

UCH-FC
MAG-F
A 283
C.1



Medición del flujo de neutrones del reactor nuclear RECH-1 usando activación neutrónica de láminas delgadas y métodos bayesianos de deconvolución.

Tesis
entregada a la
Universidad de Chile
en cumplimiento parcial de los requisitos
para optar al grado de
Magíster en Ciencias con mención en Física
Facultad de Ciencias

por

Pablo Antonio Aguilera Jorquera

Diciembre, 2014

Director de Tesis: **Dr. José Roberto Morales Peña**

Co-Directores de Tesis: **Dr. Francisco Gabriel Molina Palacios**
Dr. Benjamín Toledo Cabrera

FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD DE CHILE

INFORME DE APROBACIÓN
TESIS DE MAGÍSTER

Se informa a la Escuela de Postgrado de la Facultad de Ciencias que la Tesis de Magíster presentada por el candidato

Pablo Antonio Aguilera Jorquera

ha sido aprobada por la Comisión de Evaluación de la Tesis como requisito para optar al grado de Magíster en Ciencias con mención en Física, en el examen de Defensa de Tesis rendido el día 21 de Octubre de 2014.

Directores de Tesis

Dr. Jose Roberto Morales Peña

Dr. Francisco Molina Palacios

Dr. Benjamín Toledo Cabrera



Three handwritten signatures in blue ink are present over the stamp and on the lines below it.

Comisión de Evaluación de la Tesis

Dr. Eduardo Menendez (Presidente)

Dr. Sergio Davis

Dr. Lipo Birstein F.



Three handwritten signatures in blue ink are present on the lines below the names of the Evaluation Commission members.

A mi familia

7. 21. "

AGRADECIMIENTOS

Deseo agradecer a todas las personas que tuvieron relación con este trabajo de tesis, a mis tutores, el Dr. José Roberto Morales, Dr. Francisco Molina, y el Dr. Benjamín Toledo, por el apoyo prestado durante toda mi estadía en el programa, también al personal del Centro de Estudios Nucleares de la Reina, en especial a los Departamentos de Aplicaciones Nucleares (DAN), de Plasmas Termo Nucleares (DPTN), por el apoyo prestado en la realización de este trabajo, y al equipo de mecánicos que colaboró en la fabricación de los montajes.

Agradezco a toda mi familia, polola y amigos por el apoyo en el ámbito personal prestado para que este trabajo se llevara a cabo.

Mi permanencia en el programa de Magíster durante el año 2012 fue posible gracias a las becas de los departamentos de Física de la Universidad de Chile. Durante el año 2013, mi permanencia en el programa fue posible gracias a una Beca Conicyt de Magíster Nacional.

Finalmente agradezco al proyecto FONDECYT de Iniciación N° 11130049 por el financiamiento parcial de este trabajo de tesis.

Índice

1. Introducción	1
1.1. Reactores Nucleares	1
1.2. Reactores Nucleares en Chile	2
1.2.1. El Reactor de Investigación RECH-1	4
1.2.2. El Reactor de Investigación RECH-2	6
1.3. Flujo de Neutrones en Reactores Nucleares	12
1.3.1. Región de Flujo de Neutrones Rápidos ($0.5 \text{ [MeV]} < E$)	12
1.3.2. Región de Flujo de Neutrones Epitérmicos ($0.5 \text{ [eV]} < E <$ 0.5 [MeV])	13
1.3.3. Región de Flujo de Neutrones Térmicos ($E < 0.5 \text{ [eV]}$)	13
1.4. Medición del Flujo de Neutrones	13
2. Marco Teórico	16
2.1. Aspectos Generales	16
2.2. Activación neutrónica	18
2.3. Marco Teórico de la Espectroscopia γ	20
2.3.1. Determinación de la Actividad de un Isótopo	21
2.4. Cálculo del Número de Átomos Presentes en una Muestra	23
2.5. Medición Experimental de la Actividad de Saturación	24

