



Estudios de activación con neutrones de CaO para su
uso como fuente de calibración en el experimento
TREX-DM del Laboratorio Subterráneo de Canfranc

Manuel Álvarez Enguita

Septiembre 2025

Directoras:

Theopisti Dafni

María Jiménez Puyuelo



Universidad
Zaragoza

Índice

1 Motivación del trabajo	1
1.1 WIMPs, TREX-DM y detección de materia oscura	1
1.2 Calibración de TREX-DM	2
2 El experimento	3
2.1 La fuente de neutrones	5
3 Metodología	6
3.1 Herramientas utilizadas	6
3.2 Procedimiento de simulación	7
3.3 Geometrías empleadas	8
3.4 Simulaciones	8
3.5 Calibración de los detectores	10
4 Análisis de los resultados	11
4.1 Análisis de las simulaciones	11
4.2 Los datos obtenidos	14
4.3 Identificación de picos	15
4.3.1 Análisis de las primeras 17 h	17
4.3.2 Análisis de las 68 h del fin de semana	17
4.3.3 Más características de los espectros	19
4.4 Estudio sobre la detección de ^{42}K	21
5 Conclusiones	23
A Simulación del centelleador	26
B Espectros de calibraciones	27
C Histograma de la simulación	28
D Ajustes de los datos	29
D.1 17 horas	29
D.2 68 horas	30
D.3 Bordos de Compton	32
D.4 ^{42}K	33

1. Motivación del trabajo

Este trabajo evalúa la viabilidad de generar ^{37}Ar mediante activación neutrónica de CaO como fuente gaseosa de calibración homogénea para TREX-DM, un experimento diseñado para la detección de WIMPs. Las emisiones de ^{37}Ar tienen una energía muy baja, por lo que la estrategia era inferir su presencia indirectamente a través del ^{42}K , otro producto del calcio natural de emisiones más energéticas. En este trabajo se simula y estudia esta activación para interpretar los datos recabados, y verificar (si es posible) la presencia de ^{42}K (y, por consiguiente, la de ^{37}Ar).

1.1. WIMPs, TREX-DM y detección de materia oscura

La materia oscura es un tipo de materia hipotético que no interactúa con la radiación electromagnética y cuya existencia se deduce de sus efectos gravitatorios. Se estima que la materia oscura contribuye un 26.8 % de la masa-energía del Universo (siendo 4.9 % materia ordinaria y 68.3 % energía oscura) [1]. Sin embargo, su detección (no solo identificar de qué se trata, sino si existe) es uno de los mayores desafíos de la física contemporánea. Uno de los principales candidatos son los WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles, "partículas masivas débilmente interactuantes").

TREX-DM [2] (Figura 1, derecha) es uno de los experimentos liderados por la Universidad de Zaragoza que se está realizando en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) con la idea de detectar estos WIMPs. Es conveniente realizar experimentos basados en la detección de eventos poco probables en laboratorios subterráneos para reducir significativamente el fondo de rayos cósmicos que hay en la superficie continuamente, además de seleccionar cuidadosamente materiales con baja actividad de isótopos radiactivos; ambas cosas podrían sepultar cualquier información útil. Se trata de una TPC (*Time Projection Chamber*), una clase de detector de partículas basado en el uso de campos eléctricos y/o magnéticos en un volumen sensible gaseoso para hacer reconstrucciones tridimensionales de las trayectorias o interacciones de las partículas. Forma parte del proyecto T-REX (*TPCs for Rare Events eXperiments*), que ha desarrollado distintos detectores basados en TPCs para la búsqueda de sucesos poco probables.

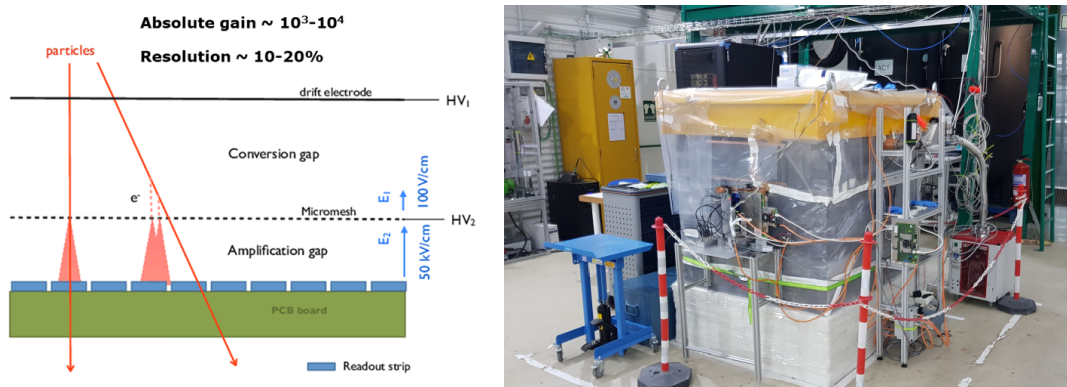


Figura 1: Esquema de TPC con Micromegas, las partículas generan electrones al interactuar con el gas en su trayectoria en la región de deriva (*conversion gap*), y estos son amplificados antes de llegar al ánodo (izquierda, extraída de [3]); e imagen del experimento TREX-DM en el LSC, completamente cubierto por cobre y plomo (derecha, extraída de [2]).

El funcionamiento de TREX-DM es el siguiente: al incidir una partícula en el gas (región de deriva), se producen pares ión-electrón, que pueden ser separados aplicando un campo eléctrico con la idea de detectar los electrones que llegan al ánodo. Para ello, se usan planos de lectura Micromegas (Figura 1, izquierda): el ánodo tiene una malla con un electrodo que separa la región de deriva de la de avalancha. Esta *Mesh* consta de una capa de cobre con agujeros por los que pueden pasar los electrones, unas columnas de kapton de 50 μm que la sostienen, y otra capa de cobre con un patrón de píxeles grabado. Como la señal que llega es muy baja, se amplifica con un intenso campo eléctrico entre las zonas de cobre que permite que cada electrón de deriva genere una avalancha de electrones hacia el ánodo. Al estar pixelizado, se puede reconstruir la topología del evento [4].

Los procesos que se intentan detectar se basan en la medición de eventos de muy baja energía, del orden de pocos keV, con especial interés en el rango menor a 5 keV. En el caso de existir los WIMPs, se espera que choquen con los núcleos del gas de la cámara (argón, neón); y si sus masas son similares, el intercambio energético será mayor, y más retrocederá el núcleo. Con una energía suficiente, al volver a su posición de equilibrio podría producir una ionización, y los electrones liberados serían arrastrados por el campo como se ha explicado. Se buscan WIMPs de masas del orden de menos de 10 GeV bajo la presunción de que, si sus masas fueran mayores, ya se habrían detectado en experimentos anteriores. Algunos de ellos, como ANAIS (liderado por la Universidad de Zaragoza) miden la modulación anual en la tasa de cuentas de baja energía al variar durante el año la velocidad relativa de la Tierra y el supuesto halo galáctico de WIMPs. La idea entonces es crear un modelo del fondo que se espera encontrar teniendo en cuenta todas las fuentes conocidas, e investigar si aparecen incoherencias al recabar los datos. Solo uno, DAMA/LIBRA, ha afirmado haber detectado WIMPs con masas del orden de 100 GeV; mientras que otras búsquedas independientes, como ANAIS (que usa el mismo blanco de NaI) o LUX-ZEPLIN (que usan detectores de xenón líquido en un modelo experimental diferente) no han observado la misma señal [5, 6].

1.2. Calibración de TREX-DM

Debido a la baja masa que se espera de los WIMPs, el intercambio de energía por colisión con otra partícula será muy pequeño, por lo que la respuesta del detector debe tener un umbral muy bajo, por debajo del kiloelectronvoltio, y conocerse con precisión en estos rangos. Los diferentes píxeles del ánodo pueden presentar variaciones de ganancia debidas a posibles defectos, así que si la calibración se realiza con una fuente que irradie desde un solo punto, la iluminación no será homogénea, siendo dependiente del recorrido libre medio de los fotones, y distintas regiones del detector recibirán una cantidad distinta de información. Por ello es crucial disponer de una fuente de calibración que se distribuya homogéneamente por todo el detector. Para simular el comportamiento de los WIMPs de manera más realista, lo idóneo sería utilizar neutrones, debido a que tienen masa y su carga es neutra; sin embargo, conviene hacer calibraciones con fotones periódicamente para comprobar si la sensibilidad del detector ha cambiado, siendo estas mucho más sencillas.

Una posible estrategia para poder llevar a cabo estas calibraciones consiste en generar un gas que cumpla estos dos requisitos: que se distribuya uniformemente en el volumen activo (por eso

es gaseoso); y cuya desintegración genere un fotón que deposite energías bajas en el detector, del orden del keV. El argón-37 (^{37}Ar) se presenta como el candidato ideal, emitiendo radiación a 2.82 keV (con una probabilidad de 90 %) y 0.27 keV (9 %); tiene una semivida de 35.0 días, y no se encuentra de forma natural en cantidades útiles, por lo que se propone producirlo activando óxido de calcio (CaO). Este proceso consiste en bombardear CaO con neutrones, induciendo la reacción nuclear $^{40}\text{Ca}(n,\alpha)^{37}\text{Ar}$. El uso de CaO resulta ventajoso porque se maneja fácilmente en forma de polvo y se puede incorporar en un recipiente por el que circula el gas del detector. Así, al activar el CaO, el ^{37}Ar generado se mezcla homogéneamente con el gas y llena el volumen del detector [7]. La semivida relativamente corta del ^{37}Ar es útil para que se pueda hacer estadística sin tener que esperar demasiado.

2. El experimento

El procedimiento comienza disponiendo el polvo de CaO dentro de un recipiente de acero diseñado para que el gas del detector circule a través de él (el montaje aparece en la Figura 2). El CaO se expone a una fuente de neutrones, que interaccionan con él y generan principalmente ^{37}Ar . La reacción $^{40}\text{Ca}(n,\alpha)^{37}\text{Ar}$ requiere neutrones rápidos (con energías por encima de 1 MeV) para ser eficiente; en la Figura 3, se ve que la reacción empieza a darse con mayor probabilidad con neutrones de más de 2-3 MeV.

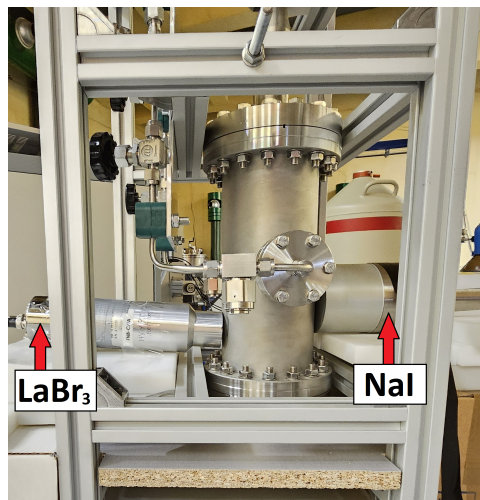


Figura 2: Imagen de la vasija que contiene el CaO en su montaje. Adyacentes están colocados los centelleadores para medir los resultados de la irradiación.

La irradiación puede activar las sustancias de distintas maneras, y en concreto interesa la formación de núcleos inestables que sufren decaimientos radiactivos; a veces a estados excitados de isótopos más estables, que al desexcitarse (casi instantáneamente) emiten fotones. Con la idea de registrarlos, se instalaron dos centelleadores (uno de NaI y otro de LaBr₃) colocados a los lados de la vasija (Figura 2). Los centelleadores funcionan convirtiendo la energía de radiación ionizante (en este caso, los fotones emitidos desde la vasija) en destellos de luz. Esta se recoge con fotomultiplicadores para generar pulsos eléctricos proporcionales a la energía depositada.

Para el fotón de 2.82 keV, el más energético emitido tras el decaimiento de ^{37}Ar , se ha cal-

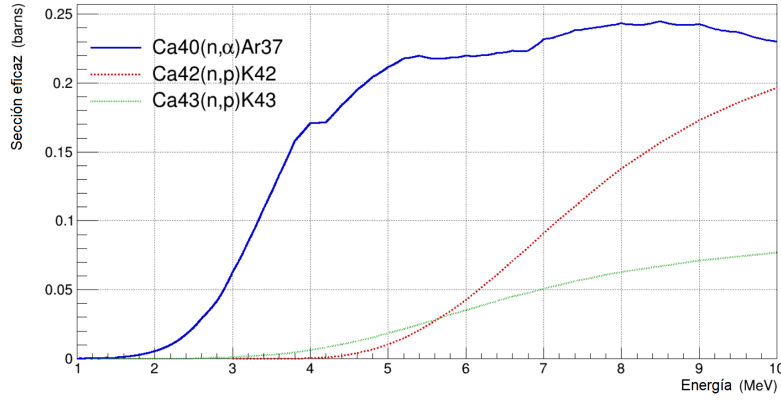


Figura 3: Comparación de las secciones eficaces de los procesos que forman ^{37}Ar y ^{42}K en el rango de energía relevante (véase la Figura 5) [8].

culado un recorrido libre medio en el acero de $2\ \mu\text{m}$ [9]; teniendo en cuenta que el grosor de la vasija de acero es de 1.5 mm, resulta extremadamente improbable que un fotón emitido por el ^{37}Ar abandone la vasija sin ser reabsorbido. Por este motivo, se busca comprobar su presencia indirectamente mediante otras emisiones de la activación del calcio, en concreto de potasio-42 (^{42}K). El calcio con el cual se genera el ^{37}Ar es ^{40}Ca , pero en el calcio natural también se encuentra un pequeño porcentaje (0.647 %) de ^{42}Ca , que al interactuar con los neutrones da ^{42}K mediante la reacción nuclear $^{42}\text{Ca}(n,p)^{42}\text{K}$. Este isótopo tiene una semivida de 12.36 h, y sufre una desintegración β^- a ^{42}Ca (Figura 4), pudiendo emitir este al desexcitarse un fotón de energía suficiente como para abandonar el recipiente (1525 keV, su recorrido libre medio en acero es 26 mm) y poder evaluar que se haya activado el calcio.

