



**Universidad**  
Zaragoza

TRABAJO DE FIN DE MÁSTER  
MÁSTER EN FÍSICA Y TECNOLOGÍAS FÍSICAS

---

## **Calibración con neutrones del experimento ANAIS-112**

---

Autora:  
Marta Pellicer Navarro

Directoras:  
María Lucía Martínez Pérez  
María Luisa Sarsa Sarsa

Departamento de Física Teórica  
Facultad de Ciencias  
Universidad de Zaragoza  
Curso 2020/2021



*De nuevo, gracias*

## Resumen

ANAlS-112 es un experimento de detección directa de Materia Oscura localizado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) con 112,5 kg de NaI(Tl) en fase de toma de datos. El objetivo de ANAlS-112 es confirmar o refutar el controvertido resultado del experimento DAMA/LIBRA: la observación con alto significado estadístico de una modulación en su ritmo de detección compatible con la esperada para las denominadas genéricamente WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) del halo galáctico.

Los WIMPs interaccionarían elásticamente con los núcleos del detector produciendo retrocesos nucleares de muy baja energía e indistinguibles de los que produciría un neutrón. Por lo tanto, para caracterizar las señales que produciría un WIMP, es necesario calibrar los experimentos de detección directa de Materia Oscura con fuentes de neutrones. El objetivo principal de este trabajo es realizar una calibración con una fuente de fisión espontánea de  $^{252}\text{Cf}$  del experimento ANAlS-112.

Para ello, se determinará la viabilidad de la misma mediante simulaciones de Monte Carlo (MC) de la geometría completa del experimento ANAlS-112 haciendo uso del paquete de simulación *GEANT4*. Este estudio previo, permitirá determinar las condiciones óptimas para el posicionamiento de la fuente, así como el tiempo de medida requerido mediante la comparación de los ritmos de sucesos esperados frente a los del fondo radiactivo del experimento. Para poder comparar las simulaciones y la medida es necesario conocer los factores de eficiencia relativa para el centelleo de retrocesos nucleares frente a depósitos energéticos de electrones equivalentes. En este trabajo, consideraremos distintos valores para dichos factores de eficiencia relativa y comprobaremos si reproducen adecuadamente la respuesta de los detectores de ANAlS-112. La comparación de la simulación con la medida realizada en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc, además, nos permitirá determinar las regiones dominadas por depósitos energéticos de retrocesos nucleares. La identificación de estas regiones nos permitirá investigar, por ejemplo, la diferente forma de los pulsos de centelleo asociados a retrocesos nucleares y retrocesos electrónicos, que afectan a las eficiencias de detección de sucesos en el experimento.

# Índice

<b>1. Objetivos e introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Interacciones de los neutrones . . . . .	3
1.2. Fuentes de neutrones . . . . .	5
1.3. Factor de “quenching” (QF) . . . . .	6
<b>2. Simulación</b>	<b>8</b>
2.1. Simulación con una geometría sencilla . . . . .	9
2.2. Simulación con la geometría completa del experimento ANAIS-112 . . . . .	13
<b>3. Medida en Canfranc y resultados</b>	<b>18</b>
<b>4. Conclusiones</b>	<b>24</b>
<b>Referencias</b>	<b>27</b>
<b>Anexos</b>	<b>28</b>
<b>A. Tablas</b>	<b>28</b>

## 1. Objetivos e introducción

El experimento de detección directa de Materia Oscura ANAIS-112 fue instalado en el año 2017 en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) con el objetivo de confirmar o refutar el resultado del experimento DAMA/LIBRA (Laboratorio Nacional del Gran Sasso, Italia): la observación con alto significado estadístico de una modulación en su ritmo de detección compatible con la esperada para WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) del halo galáctico [1, pág.1] [2]. Los WIMPs son unas partículas hipotéticas y masivas candidatas a ser o formar parte de la Materia Oscura del Universo, y en particular del halo de nuestra galaxia, que interaccionarían gravitatoriamente y también débilmente con la materia convencional.

Los experimentos que buscan detectar de forma directa Materia Oscura, están basados en la medición de los depósitos energéticos que los WIMPs producirían al interaccionar con los núcleos de los detectores. Dichos depósitos energéticos, se producen en forma de retrocesos nucleares por debajo de unos 100 keV de energía, para la mayoría de los tipos de interacción entre los WIMPs y la materia ordinaria consideradas [3]. La transferencia de energía depende de la velocidad de los WIMPs del halo galáctico (y por lo tanto, del modelo de halo considerado) y de las masas del núcleo blanco y del WIMP. También debemos tener en cuenta, que la probabilidad de que tenga lugar la interacción WIMP-núcleo blanco (definida por la sección eficaz W-N) depende del modelo de partícula WIMP que consideremos, de su acople a las partículas del Modelo Estándar y de la estructura del núcleo blanco. De todas maneras, esta probabilidad de interacción es muy baja, por lo que este tipo de experimentos deben encontrarse aislados de las posibles fuentes de radiación que pudieran interferir en la detección de las partículas de Materia Oscura. ANAIS (Annual modulation with NaI Scintillators) hace uso del mismo material detector que el experimento DAMA/LIBRA, NaI(Tl), lo que le permite tratar de reproducir y verificar su resultado de forma independiente de los modelos de WIMP y de halo que se consideren que, sin embargo afectarían a la comparación de los resultados obtenidos por los experimentos con distintos núcleos blanco.

ANAIS-112 usa nueve módulos de NaI(Tl) colocados en una matriz  $3 \times 3$  y se encuentra blindado con 10 cm de plomo arqueológico, 20 cm de plomo de baja actividad, una caja anti-radón, un sistema de voto de muones y un moderador de neutrones formado por una combinación de tanques de agua y bloques de polietileno, además del blindaje natural que proporcionan los 800 m de roca (equivalentes a 2450 m de agua) que tiene sobre sí la instalación, en la Figura 1 se encuentra representada la configuración del dispositivo experimental.

Cada módulo consiste en un cristal de 12.5 kg de NaI(Tl) acoplado a dos fotomultiplicadores; el NaI(Tl) es un material centelleador y cuando la radiación deja energía en el cristal, parte de ese depósito energético se convierte en luz. Esta luz o centelleo es convertida en señal eléctrica en los dos fotomultiplicadores, siendo el sistema sensible a depósitos energéticos iguales o superiores a 1 keV [1, pág.2].

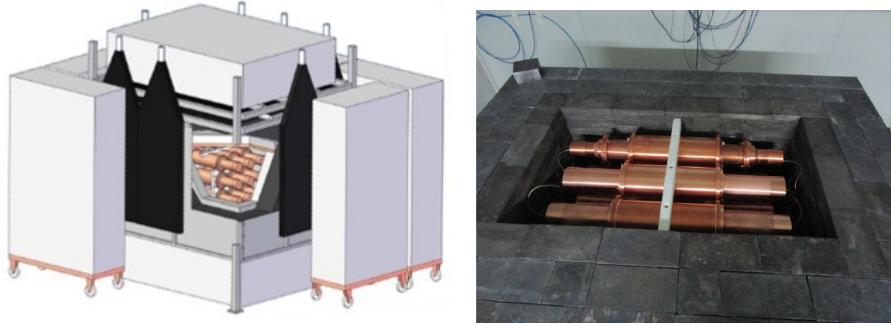


Figura 1: Izquierda: dibujo esquemático del dispositivo experimental ANAIS-112 consistente en nueve detectores de NaI(Tl) colocados en una matriz  $3 \times 3$ . Derecha: fotografía tomada durante el montaje del experimento [1].

Habitualmente, los experimentos de detección directa de Materia Oscura como ANAIS son calibrados con fuentes de rayos- $\gamma$  con el objetivo de caracterizar la respuesta del detector a bajas energías ( $< 50$  keV), que es donde se esperaría la señal de Materia Oscura. En concreto, la modulación observada por el experimento DAMA/LIBRA se encuentra únicamente en la región de 1 a 6 keV [2]. Algunas de las fuentes empleadas con este fin son, por ejemplo,  $^{55}\text{Fe}$  (6.0 keV) o  $^{109}\text{Cd}$  (22.6 keV y 88 keV), entre otras. Los sucesos de centelleo obtenidos mediante la calibración con este tipo de fuentes permiten además establecer protocolos de filtrado para eliminar sucesos debidos a ruido mediante el estudio de la forma de los pulsos.

El experimento ANAIS-112 es calibrado cada dos semanas haciendo uso de una fuente de  $^{109}\text{Cd}$  durante un periodo de 3 a 4 h pero para poder calibrar mejor la región de interés, también se usan los depósitos energéticos que se producen en la desintegración de contaminaciones radiactivas presentes en los cristales de NaI. Estas contaminaciones son debidas a los isótopos  $^{22}\text{Na}$  (0,9 keV) y  $^{40}\text{K}$  (3,2 keV). El  $^{22}\text{Na}$  es producido por la interacción de los rayos cósmicos con los átomos del cristal cuando se encontraban en la superficie [1, pág.10] y el  $^{40}\text{K}$  es una contaminación inherente a los cristales aun cuando en el proceso de fabricación, se tratan de purificar al máximo [1, pág.2].

Sin embargo, es importante calibrar los experimentos de detección directa de Materia Oscura con fuentes de neutrones ya que la señal que produciría un WIMP en el detector sería indistinguible de la que produciría un neutrón porque ambos producirían retrocesos nucleares con los núcleos del material detector. Tanto la forma de los pulsos como la conversión de la energía depositada en luz de centelleo, difiere si la produce un retroceso nuclear (RN) o las interacciones de un electrón (retrocesos electrónicos, RE). Esto implica que tendremos diferente respuesta del detector a distintas partículas interaccionando en él, tanto en luz producida por unidad de energía depositada como en respuesta temporal. Si se dispone de una población debida a sucesos de centelleo originados por RN mediante una calibración con neutrones se podría, en primer lugar, determinar la diferencia en producción de luz para el mismo depósito energético (factor de “quenching” (QF), también denominado factor de eficiencia relativa (REF) que describiremos en la sección 1.3). Además, podremos revisar si las eficiencias de los procesos de filtrado de ruido, estimadas con RE son adecuadas o si deben ser corregidas al trabajar con RN [3].

El presente trabajo tiene como objetivo realizar experimentalmente una calibración con una fuente de neutrones del experimento ANAIS-112 en las instalaciones del LSC. Para ello, se determinará la viabilidad de la misma mediante simulaciones de Monte Carlo (MC) haciendo uso del paquete de simulación *GEANT4*. Este estudio previo permitirá determinar las condiciones óptimas para el posicionamiento de la fuente, así como para determinar el tiempo de medida

requerido mediante la comparación de los ritmos de sucesos esperados frente a los del fondo radiactivo del experimento. La comparación de la simulación con la medida experimental nos permitirá determinar las regiones energéticas dominadas por RN. Después, podremos utilizar estas poblaciones dominadas por RN para estudiar las características temporales de los pulsos y comprobar si los factores de eficiencia relativa para RN empleados habitualmente y otros modelos alternativos, reproducen adecuadamente la respuesta de los detectores de ANAIS-112.

En las siguientes subsecciones, pasamos a revisar los diferentes tipos de interacciones de los neutrones para posteriormente, exponer las fuentes de neutrones cuyo uso se podría plantear.

### 1.1. Interacciones de los neutrones

Debido a su neutralidad, el neutrón es capaz de atravesar varios centímetros de un material sin ser absorbido. La interacción de los neutrones se produce con los núcleos del material que atraviesan y puede ser mediante dispersión (*scattering*) elástica o inelástica o mediante reacciones nucleares (absorción del neutrón por parte del núcleo en cuestión y emisión de otras partículas, en general) [4].

- **Colisión elástica:** el neutrón colisiona con un núcleo del material atravesado transfiriéndole parte de su energía ( $E_R$ , ver ecuación 2) y momento y, como resultado, el neutrón cambia de dirección. La reacción del proceso es la siguiente,

$$n + (Z, N) \rightarrow n + (Z, N), \quad (1)$$

Y la energía del núcleo dispersado viene dada por,

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

donde  $A$  es el número másico del núcleo del material,  $E_n$  la energía incidente del neutrón y  $\theta$  es la dirección en la que sale dispersado el neutrón, ambas en el sistema de referencia laboratorio.

- **Colisión inelástica:** este proceso en el que el neutrón colisiona con un núcleo del material atravesado requiere que la energía cinética del neutrón incidente sea superior a la energía de excitación de los núcleos en cuestión. En esta colisión, parte de la energía transferida por el neutrón al núcleo se invierte en la excitación de un nivel nuclear que suele desexcitarse rápidamente emitiendo rayos- $\gamma$  de una energía característica. Este proceso, en el cual el neutrón pierde gran parte de su energía cinética, depende en gran medida de la estructura nuclear del isótopo considerado [4, pág.53]. La reacción correspondiente es,

$$n + (Z, N) \rightarrow n + (Z, N)^*, \quad (3)$$

- **Reacciones nucleares:** el núcleo del material absorbe al neutrón incidente emitiendo posteriormente una o varias partículas. Por ejemplo: en la captura radiativa se emite un fotón, en las reacciones  $(n, \alpha)$  se emite una partícula  $\alpha$ , en la fisión inducida se rompe el núcleo en dos fragmentos, entre otras [6, pág.447].

La probabilidad de que tengan lugar los diferentes tipos de interacción se define como la sección eficaz (ecuación 4) medida usualmente en barn ( $10^{-28} \text{ m}^2$ ) y que depende fuertemente de la energía del neutrón [4, pág.55].

$$\sigma_{Total} = \sigma_{elástica} + \sigma_{inelástica} + \sigma_{captura \gamma} + \sigma_{otras cap}, \quad (4)$$

Los neutrones pueden clasificarse de distintas formas dependiendo de su energía, que como hemos indicado determina las diferentes maneras de interactuar con la materia. En este trabajo llamaremos “neutrones lentos” a aquellos neutrones que tengan una energía inferior a la “cadmium cutoff energy” ( $\sim 0,5$  eV), es decir, que pueden ser absorbidos por una lámina de cadmio (ver Figura 2 (b)) y como “neutrones rápidos” a los que tengan energías superiores.

