fuente utilizado se denomina (α, n). A este tipo de fuentes se las conoce como *fuentes compuestas*, ya que hacen uso de dos isótopos distintos. Consiste en la utilización de un núcleo inestable que produce radiación alfa que será capturada posteriormente por un núcleo ligero. Este último adquiere la energía suficiente para transmutar a otro isótopo inestable que producirá la expulsión de neutrones. En este caso simularemos la fuente compuesta por Americio-241 y Berilio-9 (AmBe).

El isótopo de ^{241}Am , con una semivida de 433 años, se desintegra emitiendo el 100% de las veces una partícula α con energía media de 5,48 MeV. Esta partícula α tiene la energía suficiente para, al interactuar con un núcleo de Berilio-9, producir la transmutación a Carbono-13 en un estado excitado. La consiguiente desexcitación del núcleo puede provocar entonces la emisión de un neutrón.



Algunos problemas pueden aparecer en la desintegración del ^{241}Am , por la posible (35,9%) emisión gamma de un fotón de 59,5 keV. Por otro lado, en el último proceso, puede ocurrir que se alcance un estado excitado del núcleo de carbono $^{12}\text{C}^*$, con la consecuente emisión de gammas de alta energía (la más común de 4,43 MeV).

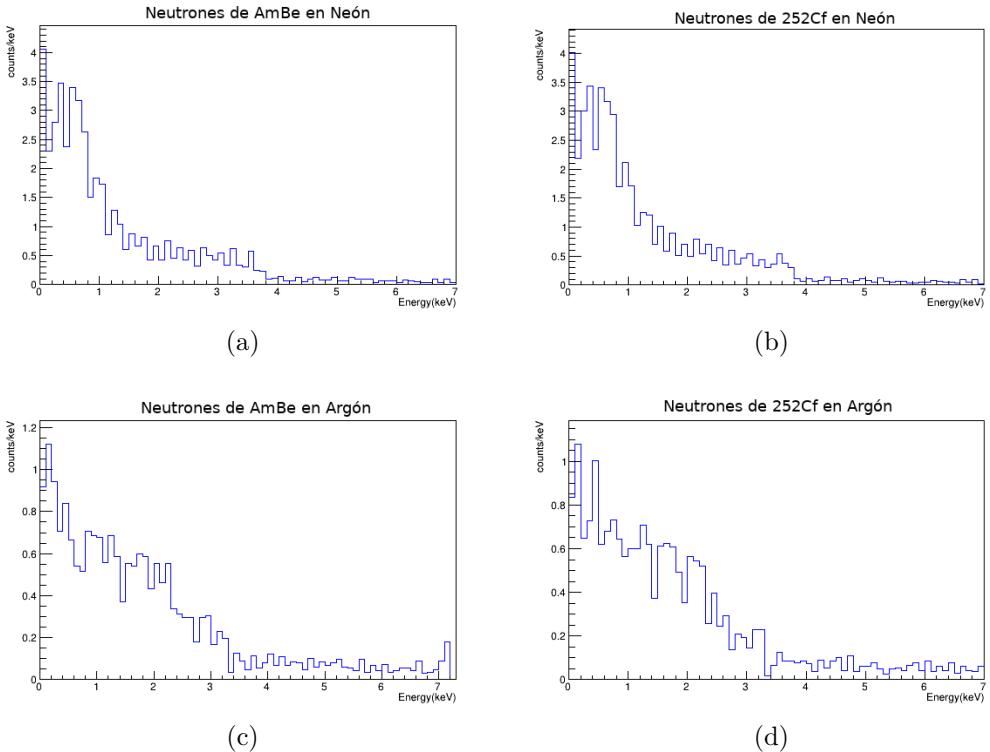
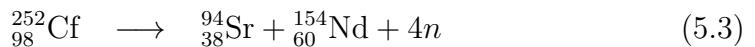


Figura 11: Espectros de neutrones, para un tiempo de exposición de 10 min a una actividad de 1 Bq por keV. Se observa la caída exponencial característica hasta 4 keV en Neón y hasta 3,5 keV en Argón. Mas allá de esos valores aparece una distribución uniforme. Neón: fuente de AmBe (a) y de ^{252}Cf (b). Argón: fuente de AmBe (c) y de ^{252}Cf (d).