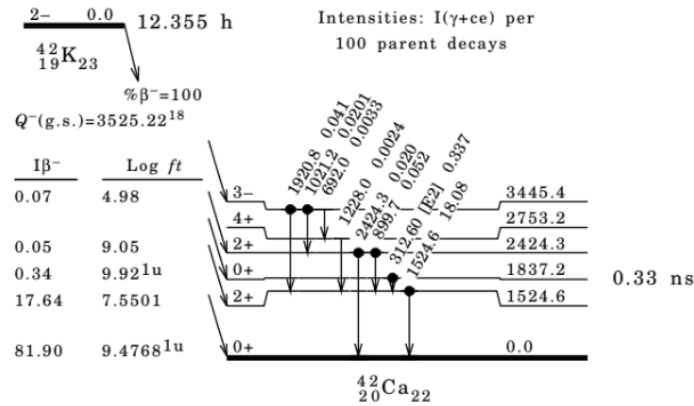


Figura 4: Diagrama de decaimiento del ^{42}K . En el 81.9 % de los casos decae directamente al estado fundamental; la probabilidad de emisión de un fotón de 1525 keV es 17.64 % [10].

Teniendo en cuenta las secciones eficaces de ambas reacciones (Figura 3), y la abundancia de cada isótopo de calcio (96.941 % de ^{40}Ca frente a 0.647 % de ^{42}Ca), la probabilidad de que se forme ^{37}Ar es mucho más alta que la de que se forme ^{42}K . Por lo tanto, si se ha detectado el segundo, se puede afirmar con seguridad que también se ha formado el primero. Se consideró usar ^{43}K con el mismo objetivo, pero la reacción que lo formaba era menos eficiente en cuanto a sección eficaz, y la cantidad de ^{43}Ca en el calcio natural es inferior (0.135 % frente a 0.647 % del ^{42}Ca).

Como se verá más adelante, una vez registrados los datos del experimento de activación de CaO, la presencia de ^{42}K no resultaba evidente. De hecho, había una actividad mucho más compleja que la esperada, debida a la activación de materiales circundantes, como la propia vasija de acero que contenía el CaO.

2.1. La fuente de neutrones

Para conseguir los neutrones rápidos necesarios, se utilizó la fuente de neutrones HiSPANoS [11] del CNA (Centro Nacional de Aceleradores) en Sevilla, basada en un acelerador tándem 3 MV que dirige deuterones del tándem a un blanco grueso de Be. La reacción $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$ produce el amplio espectro energético de neutrones que se muestra en la Figura 5. Estas energías proporcionadas propician la formación de ^{37}Ar , tal y como se ve en la Figura 3.

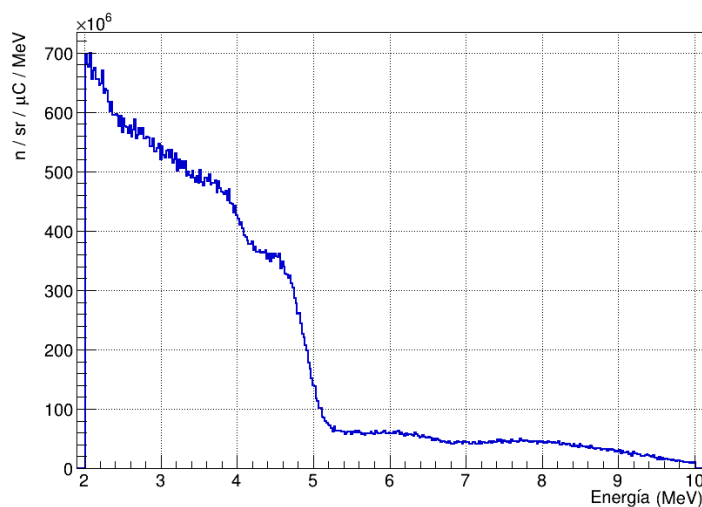


Figura 5: Espectro energético de los neutrones de HiSPANoS lanzados para activación en el CNA (datos extraídos de [11]).

Los datos manejados en este trabajo se obtuvieron a lo largo de varios días de abril de 2024 en el CNA. A continuación se describe el *timeline* de la toma de datos. El día 3 se hizo una medición de 15 horas del fondo natural del lugar. La irradiación de la vasija empezó el día 4 por la mañana, y duró 6 horas. Hubo un retraso de al menos 2 horas desde que la irradiación terminó hasta que se tomaron los primeros datos, medición que duró 17 horas. Al acabar esa, hubo unas mediciones adicionales de 1 hora y 3 horas, y luego de 68 horas, todo el fin de semana. Tras ella, se realizaron dos mediciones más: una de 4 horas y otra de 18. Como se comenta al final del trabajo, posteriormente se transportó la vasija al LSC, se conectó al sistema de TREX-DM y se inyectó gas, para arrastrar dentro el posible ^{37}Ar generado [2].

De todas estas mediciones, se ha trabajado con la inicial de 17 h, que contiene información sobre los isótopos más volátiles; y la de 68 h del fin de semana, cuya larga duración permite caracterizar mejor a isótopos más longevos.



Figura 6: Montaje para la irradiación: la vasija de acero en una estructura de aluminio, con la fuente de neutrones apuntando a la zona que contiene el CaO en polvo [2].

3. Metodología

El trabajo realizado está dividido en dos partes complementarias. En la primera parte se van a diseñar y ejecutar simulaciones de la irradiación del CaO en la vasija para tener referencias de los procesos que pudieran haberse dado. Por otro lado, se va a trabajar con los datos de los centelleadores, analizando sobre todo la posición (energía) de las diferentes estructuras (fotopicos, bordes de Compton...) y su evolución temporal. La idea es poder identificarlas con ciertos resultados de las simulaciones.

En este apartado se va a desarrollar lo que se necesita para realizar las simulaciones ejecutadas: en la Figura 7 se muestra un esquema simplificado de los pasos realizados, explicados en los siguientes subapartados. Seguidamente, se hablará de la calibración de los centelleadores y la visualización de los datos reales.

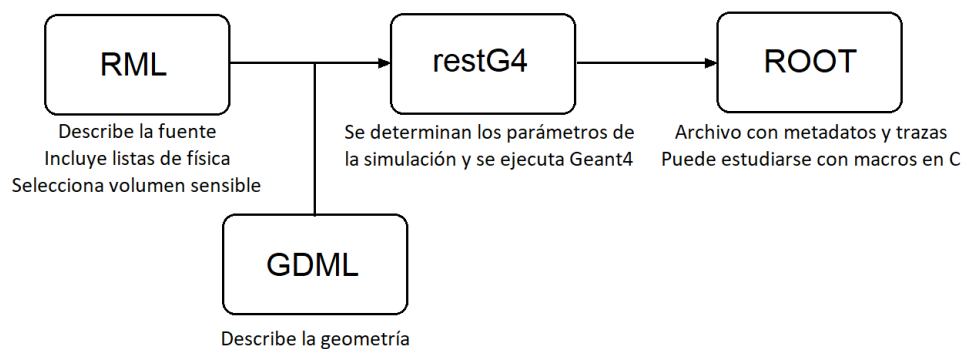


Figura 7: Diagrama de flujo de la configuración, ejecución y análisis de las simulaciones dentro del entorno REST: restG4 carga dos archivos con el diseño de la simulación y devuelve un fichero ROOT que se puede analizar con macros.

3.1. Herramientas utilizadas

Para estudiar el experimento, se han realizado simulaciones Monte Carlo del proceso de irradiación con la idea de comprender el espectro de energía resultante, teniendo en cuenta que

el experimento se condujo con el CaO contenido en un recipiente de acero que pudo haber sido activado también. Para llevar a cabo las simulaciones se emplean varias herramientas de software especializadas en física de partículas y análisis de datos.

REST-for-Physics [12] (abreviado como REST, Rare Event Searches with TPCs Software) es una herramienta desarrollada para experimentos de búsquedas de eventos raros con cámaras de proyección temporal (TPC) de bajo fondo. REST proporciona un entorno unificado de adquisición, simulación y análisis de datos. Está implementado en C++ e integrado con ROOT [13], un *framework* ampliamente utilizado en física de partículas para almacenar, procesar y visualizar datos. Esto permite manejar estructuras de datos complejas (eventos, hits...) bajo una misma interfaz. En el contexto de este trabajo, REST actúa como plataforma conductora que configura y ejecuta simulaciones basadas en Geant4 y almacena los resultados en formato .root para su análisis.

restG4 es el módulo de REST encargado de ejecutar las simulaciones detalladas mediante Geant4 [14], una biblioteca que modela la interacción de partículas con la materia. restG4 integra la configuración de geometrías y fuentes de partículas definida en archivos de configuración, ejecutando la simulación y recopilando la información relevante (como la energía depositada en distintos volúmenes), garantizando un seguimiento detallado de cada interacción. [15]

Para tareas como realizar ajustes de funciones, dibujar gráficas y organizar la información en histogramas, se han utilizado multitud de códigos auxiliares en C (llamadas macros) [16].

3.2. Procedimiento de simulación

Geant4 simula, por Monte Carlo, el transporte de partículas en la materia [14]. Para ello necesita una descripción de la geometría y los materiales, que fije tamaños, densidades y composición isotópica; así como una configuración de la fuente de irradiación (tipo de partícula emitida, posición, orientación, distribución energética...).

En restG4 se emplean archivos externos para mayor flexibilidad: un archivo RML (modificación de XML, *eXtensible Markup Language*) llama a uno GDML (*Geometry Description Markup Language* [17]), que describe la fuente, selecciona el volumen sensible en cuyo interior se registrará la información, e incluye listas de física que activen los modelos y bases de datos de secciones eficaces relevantes.

Para ejecutar la simulación, se llama al archivo RML determinando el número de eventos a simular y el nombre del archivo ROOT en el que se guardarán los resultados. Se puede lanzar un número de partículas primarias concreto o en función del número de eventos registrados en el volumen sensible (ya que algunas partículas lo abandonan sin interactuar).

Cada fichero ROOT contiene metadatos de la simulación (configuración de la fuente, geometrías...) y un árbol de eventos. Cada entrada incluye una cabecera (número de evento, tipo y energía de la partícula primaria...) y una lista de trazas. Cada traza representa una partícula transportada y almacena el proceso por el que se ha creado, su partícula "padre", energía depositada... Estos archivos se pueden inspeccionar mediante macros, con las que se pueden ver,

por ejemplo, histogramas en un cierto rango de energía de los fotones que se han manifestado en el volumen sensible. Estos se pueden filtrar por el proceso por el que se han originado, por su elemento o isótopo padre, y/u otras características.

3.3. Geometrías empleadas

Las primeras simulaciones se realizaron con tres geometrías diferentes: la principal es una simplificación del contenedor en el que se realizó el experimento; consta de dos finos cilindros de acero con tapas por ambos lados, entre los que se encuentra el volumen de CaO (Figura 8). Las otras dos geometrías son el volumen de CaO y el de acero por separado.

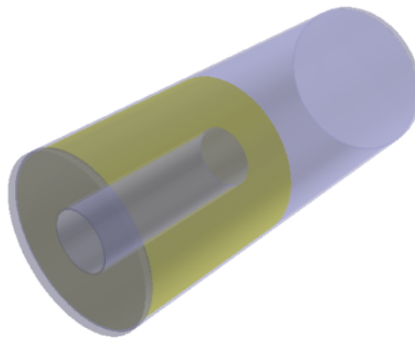


Figura 8: Diseño simplificado del contenedor que se irradió con neutrones: en gris la parte de acero y en amarillo la de CaO.

En cuanto al acero, se trata de acero inoxidable AISI 304, y la composición se define en el archivo GDML con la cantidad máxima tolerable de elementos distintos al hierro para maximizar las posibilidades de que ocurran posibles reacciones nucleares anómalas. En concreto tiene un 65.8% de Fe, un 20% de Ni, un 11% de Cr, y el resto son pequeñas cantidades de C, Si, Mn, P y S [18]. Por su parte, el óxido de calcio está definido con Ca y O en sus respectivas proporciones isotópicas naturales. Todo el espacio circundante se define como aire.

El motivo por el que se han separado las geometrías es para poder estudiar la contribución de cada elemento al espectro total recogido por los centelleadores.