2.6. Métodos de Deconvolución	24
2.7. Métodos Bayesianos	25
2.7.1. Método de Maximización de la Expectación	27
2.8. Reacciones y Desintegraciones Esperadas	27
2.8.1. Cobalto	28
2.8.2. Manganeso	29
2.8.3. Níquel	30
2.8.4. Vanadio	32
2.8.5. Cadmio	33
2.8.6. Indio	36
3. Procedimiento Experimental	41
3.1. Sistema de Detección Para Espectroscopia γ	41
3.1.1. Detector de GeHP y Sistema de adquisición	41
3.1.2. Calibración en Energía y Eficiencia del Sistema de Medición	43
3.1.3. Corrección por Tiempo Muerto	43
3.2. Montaje Experimental	44
3.2.1. Posición de Irradiación en el RECH-1	44
3.2.2. Montaje para el Detector	45
3.3. Procedimientos de Medición	45
3.3.1. Preparación de Muestras	46
3.3.2. Procedimiento para la Activación de Muestras	47
3.3.3. Adquisición de Espectros γ	48
3.3.4. Procesamiento de los Espectros γ	48

4. Resultados y Análisis de Resultados	50
4.1. Calibración del Equipo de Espectroscopia γ	50
4.1.1. Fondo Radiactivo con la Tapa Abierta	51
4.1.2. Fondo Radiactivo con la Tapa Cerrada	54
4.1.3. Espectroscopía con Fuente Estándar de Calibración.	67
4.2. Activación y Espectroscopia γ de las Muestras	75
4.2.1. Cobalto	75
4.2.2. Manganeso	81
4.2.3. Níquel	87
4.2.4. Vanadio	95
4.2.5. Cadmio	101
4.2.6. Indio	120
4.3. Análisis Bayesiano	127
4.3.1. Prueba del Método	127
4.3.2. Aplicación del Método ME Usando Actividades de Saturación Experimentales	134
5. Conclusiones	136
A. Apéndice: Análisis de Incertezas	139
A.1. Incertezas en los Instrumentos y en los Métodos de Medición	139
A.1.1. Medición del Tiempo	139
A.1.2. Fuente de Calibración	140
A.2. Propagación de Errores	141
A.2.1. Propagación de Errores a la Calibración en Energía	141
A.2.2. Propagación de Errores a la Calibración en Eficiencia	142

A.2.3. Propagación de Errores a la Actividad de una Muestra	143
A.2.4. Propagación de Errores al Número de Átomos de una Muestra	143
B. Apéndice: Esquemas de Desintegraciones	145
B.1. Esquemas de Desintegración para CO01	145
B.2. Esquema de Desintegración para MN02	147
B.3. Esquemas de Desintegración para NI01	148
B.4. Esquema de Desintegración para V03	150
B.5. Esquema de Desintegración para CD01	151
B.6. Esquema de Desintegración para IN02	155
C. Apéndice: Programas Desarrollados	160
C.1. El Formato CNF	160
C.2. El programa SpectrumToTree-v1.cpp	162
C.3. El Programa Unir-v2.cpp	163
C.4. El Programa Ajustar-v2.cpp	164
C.5. Base de Datos ENSDF	164

RESUMEN

En esta tesis se estudia la distribución de energías del flujo de neutrones del reactor de investigación RECH-1 por activación neutrónica de láminas delgadas. Los materiales usados en este trabajo incluyeron láminas delgadas de cadmio, cobalto, indio, manganeso, níquel, y vanadio, químicamente puras. Estas láminas fueron irradiadas por neutrones en el reactor RECH-1, y posteriormente medidas por espectroscopia γ con un detector de GeHP y un sistema de adquisición multicanal. Una gran parte del trabajo de esta tesis fue dedicada a la identificación y cuantificación de los fotopicos del espectro γ , lográndose cuantificar las actividades de los contaminantes traza. Con la actividad de los isótopos de interés medida, fue posible obtener el valor de actividad en saturación.