Para los “neutrones lentos”, las reacciones más probables son el *scattering* elástico y procesos de absorción. Debido a la poca energía de estos neutrones, no se transfiere una gran cantidad de energía al núcleo del material en los procesos de colisión elástica. Usualmente, estas colisiones permiten termalizar al neutrón hasta que posteriormente tenga lugar otro tipo de interacción. Los neutrones termalizados, en condiciones normales de temperatura, tienen una energía promedio de 0,025 eV [4, pág.54].

Por otro lado, los “neutrones rápidos” pueden transmitir una cantidad apreciable de energía en las colisiones con los núcleos del material [4, pág.54]. Si nos fijamos en la Figura 2 (a) utilizando como núcleo blanco el  $^{127}\text{I}$ , la interacción elástica (en verde) es más probable en todo el rango energético aumentando considerablemente en la zona de resonancias, 10-10<sup>4</sup> eV. En el presente trabajo, nos interesa el rango de energías de retroceso de 1 a 100 keV lo que indica, de acuerdo con la ecuación 2, que la energía de los neutrones que deberíamos utilizar es del orden de 1 MeV, para los que es importante el *scattering* inelástico (en rojo).

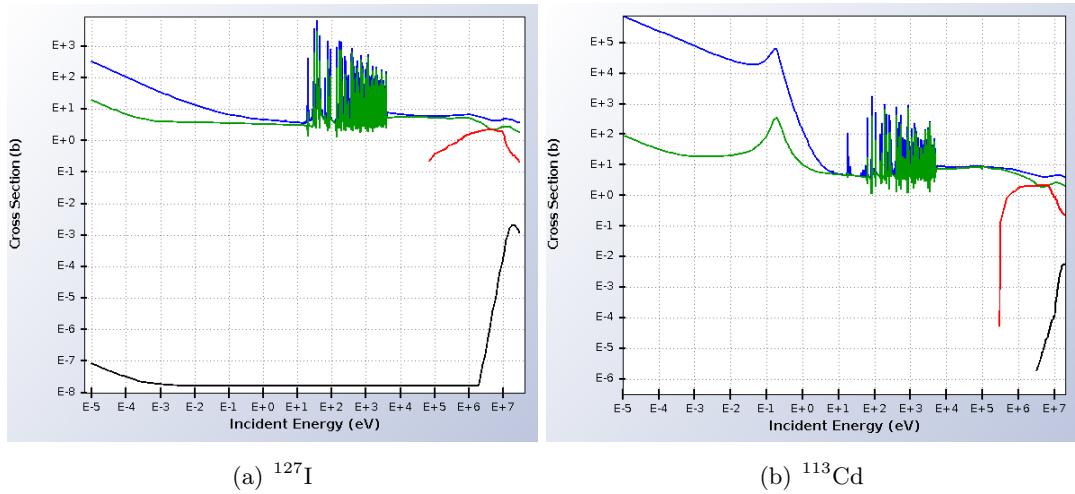


Figura 2: Comparativa de las secciones eficaces total (en azul), elástica (en verde), inelástica (en rojo) y de captura ( $n,\alpha$ ) (en negro) para dos isótopos diferentes. En el caso del  $^{113}\text{Cd}$  se puede observar la denominada “cadmium cut-off energy” en torno a 0,5 eV como frontera para dividir a los neutrones en “neutrones lentos” que son aquellos que son absorbidos por una lámina de Cd y los “neutrones rápidos” que no lo serán [4, pág.54], [5].

También se encuentra representada en negro, para comparar con las secciones eficaces elástica e inelástica, la de la reacción de absorción ( $n,\alpha$ ) que, como podemos observar apenas contribuye a la sección eficaz total.

## 1.2. Fuentes de neutrones

A diferencia de las fuentes de rayos- $\gamma$ , basadas en la desexcitación de un estado nuclear mediante la emisión de rayos- $\gamma$  característicos del isótopo en cuestión, no existen fuentes que emitan neutrones mediante el mismo mecanismo. Sin embargo, podemos “fabricarlas” mediante radioisótopos susceptibles de sufrir fisión espontánea o mediante reacciones nucleares. En estas últimas, la partícula incidente que desencadena la reacción es el producto de un proceso de desintegración convencional como, por ejemplo, una desintegración  $\alpha$  o  $\gamma$ , o de un proceso de aceleración en un acelerador de partículas.

Los diferentes tipos de fuentes de neutrones se explican a continuación:

- **Fuentes ( $\alpha$ , n).** Existen núcleos que al absorber partículas  $\alpha$  emiten neutrones, por lo que es posible fabricar fuentes de neutrones mezclando un emisor  $\alpha$  con un material (típicamente berilio) con el que las partículas alfa reaccionarían dando lugar al núcleo hijo y un neutrón. Un ejemplo es la reacción  ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$ . Los emisores  $\alpha$  típicos empleados para fabricar estas fuentes son  ${}^{210}\text{Po}$  con una vida media de 138 días y  ${}^{241}\text{Am}$  con una vida media de 458 años, produciendo  $2-3 \times 10^6$  neutrones por segundo y por Ci del isótopo  $\alpha$  [4, pág.19], [6, pág.445].
- **Fuentes ( $\gamma$ , n).** Estas fuentes están basadas en la excitación del núcleo objetivo mediante la absorción de un fotón de rayos- $\gamma$  proveniente del isótopo emisor, y como consecuencia, este núcleo emite un neutrón. Un ejemplo es la reacción  ${}^9_4\text{Be}(\gamma, n){}^8_4\text{Be}$ . La ventaja de estas fuentes es que producen neutrones monoenergéticos si los rayos- $\gamma$  empleados también lo son [6, pág.446].
- **Aceleradores de partículas.** Muchas de las reacciones nucleares que tienen como producto neutrones requieren un haz de partículas cargadas muy energéticas para iniciar la reacción. Mediante este tipo de fuentes, se pueden obtener neutrones aproximadamente monoenergéticos. Un ejemplo de la reacción más común es:  ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$ ,  $Q = +3.26 \text{ MeV}$  (donde  $Q$  es la cantidad de energía absorbida o emitida en una reacción nuclear).  
No es necesario acelerar a muy altas energías el deuterio incidente debido a que la barrera de Coulomb entre éste y el núcleo blanco es relativamente pequeña. Por lo que acelerando deuterio mediante un potencial de 100-300 kV, podemos producir la reacción anteriormente mencionada. Si la energía del haz incidente de iones de deuterio es pequeña comparada con el valor  $Q$  de la reacción, los neutrones producidos en la reacción deuterio-deuterio tendrían energías del orden de 3 MeV. Este tipo de fuentes son capaces de generar del orden de  $10^9-10^{11} \text{ n/s}$  [4, pág.25], [6, pág.446].
- **Fuentes de fisión.** En este apartado englobamos los *reactores nucleares* y las denominadas *fuentes de fisión espontánea*.

El espectro energético de los neutrones producidos en los reactores nucleares tiene energías promedio de 1-2 MeV (aunque su espectro se extiende hasta 5-7 MeV), siendo capaces de generar flujos de neutrones del orden de  $10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ . Es posible, extraer haces de neutrones de distintas energías para aplicaciones, por ejemplo en medicina. Un reactor de este tipo se encuentra en el Instituto Laue-Langevin (Grenoble, Francia) [6, pág.447], [7].

Por otro lado, las fuentes de fisión espontánea consisten en elementos transuránidos ( $Z \geq 92$ ) ya que presentan una alta probabilidad de sufrir fisión espontánea (FE). En cada proceso de fisión, además de los fragmentos de la fisión y de los rayos- $\gamma$  emitidos, se liberan

de 3 a 4 neutrones; por lo que estos radionucleidos pueden ser empleados como fuentes de neutrones. En general, todos los neutrones producidos en procesos de fisión tienen distribuciones similares de energía independientemente del núcleo padre (ver Figura 3) [4, pág.19], [8].

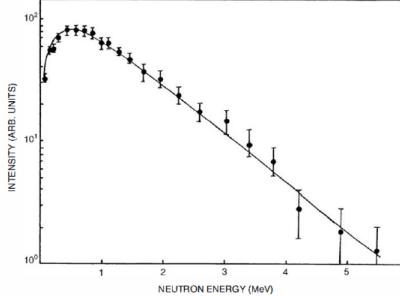


Figura 3: Espectro típico de los neutrones producidos tras el proceso de fisión [4, pág.20].

Para calibrar el experimento ANAIS-112 no podríamos plantearnos emplear ni un acelerador de partículas ni un reactor nuclear ya que sería necesario trasladar los detectores a una instalación especial. Por otro lado, entre las fuentes  $(n, \alpha)$ ,  $(n, \gamma)$  y de fisión, la disponibilidad de una fuente de fisión espontánea de  $^{252}\text{Cf}$  en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (con una actividad de 10 kBq a fecha de 1 de agosto de 2016) es la que ha primado en nuestra elección, aunque con todas ellas podríamos haber conseguido neutrones en el rango energético adecuado.

### 1.3. Factor de “*quenching*” (QF)

Los experimentos de detección directa de Materia Oscura, como ANAIS-112, están basados en la medición de la energía del retroceso del núcleo del detector con el que ha interaccionado la partícula de Materia Oscura. Parte de la energía cinética del núcleo se convierte en luz de centelleo ( $L$ ) de forma proporcional a la energía de retroceso del núcleo ( $E_{nr}$ ). Por lo tanto, podemos expresar el factor de conversión,  $c_{nr}$ , en función de  $L$  y  $E_{nr}$  como,

$$c_{nr} = E_{nr}/L, \quad (5)$$

Habitualmente, las calibraciones en energía de los experimentos se realizan haciendo uso de fuentes de rayos- $\gamma$  que producen RE y no RN y, como hemos comentado, no generan la misma cantidad de luz de centelleo por unidad de energía depositada. Se puede expresar el factor de calibración correspondiente para la energía depositada por retrocesos electrónicos,  $c_{er}$ , de la siguiente manera,

$$c_{er} = E_{ee}/L, \quad (6)$$

donde  $E_{ee}$  es la energía equivalente de un retroceso electrónico.

Es necesario mencionar que si hemos observado una cantidad de luz  $L$  en nuestro experimento debemos asociarle una energía depositada diferente dependiendo de si la atribuimos a un RE o a un RN. La relación entre ambas energías se puede expresar a partir de las ecuaciones 5 y 6 como,

$$E_{nr} = \frac{c_{nr}}{c_{er}} \times E_{ee} = \text{QF}^{-1} \times E_{ee}, \quad (7)$$

Donde QF es el factor de “*quenching*”, también denominado factor de eficiencia relativa (REF), para el centelleo de RN,

$$\text{QF} = \frac{c_{er}}{c_{nr}} = \frac{E_{ee}}{E_{nr}}, \quad (8)$$

Los RN son menos eficientes en la producción de luz que los RE de la misma energía. Por lo tanto, se define el QF como la fracción de luz de centelleo obtenida a partir de un RN (de Na o de I en nuestro caso particular) con respecto a la obtenida de un RE con la misma energía, siendo por lo tanto,  $QF < 1$ . Así, para poder cuantificar la energía producida por un RN debida a la interacción de un WIMP (o neutrón) con los núcleos del detector es necesario conocer el valor de QF para los núcleos que componen dicho detector, ya que se trata de un factor dependiente del núcleo que retrocede y del material en el que tiene lugar el proceso de detección. Este QF debe ser medido experimentalmente y podría depender del rango energético considerado [9].

Diversos grupos de investigación han medido los QF de Na y I usando fuentes de neutrones monoenergéticos; en particular, el QF de los detectores de ANAIS-112 ha sido medido en el TUNL (Triangle Universities Nuclear Laboratory, Duke), aunque el análisis de los datos no está completado. En el presente trabajo consideramos el efecto que podría tener un QF dependiente de la energía por debajo de 100 keV con respecto a considerar un QF constante, de acuerdo con los valores mostrados en la Tabla 1.1 [3], [9], [10].

Núcleo	QF <sub>1</sub>	Rango (keV)	QF <sub>2</sub>	Rango (keV)	QF <sub>3</sub>	Rango (keV)
Na	$0,1 + 0,002 \cdot E_{Na}$	$E_{Na} \leq 100$	0,3	$\forall E_{Na}$	0,25	$\forall E_{Na}$
	0,3	$E_{Na} > 100$				
I	0,09	$\forall E_I$	0,09	$\forall E_I$	0,07	$\forall E_I$

Tabla 1.1: Valores de QF que se considerarán en el trabajo para Na y I. Los rangos de energía corresponden a energías de retroceso nuclear. Los valores de las medidas de QF disponibles ([3], [9], [10]) se encuentran en el rango 0,25-0,4 para el Na y en el rango 0,05-0,09 para el I.

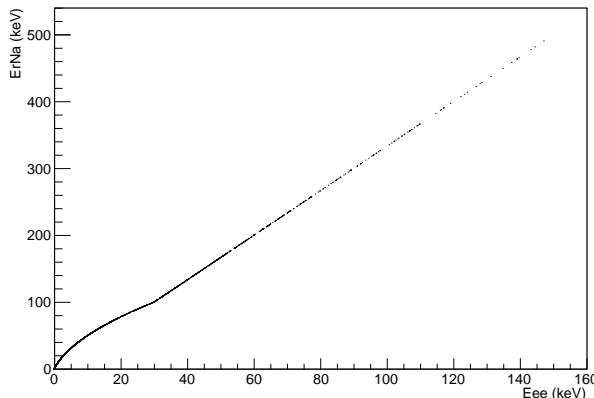


Figura 4: Energía de retroceso de los núcleos de Na (ErNa) en keV frente a la energía equivalente de electrón (Eee) en keV para el QF<sub>1</sub> en la Tabla 1.1.