3.4. Simulaciones

Como se ha comentado, los neutrones utilizados tenían una cierta distribución energética (Figura 5) entre 1 y 10 MeV. Inicialmente, para estudiar la activación de una forma más simple, se lanzaron neutrones monoenergéticos. Para cada una de las tres geometrías, se lanzaron 10^5 neutrones desde una fuente puntual uniformemente distribuidos en un cono que contuviera toda la geometría exactamente. Este procedimiento se realizó con neutrones monoenergéticos empezando por 1 MeV hasta 8 MeV. Para la geometría de CaO+acero, al no poder seleccionar dos volúmenes diferentes como sensibles a la vez, se repitieron las medidas con CaO y con acero como volúmenes sensibles, aunque los resultados eran muy similares.

Más adelante, se realizaron las simulaciones más realistas: usando la distribución energética de los neutrones real en la geometría de CaO+acero, lanzando $2 \cdot 10^6$ neutrones con la misma configuración espacial que antes. Además, la fuente se colocó a 75 mm de la pared de acero, a la altura del CaO, para representar más fielmente el montaje mostrado en la Figura 6, aunque los resultados serán más cualitativos que cuantitativos. La Figura 9 muestra el recorrido de uno de los neutrones lanzados, que interacciona con los materiales emitiendo diferentes partículas.

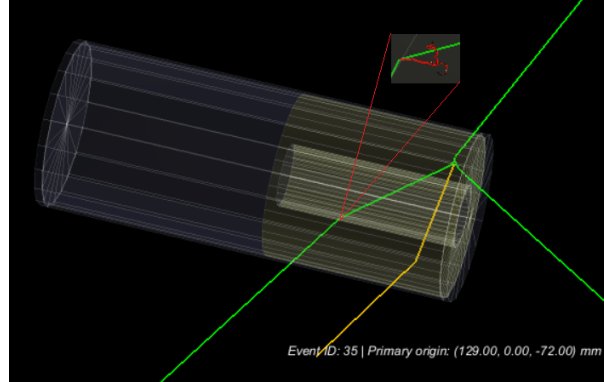


Figura 9: Simulación de un neutrón lanzado (amarillo) interactuando con la geometría. Se desvía por un choque elástico y produce 3 fotones (verde) por dispersión inelástica, que a su vez producen varios electrones (rojo, ampliado por su pequeño recorrido libre medio) por diversos procesos (Compton, ionización...).

En la Tabla 1 aparece la proporción de fotones generados según el proceso habiendo lanzado $2 \cdot 10^6$ neutrones (de los cuales se han registrado $8,57 \cdot 10^5$ eventos). Como se mencionará más adelante, es importante tener mucha estadística porque los procesos de interés (decaimientos radiactivos sobre todo) serán ensombrecidos por la enorme cantidad de información de procesos que Geant4 denomina "neutronInelastic", dispersión inelástica de los neutrones.

Proceso	% de fotones generados
Dispersión inelástica del neutrón	72.3
Bremsstrahlung	16.8
Efecto fotoeléctrico	6.2
Decaimiento radiactivo	1.9
Efecto Compton	1.3
Aniquilación electrón-positrón	1.1
Captura del neutrón	0.2

Tabla 1: Proporción de fotones simulados según el proceso.

De los procesos mencionados en la Tabla 1, no todos serán una representación de lo que muestren los histogramas del experimento. Tal y como se verá en el siguiente apartado, la dispersión inelástica se descartará debido a los tiempos de desexcitación involucrados; y el Bremsstrahlung, el efecto fotoeléctrico y las capturas neutrónicas porque caen por debajo del umbral del sistema de adquisición debido a sus bajas energías. En el experimento solo se observarán decaimientos radiactivos, efectos Compton y aniquilaciones electrón-positrón (y solo si sus tiempos de acción están en cierto rango).

3.5. Calibración de los detectores

Volviendo al experimento, los datos tras la irradiación se recogieron mediante dos centelleadores: uno de NaI y otro de LaBr₃, colocados uno a cada lado de la vasija, como se ve en la Figura 2. Las dimensiones de estos centelleadores (cilíndricos) eran 3.81 cm de longitud y de diámetro para el de LaBr₃, y 7.62 cm de longitud y de diámetro para el de NaI.

En los centelleadores, los fotones actúan sobre todo por efecto fotoeléctrico, dispersión de Compton y, por encima de 1022 keV, producción de pares. El fotoeléctrico deposita toda la energía, generando fotopicos; así como el Compton produce un continuo hasta el borde de Compton, tiene el aspecto de una función escalón. La producción de pares deja señal en 511 keV por la aniquilación de un electrón con un positrón.

Estos sistemas de adquisición no guardan la información directamente en energía, sino que tienen 4096 canales, y se espera que su relación con la energía real sea lineal. Para calibrarlos, previamente a la toma de datos, se utilizaron ¹³⁷Cs y ⁶⁰Co, isótopos radiactivos cuyas energías de emisión se conocen: 662 keV para el ¹³⁷Cs y 1173 y 1332 keV para el ⁶⁰Co, además de un pico con la suma de las energías del ⁶⁰Co, 2505 keV. Adicionalmente, en el detector de LaBr₃ se puede distinguir un pico de 1436 keV debido a la desintegración de ¹³⁸La, que existe de manera natural en el lantano del propio detector. Los detalles pueden verse en el Anexo C.

Los espectros están guardados en archivos ROOT, y, se pueden ajustar a gaussianas los picos que aparecen tanto en los archivos del ¹³⁷Cs como los de ⁶⁰Co, dándonos sus posiciones en canales de adquisición con sus respectivas sigmas. Con esta información, se puede hacer un ajuste lineal que nos sirva para pasar de canales a energía y viceversa.

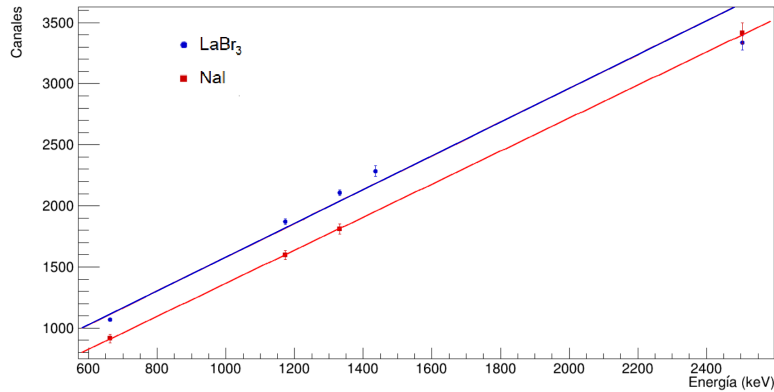


Figura 10: Rectas de calibración para los centelleadores de LaBr₃ (azul) y NaI (rojo).

Las rectas de calibración representadas en la Figura 10 son:

$$Ch_{LaBr_3} = (1.381 \pm 0.026)E + (199 \pm 60) \quad (1)$$

$$Ch_{NaI} = (1.351 \pm 0.045)E + (16 \pm 54) \quad (2)$$

Sin embargo, en la Figura 10 se ve claramente que en el detector de LaBr₃ (azul) el punto de energía más alta no está alineado con el resto: parece que en energías más altas este detector

deja de tener un comportamiento lineal, y subestima la posición del pico. Por este motivo, se utilizarán los datos del detector de NaI a la hora de identificar los fotopicos.

4. Análisis de los resultados

En la Figura 11 se muestra un diagrama de flujo simplificado del procedimiento que se va a seguir para analizar los datos del experimento. En las simulaciones se van a buscar los procesos concretos que pudieran haber sido observados en el experimento dadas sus características (el factor más limitante será la duración de la toma de datos). Por otro lado, también mediante macros, se caracterizarán los picos de los espectros de los centelleadores mediante su energía media y la velocidad a la que decaen, con la idea de poder identificar cada uno de ellos a alguno de los procesos simulados.

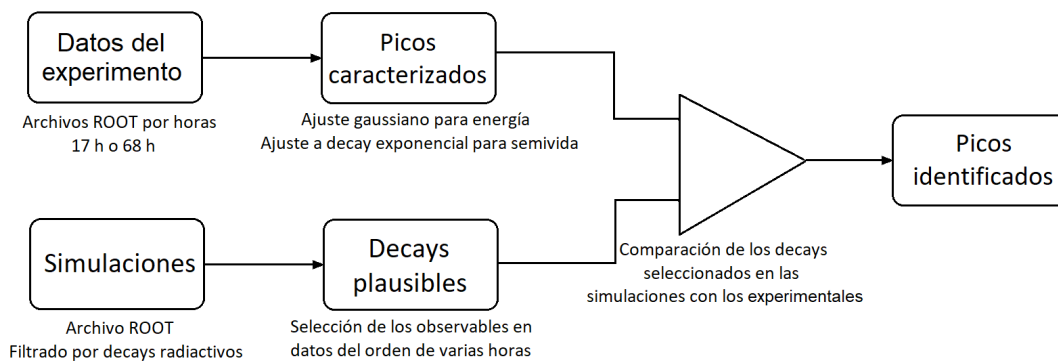


Figura 11: Diagrama de flujo del proceso de análisis de los datos: se busca identificar las estructuras de los espectros obtenidos con procesos concretos vistos en las simulaciones.

4.1. Análisis de las simulaciones

Antes de continuar analizando los datos, se van a estudiar los resultados de las simulaciones, algo necesario para poder interpretarlos. Con una macro, se han representado como ejemplo en un histograma (Figura 12) los fotones emitidos por la activación de la geometría completa (CaO+acero) con energías en el rango 1000 a 2000 keV, según el valor de la energía de los neutrones, usando las simulaciones de neutrones monoenergéticos (de 1 a 8 MeV).

Para analizar más a fondo las simulaciones, uno puede desglosar los procesos que han generado los fotones (Tabla 1). Esto muestra que la gran mayoría de los procesos que ocurren en la simulación llevan la etiqueta de "neutronInelastic". En realidad, Geant4 engloba varios procesos bajo este nombre, como (n,α) , pero el más representativo es la dispersión inelástica de un neutrón rápido: un neutrón de energía cinética superior a 1 MeV choca con un isótopo (aproximadamente en reposo), con lo que le cede parte de su energía. El valor concreto de la energía que pierde el neutrón es el necesario para producir una excitación en el núcleo (depende de las diferencias entre sus niveles de energía). El núcleo excitado se desexcita, emitiendo un fotón de exactamente esa energía, que es lo que se registra en la simulación. Esta reacción se suele denotar como $(n,n\gamma)$.

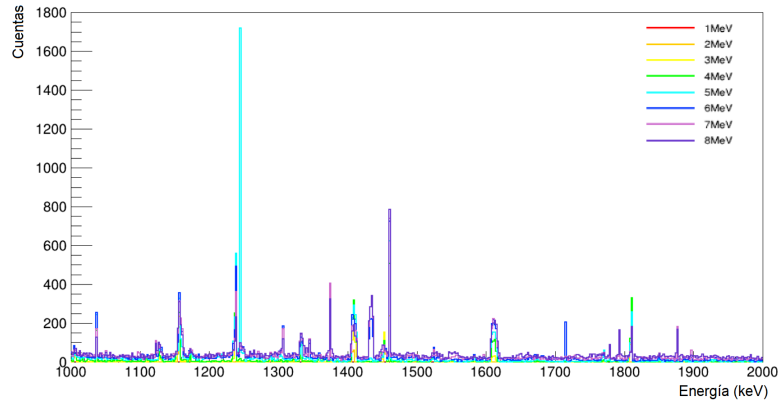


Figura 12: Histogramas de los fotones emitidos en el rango 1-2 MeV, al irradiar la geometría completa con neutrones de energías entre 1 y 8 MeV.

La emisión del fotón debida a la desexcitación del núcleo es un proceso que ocurre casi instantáneamente (del orden del picosegundo, del nanosegundo en los casos más lentos). Esto quiere decir que, a pesar de ser el proceso más abundante en las simulaciones, el "neutronInelastic" no es útil para estudiar los datos del experimento: esos fotones tan abundantes se emiten exclusivamente mientras esté ocurriendo la propia activación, pero las medidas se comenzaron a tomar más de una hora después de haber finalizado la irradiación. Habrá que analizar otros procesos, como decaimientos radiactivos o aniquilación electrón-positrón, que en la simulación ocurren con mucha menos frecuencia. De todas formas, en el Anexo B se muestra un espectro sin descartar ninguno de los procesos simulados.

Se van a estudiar los fotones debidos a decaimientos radiactivos. Cada una se puede inspeccionar para averiguar el isótopo cuyo decaimiento la ha generado (a lo que Geant4 se refiere como isótopo padre), y volviendo más atrás, el isótopo por el que se ha formado este (pudiendo deducir así el proceso concreto). Esta información está recogida en la Tabla 2. Las medidas se tomaron a lo largo de 4 días, 68 h seguidas fue el periodo más largo, por lo que solo se verán representados decaimientos radiactivos cuya semivida esté en cierto rango: si es demasiado baja se agotarán enseguida y no quedará prácticamente registro en la primera hora; si es demasiado alta (y no aparece en enormes cantidades, como ocurre con el ^{40}K natural, por ejemplo) no dará tiempo a que se emita un número significativo de fotones para detectar. Teniendo esto en cuenta, en la Tabla 2 se han puesto en verde los decaimientos con una semivida de varias horas, que deberían verse correctamente en condiciones ideales; en amarillo las que llegan hasta 100 días, que sería improbable ver pero todavía resultaría plausible si aparecen en gran cantidad; y en rojo las que se salen de este rango (por ser demasiado corto o demasiado largo), y que, por lo tanto, no se habrán visto en el experimento.