5.2.2 Californio-252 (^{252}Cf)

El isótopo más utilizado como fuente de neutrones es el Californio-252. Este isótopo de $T_{1/2} = 2,6$ años[19], se desintegra un 3,1% de las veces por *fisión espontánea*, produciéndose 4 neutrones por cada desintegración [19].



Ahora bien, el ^{252}Cf emite partículas α de $E_\alpha \sim 6$ MeV la mayoría de las veces (96,9%). Estas partículas interaccionarían fácilmente en el detector y enmascararían las señales de los retrocesos nucleares provocados por los neutrones. Esta posibilidad no se tendrá en cuenta en la simulación.

Durante la fisión, se produce emisión gamma que puede afectar a la medición. Las mediciones realizadas en [17] muestran que el campo de emisión gamma es de $(8,3 \pm 0,08)$ fotones por fisión portando una energía total de $(6,64 \pm 0,08)$ MeV. Estos resultados serán los que se tendrán en cuenta a la hora de simular la emisión gamma.

5.3 Resultados de las simulaciones

5.3.1 Tasa de emisión de neutrones

Del mismo modo que con ^{83m}Kr , la simulación realiza lanzamientos de neutrones sobre el volumen activo y registra la energía depositada en éste. Después de someter los datos al correspondiente análisis, eliminando los eventos que producen más de una traza y también los producidos a 2 cm de los bordes, los espectros continuos que resultan de la simulación se representan en la figura 11. Las distribuciones tienen en cuenta la masa de cada gas, un tiempo de exposición de 1kg de gas, durante 10 min a una actividad de 1 Bq para cada fuente.

Neutrones detectados en el rango 0 - 10 keV		
Gas	Fuente de Neutrones	Eventos/keV
Neón	AmBe	0,491 (5)
	^{252}Cf	2,008 (20)
Argón	AmBe	0,0280 (4)
	^{252}Cf	0,1088 (16)

Tabla 3: Cálculo de número de neutrones detectados en la simulación para ambos gases detectores y fuentes. El tiempo de exposición en la simulación es de 10 minutos a una actividad de 1Bq. La cantidad de cada gas se tiene en cuenta en la simulación: 160 g de Neón y 300 g para el caso del Argón.

Para obtener señal por cm^2 , de nuevo con ayuda de ROOT, se puede calcular el número de eventos de cada espectro en el rango que interese, que, en el caso que nos ocupa, es de 0 a 10 keV. Los resultados obtenidos se encuentran en la tabla 3. Estos datos ya tienen en cuenta la masa de cada gas y se refieren a 10 min de exposición a una fuente de 1 Bq. Además en el

caso del ^{252}Cf , se ha multiplicado por un factor 4 puesto que es el número de neutrones que se emiten en cada fisión y la simulación sólo cuenta un neutrón por cada desintegración.

Las fuentes de neutrones que se utilizan en el Laboratorio de Patrones Neutrónicos (LMRI-3) en el CIEMAT [18] ofrecen⁶ una actividad de 185 Gbq para el AmBe dando lugar a una tasa de emisión de $1,11 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ y de 5 GBq para el ^{252}Cf ofreciendo una tasa de emisión de $3,63 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Así que tomando estos valores como referencia se podría asegurar una detección de suficientes eventos con tan sólo unos segundos de exposición.

5.3.2 Tasa de emisión gamma

La emisión gamma producida durante la creación de neutrones, puede resultar problemática, pues pueden dar lugar a señales no deseadas. Por ello es necesario simularlo también teniendo en cuenta los datos obtenidos en [17] y se expondrán los resultados a continuación.