En la Figura 4 se encuentra representada la energía de retroceso de los núcleos de Na (ErNa) frente a la energía equivalente de electrón (Eee), donde se puede ver la relación dependiente con la energía de QF<sub>1</sub> mostrada en la Tabla 1.1.

Por lo tanto, podemos “corregir” la energía de los RN de Na y de I ( $E_{Na,c}$  y  $E_{I,c}$ ) a energía equivalente de electrón haciendo uso de los QF de modo que,

$$E_{nr,c} = QF \cdot E_{nr}, \quad (9)$$

Donde  $E_{nr,c}$  se encuentra en energía equivalente de electrón (keVee). En las ecuaciones 10 y 11 se muestra esta conversión para el QF<sub>1</sub> si la energía  $E_{Na}$  es inferior a 100 keV.

$$E_{Na,c} = (0,1 + 0,002 \cdot E_{Na}) \cdot E_{Na}, \quad (10)$$

$$E_{I,c} = 0,09 \cdot E_I \quad (11)$$

## 2. Simulación

En esta sección vamos a simular una calibración de los nueve detectores del experimento ANAIS-112 con una fuente de  $^{252}\text{Cf}$ . Utilizaremos el paquete de simulación *GEANT4* versión 9.4. [11] partiendo de una lista física que tiene implementada la física de neutrones relevante para nuestro objetivo: evaluar la respuesta de los detectores de ANAIS-112 a una fuente de neutrones de  $^{252}\text{Cf}$ .

En primer lugar, realizamos una simulación correspondiente a una geometría sencilla en la que sólo consideraremos un detector cilíndrico de NaI para familiarizarnos con el paquete de simulación, la definición de la geometría del experimento y la extracción de los resultados para su análisis y para comprobar que la desintegración del  $^{252}\text{Cf}$  está adecuadamente implementada. Seguidamente, introduciremos dos blindajes, uno de cobre y otro de plomo, para eliminar los fragmentos de fisión y los rayos- $\gamma$  provenientes de la fuente de  $^{252}\text{Cf}$ . Consideraremos únicamente aquellos depósitos energéticos que tienen lugar dentro del cristal ya que estamos interesados en las interacciones de los neutrones con los núcleos del detector (Na y I).

Llamaremos suceso a la suma de todos los depósitos energéticos que suceden en un intervalo temporal de  $1\ \mu\text{s}$ , ya que esta es la anchura de la ventana de digitalización que se usa en el sistema de adquisición de datos de ANAIS-112. Por otro lado, denominaremos multiplicidad,  $m$ , al número de interacciones que el neutrón ha experimentado en el volumen del detector. Si un neutrón interacciona una sola vez con un átomo del detector, tendríamos que la multiplicidad asociada a ese suceso es  $m = 1$  y, si además no existen depósitos energéticos debidos a  $\gamma$  o a  $e^-$ , los denominaremos retrocesos puros.

Asimismo, definimos las siguientes cantidades que nos serán de utilidad en adelante:

- $E_{Tot}$ , energía total depositada en el detector sin corregir con los QFs.
- $E_{Totc}$ , energía total depositada en el detector corregida con los QFs mostrados en la Tabla 1.1,

$$E_{Totc} = E_{Tot} - E_{Na} - E_I + E_{I,c} + E_{Na,c}, \quad (12)$$

Donde sustraemos la energía de los núcleos de Na y I y la sustituimos por la energía de RN convertida en energía equivalente de electrón mediante la corrección con los QFs.

- $R_{Na,p}$  y  $R_{I,p}$ , número de retrocesos de Na y I puros, donde consideramos que la multiplicidad es  $m = 1$  y no ha habido depósitos energéticos asociados a rayos- $\gamma$ .
- $\gamma$ , número de sucesos debidos a rayos- $\gamma$ , donde consideramos que no existen interacciones con los núcleos de Na y I ( $m = 0$ ).

A continuación, para estudiar si una calibración con neutrones del experimento ANAIS-112 es viable, simularemos su geometría completa. Esta simulación nos permitirá determinar la posición óptima de la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  en el dispositivo experimental. Asimismo, comprobaremos que la fuente disponible en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc produce un número de sucesos debidos a neutrones superior a los del fondo radiactivo del experimento, en un tiempo de medida razonable.

Posteriormente, identificaremos los intervalos energéticos en los que obtenemos un mayor porcentaje de sucesos debidos a RN puros. En estas regiones podremos plantearnos estudiar la respuesta de ANAIS a RN frente a la correspondiente a RE.

## 2.1. Simulación con una geometría sencilla

Como hemos indicado, en primer lugar, debemos comprender cómo funciona la implementación de la simulación en *GEANT4* para diseñar posteriormente el tratamiento de los datos obtenidos. Con este fin, simulamos una geometría sencilla que consiste en un único cristal detector cilíndrico de NaI como volumen “activo” con las dimensiones reales de los cristales de ANAIS-112, una altura de  $h = 29,845$  cm y radio  $r = 12,065$  cm, lo que supone una masa de 12,5 kg de detector; el dibujo esquemático se puede observar en la Figura 5.

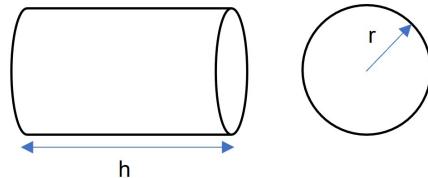


Figura 5: Vista lateral y frontal del cilindro detector de NaI con las dimensiones reales de los cristales del experimento ANAIS-112,  $h = 29,845$  cm y  $r = 12,065$  cm.

A continuación, para estudiar las posibles interacciones de los neutrones con los núcleos del detector, lanzamos en su centro un neutrón con energía de 1 MeV. En la Tabla 2.1 se recoge un resumen de los datos obtenidos correspondientes a los depósitos energéticos causados por dicho neutrón. En este caso particular, el suceso obtenido tiene  $m = 4$ . Mostramos la energía cinética (T) del neutrón tras cada colisión, el volumen donde ha tenido lugar y el tipo de interacción.

Evento	T (MeV)	Volumen	Proceso
0	1	Cristal	-
1	0,928	Cristal	Colisión inelástica
2	0,907	Cristal	Colisión elástica
3	0,876	Cristal	Colisión elástica
4	0,784	Cristal	Colisión elástica
5	0,784	Fuera del cristal	-

Tabla 2.1: Ejemplo de los procesos que han tenido lugar debido a la colisión del neutrón inicial con los átomos del cristal. Se muestra información sobre la energía cinética (T) de este tras cada colisión, el volumen donde ha tenido lugar y el tipo de interacción. En este caso particular, el suceso obtenido tiene  $m = 4$ .

Como podemos observar el evento 0 se corresponde con el instante en el que lanzamos el neutrón con 1 MeV de energía, en los eventos 1-4 vemos que han tenido lugar una colisión inelástica y tres colisiones elásticas con los átomos del detector; en cada una de las cuales el neutrón ha ido perdiendo energía cinética hasta que finalmente escapa del cristal.

La Tabla 2.2 recoge la información sobre las partículas secundarias generadas en los procesos recogidos en la Tabla 2.1. La simulación nos proporciona información individual de cada depósito energético que ha tenido lugar en el volumen “activo” que es relevante para nuestro trabajo como indica la columna “proceso” en la Tabla 2.2.

Evento	Partícula	Padre	E (MeV)	Proceso
	$^{127}\text{I}$	n	0,0142	Ionización del cristal
1	$\gamma$	n	0,0576	Efecto fotoeléctrico
	$e^-$	$\gamma$	0,0516	Ionización del cristal
2	$^{23}\text{Na}$	n	0,0923	Ionización del cristal
3	$^{23}\text{Na}$	n	0,0309	Ionización del cristal
4	$^{127}\text{I}$	n	0,0209	Ionización del cristal

Tabla 2.2: Información individual de las partículas secundarias generadas en los procesos de la Tabla 2.1. Se muestra la partícula o ion producidos en la colisión de la partícula padre, la energía transferida a la partícula (E) y el proceso por el cual la partícula realiza el depósito energético en el volumen “activo”.

Analizamos cada uno de los cuatro procesos por separado, prestando atención a las Tablas 2.1 y 2.2.

- **Evento 1:** en primer lugar, el neutrón con 1 MeV ha colisionado inelásticamente con un núcleo de  $^{127}\text{I}$  transfiriéndole una energía cinética de 0.014 MeV pero además, como consecuencia de esta colisión, el  $^{127}\text{I}$  queda en un estado excitado; en la correspondiente desexcitación, se emiten  $\gamma$  de 57,6 keV de energía. Estos  $\gamma$  producen efecto fotoeléctrico con la correspondiente emisión de  $e^-$  de  $\sim 51,6$  keV de energía; tanto el núcleo de  $^{127}\text{I}$  como el  $e^-$  depositan su energía en el cristal mediante procesos de ionización.
- **Eventos 2-4:** seguidamente se producen 3 colisiones elásticas, dos de ellas con un núcleo de  $^{23}\text{Na}$  y la tercera con un núcleo de  $^{127}\text{I}$  en las cuales el neutrón transfiere parte de su energía al núcleo produciendo un ion y generando un depósito energético en el cristal de energía igual a la del RN.
- **Evento 5:** finalmente, el neutrón con 0,784 MeV escapa del detector.

Una vez comprendidas las posibles interacciones de los neutrones con los núcleos del cristal, vamos a simular un detector más realista. Para ello, interponemos blindajes entre la fuente y el cilindro detector (ver dibujo esquemático de la Figura 6). El objetivo de estos blindajes es evitar que lleguen al detector tanto los rayos- $\gamma$  como las partículas  $\alpha$  y los fragmentos de fisión que resultan de la desintegración del  $^{252}\text{Cf}$ .

En esta nueva geometría añadimos al cristal de NaI (en negro), (1) un blindaje de cobre (cilindro naranja) cuyo objetivo es proteger al cristal de NaI y aislarlo de la humedad del ambiente evitando así su degradación. (2) Una lámina de plomo (en gris) cuyo espesor,  $e$ , iremos variando, como veremos posteriormente, y que nos permitirá evaluar la atenuación de las emisiones  $\gamma$  procedentes de la desintegración del  $^{252}\text{Cf}$  ya que interferirán en nuestro estudio de las interacciones de los neutrones. (3) La fuente de  $^{252}\text{Cf}$  (en amarillo) que colocaremos tras la lámina de plomo.

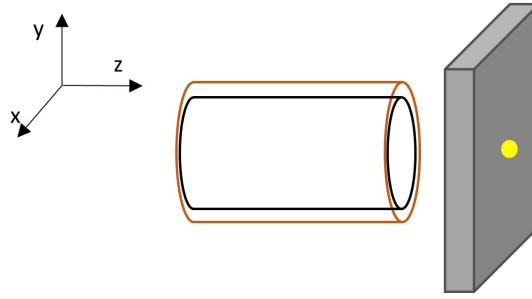


Figura 6: Geometría más realista empleada en esta sección en la que interponemos blindajes de cobre (en naranja) y de plomo (en gris) entre la fuente y el detector con el objetivo de evitar que lleguen al detector tanto los rayos- $\gamma$ , las partículas  $\alpha$  y los fragmentos de la fisión que resultan de la desintegración del  $^{252}\text{Cf}$  (ver texto). Esta geometría no se encuentra representada a escala.

Cabe destacar, que el dibujo mostrado en la Figura 6 no se encuentra a escala, ya que en la simulación hemos considerado que el cilindro de cobre es 2 mm mayor tanto en radio como en altura que el detector (como corresponde a los detectores de ANAIS-112) y que la lámina de plomo tiene unas dimensiones de 20 cm  $\times$  20 cm  $\times$   $e$  con una separación entre el cilindro externo y la lámina de 5.1 cm.

Por otro lado, simulamos en el centro del detector una desintegración de  $^{252}\text{Cf}$  para comprobar que su implementación es correcta y que observamos la cadena de desintegración completa, como se muestra en la Figura 7.

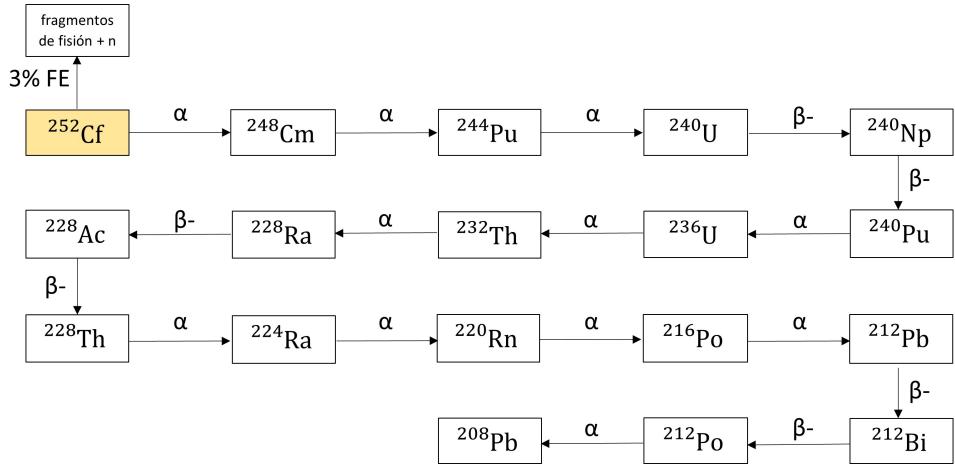


Figura 7: Cadena de desintegración del  $^{252}\text{Cf}$ .

El  $^{252}\text{Cf}$  con una vida media de 2,65 años, se desintegra  $\alpha$  el 96,91 % de las veces al estado fundamental del  $^{248}\text{Cm}$  y el 3,09 % restante por fisión espontánea; en cada fisión se emiten 3,7675 (40) neutrones en promedio junto con dos fragmentos de fisión [12].