Antes de continuar, se va a hacer una aclaración sobre la notación utilizada. Decir que el fotón lo emite el núcleo que decae es abuso del lenguaje. Por ejemplo, en el caso del ^{42}K , el núcleo sufre un decaimiento β^- a ^{42}Ca espontáneamente, con lo que emite un electrón. Si el núcleo de ^{42}Ca al que decae está excitado, inmediatamente se desexcitará, emitiendo, ahora sí, fotones que puede ser recogido por el centelleador. La notación que se usará de ahora en adelante será $^{42}\text{K}(^{42}\text{Ca})$, y por comodidad se hablará solo del núcleo padre en algún caso (lo que sería el ^{42}K en este ejemplo).

E_γ (keV)	Núcleo originario	Reacción	Núcleo que decae	Tipo de decaim.	Núcleo hijo estable	Semivida
593	^{43}Ca	(n,p)	^{43}K	β^-	^{43}Ca	22.3 h
618	^{43}Ca	(n,p)	^{43}K	β^-	^{43}Ca	22.3 h
811	^{58}Ni	(n,p)	^{58}Co	β^+	^{58}Fe	71 d
835	^{54}Fe	(n,p)	^{54}Mn	EC	^{54}Cr	312 d
847	^{56}Fe	(n,p)	^{56}Mn	β^-	^{56}Fe	2.6 h
864	^{58}Ni	(n,p)	^{58}Co	β^+	^{58}Fe	71 d
936	^{52}Cr	(n,p)	^{52}V	β^-	^{52}Cr	3.7 min
1108	^{44}Ca	(n,p)	^{44}K	β^-	^{44}Ca	22.1 min
1173	^{60}Ni	(n,p)	^{60}Co	β^-	^{60}Ni	5.3 y
1273	^{29}Si	(n,p)	^{29}Al	β^-	^{29}Si	6.6 min
1294	^{44}Ca	(n, α)	^{41}Ar	β^-	^{41}K	1.8 h
1333	^{60}Ni	(n,p)	^{60}Co	β^-	^{60}Ni	5.3 y
1434	^{52}Cr	(n,p)	^{52}V	β^-	^{52}Cr	3.7 min
1461	^{40}Ca	(n,p)	^{40}K	EC	^{40}Ar	$1.25 \cdot 10^9$ y
1525	^{42}Ca	(n,p)	^{42}K	β^-	^{42}Ca	12.3 h
1675	^{58}Ni	(n,p)	^{58}Co	β^+	^{58}Fe	71 d
1779	^{28}Si	(n,p)	^{28}Al	β^-	^{28}Si	2.2 min
1811	^{56}Fe	(n,p)	^{56}Mn	β^-	^{56}Fe	2.6 h
2113	^{56}Fe	(n,p)	^{56}Mn	β^-	^{56}Fe	2.6 h
2523	^{56}Fe	(n,p)	^{56}Mn	β^-	^{56}Fe	2.6 h
2658	^{56}Fe	(n,p)	^{56}Mn	β^-	^{56}Fe	2.6 h
2960	^{56}Fe	(n,p)	^{56}Mn	β^-	^{56}Fe	2.6 h

Tabla 2: Decaimientos radioactivos simulados al activar CaO+acero, cribados por sus semividas (verde: pueden observarse en datos tomados durante varias horas tras la irradiación; rojo: no pueden observarse; amarillo: depende de la cantidad que hubiera). Semividas extraídas de [19].

En la Figura 13 se han representado en un histograma los fotones de la simulación debidos a decaimientos radiactivos, pero solo los que tienen una semivida adecuada como para ser detectados midiendo en el rango de varias horas a pocos días (en la Tabla 2, las que están en verde y amarillo). La altura de estos picos revela información sobre la abundancia de la producción de los isótopos que decaen, lo cual está relacionado tanto con la abundancia de los núcleos originarios (los que serían el “padre” de los que decaen) como de la probabilidad de que se dé la reacción (es decir, su sección eficaz). Se puede observar un pico muy dominante (Fe58, es decir, ^{58}Co (^{58}Fe), en morado, cerca de 800 keV), pero como es el que tiene una semivida considerablemente más larga que el resto (71 días frente a unas cuantas horas), esta dominancia se verá reflejada en los datos experimentales de otra manera. Cabe recordar que el volumen sensible es el propio CaO, la simulación no ha tenido en cuenta la respuesta de los centelleadores externos del experimento real (en el Anexo A se ha trabajado con un centelleador de NaI como volumen sensible y una fuente de ^{42}K), pero aún es útil porque la información que ofrece es cualitativa, no cuantitativa.

Simulación adicional: aluminio

Debido a la presencia de perfiles de aluminio en el montaje (Figura 6), susceptibles a ser activados también, se ha realizado otra simulación lanzando $3 \cdot 10^6$ de neutrones a una geometría de aluminio simple. El procedimiento de análisis es idéntico al anterior: crear un histograma de las energías de los decaimientos radiactivos, identificar los picos y las reacciones que los originan,

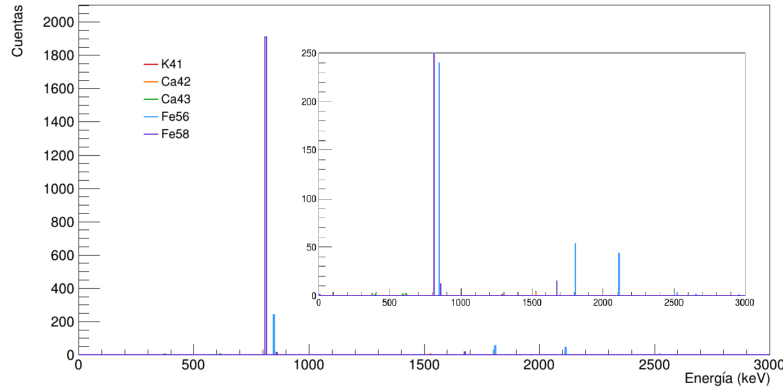


Figura 13: Fotones simulados que podrían haber sido detectados según el cribado de la Tabla 2 (y la Tabla 3); en la leyenda aparece el isótopo producido del decaimiento, el cual, al desexcitarse, emite el fotón.

y descartar los que no podrían haber sido detectados debido a su tiempo de semivida (Tabla 3).

E_γ (keV)	Isótopo originario	Reacción	Isótopo que decae	Tipo de decaim.	Isótopo hijo estable	Semivida
844	^{27}Al	(n,p)	^{27}Mg	β^-	^{27}Al	9.5 min
1015	^{27}Al	(n,p)	^{27}Mg	β^-	^{27}Al	9.5 min
1369	^{27}Al	(n, α)	^{24}Na	β^-	^{24}Mg	15.0 h
1779	^{27}Al	(n, γ)	^{28}Al	β^-	^{28}Si	2.2 min
2754	^{27}Al	(n, α)	^{24}Na	β^-	^{24}Mg	15.0 h

Tabla 3: Decaimientos radioactivos simulados al activar Al, cribados por sus semividas (verde: pueden observarse en datos tomados durante varias horas tras la irradiación; rojo: no pueden observarse). Semividas extraídas de [19].

Los dos decaimientos cribados son en realidad parte del mismo: el 99.9% de los núcleos de ^{24}Na decaen a un estado excitado del ^{24}Mg , que pasa por un segundo estado excitado antes de llegar al nivel fundamental, por lo que se emiten dos fotones de energías diferentes por cada ^{24}Na formado. En la simulación aparecen en la misma proporción por este motivo, pero eso no quiere decir que los centelleadores vayan a registrar los mismos: entrará en juego la sección eficaz del efecto fotoeléctrico.

4.2. Los datos obtenidos

En este trabajo se han estudiado principalmente los datos recogidos durante 17h tras la activación, y durante un periodo de 68h en un fin de semana. Estos estaban guardados en diferentes archivos ROOT, conteniendo cada uno el mismo número de eventos. Por lo tanto, el tiempo de registro de cada uno era cada vez mayor (porque la actividad radiactiva decae exponencialmente). Lo primero que se hizo fue emplear una macro que reorganizara toda esta información por horas, creando nuevos archivos ROOT sobre los que trabajar.

Con una macro se visualizó el espectro de cada hora, sabiendo que la información de los diferentes detectores está guardada en canales separados en la estructura del archivo. La Figura 14 muestra los eventos recogidos por el detector de NaI durante la primera hora de las 17 iniciales

(Hora 0, en rojo), y la novena (Hora 8). Nótese la escala de los ejes: la actividad de la hora 8 es unas 7 veces menor.

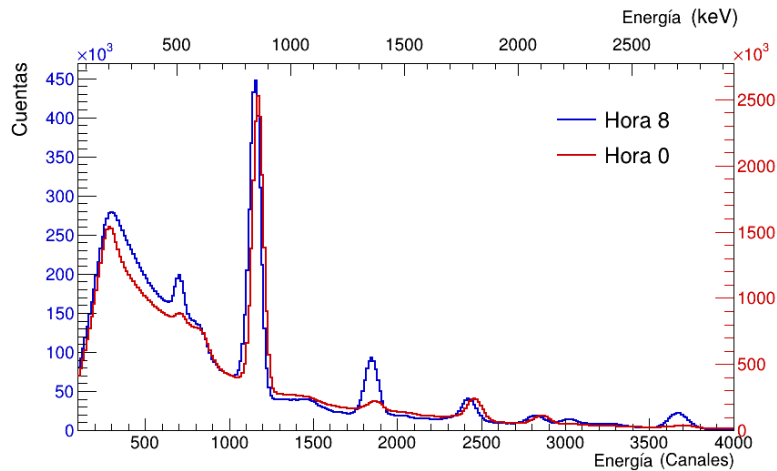


Figura 14: Comparación de los espectros recogidos por el centelleador de NaI en las horas 0 (rojo) y 8 (azul) de las 17 h.

Lo que interesa de estos datos son los picos y cómo evolucionan a lo largo del tiempo. Hay una región a cuya información no se tiene acceso: en la Figura 14, aproximadamente el canal 300 (unos 212 keV) debido al umbral del centelleador. Además, se ha recortado de la gráfica un *overflow* cerca del canal 0, donde el número de cuentas no disminuía como en el resto.

Por último, a la hora de identificar la posición de los picos, hay que tener en cuenta que durante las primeras horas los datos experimentan una aparente deriva hacia la izquierda, tal y como se ve en la Figura 14. Todos los picos se ven levemente desplazados hacia la izquierda (solo la posición del umbral parece ir en contra, pero no tiene posición concreta conocida, a diferencia de los fotopicos).

Esto hará que la calibración realizada no sea exactamente precisa, aunque, dado que tampoco hay un desplazamiento tan grande (unos 20 keV), seguirá sirviendo para indicar en la dirección correcta. Debe compararse con la resolución del centelleador, y la sigma del ajuste gaussiano realizado en el de NaI para el pico de 1332 keV del ^{60}Co (el más cercano al 1525 keV del ^{42}K , que es lo que más interesa) es de 30 keV. La resolución en energía viene modelada por la Ecuación 3, donde se usará la información de este pico de 1332 keV como referencia. Esta deriva solo dura unas pocas horas, y en el resto de los espectros los datos ya no modifican su posición.

$$\sigma(E) = \sigma_{\text{ref}} \sqrt{E/E_{\text{ref}}} \quad (3)$$

4.3. Identificación de picos

Habiendo simulado el experimento, se debería poder razonar cuáles de los picos de los datos reales se corresponden a los procesos de las Tablas 2 y 3. Para ello, las características de interés son la posición del pico (su energía media) y su ritmo de decrecimiento. Para la posición, hay

que hacer el ajuste a una gaussiana, y convertir su media a energía usando la Ecuación 2 (en el caso de estar mirando el detector de NaI). Para su decaimiento, hay que seleccionar un rango de energías que incluya a la distribución gaussiana del pico, integrar las cuentas en ese rango, y ajustar su evolución temporal a una exponencial negativa de la forma dada por la Ecuación 4.

$$N(t) = Ae^{-t\ln 2/T_{1/2}} + B \quad (4)$$

En esta ecuación, N son las cuentas, t el tiempo, A la cantidad inicial de isótopos, $T_{1/2}$ la semivida o periodo de desintegración (que se relaciona con la vida media τ mediante $T_{1/2} = \tau \ln 2$) y B una constante, por si hay una fuente de fotones no variable en ese rango de energías y en esa escala de tiempo. Cabe destacar que si hay fuentes con diferentes tiempos de vida media, como dos picos de energía muy próxima o simplemente el ruido de fondo, se espera poder caracterizar tan solo lo más dominante. La Ecuación 4 es un modelo sencillo, pero es suficiente para orientar correctamente la identificación de los picos. En la Figura 15 se muestra un ejemplo de este ajuste exponencial. La energía media indicará en qué zona de las Tablas 2 o 3 habrá que buscar, y se comparará la semivida ajustada con las que aparezcan allí (en verde). Si alguna es razonablemente parecida, se dirá que se ha identificado el fotopico.