En la figura 12 se muestran los espectros simulados de la radiación gamma de cada fuente. Los tiempos de exposición y la actividad son los mismos que los utilizados para los neutrones para poder compararlos.

Los datos sobre los eventos registrados de la radiación gamma se encuentran en la tabla 4. En esta ocasión se realizó la cuenta en el rango de energías de 0 a 10 keV.

Fotones detectados en el rango 0 - 10 keV		
Gas	Fuente de Neutrones	eventos/keV
Neón	AmBe	0,0031 (4)
	^{252}Cf	0,0086 (7)
Argón	AmBe	0,0056 (6)
	^{252}Cf	0,0137 (9)

Tabla 4: Cálculo de número de fotones detectados en la simulación para ambos gases detectores y fuentes. El tiempo de exposición en la simulación es de 10 minutos a una actividad de 1Bq. La cantidad de cada gas se tiene en cuenta en la simulación: 0.16 kg de Neón y 0.3 kg para el caso del Argón.

⁶A la fecha de 4-12-2012.

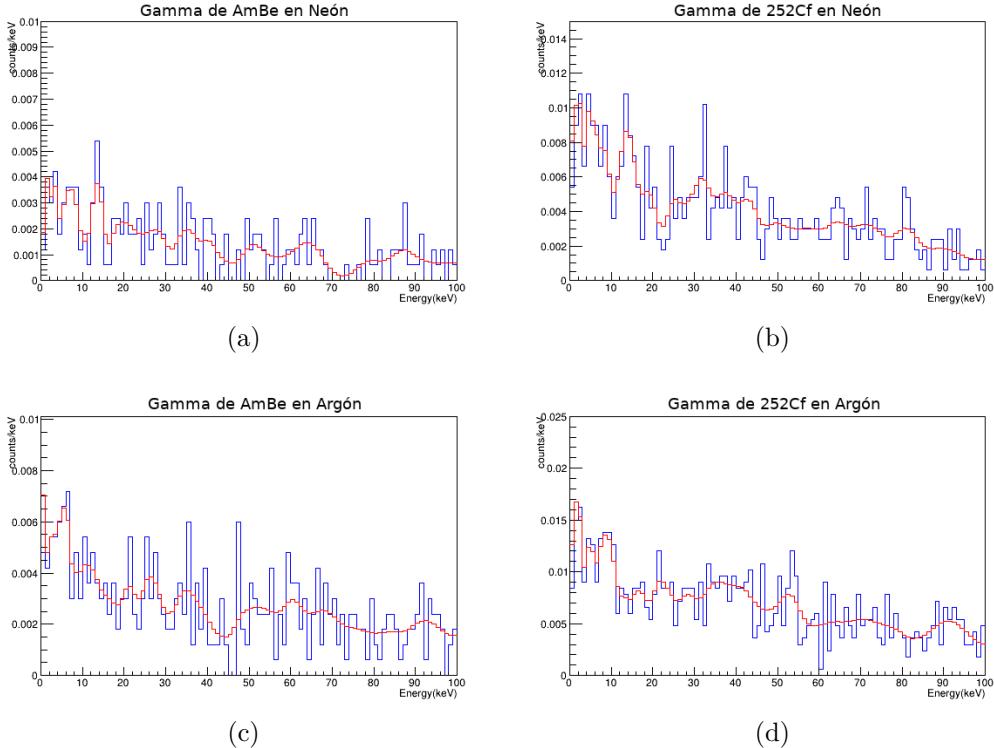


Figura 12: Fotones gamma simulados, para un tiempo de exposición de 10 min a una actividad de 1 Bq por kg de gas. La línea roja representa la aplicación de una resolución del 12%. Neón: fuente de AmBe (a) y de ^{252}Cf (b). Argón: fuente de AmBe (c) y de ^{252}Cf (d).

Comparando el campo de emisión gamma con el de neutrones, se observa una diferencia en ordenes de magnitud por lo que es de suponer que no serán un gran problema a la hora de calibrar.