La desintegración de los hijos del  $^{248}\text{Cm}$ , con una vida media de  $3,40 \cdot 10^5$  años ([12]), es una cadena de desintegraciones  $\alpha$  y  $\beta$ . Debido a la larga vida media del  $^{248}\text{Cm}$  y del resto de los isótopos de la cadena, no es probable que se haya alcanzado el equilibrio tras la fabricación de una fuente radiactiva de  $^{252}\text{Cf}$ . Este es el motivo por el que decidimos seleccionar solamente los depósitos energéticos producidos en un tiempo inferior a 10 años tras la desintegración del  $^{252}\text{Cf}$ .

Hemos simulado  $10^6$  desintegraciones de  $^{252}\text{Cf}$  considerando tres espesores diferentes de plomo (10, 20 y 30 cm) con el objetivo, como hemos indicado previamente, de reducir la contribución de sucesos  $\gamma$  producidos por la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  y comprobar los porcentajes de retrocesos puros en los diferentes rangos energéticos que vamos a considerar.

En la Figura 8, se encuentra representada la energía total corregida ( $E_{Tot,c}$ ) con el QF<sub>1</sub> mostrado en la Tabla 1.1 con un blindaje de 10 cm de plomo (en azul), con un blindaje de 20 cm de plomo (en rojo), con un blindaje de 30 cm de plomo (en verde) y sin blindaje de plomo (en negro). Como podemos observar, con un blindaje de plomo de 30 cm de espesor reducimos significativamente el número de depósitos energéticos en nuestro detector.

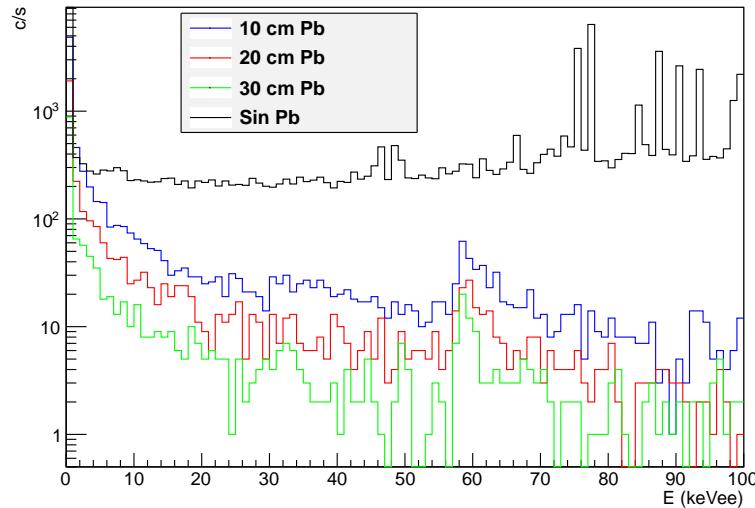


Figura 8: Energía total corregida con el QF<sub>1</sub> mostrado en la Tabla 1.1 con un blindaje de 10 cm de plomo (en azul), con un blindaje de 20 cm de plomo (en rojo), con un blindaje de 30 cm de plomo (en verde) y sin blindaje de plomo (en negro).

Pero no podemos evaluar el espesor más adecuado únicamente en base al ritmo total (cuentas/s), sino que debemos comparar el porcentaje de RN puros con el de sucesos  $\gamma$  para los distintos espesores e intervalos energéticos, ya que queremos maximizar los primeros respecto a los segundos.

En las Tablas A.1 y A.2 se puede observar que, considerando un espesor de 10 cm de Pb, para los diferentes intervalos energéticos en energía equivalente de electrón (corregida con QF<sub>1</sub>), ya conseguimos disminuir notablemente el porcentaje de sucesos  $\gamma$ . Considerando un espesor de 30 cm, disminuimos el número total de sucesos, tanto retrocesos nucleares como  $\gamma$  y mantenemos un porcentaje razonable de RN puros. Esto nos permite verificar que, con un blindaje de plomo de 30 cm, seguimos obteniendo un porcentaje relevante de sucesos debidos a RN. Dado que el experimento ANAIS-112 ya cuenta con un blindaje de plomo de estas dimensiones nos resulta conveniente trabajar con la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  fuera del blindaje real de ANAIS sin tener que abrirlo.

Como podemos observar en la Tabla A.2 esperamos RN puros de I principalmente en el intervalo energético de 0 a 20 keVee y RN puros de Na en todo el rango energético analizado (por debajo de 100 keVee). En la Figura 9 se muestra la dependencia con la energía de estos retrocesos puros. Se puede observar que los retrocesos de I se producen en el rango de 0 a  $\sim$ 12 keVee y que

se acumulan por debajo de 10 keVee.

Continuamos trabajando en esta dirección en la sección siguiente, evaluaremos si el ritmo que esperamos obtener con una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  situada en el exterior del blindaje de ANAIS-112 es superior al fondo radiactivo del experimento.

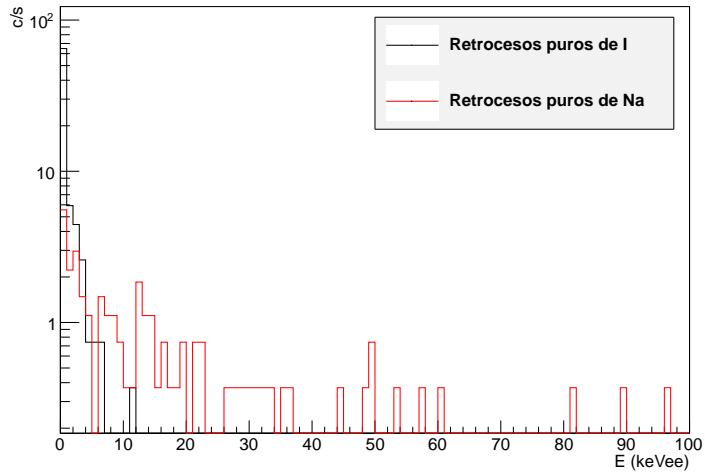


Figura 9: Representación gráfica de la zona del espectro energético donde esperamos retrocesos nucleares puros de Na y de I por debajo de 100 keVee. Como podemos ver, tenemos retrocesos de Na en todo el rango energético analizado, sin embargo, solamente esperamos retrocesos de I por debajo de  $\sim 12$  keVee.

## 2.2. Simulación con la geometría completa del experimento ANAIS-112

Una vez comprendido el funcionamiento de la simulación, las posibles interacciones de los neutrones con los núcleos del detector e identificados los rangos energéticos en los que obtenemos un mayor número de RN puros pasamos a considerar la geometría completa del experimento ANAIS-112 en nuestra simulación.

Para ello, hemos simulado la geometría mostrada en la Figura 10, donde se encuentran representadas la vista frontal junto con la numeración de los detectores y la vista lateral del dispositivo experimental ANAIS-112. El rectángulo azul representa el blindaje de plomo con dimensiones  $80\text{ cm} \times 80\text{ cm} \times 120\text{ cm}$  y un espesor de 30 cm, el rectángulo verde representa el fin del blindaje de plomo y el comienzo del volumen de aire con dimensiones  $50\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 90\text{ cm}$ ; en cuyo interior, se encuentran los detectores (en negro) con las dimensiones especificadas en la Figura 5, encapsulados en cobre. Finalmente, los fotomultiplicadores (en rojo) representados por cilindros de  $r_f = 3,81\text{ cm}$  y  $h_f = 12,9\text{ cm}$ . La fuente de  $^{252}\text{Cf}$  (en amarillo), la colocamos a 5 cm del blindaje de plomo en el centro de una de las caras laterales desplazada 80 cm en el eje Z, tomando como referencia el centro del dispositivo experimental (ver Figura 10).

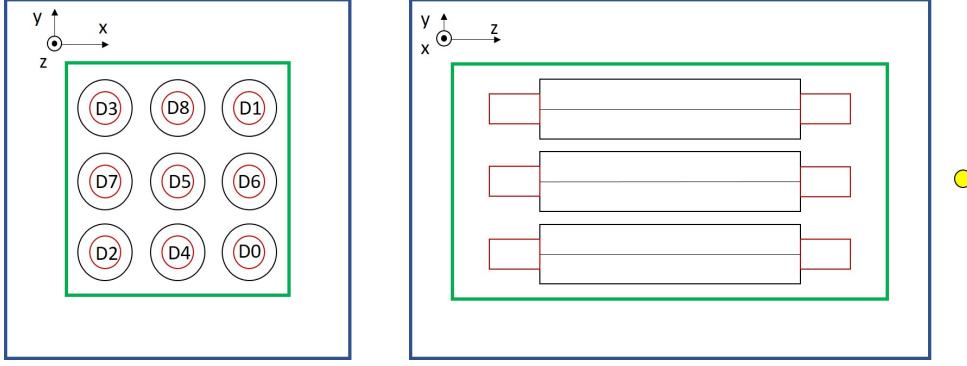


Figura 10: Izquierda: vista frontal junto con la numeración de los detectores. Derecha: vista lateral del dispositivo experimental ANAIS-112 (ver texto).

En primer lugar, debemos comprobar que la actividad de la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  disponible en el LSC nos permite obtener un ritmo de sucesos superior al fondo radiactivo del experimento ANAIS-112 y en un tiempo de medida adecuado.

Simulamos  $10^7$  desintegraciones de  $^{252}\text{Cf}$ ; como resultado, obtenemos un número total de 84057 sucesos que corresponden a depósitos energéticos en algunos de los detectores y que analizaremos posteriormente. Para convertir el número de sucesos en ritmo de detección (sucesos/s), debemos relacionarlo con la actividad de una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  concreta. Por lo que consideramos una fuente con una actividad  $A(t_0) = 10 \text{ kBq}$  a fecha de 1 de agosto del 2016 ( $t_0$ ), ya que es una de las fuentes disponibles en el LSC y que emplearemos para realizar la medida en Canfranc (ver sección 3). Para calcular la actividad  $A(t)$  de la fuente cuando se realizó la medida, 27 de abril del 2021 ( $t$ ), hacemos uso de la siguiente expresión,

$$A(t) = A(t_0) \exp\left(-\frac{\ln(2)\Delta t}{T_{1/2}}\right), \quad (13)$$

donde el intervalo de tiempo transcurrido entre  $t_0$  y  $t$  es  $\Delta t$  y  $T_{1/2} = 2,64$  años, la vida media de  $^{252}\text{Cf}$ .

De donde se obtiene,

$$A(t) = 3 \text{ kBq} \quad (14)$$

Del resultado de nuestra simulación ( $8,41 \cdot 10^{-3}$  sucesos por cada desintegración de  $^{252}\text{Cf}$ ) calculamos el ritmo esperado de detección para nuestra fuente de  $A(t) = 3 \text{ kBq}$ ,

$$R = 24,16 \text{ sucesos/s} \quad (15)$$

Si lo comparamos con el ritmo de fondo del experimento ANAIS-112, de unos 5 sucesos/s, vemos que es aproximadamente 5 veces superior. Esto implica que podremos obtener espectros energéticos dominados por los neutrones y que en tiempos de medida razonables, del orden de unas horas, podremos acumular una estadística de sucesos equivalente a la de la simulación con la geometría completa de ANAIS-112.

A continuación, analizamos los datos de la simulación para estudiar los rangos energéticos en los cuales se obtiene un mayor número de sucesos debidos a retrocesos nucleares puros.

Cabe destacar, que esta nueva simulación tiene en cuenta además el número de detectores que

se encuentran en coincidencia. Es decir, si por ejemplo, un neutrón procedente de la fuente, realiza un depósito energético en uno de los detectores, escapa, penetra en un segundo detector y de nuevo deposita en él parte de su energía decimos que este suceso tiene multiplicidad de detector ( $m_{Det}$ ) igual a 2, siendo por tanto posible obtener multiplicidades de detector entre 1 y 9.

Consideremos, por ejemplo, el detector 0. En la Figura 11 se encuentran representados los espectros energéticos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$ . Como podemos observar, para el valor de  $m_{Det} = 9$  obtenemos muy pocos sucesos que hayan depositado energía en el detector 0 y en los 8 detectores restantes. Sin embargo, prestando atención al espectro obtenido para  $m_{Det} = 2$ , vemos que obtenemos muchos sucesos que han depositado energía en el detector 0 y en otro de los 8 detectores. Este alto número de coincidencias entre los detectores es debido a que en el rango energético que estamos considerando, la sección eficaz para la dispersión elástica de los neutrones es muy alta.

Cabe destacar, que en los espectros obtenidos para  $m_{Det} = 1-5$  se puede observar claramente el pico de 57,6 keV debido al *scattering* inelástico de los neutrones con los núcleos de I de los detectores de ANAIS-112 que mencionamos en la sección 2.1.

En la Tabla 2.3 se encuentra el porcentaje de sucesos obtenido en correspondencia con la Figura 11. Asimismo, podemos ver en las Tablas A.3 – A.10 (corregidas con  $QF_1$ ) que estos porcentajes son similares para los 8 detectores restantes.