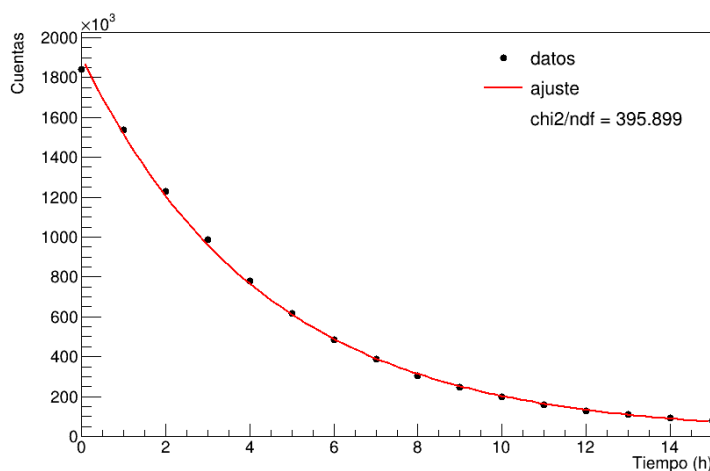


Figura 15: Ajuste exponencial con los datos del centelleador de NaI en las 17 h para el pico del canal 2457, posteriormente atribuido a ^{56}Mn (^{56}Fe); ajusta una semivida de 3.0 h.

Debido a que se está usando el número de cuentas, cuyo error estadístico poissoniano va con la raíz cuadrada, el intervalo de incertidumbre de cada punto es tan pequeño que no se aprecia en la Figura 15; y el error propagado al ajuste de la semivida es demasiado pequeño como para ser útil (del orden de pocos segundos frente a varias horas). Por ello, las semividas ajustadas se compararán con las esperadas solo de forma cualitativa para poder argumentar la identificación de los fotopicos. Esto se refleja en el cálculo de χ^2/NDF , que es muy alto a pesar de que, a primera vista, los datos se ajustan bien. Debido al gran número de ajustes en los siguientes apartados, se ha dedicado el Anexo D a recoger todas sus gráficas.

4.3.1. Análisis de las primeras 17 h

Con la información recogida por el detector de NaI durante las 17 h tras la activación, se pueden caracterizar tres de los picos que aparecen en la Figura 16 mediante su posición y el ajuste de su semivida. En la Tabla 4 se identifican con los isótopos de la Tabla 2 que seguramente los hayan originado; en concreto, se deben los tres al decaimiento del ^{56}Mn (^{56}Fe) formado por la activación del ^{56}Fe del acero de la vasija.

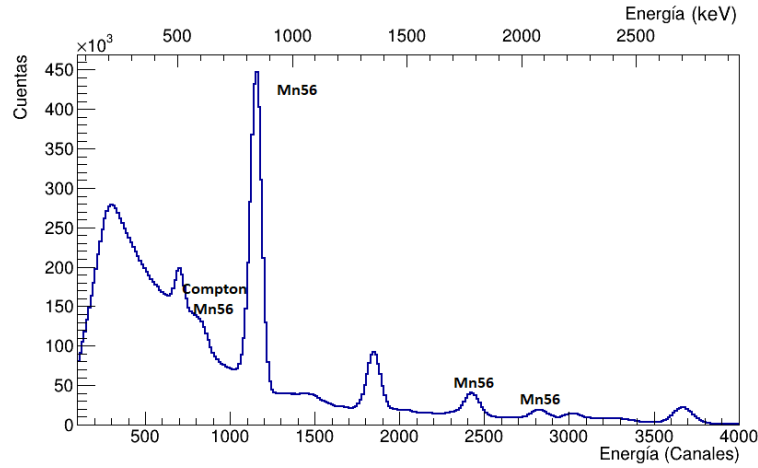


Figura 16: Espectro de emisión recogido por el detector de NaI en la hora 8 de las primeras 17 h de datos, identificando tres fotopicos de ^{56}Mn (^{56}Fe) y del borde de Compton del mayor de ellos.

Posición (canal)	Energía (keV)	$T_{1/2}$ ajustada (h)	Isótopo padre candidato	Energía del candidato (keV)	$T_{1/2}$ del candidato (h)
1173±31	856±23	3.4	^{56}Mn	847	2.6
2457±41	1807±30	3.0	^{56}Mn	1811	2.6
2860±46	2105±34	3.1	^{56}Mn	2113	2.6

Tabla 4: Identificación de picos a partir de los datos de 17 h tras la activación.

Hay que tener en cuenta varias cosas en cuanto a la información que aparece en la Tabla 4. La posición del pico se ha tomado haciendo un ajuste gaussiano en la primera hora; sin embargo, ya se ha visto este dato no se mantiene constante, hay una deriva hacia la izquierda en todo el espectro durante las primeras horas. La energía equivalente se ha calculado mediante la recta de calibración 2. En los tres picos, además, se obtiene una semivida más larga que la que se espera que sea (de poco más de 3 h comparadas con 2.58 h). Esto probablemente se deba a la presencia de otra información en el rango escogido: ruido de fondo, efecto Compton de otras fuentes, o algún pico secundario. Esto último es el caso del pico en 855 keV, y es que una vez desaparece este, revela un pico adicional prácticamente constante que se identificará a continuación con el ^{58}Co (^{58}Fe), de 811 keV.

4.3.2. Análisis de las 68 h del fin de semana

Los datos de las 68 h (ejemplo en la Figura 17) se pueden analizar de forma análoga, pudiendo caracterizar cinco picos adicionales (Tabla 5), debidos a la desexcitación tras el decaimiento de

^{58}Co (^{58}Fe), creado mediante la activación de ^{58}Ni presente en el acero; y ^{24}Na (^{24}Mg), por la activación del ^{27}Al de los perfiles. Los tres picos de ^{56}Mn (^{56}Fe) ya no se ven porque, habiendo pasado aproximadamente 8 semividas desde el inicio de la primera toma de datos, han reducido en gran medida su actividad.

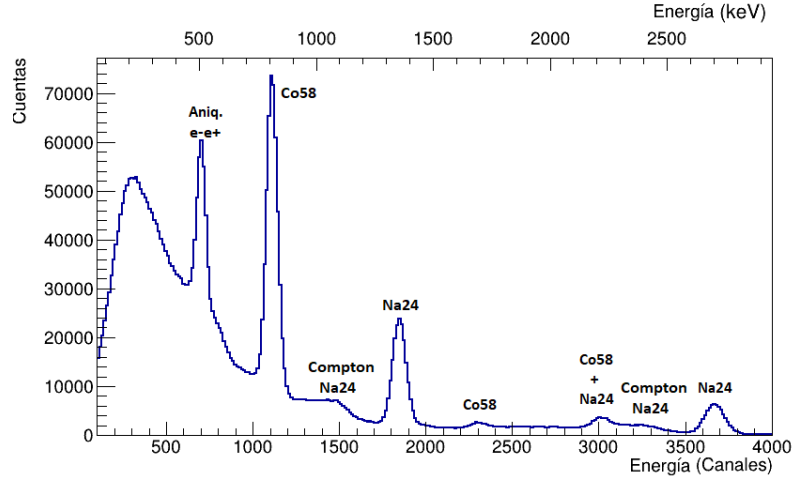


Figura 17: Espectro de emisión recogido por el detector de NaI en la hora 16 del fin de semana, identificando los fotopicos de ^{58}Co y de ^{24}Na , algunos *Compton edges* y el pico de 511 keV.

Posición (canal)	Energía (keV)	$T_{1/2}$ ajustada (h)	Núcleo padre candidato	Energía del candidato (keV)	$T_{1/2}$ del candidato (h)
1111±32	811±24	14.9	^{58}Co	811	1702
1846±37	1355±27	15.1	^{24}Na	1369	15.0
2304±50	1693±37	14.6	^{58}Co	1675	1702
3013±43	2219±32	15.0	$^{24}\text{Na}+^{58}\text{Co}$	2179	15.0
3666±54	2702±40	14.9	^{24}Na	2754	15.0

Tabla 5: Identificación de picos a partir de los datos recogidos en el fin de semana durante 68 h. En rojo aparecen las semividas que no cuadran con las esperadas, ya que estas son demasiado altas como para poder ajustarse correctamente.

La identificación de algunos de estos picos no es tan directa como en el caso anterior. La semivida ajustada para los fotopicos identificados como ^{58}Co (^{58}Fe) es visiblemente diferente a la esperada (15 h frente a 71 d). Esto se debe a que, al tener una semivida tan larga, la cantidad de ^{58}Co apenas disminuye en las 68 h en las que se han tomado las medidas, por lo que la presencia de los fotones que emiten es aproximadamente constante. La exponencial está describiendo el decrecimiento del fondo, que en este caso se puede atribuir al efecto Compton de los picos de ^{24}Na (^{24}Mg) de energía superior, lo que explica la semivida de aproximadamente 15 h.

El motivo por el que un isótopo con una semivida tan larga tiene un efecto tan significativo en las medidas tomadas durante tan solo unas horas está relacionado con la sección eficaz de la reacción por el que se forma. En la Figura 18, se ve que su sección eficaz es significativamente más elevada que la de las otras reacciones más notables. Además, empieza a tener valores no despreciables en energías de neutrones relativamente bajas; neutrones cuya abundancia era un orden de magnitud mayor que los más energéticos, como se ve en la Figura 5. Esto hace que se produzca ^{58}Co en enormes cantidades, y, estadísticamente, suficientes núcleos decaen en unas pocas horas a pesar de que la vida media sea mucho más alta. La pequeña punta que aparece

en 2300 canales en la Figura 17 también es una constante a lo largo de las horas, y se puede observar en la Figura 13 que también aparecía en las simulaciones (con la etiqueta de ^{58}Fe).

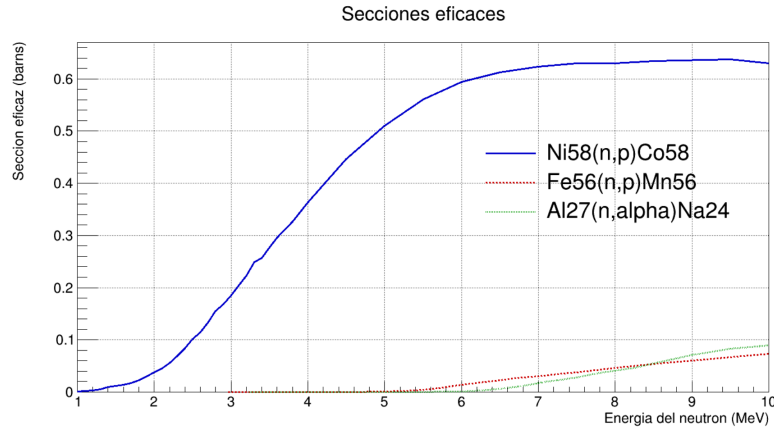


Figura 18: Comparación de las secciones eficaces de los procesos que forman ^{58}Co , ^{56}Fe y ^{24}Na en el rango de energía relevante.

Los dos picos de $^{24}\text{Na}(^{24}\text{Mg})$, de 1369 y 2754 keV, se han caracterizado de manera sencilla, pero aparece un pico en torno a 3000 canales que no se identifica con ninguna entrada de la Tabla 2. Es posible que se trate de un pico suma del de 1369 keV de $^{24}\text{Na}(^{24}\text{Mg})$ con el de 811 keV de $^{58}\text{Co}(^{58}\text{Fe})$, es decir, un fotón de cada uno ha llegado al mismo tiempo y se han registrado como uno solo, en la suma de sus energías. Como se ha explicado, la emisión de fotones de $^{58}\text{Co}(^{58}\text{Fe})$ es prácticamente constante en esta ventana de tiempo, por lo que tiene sentido que la semivida sea la del $^{24}\text{Na}(^{24}\text{Mg})$.

4.3.3. Más características de los espectros

Bordes de Compton

La dispersión de Compton ocurre cuando un fotón de cierta energía interacciona con un electrón, que sufre un retroceso. El fotón cambia su dirección en un ángulo θ del que depende su nueva energía. Cuando $\theta = 0$, las energías de fotón y electrón se ven prácticamente inalteradas; mientras que $\theta = \pi$ (el fotón cambia completamente el sentido de su dirección) representa el caso en el que mayor energía se transfiere del fotón al electrón. Normalmente, ocurrirán dispersiones de cualquier ángulo, e idealmente, las energías que ceden los fotones a los electrones se verán representadas como una función escalón, estando el valor del *Compton edge* (borde de Compton) en la energía correspondiente a $\theta = \pi$. Esta energía sigue la fórmula 5. [20]

$$E_{e^-}(\theta = \pi) = E_{\gamma} \left(\frac{2E_{\gamma}/m_e c^2}{1 + 2E_{\gamma}/m_e c^2} \right) \quad (5)$$

Teniendo esto en cuenta, se deberían poder caracterizar los bordes de Compton visibles en los datos para identificar la energía de los fotones que los originan, y así tener otra estimación de la energía de los picos con los que parecen estar relacionados. La función que hay que ajustar no es un escalón perfecto, sino que ha de convolucionarse con la función respuesta del detector,

que a primer orden se aproxima a una gaussiana. El ajuste se hace con la Ecuación 6, donde N es el número de cuentas, E la energía, A la altura del escalón, $E_{e^-}(\theta = \pi)$ su posición, y σ la resolución de la gaussiana. Los parámetros que se ajustan son N_0 , A , $E_{e^-}(\theta = \pi)$ y σ .

$$N(E) = N_0 + \frac{A}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{E - E_{e^-}(\theta = \pi)}{\sqrt{2} \sigma} \right) \right] \quad (6)$$

Además, se puede comprobar que la cantidad de cuentas en las energías debidas a Compton evolucionan decreciendo al mismo ritmo que los picos con los que están relacionados.