6 Conclusiones

En este trabajo se han realizado varias simulaciones sobre el comportamiento del detector TREX-DM a la exposición de una muestra gaseosa radiactiva de ^{83m}Kr . Para la comprensión de los resultados ha sido necesario un estudio de su espectro de emisión así como los posibles efectos que puedan producirse en (o por) los materiales utilizados en el detector, tales como la carcasa de cobre o del gas detector.

Las simulaciones ponen de manifiesto que el espectro esperado puede ser de utilidad debido a la variedad de picos producidos de energías conocidas.

Además de todo ello, otra ventaja esperada de la utilización de ^{83m}Kr es su capacidad para producir señales de manera mucho más uniforme en todo el volumen debido a su naturaleza gaseosa. Las simulaciones realizadas corroboran que esta ventaja pueda darse. Aunque los tiempos de calibración resultan muy largos, sobre todo si se quieren observar picos por debajo de 20 keV y más aún en Argon.

También se ha realizado un estudio de dos de las fuentes de neutrones más utilizadas (AmBe y Cf252) en el que se ha comprobado que, efectivamente, el número de interacciones en la región de interés es apreciable y que la emisión gamma que acompaña no resulta sustancialmente significativa.

Referencias

- [1] VAN DOKKUM, P. *et al. A galaxy lacking dark matter.* Nature J. (2018)
- [2] R. D. PECCEI AND H. R. QUINN, "CP Conservation In The Presence Of Pseudoparticles" Phys. Rev. Lett. 38, 1440 (1977)
- [3] CAST COLLABORATION *New CAST limit on the axion-photon interaction.* Nature Physics volume 13, pages 584–590 (2017) <http://dx.doi.org/10.1038/nphys4109>
- [4] COLLABORATION *IAXO - The International Axion Observatory* arXiv:1302.3273 [physics.ins-det] (2012)
- [5] D. S. AKERIB *et al. (LUX Collaboration) Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure* Phys. Rev. Lett. 118, 021303 (2017)
- [6] (XENON COLLABORATION) *XENON100 dark matter results from a combination of 477 live days.* Phys. Rev. D 94, 122001 (2016)
- [7] Y. GIOMATARIS, P. REBOURGEARD, J. ROBERT AND G. CHARPAK *Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 376, 1 (1996), 29 – 35.

- [8] TREX-DM Experiment Proposal to the LSC SC (2016)
- [9] F J IGUAZ *et al.*, 2016 J. Phys.: Conf. Ser. 718 042026 TREX-DM: a low-background Micromegas-based TPC for low-mass WIMP detection
- [10] <https://root.cern.ch/root/>
- [11] <https://geant4.web.cern.ch/>
- [12] <https://gdml.web.cern.ch/GDML>
- [13] D. DECAMP *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A294 (1990) 121.
- [14] A. DEMIN *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci (1995) 491
- [15] B. LASIUK & C. A. WHITTEN, *Use of Krypton-83 as a Calibration Source for the STAR TPC* (1998)
- [16] L. W. KASTENS, S. B. CAHN, A. MANZUR, AND D. N. MCKINSEY *Calibration of a Liquid Xenon Detector with 83mKr* (2009)
- [17] R. BILLNERT F., J. HAMBSCH, A. OBERSTEDT AND S. OBERSTEDT *New prompt spectral gamma ray data from the reaction 252Cf (sf) and its implication on present evaluated nuclear data files.* Physical Review C 87, 024601 (2013) DOI: 10.1103/PhysRevC.87.024601
- [18] <http://www.ciemat.es/sweb/SEPA/Instalaciones/Html/Pdf/111.pdf>
- [19] S.Y.F. CHU, L. E., AND FIRESTONE, R. *The lund/lbnl nuclear data search:* <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
- [20] SYED NAEEM AHMED, *Physics and Engineering of Radiation Detection*, Caps 1 - 9.