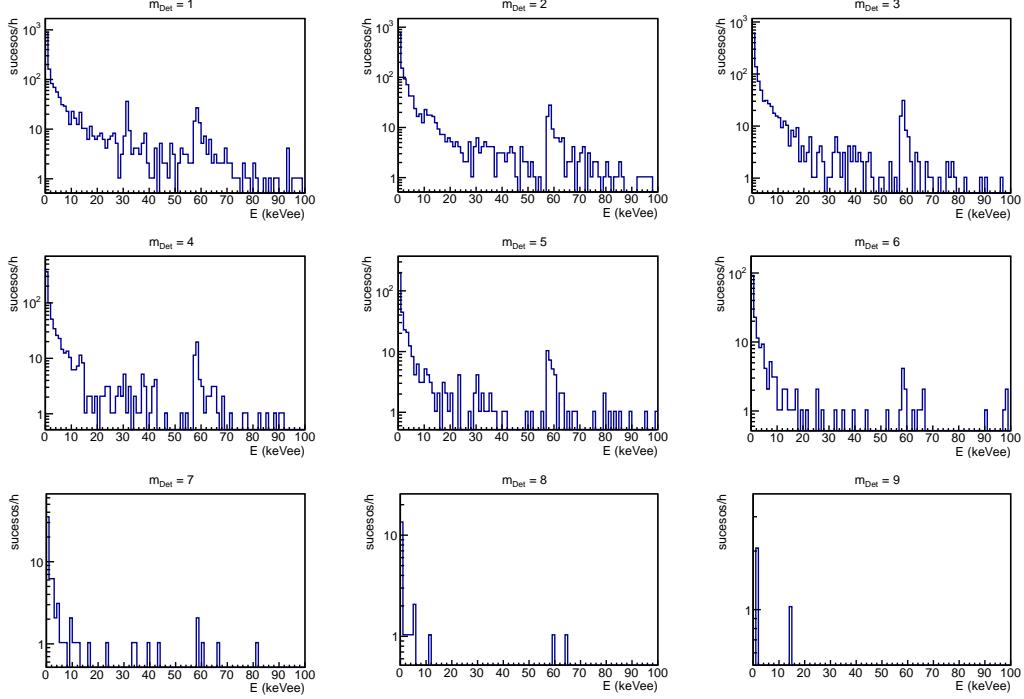


Figura 11: Espectros energéticos obtenidos para el detector 0 considerando la energía total corregida,  $E_{Totc}$ , con los valores de  $QF_1$  (Tabla 1.1) para los distintos valores de  $m_{Det}$  por debajo de 100 keVee.

Detector 0									
Sucesos totales = 5992									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1760	1549	1208	783	402	193	70	22	3
% Sucesos	29,4	25,9	20,2	13,1	6,7	3,2	1,2	0,4	0,1

Tabla 2.3: Porcentajes de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 0 y el intervalo energético de 1-100 keVee en correspondencia con lo mostrado en la Figura 11.

Cabe destacar que el ritmo de coincidencias entre detectores para el fondo radiactivo de ANAIS-112 es muy bajo. Por este motivo, para las multiplicidades de detector 2 y 3, tendremos un porcentaje de sucesos asociados a la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  frente a los del fondo muy superior que para  $m_{Det} = 1$ . Esto nos facilitará la comparación del resultado obtenido en la simulación con el de la medida experimental (sección 3).

Como en la sección anterior, estudiamos el porcentaje de sucesos debidos a los retrocesos nucleares. Así podemos verificar, por otro lado, que se encuentran en la misma proporción que los que obtuvimos en la Tabla A.2. Por ello, en la Tabla 2.4 se encuentran recogidos los porcentajes de sucesos divididos en subintervalos de 10 keVee con respecto a los sucesos totales de cada subintervalo considerando de nuevo el detector 0 y  $m_{Det} = 1$ . En las Tablas A.11 – A.18, corregidas con  $QF_1$ , podemos ver los datos obtenidos para el resto de valores de multiplicidad de detector.

Detector 0					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	31,6	19,3	98,4	0,6	1,0
(10,20]	0,0	25,6	97,5	0,8	1,7
(20,30]	0,0	34,5	96,4	0,0	3,6
(30,40]	0,0	17,5	61,3	1,3	37,5
(40,50]	0,0	16,7	87,5	4,2	8,3
(50,60]	0,0	2,9	24,6	71,0	4,3
(60,70]	0,0	5,6	27,8	72,2	0,0
(70,80]	0,0	18,2	54,5	9,1	36,4
(80,90]	0,0	14,3	57,1	28,6	14,3
(90,100]	0,0	0,0	25,0	50,0	25,0

Tabla 2.4: Información obtenida de la simulación para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 1$  considerando la energía total corregida con  $QF_1$ . Las dos primeras columnas se refieren al porcentaje de sucesos puros de I y de Na, respectivamente. La columna  $R_{Na} \parallel R_I$  se refiere al porcentaje de RN de Na o de I con  $m \geq 1$ , la columna  $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$  se refiere al porcentaje de sucesos que combinan depósitos energéticos  $\gamma$  y retrocesos nucleares con  $m \geq 1$ . La última columna se corresponde únicamente con sucesos  $\gamma$  sin RN ( $m = 0$ ). La suma de las tres últimas columnas se corresponde con el 100 % de sucesos totales por debajo de 100 keVee.

Como podemos ver, tenemos  $R_{Na,p}$  en prácticamente todos los rangos energéticos y  $R_{I,p}$  en el intervalo de 0-10 keVee. La columna  $R_{Na} \parallel R_I$  se refiere a que ha habido retrocesos de Na

o de I con  $m \geq 1$  sin que se haya depositado energía mediante electrones o fotones. La columna  $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$  se corresponde con sucesos en los que ha habido depósitos energéticos de retrocesos nucleares y fotones. En este grupo de sucesos podemos observar que existe una contribución importante en el subintervalo de 50-60 keVee, como esperamos, debidos a la interacción inelástica de los neutrones con los núcleos de I que conlleva la emisión de  $\gamma$  de 57,6 keV (ver Figura 11 y sección 2.1). La última columna se corresponde con sucesos de rayos- $\gamma$  sin depósitos energéticos asociados a retrocesos nucleares ( $m = 0$ ). Asimismo, la suma de las 3 últimas columnas para cada subintervalo energético se corresponde con el 100 % de los eventos totales en ese subintervalo.

En la Figura 12 se representa la información recogida en la Tabla 2.4 en función de  $E_{Totc}$  para la región de 0 a 30 keV ya que nos interesan principalmente los RN que han tenido lugar a baja energía. Se puede ver que tenemos RN puros de I de 0 a 7 keVee de energía y RN puros de Na en todo el intervalo energético considerado (obteniendo un mayor porcentaje de 10 a 30 keVee) así como los retrocesos nucleares de Na o de I con  $m \geq 1$  sin depósitos energéticos de  $e^-$  o de  $\gamma$  (en verde). De 0 a 30 keVee la contribución de sucesos considerando depósitos energéticos de  $\gamma$  o  $e^-$  (en naranja) es despreciable.

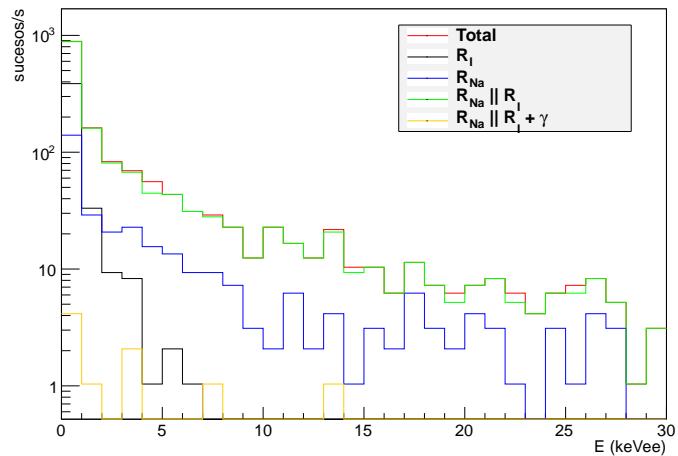


Figura 12: Representación gráfica de la información contenida en la Tabla 2.4 por debajo de 30 keVee. Se puede ver que tenemos RN puros de I de 0 a 7 keVee de energía y RN puros de Na en todo el intervalo energético. Los RN de Na o de I con  $m \geq 1$  sin depósitos energéticos de  $e^-$  o de  $\gamma$  abarcan todo el rango energético (en verde). De 0 a 30 keVee la contribución de sucesos considerando depósitos energéticos de  $\gamma$  o  $e^-$  (en naranja) es despreciable.

Dado que en la medida obtendremos la suma de los sucesos debidos al fondo radiactivo de ANAIS-112 y los debidos a la calibración con  $^{252}\text{Cf}$ ; en la Figura 13 hemos representado conjuntamente los espectros del fondo de ANAIS (en rojo) y los derivados de la simulación corregida con  $QF_1$  (en negro) para cuatro valores de  $m_{Det}$ .

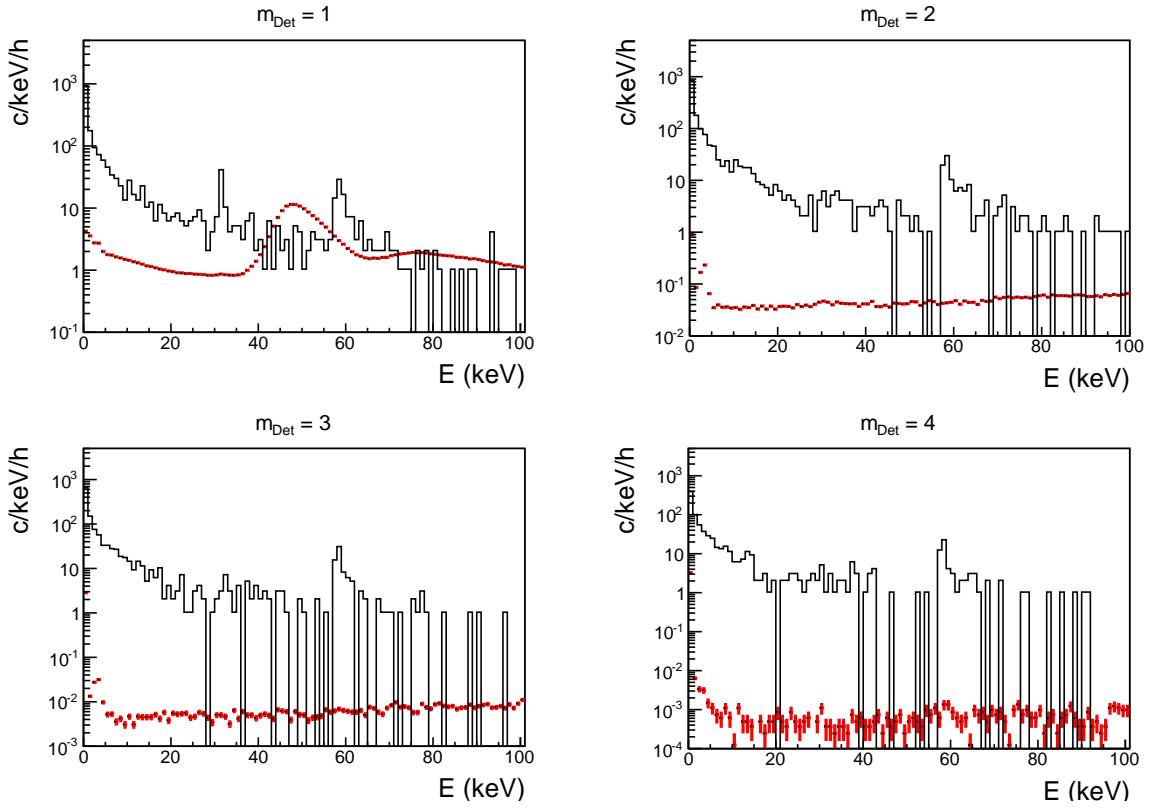


Figura 13: Representación conjunta de los datos del fondo radiactivo de ANAIS-112 (en rojo) junto con los datos obtenidos de la simulación corregidos con QF1 (en negro) para 4 valores de  $m_{Det}$ .

De la Figura 13 podemos deducir que los sucesos debidos al fondo radiactivo de ANAIS-112 para los valores de  $m_{Det} > 1$  son varios órdenes de magnitud inferiores a los que generarán los neutrones procedentes de la fuente de  $^{252}\text{Cf}$ . Únicamente para  $m_{Det} = 1$  y en el intervalo energético de 40 a 60 keV el fondo supera a los sucesos de la simulación. Estos resultados nos permiten afirmar que la calibración con neutrones del experimento ANAIS-112 es viable con una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  de 3 kBq colocada en el exterior del blindaje de plomo y en el centro de una de las caras laterales. Esta debería producir un ritmo de sucesos claramente superior al fondo radiactivo y con el espectro energético característico mostrado en la Figura 13.

### 3. Medida en Canfranc y resultados

En esta sección vamos a describir la calibración con neutrones llevada a cabo en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc del experimento ANAIS-112 como hemos planteado en la sección 2.2 y posteriormente comparar los resultados de la medida con los de la simulación de la geometría completa.

Como hemos mencionado previamente, la calibración del experimento ANAIS-112 se llevó a cabo en el LSC el día 27 de abril del 2021. Colocamos la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  fuera del blindaje de plomo, no exactamente en la posición indicada en la Figura 10, sino en las coordenadas  $x = +2,5$  cm,  $y = +9,3$  cm y  $z = +85,1$  cm, tomando como referencia el centro del montaje, por motivos de adaptación al dispositivo experimental. En la simulación de la geometría completa de ANAIS-112, colocamos la fuente en la posición  $x' = 0$  cm,  $y' = 0$  cm y  $z' = +80$  cm

aunque no esperamos que este desplazamiento afecte significativamente en la comparación de los resultados.

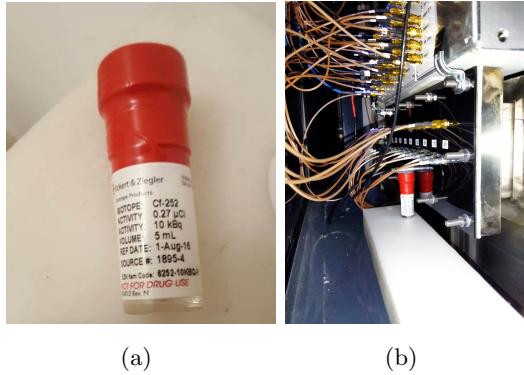


Figura 14: Fotografías de la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  y de su localización en el dispositivo experimental ANAIS-112 para realizar la calibración con neutrones en el LSC.

En la Figura 14 tenemos las fotografías que realizamos de la fuente de fisión espontánea de  $^{252}\text{Cf}$  empleada para la calibración con neutrones del experimento ANAIS-112 y de dicha fuente colocada en la posición en la que se realizó la calibración durante 12059,1 s, es decir, aproximadamente 3,3 h. Cabe destacar, que el ritmo de medida coincidió muy bien con el estimado (ver ecuación 15).