Posición (canal)	$E_{e^-}(\theta = \pi)$ (keV)	E_γ (keV)	$T_{1/2}$ ajustado (h)	Isótopo padre candidato	Energía del candidato (keV)	$T_{1/2}$ del candidato (h)
882±36	641±27	837±28	3.4	^{56}Mn	847	2.6
1551±52	1136±38	1351±39	15.0	^{24}Na	1369	15.0
3355±76	2471±56	2705±57	15.1	^{24}Na	2754	15.0

Tabla 6: Caracterización de los bordes de Compton con los datos del centelleador de NaI.

La Tabla 6 identifica los tres bordes de Compton que se pueden observar en las Figuras 16 y 17 con tres de los fotopicos conocidos. Al igual que los picos, la información se ha obtenido de las 17h para el de ^{56}Mn (^{56}Fe) y del fin de semana para los de ^{24}Na (^{24}Mg).

Pico de 511 keV

En la Figura 17 (aunque también aparece en la Figura 16) se puede observar un pico en torno a los 700 canales que no ha sido caracterizado como isótopo en los apartados anteriores, y que sigue existiendo incluso hasta el final de las medidas. Haciendo su ajuste gaussiano, la posición del pico se encuentra en torno al canal 706, lo cual equivale a 511 keV según la Ecuación 2. El propio valor ya hace pensar en la aniquilación electrón-positrón, y las simulaciones realizadas apoyan esta idea, pues también aparecería un pico debido a este proceso.

Electrones se pueden encontrar en abundancia, pero el otro ingrediente esencial para que esta reacción se dé lugar son los positrones, que al tratarse de antimateria, son mucho más raros. Se han hipotetizado dos orígenes. Por una parte, fotones de más de 1022 keV pueden dar lugar a la producción de un par electrón-positrón (producción de pares). Evidentemente, se ha confirmado la presencia de fotones de estas características, pero existe una fuente mucho más consistente: el proceso por el que el ^{58}Co se convierte en ^{58}Fe es una desintegración β^+ , tal y como se ve en la Tabla 2, es decir, emite un positrón.

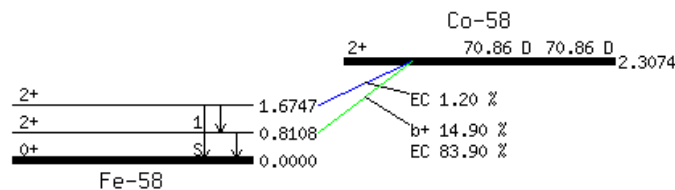


Figura 19: Diagrama de decaimiento del ^{58}Co .

En el apartado 4.3.2 ya se ha descrito que debido a la elevada sección eficaz de la reacción que produce ^{58}Co , se genera en una cantidad muy alta. En la Figura 19 se puede observar que el ^{58}Co decae β^+ con una probabilidad de 14.9% a un nivel excitado de ^{58}Fe , emitiendo el positrón (las demás veces ocurre una captura electrónica). El fotón de 811 keV se emite al desexcitarse espontáneamente el ^{58}Fe , cosa que ocurre instantáneamente (comparándolo con la escala temporal del decaimiento).

4.4. Estudio sobre la detección de ^{42}K

Como se ha comentado, el decaimiento de $^{42}\text{K}(^{42}\text{Ca})$ da lugar a fotones de 1525 keV. Sin embargo, en los espectros recogidos no se identifica ningún pico en esas energías. La Figura 13 puede dilucidar el motivo: si se compara el tamaño del pico de $^{42}\text{K}(^{42}\text{Ca})$ con los de $^{56}\text{Mn}(^{56}\text{Fe})$, se ve que es considerablemente más pequeño. Observando el tamaño de los picos de 1811 y 2113 keV atribuidos al $^{56}\text{Mn}(^{56}\text{Fe})$ en la Figura 16, se puede entender que el de $^{42}\text{K}(^{42}\text{Ca})$ quede oculto por el fondo. Esto es debido a la pequeña abundancia isotópica del ^{42}Ca en el calcio natural, y a la superposición ineficiente de la sección eficaz de la reacción que lo transforma en ^{42}K (Figura 3) con el espectro energético de los neutrones lanzados (Figura 5).

Sin embargo, las cuentas deberían seguir estando allí, y en teoría se podría hacer un ajuste exponencial en la zona que sirva para argumentar a favor o en contra de la presencia de ^{42}K , aunque no sea suficiente como para formar un pico visible. Con la Ecuación 2 se identifica el canal 2076 como objetivo; y con la Ecuación 3 se estima una desviación estándar de 32 keV (43 canales). Recordando que en los datos se observó una pequeña deriva en las primeras horas (Figura 14), con la idea de asegurar la precisión se hizo una nueva recta de calibración con los picos identificados en Tablas 4 y 5, asumiendo que los isótopos eran correctos. Ambas rectas se representan en la Figura 20, y con la nueva (Ecuación 7) se obtiene 2053 como canal objetivo. La diferencia es de 17 keV, tan solo media desviación estándar, pero es un buen ejercicio porque conviene tener la mayor precisión posible.

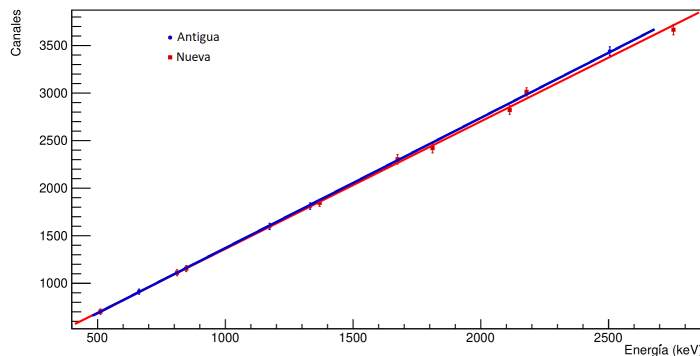


Figura 20: Comparación de la recta de calibración para los datos de NaI original (azul) y una nueva compuesta por las estructuras identificadas en los datos (rojo).

$$Ch_{NaI} = (1.325 \pm 0.021)E + (33 \pm 28) \quad (7)$$

El procedimiento de ajuste exponencial se realizará en los datos del fin de semana por dos motivos. El primero es que, como no tiene una semivida tan corta como el ^{56}Mn , su evolución se verá mejor reflejada en un tiempo más largo; en este sentido se asemeja más al ^{24}Na . El segundo es que el efecto Compton del ^{56}Mn (^{56}Fe) es despreciable porque se ha agotado casi todo, y que sin duda dominaría el ajuste en caso de aparecer debido a su semivida más corta.

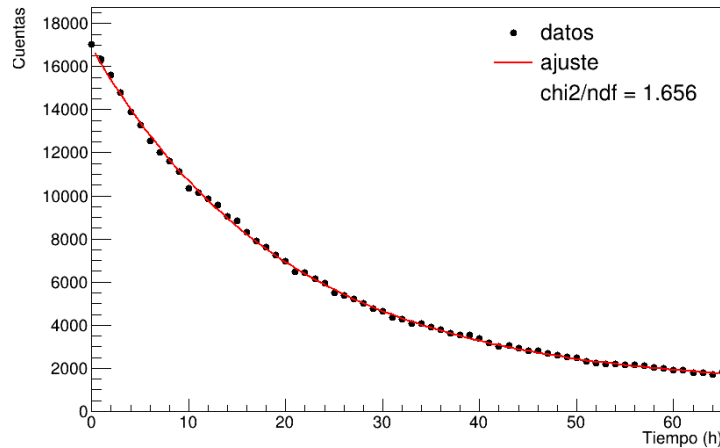


Figura 21: Ajuste exponencial en las cuentas del rango donde se espera encontrar el ^{42}K en los datos de NaI de las 68 h; devuelve una semivida de 13.9 h.

En la Figura 21 se representa el ajuste exponencial realizado en el rango de canales [2010,2096] (una desviación estándar en cada sentido), dando una semivida de 13.9 h. A pesar de que es del orden de las 12.3 h esperadas, ya se ha visto que en prácticamente todo el rango de energía hay cuentas de efecto Compton de ^{24}Na (^{24}Mg) subyacente con una semivida de 15.0 h, que bien podría ser lo que se está caracterizando. Este problema se ha intentado atacar de diferentes maneras: por ejemplo, haciendo un ajuste a doble exponencial (y una constante), y fijando una a las 15.0 h teóricas del ^{24}Na . Este nuevo ajuste está representado en la Figura 22: en verde la exponencial dominante de semivida fija, en azul la exponencial libre que se busca que describa el ^{42}K (^{42}Ca), y en gris la constante.

Sin embargo, este ajuste da una semivida en la exponencial secundaria de 8.1 h, que no tiene demasiado sentido físico teniendo en cuenta las simulaciones de lo que se debería poder encontrar. Y es que al hacer la función del ajuste más compleja, surge un nuevo problema: al tener tantos parámetros libres (la constante de fondo, las dos que multiplican a las exponenciales y la segunda semivida), se ha comprobado que pueden hallarse soluciones aparentemente correctas para prácticamente cualquier semivida dominante que se fije. Al no tener forma de limitar parámetros como las actividades iniciales, ya que no se dispone de estos datos, no se va a poder extraer información útil de este tipo de ajustes. Lo mismo pasa si se fijan las 12.3 h: la semivida de la otra exponencial toma el valor de 21.3 h, que tampoco tiene sentido físico.

Un análisis semejante al de la Figura 21 pero usando los datos de LaBr_3 (tomando las precauciones necesarias en cuanto a la recta de calibración y el rango escogido para la búsqueda) devuelve una semivida de 14.1 h: de nuevo apunta más hacia el efecto Compton del ^{24}Na (^{24}Mg). El argumento más optimista podría ser que las 13.9 h del ajuste simple se alejan de los ajustes hechos en zonas donde se esperaba caracterizar un comportamiento de 15.0 h (Tablas 5 y 6).

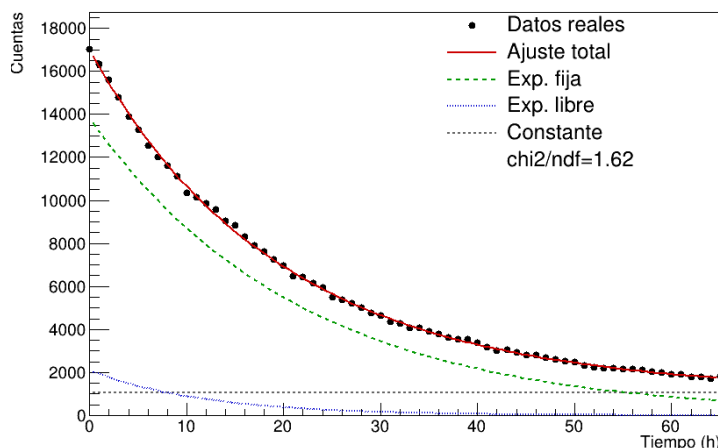


Figura 22: Ajuste de doble exponencial en las cuentas del rango donde se espera encontrar el ^{42}K en los datos de NaI de las 68 h; en verde una exponencial fijada para caracterizar el efecto Compton del ^{24}Na (^{24}Mg); en azul la exponencial secundaria ajustada (8.1 h).

Podría ser que el ^{42}K (^{42}Ca) esté sesgando el ajuste hacia una semivida menor y que se esté caracterizando un comportamiento mixto con el efecto Compton subyacente. Sin embargo, con la información disponible, la verificación de la presencia de ^{42}K como producto de la activación del calcio resulta inconcluyente.

Esta conclusión tampoco debe sorprender: ya se ha visto que, por diversos motivos (abundancia isotópica, sección eficaz...), la probabilidad de generar ^{42}K era mucho más pequeña que la de generar ^{37}Ar . Esto no significa que no se formara ^{37}Ar , sino que no se puede deducir de la presencia de ^{42}K . Hay que tener en cuenta que, al diseñar el experimento, no se predijo activación del entorno, que es lo que ha ensombrecido la región del ^{42}K ; sin esta actividad imprevista tal vez pudiera haberse caracterizado su actividad.

5. Conclusiones

Este trabajo ha estudiado la activación de CaO con neutrones en HiSPANoS realizada en abril de 2024 con el objetivo de generar ^{37}Ar para emplearlo en la calibración de detectores de WIMPs en el experimento TREX-DM del LSC. Mediante simulaciones con REST y Geant4 se ha interpretado que los espectros registrados están dominados por la activación del entorno: la vasija de acero que contenía el CaO y la estructura de aluminio que la soportaba.

Se ha analizado la información recogida por el detector NaI, prefiriendo este frente al de LaBr₃ debido a una pérdida de linealidad en energías altas en el segundo. En los datos tomados en las primeras 17 h tras la irradiación se han identificado picos compatibles con el decaimiento de ^{56}Mn (^{56}Fe) de 847, 1811 y 2113 keV, con semividas ajustadas ligeramente superiores a 2.6h por superposición de fondo. Con los datos tomados durante 68 h en el fin de semana se han identificado picos coherentes con ^{24}Na (^{24}Mg), de 1369 y 2754 keV, de semivida compatible con 15.0h; y una contribución aproximadamente constante de ^{58}Co (^{58}Fe) en 811 keV dada su larga

semivida de 71 d, además de un pequeño despunte en 1675 keV. Se han identificado también bordes de Compton que concuerdan con tres de los picos más prominentes (847, 1369 y 2754 keV), además de un pico en 511 keV, consistente con la aniquilación electrón-positrón, pudiendo haberse generado los positrones por producción de pares y/o por la radiación β^+ del ^{58}Co .

No se resolvió un fotopico claro de ^{42}K a 1525 keV, el esperado para poder deducir la presencia de ^{37}Ar . El ajuste exponencial (en 68 h) en la zona en la que debería haberse encontrado devuelve una semivida de 13.9 h, que seguramente sea caracterización del borde de Compton del ^{24}Na (^{24}Mg). El ^{42}K (^{42}Ca), como mucho, está sesgando levemente el resultado. Se han intentado diferentes ajustes (usando funciones más complejas o los datos de LaBr_3) que también han devuelto resultados inconcluyentes: no se puede afirmar que se haya detectado ^{42}K (^{42}Ca).

Esto se explica con la combinación de varios motivos: baja abundancia de ^{42}Ca en el calcio natural, secciones eficaces moderadas en el rango de neutrones usado, alta probabilidad de decaimiento sin emisión de fotón... Y una actividad más alta de lo previsto debido a la activación de elementos del entorno, en este caso los perfiles de aluminio. En conjunto, esto hace que no se pueda confirmar la producción de ^{37}Ar indirectamente vía ^{42}K .

Cabe mencionar que un mes y medio después de la irradiación, se pudo trasladar la vasija al LSC y conectarla al sistema de gas de TREX-DM, donde se confirmó la emisión de fotones de 2.82 keV del ^{37}Ar (^{37}Cl) (incluso a pesar de la actividad perdida por el tiempo de demora). El ^{37}Ar no tenía tantas limitaciones a la hora de ser generado como el ^{42}K , se empleaba el segundo por la imposibilidad de verificar la creación de ^{37}Ar *in situ*. Desde entonces, se ha vuelto a llevar a cabo el mismo procedimiento de activación de CaO, demostrando ser una forma eficiente de crear el ^{37}Ar . [2]

Como estudiante de física, este Trabajo de Fin de Grado me ha ayudado a familiarizarme con la investigación en busca de la materia oscura, en concreto la propulsada por la Universidad de Zaragoza. He aprendido a manejarme con REST a la hora de realizar simulaciones de física de partículas, para lo que he tenido que modelar diferentes geometrías y definir materiales y fuentes; y comprender los diferentes procesos resultantes. He empleado bases de datos como NuDat y NIST, de amplio uso en la comunidad física, como referencias de datos nucleares y atómicos. He realizado la calibración de los centelleadores, detectando límites instrumentales como umbral, deriva temporal y no linealidades. En el análisis espectral he identificado fotopicos y bordes de Compton y ajustado decaimientos exponenciales. En conjunto, este trabajo me ha proporcionado una base metodológica y técnica sobre proyectos de búsqueda de eventos raros, experimentos en la vanguardia de la física.

Referencias

- [1] Y. Sofue and V. Rubin, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39**, 137 (2001).
- [2] O. Perez, “Development of new ultra-low-background particle detectors based on micromegas technology for the search of dark matter at the low-mass frontier,” (2025), arXiv:2507.02172 [physics.ins-det] .
- [3] J. Manjarrés *et al.*, *J. Instrum.* **7**, C03040–C03040 (2012).
- [4] C. Canellas Lardiés, “Caracterización del detector de búsqueda de materia oscura trex-dm en mezclas a alta presión,” Trabajo Fin de Grado, Univ. de Zaragoza. (2017), tutores: I. G. Irastorza y F. J. Iguaz Gutiérrez.
- [5] J. Amaré *et al.*, “Towards a robust model-independent test of the dama/libra dark matter signal: Anais-112 results with six years of data,” (2025), arXiv:2502.01542 [astro-ph.IM] .
- [6] J. Aalbers *et al.* (LUX-ZEPLIN Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **131**, 041002 (2023).
- [7] D. G. Kelly *et al.*, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **318**, 279 (2018).
- [8] National Nuclear Data Center, “NuDat 3: Interactive Nuclear Structure and Decay Data,” <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
- [9] M. J. Berger *et al.*, “XCOM: Photon cross section database (version 1.5),” <http://physics.nist.gov/xcom> (2010), accedido el 11 sep. 2025.
- [10] J. Chen and B. Singh, *Nuclear Data Sheets* **135**, 1 (2016).
- [11] M. A. Millán-Callado *et al.*, *Radiat. Phys. Chem.* **217**, 111464 (2024).
- [12] K. Altenmüller *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **273**, 108281 (2022).
- [13] I. Antcheva *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **180**, 2499 (2009).
- [14] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
- [15] “The restg4 package - rest-for-physics,” <https://rest-for-physics.github.io/rest-g4>.
- [16] M. Álvarez, “Macros-tfg-manuel-alvarez,” <https://github.com/chincherajo/Macros-TFG-Manuel-Alvarez> (2025).
- [17] R. Chytráček *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**, 2892 (2006).
- [18] “SAE 304 stainless steel,” https://en.wikipedia.org/wiki/SAE_304_stainless_steel.
- [19] T. Gray, N. Mann, and M. Whitby, “The photographic periodic table of the elements,” [urlhttps://periodictable.com/](https://periodictable.com/), accedido el 10 sep. 2025.
- [20] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, 2000).

A. Simulación del centelleador

Como ya se ha mencionado, en el experimento original, la información relevante se recogía mediante dos centelleadores, uno de NaI y otro de LaBr₃, colocados uno a cada lado de la vasija como se ve en la Figura 2.

La energía que emite la desintegración del ³⁷Ar era demasiado baja como para abandonar la vasija sin ser reabsorbida, así que se esperó poder detectar la presencia de ³⁷Ar mediante la del ⁴²K, cuyas emisiones sí podían ser detectadas desde el exterior, como ya se ha comentado. Sin embargo, a primera vista no se vio que el ⁴²K hubiera estado siendo detectado. Con esto en mente, se ha diseñado una simulación donde el volumen sensible es un cilindro de NaI de 7.62 cm de longitud y diámetro a 2 cm del cilindro, como se ve en la Figura 23; y la fuente son isótopos de ⁴²K que se generan espontánea y aleatoriamente en el CaO (amarillo).

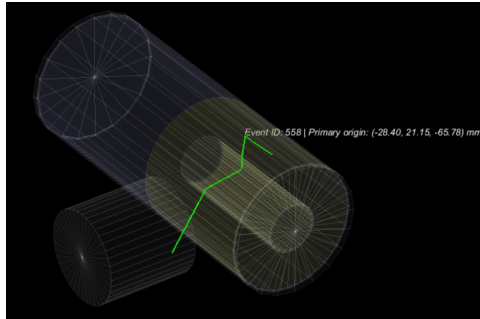


Figura 23: Simulación de un núcleo de ⁴²K emitiendo un fotón (verde) desde el CaO que interactúa con la geometría hasta ser absorbido por el centelleador de NaI.

La Figura 24 muestra en azul los resultados de esta simulación. Los picos de bajas energías son debidos esencialmente a efectos fotoeléctrico y Bremsstrahlung, pero en torno a 1.5 MeV se puede ver el pico que se esperaba. También en la misma figura se han mostrado en rojo los resultados tras aplicar la respuesta del detector, modelada como una convolución gaussiana con resolución dependiente de la energía (Ecuación 3), usando como referencia una de las energías del ⁶⁰Co usado en la calibración (Figura 10), de 1332 keV.

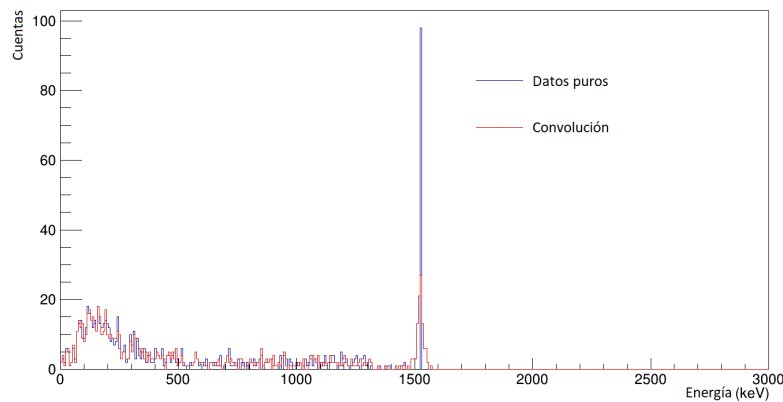


Figura 24: Fotones depositados en el centelleador de NaI con isótopos de ⁴²K en el CaO como fuente.

B. Espectros de calibraciones

Para la calibración de los detectores (conocer su equivalencia entre canales de adquisición y energía depositada) se han utilizado fuentes de energía de emisión conocida (^{137}Cs , ^{60}Co). Aquí se muestran los espectros recogidos cuya caracterización se refleja en la Figuraa 10.

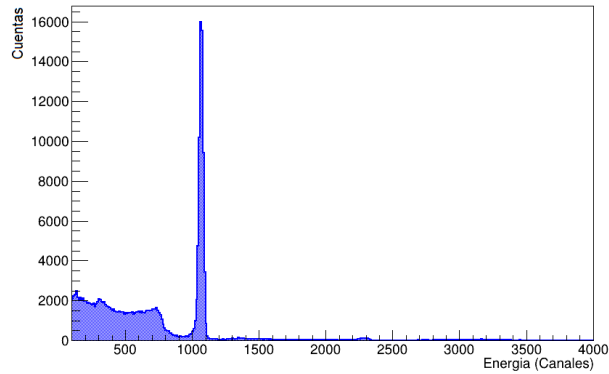


Figura 25: Espectro recogido por el centelleador de LaBr_3 con el pico de 662 keV del ^{137}Cs .

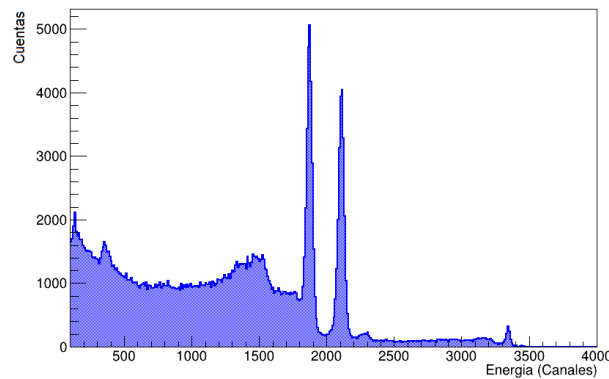


Figura 26: Espectro recogido por el centelleador de LaBr_3 con los picos de 1173 y 1332 keV del ^{60}Co .

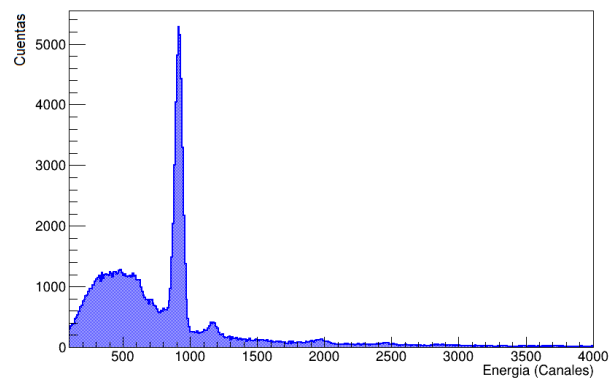


Figura 27: Espectro recogido por el centelleador de NaI con el pico de 662 keV del ^{137}Cs .

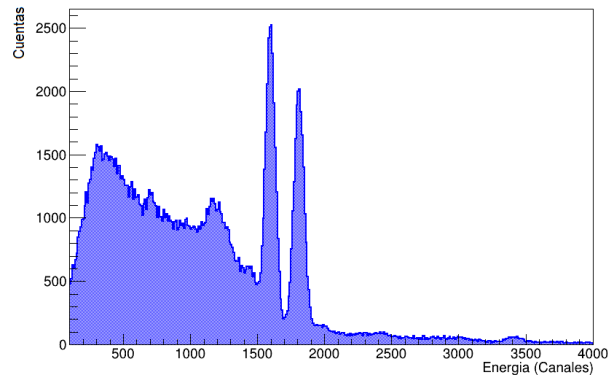


Figura 28: Espectro recogido por el centelleador de NaI con los picos de 1173 y 1332 keV del ^{60}Co .