Los espectros energéticos obtenidos como resultado de la calibración con neutrones, para cuatro valores de  $m_{\text{Det}}$ , se muestran en la Figura 15 para el detector 0.

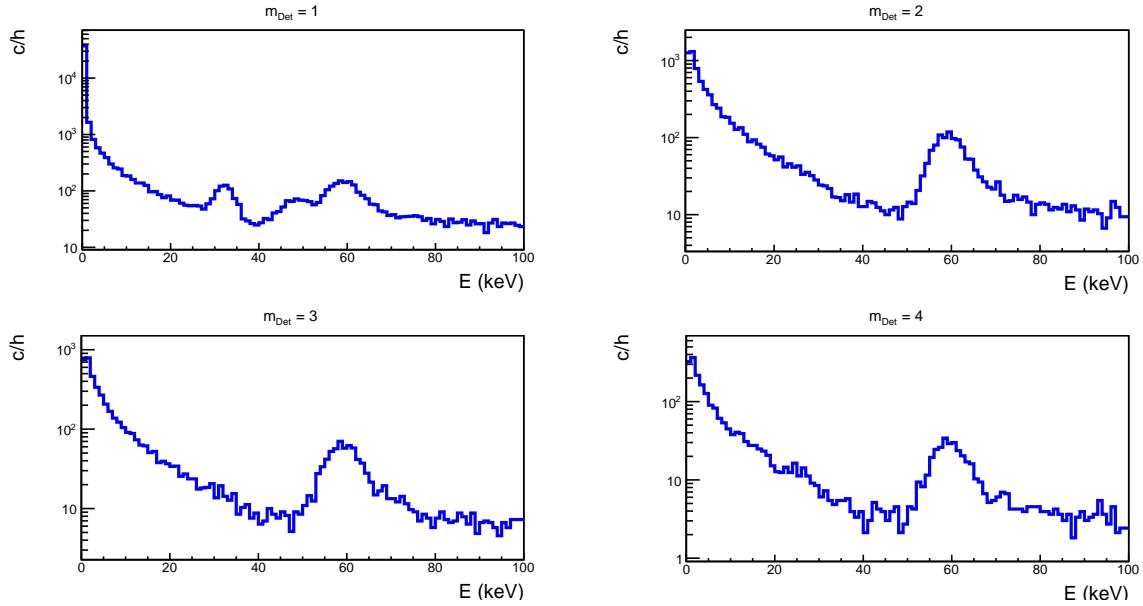


Figura 15: Espectros energéticos obtenidos de la calibración realizada en el LSC para cuatro valores de  $m_{\text{Det}}$  considerando el detector 0.

Cabe destacar, que la simulación supone que los detectores (volumen “activo”) son ideales, lo que implica que todos los depósitos energéticos que se produzcan en ellos son convertidos completamente en señal visible. En un detector real, esto no sucede ya que en la conversión de la

energía depositada en señal tienen lugar procesos aleatorios que implican una distribución de la “energía visible” en torno a su valor medio, con una desviación estándar asociada: la resolución en energía del detector. Este hecho da como resultado que depósitos monoenergéticos generen picos gaussianos como se puede ver en los espectros energéticos mostrados en la Figura 15.

Si nos fijamos en la forma espectral podemos ver que es similar a la obtenida en la simulación que mostramos en la Figura 13, destacamos el pico de 57,6 keV, claramente observable y comparable con el de la Figura 13. Pero para comprobar hasta qué punto es así, representamos simultáneamente los tres conjuntos de datos, la simulación corregida con  $QF_1$  (en negro) “corregida” con  $QF_1$ , el fondo radiactivo de ANAIS-112 (en rojo) y la calibración (en azul).

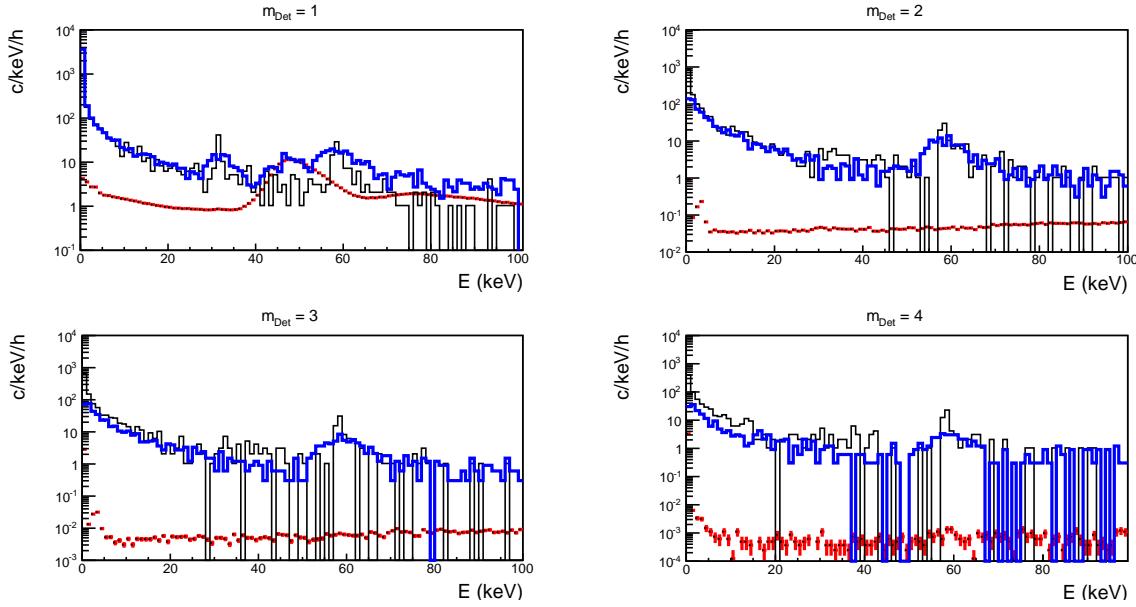


Figura 16: Representación gráfica de los tres conjuntos de datos para el detector 0 por debajo de 100 keV para cuatro valores de  $m_{Det}$ : la simulación (en negro) “corregida” con  $QF_1$ , el fondo radiactivo de ANAIS-112 (en rojo) y la calibración con neutrones realizada en el LSC (en azul).

Las gráficas representadas, como hemos indicado, se corresponden con el detector 0, pero es importante mencionar que lo obtenido es similar para los nueve detectores de ANAIS-112 y para todos los valores de  $m_{Det}$ , como también hemos comprobado en las secciones previas. La Figura 17 muestra los tres conjuntos de datos para los nueve detectores de ANAIS-112 y la Figura 18 lo obtenido para los nueve detectores por separado considerando  $m_{Det} = 1$  (ambas con la simulación “corregida” con  $QF_1$ ).

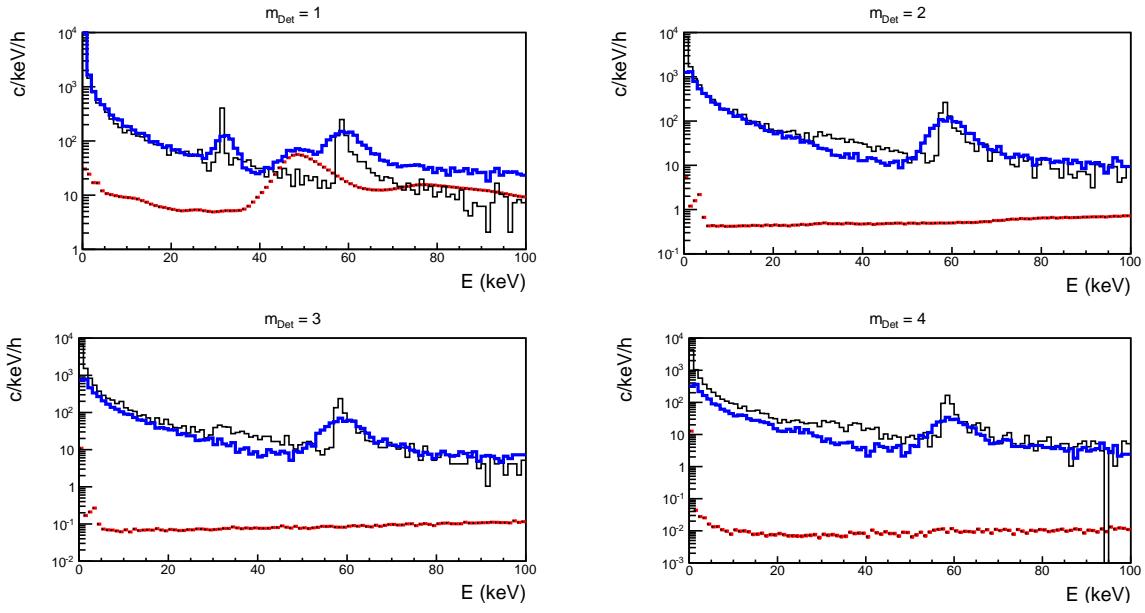


Figura 17: Representación gráfica de los tres conjuntos de datos para la suma de los nueve detectores de ANAIS-112 (con la simulación “corregida” con QF<sub>1</sub>).

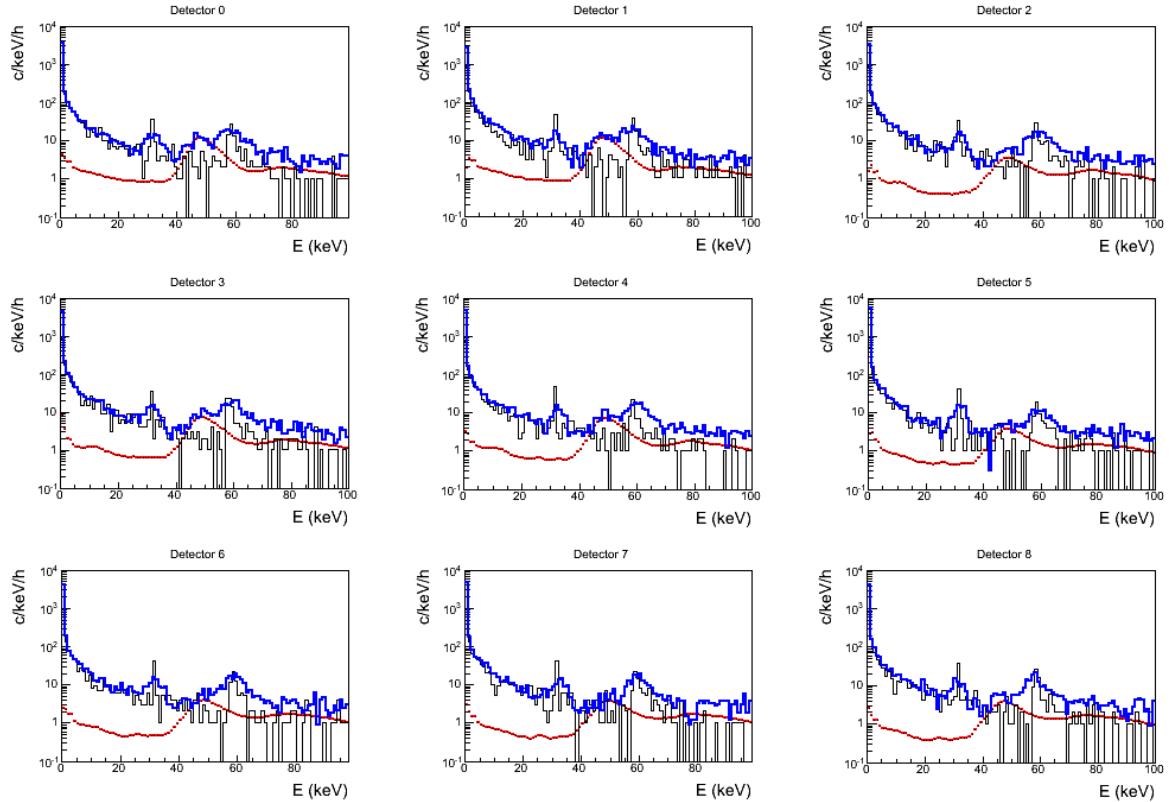


Figura 18: Representación gráfica de los tres conjuntos de datos considerando  $m_{Det} = 1$  para los nueve detectores de ANAIS-112 por debajo de 100 keV. Lo obtenido es equivalente para todos los detectores.

Como podemos observar en la Figura 16, para  $m_{Det} = 1$ , la suma de la simulación, corregida

con  $QF_1$ , y el fondo radiactivo reproduce fielmente el resultado obtenido en la medida experimental con la fuente de  $^{252}\text{Cf}$ . En la región hasta 20 keV el espectro está dominado por la dispersión elástica de los neutrones. En 31,8 keV, de acuerdo con la simulación, se observa un pico  $\gamma$  cuyo origen no hemos podido establecer. A continuación, aproximadamente en 50 keV de energía se observa el pico debido al fondo radiactivo de ANAIS-112 proveniente del isótopo  $^{210}\text{Pb}$  que es una contaminación interna de los cristales de NaI [1, pág.21]. El  $^{210}\text{Pb}$  se puede desintegrar  $\beta^-$  a un estado excitado del  $^{210}\text{Bi}$  que posteriormente se desexcita emitiendo  $\gamma$  de 46,54 keV de energía [13], este pico se obtiene de la suma del depósito energético del  $\gamma$  y los electrones de la desintegración  $\beta$  con end-point en 17 keV. Seguidamente, tenemos un pico en torno a 60 keV que, como hemos visto en las secciones anteriores, se corresponde con la dispersión inelástica de los neutrones con los núcleos de I del detector; como consecuencia, el  $^{127}\text{I}$  queda en un estado excitado que, en su desexcitación, emite  $\gamma$  de 57,6 keV de energía.