C. Histograma de la simulación

Aquí se presenta el histograma con todos los procesos simulados: al analizar la simulación, se ha prescindido de todos los procesos que no fueran decaimientos radiactivos (RadioactiveDecay), y de ellos solo se han utilizado los de los isótopos que tenían una semivida en el rango adecuado.

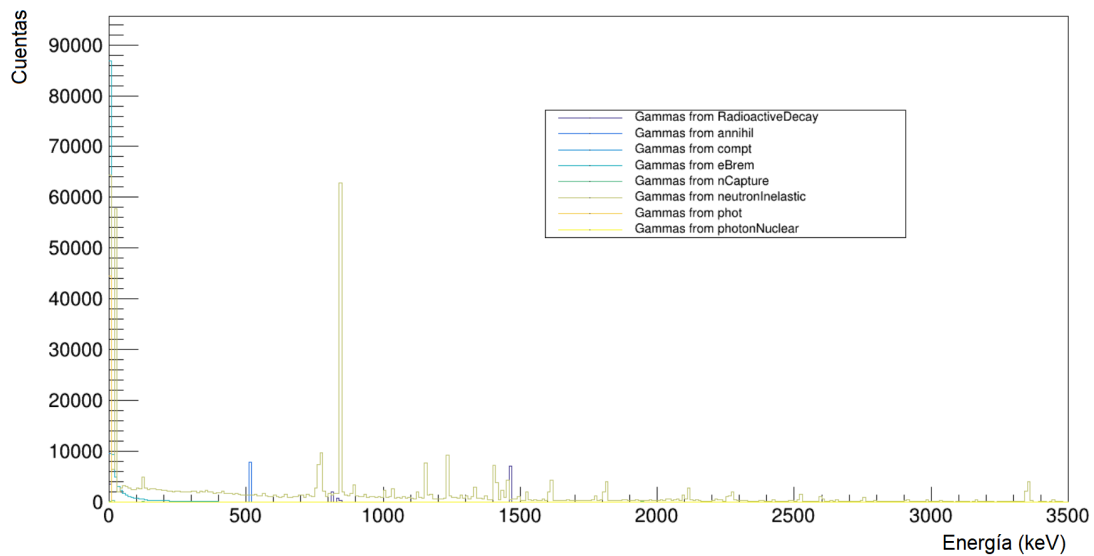


Figura 29: Espectro de todos los procesos simulados en la activación neutrónica de CaO en la vasija de acero.

D. Ajustes de los datos

Aquí se recogen las gráficas de los ajustes realizados para extraer información de los datos del experimento recogidos por los centelleadores (todos usan los datos del de NaI a no ser que se especifique lo contrario).

D.1. 17 horas

Aquí se presentan los ajustes de los decaimientos de los picos que se han identificado como 847 y 2113 keV del ^{56}Mn (^{56}Fe) (el de 1811 keV se ha mostrado ya como ejemplo en la Figura 15).

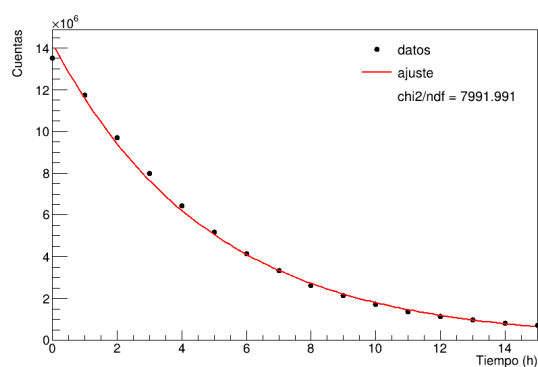


Figura 30: Ajuste del pico en 855 keV atribuido al ^{56}Mn (^{56}Fe); 3.4 h de semivida.

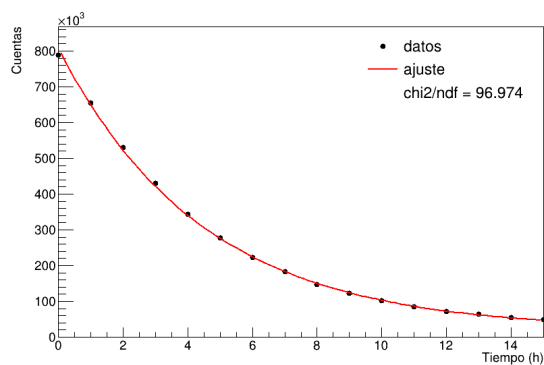


Figura 31: Ajuste del pico en 2103 keV atribuido al ^{56}Mn (^{56}Fe); 3.1 h de semivida.

D.2. 68 horas

Aquí se presentan los ajustes de los decaimientos de los picos identificados en la Tabla 5.

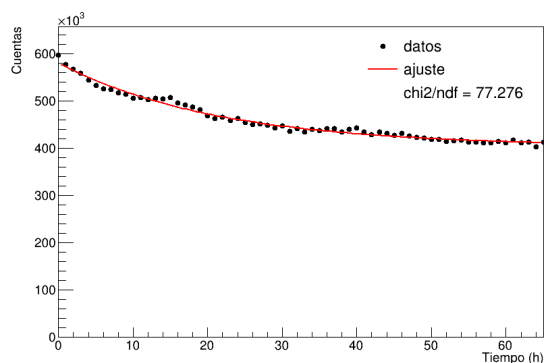


Figura 32: Ajuste del pico en 811 keV atribuido al ^{58}Co (^{58}Fe); 14.9 h de semivida (está caracterizando el efecto Compton del ^{24}Na (^{24}Mg)).

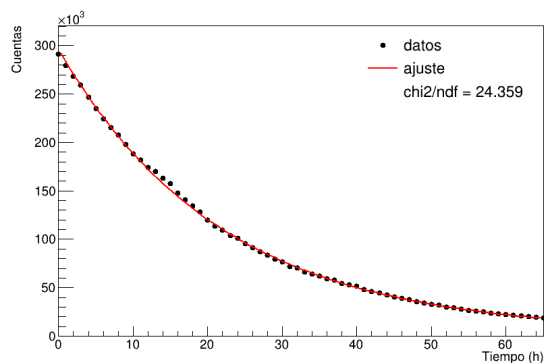


Figura 33: Ajuste del pico en 1355 keV atribuido al ^{24}Na (^{24}Mg); 15.1 h de semivida.

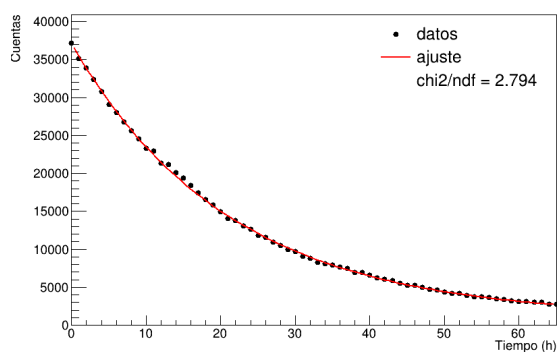


Figura 34: Ajuste del pico en 1693 keV atribuido al ^{58}Co (^{58}Fe); 14.6 h de semivida (está caracterizando el efecto Compton del ^{24}Na (^{24}Mg)).

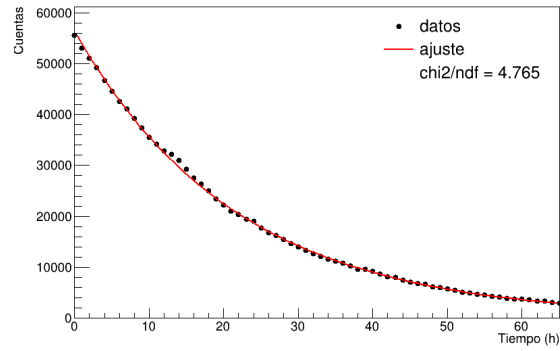


Figura 35: Ajuste del pico en 2219 keV atribuido a una suma de ^{58}Co (^{58}Fe) y ^{24}Na (^{24}Mg); 15.0 h de semivida.

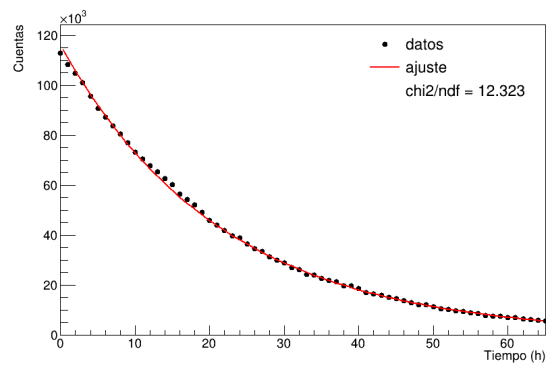


Figura 36: Ajuste del pico en 2702 keV atribuido al ^{24}Na (^{24}Mg); 14.9 h de semivida.

D.3. Bordes de Compton

Aquí se presentan los ajustes realizados para identificar la posición de los bordes de Compton (Tabla 6).

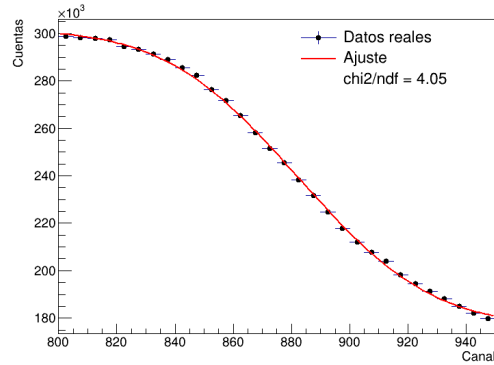


Figura 37: Ajuste del borde de Compton en 641 keV atribuido al ^{56}Mn (^{56}Fe), en la hora 0 de las 17 h del centelleador de NaI.

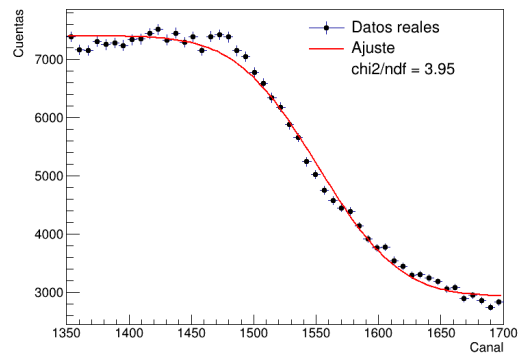


Figura 38: Ajuste del borde de Compton en 1136 keV atribuido al ^{24}Na (^{24}Mg), en la hora 0 de las 68 h del centelleador de NaI.

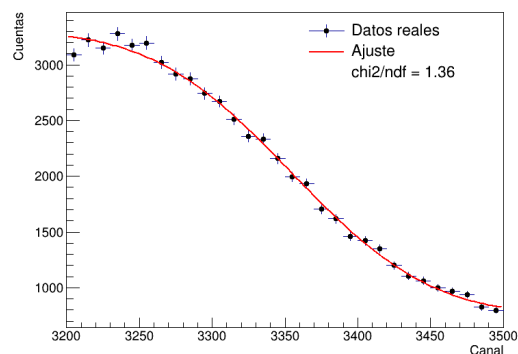


Figura 39: Ajuste del borde de Compton en 2472 keV atribuido al ^{24}Na (^{24}Mg), en la hora 0 de las 68 h del centelleador de NaI.

D.4. ^{42}K

Aquí se presentan los ajustes realizados en la zona energética donde se esperaba encontrar el ^{42}K . El ajuste simple está realizado con los datos de LaBr_3 , pero los resultados son semejantes al ajuste con los de NaI . Los ajustes a dobles exponenciales intentan ser más sofisticados, pero hay demasiados grados de libertad como para poder dar una solución con sentido físico.

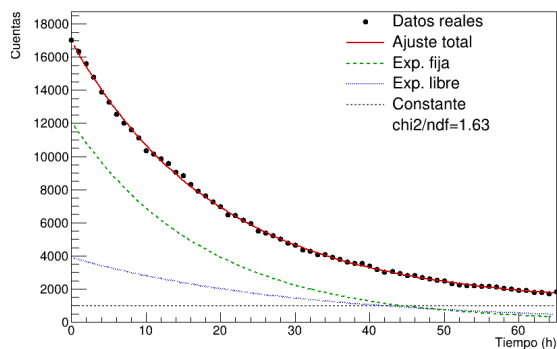


Figura 40: Ajuste de doble exponencial en la región de ^{42}K en las 68 h con los datos de NaI ; en verde una exponencial fijada para caracterizar el ^{42}K esperado; en azul la exponencial secundaria ajustada (21.3 h).

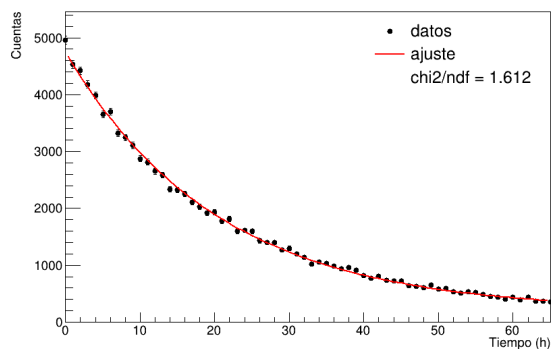


Figura 41: Ajuste exponencial en la región de ^{42}K en las 68 h con los datos del centelleador de LaBr_3 ; 14.1 h de semivida.