Para  $m_{Det} = 2-4$  (Figura 16) tenemos muy pocos sucesos debidos al fondo radiactivo, esto nos permite comparar con más facilidad la medida obtenida de la calibración con la simulación. Como vemos, con la medida reproducimos la simulación muy bien para  $m_{Det} = 2$  y 3 a excepción de la región de 30-40 keV, donde tenemos un exceso de sucesos en la simulación que sin embargo, no hemos observado experimentalmente. Sin embargo, para  $m_{Det} = 4$ , la simulación sobreestima los ritmos de detección en casi todo el rango energético considerado.

Este exceso de sucesos observado, podría ser debido a los valores de QF que hemos empleado para convertir la energía de retroceso nuclear en energía equivalente de electrón en los datos obtenidos de la simulación. Para evaluar esta posible influencia de los factores de “quenching” vamos a usar los valores de  $QF_2$  constantes mostrados en la Tabla 1.1.

Nos centramos en los valores de multiplicidad de detector  $m_{Det} = 2$  y 3 ya que tenemos suficiente estadística y, como hemos indicado, muy pocos sucesos correspondientes al fondo radiactivo de ANAIS. Mostramos los datos de la simulación “corregidos” con  $QF_1$  y  $QF_2$ , en la Figura 19 junto con el fondo radiactivo y la medida.

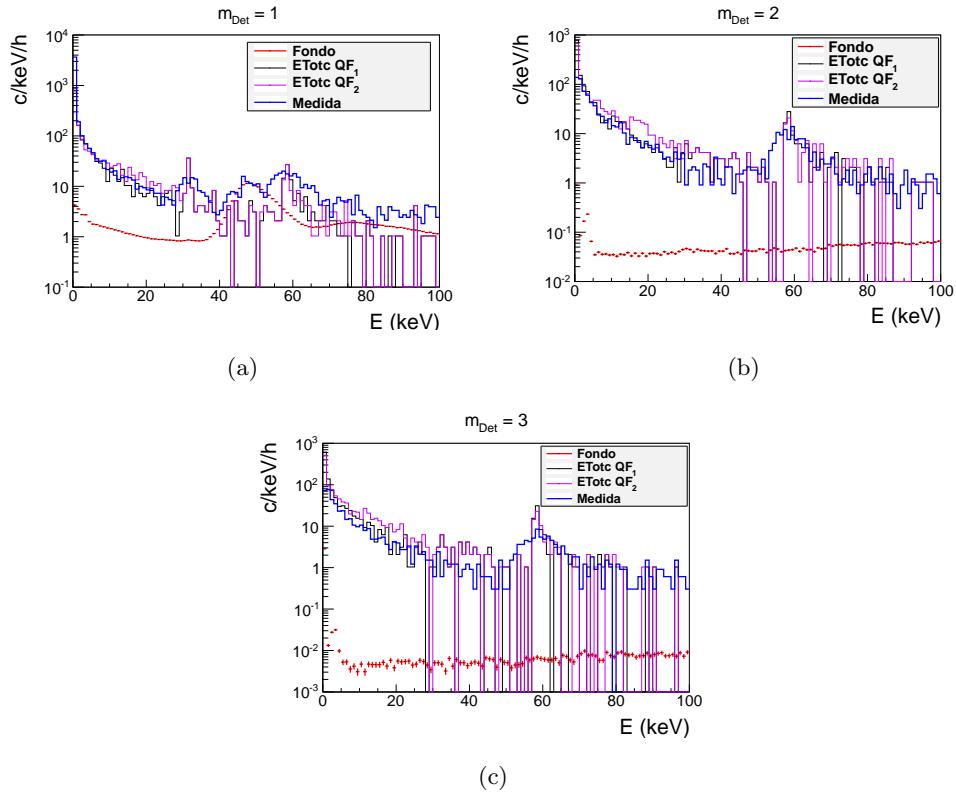


Figura 19: Representación gráfica del fondo radiactivo, los datos obtenidos de la calibración y los datos de la simulación corregidos con un factor de “*quenching*” dependiente de la energía (QF<sub>1</sub>) y para un QF constante (QF<sub>2</sub>) (ver Tabla 1.1) para las multiplicidades de detector 1, 2 y 3 por debajo de 100 keV para el detector 0.

Como podemos observar, “corrigiendo” con QF<sub>2</sub> los datos de la simulación, la línea obtenida (en morado) se encuentra por encima tanto de la  $E_{Totc}$  con QF<sub>1</sub> como de los datos de la calibración, es decir, obtenemos un exceso de sucesos que no reproducen fielmente la medida en prácticamente todo el intervalo energético por debajo de 100 keV. Esto supondría que nuestra medida no es compatible con la suposición de que los factores de “*quenching*” son constantes a 0,09 para el I y a 0,3 para el Na en todo el rango energético considerado.

Por otro lado, haciendo uso del valor de QF<sub>3</sub> mostrado en la Tabla 1.1 representamos de nuevo los espectros energéticos para las multiplicidades de detector 1, 2 y 3.

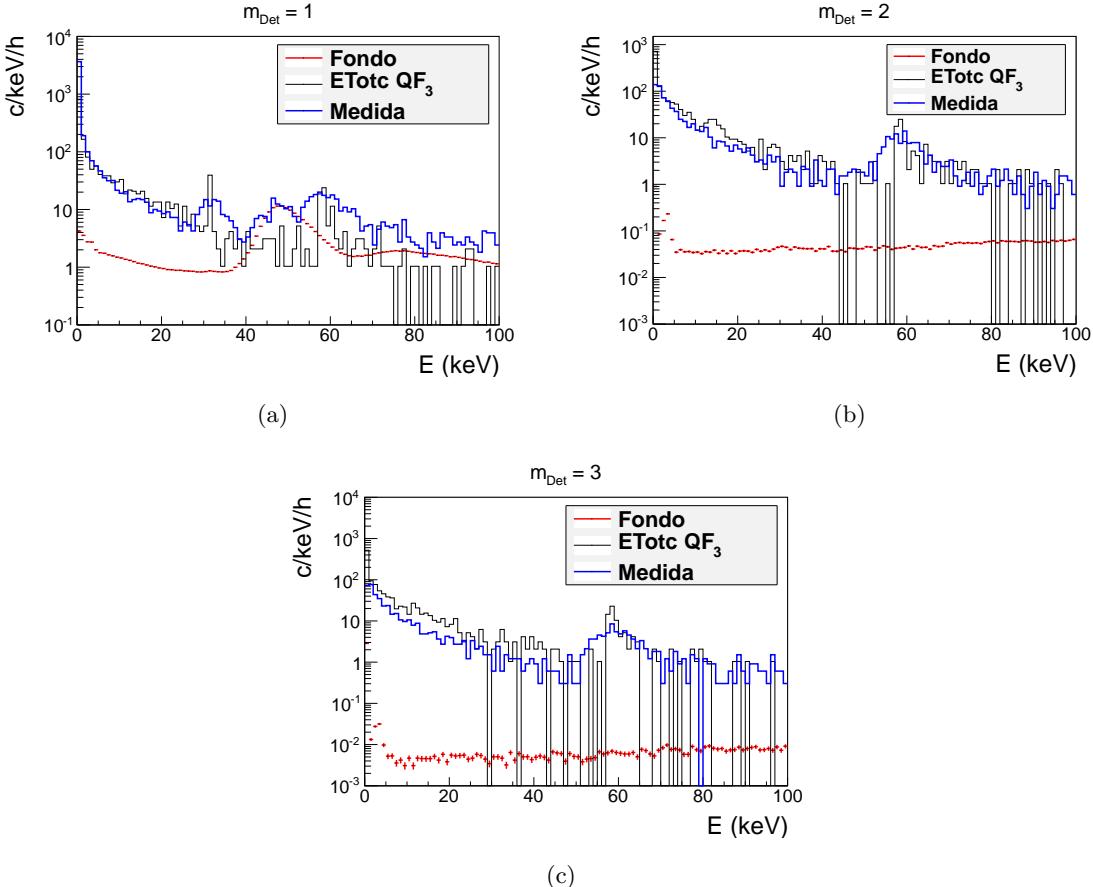


Figura 20: Representación gráfica del fondo radiactivo, los datos obtenidos de la calibración y los datos de la simulación corregidos con un factor de “*quenching*” constante ( $QF_3$ ) (ver Tabla 1.1) para las multiplicidades de detector 1, 2 y 3 por debajo de 100 keV para el detector 0.

Como podemos ver en las Figuras 19 y 20, utilizar los factores de “*quenching*” constantes ( $QF_2$  y  $QF_3$ ) no mejora el exceso de cuentas observado entre simulación y medida en la región de 30 a 40 keV para  $m_{Det} = 2$  y 3. De hecho, el modelo de factor de “*quenching*” dependiente de la energía ( $QF_1$ ) es el que mejor reproduce la medida realizada en el LSC.

## 4. Conclusiones

El objetivo del trabajo ha sido evaluar la viabilidad de una calibración con neutrones del experimento de detección directa de Materia Oscura ANAIS-112, localizado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc, haciendo uso de una fuente de fisión espontánea de  $^{252}\text{Cf}$ . Es necesario calibrar este tipo de experimentos con fuentes de neutrones ya que la señal que producirían los neutrones en los detectores sería indistinguible de la que producirían los WIMPs.

Para ello, hemos simulado la geometría completa del experimento ANAIS-112, tras un estudio previo de la implementación de la simulación para su comprensión, haciendo uso del paquete de simulación *GEANT4*. Suponiendo que la fuente tiene la actividad de la fuente disponible en el LSC, 3 kBq, situada en el exterior del blindaje de plomo de 30 cm de espesor, hemos simulado  $10^7$  desintegraciones de  $^{252}\text{Cf}$ . Esta simulación, nos ha permitido comprobar que el ritmo esperado de sucesos es de 24,16 sucesos/s, es decir, aproximadamente 5 veces superior que el ritmo de fondo de ANAIS-112. Ello implica que, en un tiempo de medida razonable, del orden

de una(s) hora(s), acumularemos una estadística de sucesos equivalente a la de la simulación con la geometría completa.

Por otra parte, el análisis de los datos obtenidos de la simulación, nos ha permitido identificar los intervalos energéticos, por debajo de 100 keV, en los que esperamos obtener retrocesos nucleares de Na y de I puros, es decir, sin depósitos energéticos asociados a rayos- $\gamma$  o a  $e^-$ . Como hemos visto en la Figura 12 y en la Tabla 2.4 (para el caso particular del detector 0, siendo análogo para los ocho detectores restantes), esperamos retrocesos nucleares de I puros de 0 a 10 keV y de Na en todo el intervalo energético pero obteniendo un mayor porcentaje de 10 a 30 keV.

Asimismo, hemos comparado la medida con la simulación “corregida” con los diferentes valores del factor de “quenching” de la Tabla 1.1. Así, hemos comprobado que los resultados que más se ajustan a la medida realizada en el LSC son los “corregidos” con el QF dependiente de la energía ( $QF_1$ ). Pero no hemos logrado explicar el origen del exceso de cuentas observado en la región de 30 a 40 keV con otros valores de QF.

Finalmente, para mostrar cómo los resultados de la simulación nos permiten extraer información relevante de nuestra medida, hemos construido pulsos promedio para los sucesos registrados en dos ventanas energéticas: una dominada por retrocesos nucleares de Na (por debajo de 45 keVee) y la otra por retrocesos electrónicos (en la región de 50 a 60 keVee) correspondientes al detector 8 y considerando  $m_{Det} > 1$  (de este modo nos aseguramos de que la contribución del fondo radiactivo es mínima). La comparación de los pulsos se muestra en la Figura 21.

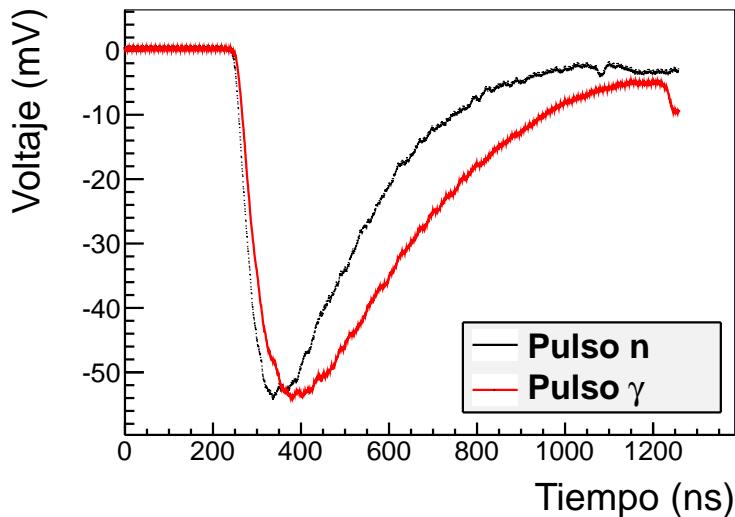


Figura 21: Comparación de los pulsos temporales promedio debidos a retrocesos electrónicos (en rojo) y a retrocesos nucleares (en negro).

El tiempo de bajada del pulso,  $\tau$ , se puede relacionar con la diferencia entre los tiempos  $t_{90}$  y  $t_{10}$ , que corresponden a la reducción al 90 % de la amplitud del máximo (A) y al 10 %, respectivamente.

$$Ae^{t_{90}/\tau} = 0,9 \cdot A,$$

$$Ae^{t_{10}/\tau} = 0,1 \cdot A,$$

De manera que podemos calcular la constante de tiempo  $\tau$ :

$$\tau = \frac{t_{90} - t_{10}}{\ln 9}, \quad (16)$$

Por lo que obtenemos que  $\tau$  es aproximadamente,

$$\tau_n = 204 \text{ ns}, \quad (17)$$

$$\tau_\gamma = 295 \text{ ns}, \quad (18)$$

Así, hemos podido comprobar que los retrocesos nucleares en NaI son más rápidos que los electrónicos ([14]). Aunque no hemos comparado el mismo depósito energético en los pulsos mostrados en la Figura 21, podemos concluir que la diferencia entre los tiempos de centelleo de un retroceso nuclear y de un retroceso electrónico es muy significativa.

A partir de los resultados del presente trabajo se podrán investigar en detalle los tiempos de centelleo de retrocesos nucleares y retrocesos electrónicos en función de la energía, combinando las medidas de calibración con fuentes de neutrones con los datos del fondo radiactivo de ANAIS-112, así como evaluar las eficiencias de los criterios de selección de sucesos para retrocesos nucleares.

## Referencias

- [1] J. Amaré and et al. «Performance of ANAIS-112 experiment after the first year of data taking». En: *European Physics Journal C* 79, 228 (2019). DOI: [doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6697-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6697-4)
- [2] R. Bernabei and et al. «The DAMA project: Achievements, implications and perspectives». En: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 114 (2020) 103810. DOI: [10.1016/j.ppnp.2020.103810](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2020.103810)
- [3] J. I. Collar. «Quenching and channeling of nuclear recoils in NaI(Tl): Implications for dark-matter searches». En: *Physical Review C* 88, 035806 (2013). DOI: [10.1103/PhysRevC.88.035806](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.035806)
- [4] Glenn F. Knoll. «Radiation and Detection Measurement», Chapter 1: Radiation Sources (págs. 19-26) y Chapter 2: Radiation Interactions (págs. 53-55). Cuarta edición. John Wiley & Sons Inc. ISBN: 978-0-470-13148-0. (2010)
- [5] D. Brown, B. Pritychenko and A.A. Sonzogni. «Sigma - Evaluated Nuclear Data File (ENDF)». En *National Nuclear Data Center* (2021). URL: <https://www.nndc.bnl.gov/sigma/>
- [6] Kenneth S. Krane. «Introductory Nuclear Physics», Chapter 12: Neutron Physics (págs. 444-465). Segunda edición. John Wiley & Sons Inc. ISBN: 0-471-80553-X. (1988)
- [7] Institut Laue-Langevin (ILL). «Neutrons for Society». (2021). URL: <https://www.ill.eu/neutrons-for-society>
- [8] Blake C. Anderson, Keith E. Holbert, and Herbert Bowler. «Design, Construction, and Modeling of a 252Cf Neutron Irradiator». En: *Hindawi Publishing Corporation. Science and Technology of Nuclear Installations* Vol. 2016, ID 9012747. DOI: [0.1155/2016/9012747](https://doi.org/10.1155/2016/9012747)
- [9] H.W. Joo and et al. «Quenching factor measurement for NaI(Tl) scintillation crystal». En: *Astroparticle Physics* 108 (2019), págs. 50-56. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2019.01.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.01.001)
- [10] J.I. Collar «Applications of an 88Y/Be Photoneutron Calibration Source to Dark Matter and Neutrino Experiments». En: *Physical Review Letters* 110, 211101 (2013). DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.211101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.211101)
- [11] GEANT COLLABORATION. «GEANT4 - a simulation Toolkit». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506, 3 (2003), págs. 250-303. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- [12] Nuclear Data Services. «Live Chart of Nuclides». En: *International Atomic Energy Agency (IAEA)* (2021). URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>
- [13] Laboratoire National Henri Becquerel. «Pb-210 tables». En: *Atomic and Nuclear data* (2012). URL: [http://www.lnhb.fr/nuclides/Pb-210\\_tables.pdf](http://www.lnhb.fr/nuclides/Pb-210_tables.pdf)
- [14] C. Cuesta and et al. «Bulk NaI(Tl) scintillation low energy events selection with the ANAIS-0 module». En: *European Physics Journal C* (2014) 74:3150. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3150-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3150-6)

# Anexos

## A. Tablas

Intervalo (keVee)	Sin Pb			10 cm de Pb		
	% $R_{Na,p}$	% $R_{I,p}$	% $\gamma$	% $R_{Na,p}$	% $R_{I,p}$	% $\gamma$
(0,10]	8,3	28,9	23,1	11,6	36,9	4,6
(10,20]	12,6	3,3	26,2	24,9	1,1	4,5
(20,30]	13,3	0,0	20,0	18,6	0,0	1,9
(30,40]	13,8	0,0	18,1	23,0	0,0	0,9
(40,50]	10,7	0,0	9,5	16,0	0,0	1,3
(50,60]	8,7	0,0	13,0	7,1	0,0	0,5
(60,70]	3,6	0,0	14,3	5,9	0,0	0,0
(70,80]	9,4	0,0	12,5	7,9	0,0	0,0
(80,90]	7,0	0,0	30,2	8,1	0,0	1,6
(90,100]	7,3	0,0	32,7	9,6	0,0	1,4

Tabla A.1: Porcentaje de RN puros de Na, RN puros de I y de sucesos  $\gamma$  sin blindaje de plomo y para el espesor de 10 cm para los diferentes intervalos energéticos considerados “corrigiendo” la simulación con QF<sub>1</sub>.

Intervalo (keVee)	20 cm de Pb			30 cm de Pb		
	% $R_{Na,p}$	% $R_{I,p}$	% $\gamma$	% $R_{Na,p}$	% $R_{I,p}$	% $\gamma$
(0,10]	11,5	33,0	5,5	8,4	38,6	6,3
(10,20]	22,3	1,5	5,0	21,5	1,3	8,9
(20,30]	19,8	0,0	2,1	18,9	0,0	0,0
(30,40]	22,9	0,0	1,2	15,8	0,0	0,0
(40,50]	19,7	0,0	0,0	16,0	0,0	0,0
(50,60]	5,9	0,0	0,0	4,2	0,0	0,0
(60,70]	6,5	0,0	0,0	2,6	0,0	0,0
(70,80]	6,3	0,0	3,1	0,0	0,0	0,0
(80,90]	9,1	0,0	4,5	11,8	0,0	0,0
(90,100]	11,8	0,0	0,0	6,3	0,0	0,0

Tabla A.2: Porcentaje de RN puros de Na, RN puros de I y de sucesos  $\gamma$  para los espesores de plomo de 20 y 30 cm para los diferentes intervalos energéticos considerados “corrigiendo” la simulación con QF<sub>1</sub>.

Detector 1									
Sucesos totales = 6039									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1773	1559	1219	784	412	203	69	18	1
% Sucesos	29,4	25,8	20,2	13,0	6,8	3,4	1,1	0,3	0,0

Tabla A.3: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 1 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 2									
Sucesos totales = 5976									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1705	1564	1211	802	399	191	71	28	4
% Sucesos	28,5	26,2	20,3	13,4	6,7	3,2	1,2	0,5	0,1

Tabla A.4: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 2 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 3									
Sucesos totales = 5966									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1748	1532	1199	745	438	209	63	22	6
% Sucesos	29,3	25,7	20,1	12,5	7,3	3,5	1,1	0,4	0,1

Tabla A.5: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 3 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 4									
Sucesos totales = 6451									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1489	1739	1453	954	478	236	67	30	3
% Sucesos	23,1	27,0	22,5	14,8	7,4	3,7	1,0	0,5	0,0

Tabla A.6: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 4 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 5									
Sucesos totales = 6735									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1128	1701	1782	1181	571	261	82	24	3
% Sucesos	16,7	25,3	26,5	17,5	8,5	3,9	1,2	0,4	0,0

Tabla A.7: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 5 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 6									
Sucesos totales = 6400									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1400	1785	1406	965	515	223	75	28	3
% Sucesos	21,9	27,9	22,0	15,1	8,0	3,5	1,2	0,4	0,0

Tabla A.8: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 6 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 7									
Sucesos totales = 6383									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1431	1675	1461	985	491	234	71	29	4
% Sucesos	22,4	26,2	22,9	15,4	7,7	3,7	1,1	0,5	0,1

Tabla A.9: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 7 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 8									
Sucesos totales = 6363									
$m_{Det}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sucesos	1434	1703	1455	946	506	216	74	24	4
% Sucesos	22,5	26,8	22,9	14,9	8,0	3,4	1,2	0,4	0,1

Tabla A.10: Porcentaje de sucesos obtenidos para los distintos valores de  $m_{Det}$  considerando el detector 8 por debajo de 100 keVee “corrigiendo” la simulación con  $QF_1$ .

Detector 0   $m_{Det} = 2$					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	17,6	30,8	99,4	0,3	0,2
(10,20]	27,6	0,1	99,3	0,3	0,4
(20,30]	27,1	0,0	98,9	0,6	0,4
(30,40]	21,4	0,0	97,8	1,4	0,8
(40,50]	14,7	0,0	94,8	0,9	4,3
(50,60]	1,9	0,0	18,2	80,6	1,2
(60,70]	1,9	0,0	19,6	79,1	1,2
(70,80]	3,5	0,0	27,2	63,2	9,6
(80,90]	1,2	0,0	23,5	65,4	11,1
(90,100]	6,0	0,0	14,9	71,6	13,4

Tabla A.11: Información obtenida de la simulación (“corregida” con  $QF_1$ ) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 2$ .

Detector 0   $m_{Det} = 3$					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	17,3	28,4	99,6	0,2	0,2
(10,20]	23,8	0,1	99,1	0,7	0,3
(20,30]	21,4	0,0	95,5	2,2	2,2
(30,40]	15,7	0,0	95,8	2,1	2,1
(40,50]	17,2	0,0	91,1	4,5	4,5
(50,60]	1,0	0,0	15,1	84,3	0,6
(60,70]	2,5	0,0	18,3	78,0	3,7
(70,80]	2,6	0,0	23,7	64,5	11,8
(80,90]	9,8	0,0	31,4	56,9	11,8
(90,100]	5,6	0,0	22,2	58,3	19,4

Tabla A.12: Información obtenida de la simulación (“corregida” con QF<sub>1</sub>) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 3$ .

Detector 0   $m_{Det} = 4$					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	16,7	27,8	99,5	0,2	0,3
(10,20]	22,3	0,0	98,4	0,8	0,8
(20,30]	22,9	0,0	98,1	1,4	0,5
(30,40]	14,3	0,0	97,3	0,5	2,2
(40,50]	10,9	0,0	93,5	1,1	5,4
(50,60]	1,4	0,0	13,9	83,6	2,5
(60,70]	3,5	0,0	18,1	80,1	1,8
(70,80]	1,7	0,0	16,9	74,6	8,5
(80,90]	0,0	0,0	13,0	56,5	30,4
(90,100]	2,9	0,0	11,4	71,4	17,1

Tabla A.13: Información obtenida de la simulación (“corregida” con QF<sub>1</sub>) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 4$ .

Detector 0   $m_{Det} = 5$					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	16,1	26,6	99,6	0,3	0,1
(10,20]	20,0	0,0	98,6	0,5	0,9
(20,30]	18,4	0,0	96,9	1,0	2,0
(30,40]	6,5	0,0	97,8	0,0	2,2
(40,50]	12,5	0,0	97,5	0,0	2,5
(50,60]	1,6	0,0	10,9	88,0	1,0
(60,70]	2,3	0,0	21,8	73,6	4,6
(70,80]	0,0	0,0	15,2	75,8	9,1
(80,90]	4,5	0,0	27,3	50,0	22,7
(90,100]	0,0	0,0	10,0	80,0	10,0

Tabla A.14: Información obtenida de la simulación (“corregida” con QF<sub>1</sub>) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 5$ .

Detector 0   $m_{Det} = 6$					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	17,8	24,2	99,6	0,1	0,3
(10,20]	9,6	0,0	97,4	0,0	2,6
(20,30]	14,3	0,0	100,0	0,0	0,0
(30,40]	12,5	0,0	93,8	3,1	3,1
(40,50]	6,3	0,0	37,5	0,0	2,5
(50,60]	0,0	0,0	10,3	89,7	0,0
(60,70]	0,0	0,0	7,7	92,3	0,0
(70,80]	0,0	0,0	9,1	72,7	18,2
(80,90]	0,0	0,0	18,2	54,5	27,3
(90,100]	0,0	0,0	20,0	60,0	20,0

Tabla A.15: Información obtenida de la simulación (“corregida” con QF<sub>1</sub>) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 6$ .

Detector 0   $m_{Det} = 7$					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	14,3	27,8	99,6	0,2	0,2
(10,20]	30,3	0,0	100,0	0,0	0,0
(20,30]	0,0	0,0	91,7	0,0	8,3
(30,40]	13,3	0,0	86,7	0,0	13,3
(40,50]	0,0	0,0	50,0	25,0	25,0
(50,60]	0,0	0,0	16,7	83,3	0,0
(60,70]	7,1	0,0	14,3	78,6	7,1
(70,80]	0,0	0,0	25,0	75,0	0,0
(80,90]	0,0	0,0	0,0	100,0	0,0
(90,100]	0,0	0,0	0,0	75,0	25,0

Tabla A.16: Información obtenida de la simulación (“corregida” con QF<sub>1</sub>) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 7$ .

Detector 0   $m_{Det} = 8$					
Intervalo (keVee)	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	14,6	24,9	100,0	0,0	0,0
(10,20]	6,7	0,0	100,0	0,0	0,0
(20,30]	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0
(30,40]	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0
(40,50]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
(50,60]	0,0	0,0	12,5	75,0	12,5
(60,70]	0,0	0,0	0,0	100,0	0,0
(70,80]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
(80,90]	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0
(90,100]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

Tabla A.17: Información obtenida de la simulación (“corregida” con QF<sub>1</sub>) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 8$ .

Intervalo (keVee)	Detector 0   $m_{Det} = 9$				
	% $R_{I,p}$	% $R_{Na,p}$	% $R_{Na} \parallel R_I$	% $(R_{Na} \parallel R_I) + \gamma$	% $\gamma$
(0,10]	17,9	17,9	100	0	0
(10,20]	0	0	100	0	0
(20,30]	0	0	0	0	0
(30,40]	0	0	0	0	0
(40,50]	0	0	0	0	0
(50,60]	0	0	0	100	0
(60,70]	0	0	0	0	0
(70,80]	0	0	0	0	0
(80,90]	0	0	0	0	0
(90,100]	0	0	0	0	0

Tabla A.18: Información obtenida de la simulación (“corregida” con QF<sub>1</sub>) para el detector 0 imponiendo  $m_{Det} = 9$ .