A partir de las secciones eficaces de captura de neutrones disponibles en bases de datos nucleares, se planteó un problema matemático inverso para la obtención de la distribución del flujo de neutrones a partir de las actividades en saturación medidas. La solución al problema inverso se estudió por el método iterativo de máxima expectación, usando el teorema de Bayes.

El método se probó usando una distribución de prueba construida a partir de distribuciones de neutrones observadas en otros reactores nucleares similares. Se observó buena convergencia en la región térmica en donde los materiales son mas sensibles al flujo de neutrones. En la región epitérmica se observa una alta dependencia de la condición inicial, debido en gran parte, a las resonancias de las secciones eficaces en esta zona del espectro de energías. Para la región rápida se observaron dos reacciones que ocurren con neutrones rápidos ($^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ y $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$) las cuales son fundamentales para obtener el flujo de neutrones en esa zona del espectro.

ABSTRACT

In this thesis the neutron flux of the Chilean RECH-1 research reactor is studied by neutron activation of metallic foils of Cadmium, Cobalt, Indium, Manganese, Nickel, and Vanadium with 99.9 % purity. These target were neutron irradiated in the RECH-1, and their activities measured by γ -ray spectroscopy with a HPGe detector. A big effort has been done in the analysis of the γ spectra in order to obtain a detailed identification and quantification of the trace elements in the targets. The saturation activity of the nuclei of interest was determined by measuring their activities.

Using the neutron capture cross sections available in data bases, an inverse mathematical problem was proposed to unfold the neutron energy distribution. The inverse problem was studied using the Bayes theorem with the Expectation Maximization Iterative Method.

This method was verified using a simulated neutron's flux distribution, based on measurements performed in three energy regions (Thermal, Epithermal, and Fast). A good convergence was observed in the thermal region, where cross sections are more sensitive to the neutron flux. In the epithermal region a high dependence of the initial condition was observed, probably due to the neutron capture cross section resonances in this energy region. Finally, in the fast neutron's region two reactions ($^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ and $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$) were relevant to obtain the neutron flux energy distributions due to their high cross sections.

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo se presentarán los aspectos básicos de los reactores nucleares. Se describirán los dos reactores con que cuenta el país (RECH-1 Y RECH-2)¹. Además se explican dos maneras con que se ha calculado el flujo de neutrones en otros reactores similares al RECH-1.

1.1. Reactores Nucleares

Un reactor nuclear es un dispositivo capaz de mantener una reacción nuclear de forma controlada [1]. Dependiendo del uso, existen dos tipos de reactores nucleares: de potencia o de investigación. Los reactores nucleares de potencia tienen como objetivo la producción de energía eléctrica mediante la transformación de la energía calórica liberada por las reacciones, en cambio los reactores de investigación disipan el calor generado, y aprovechan los neutrones, subproductos de las reacciones de fisión, que son utilizados para producir radioisótopos utilizados en medicina o investigación.

¹Estos son los Reactores Chilenos (RECH) 1 y 2, emplazados en La Reina y Lo Aguirre, respectivamente.

1.2. Reactores Nucleares en Chile

En Chile existen dos reactores de investigación, ambos ubicados en la Región Metropolitana, en los centros nucleares de La Reina (ver Figura 1(a)) y Lo Aguirre (ver Figura 1(b)) [2], a cargo de la Comisión Chilena de Energía Nuclear (CCHEN).

La CCHEN ha cumplido 50 años a cargo de la responsabilidad de evaluar las instalaciones de 1° categoría, velando por el cumplimiento de la legislación vigente. En su organización interna, la CCHEN se divide en departamentos, secciones, y subsecciones de investigación, cada una a cargo de desarrollar y prestar asesorías en áreas específicas, tanto del conocimiento nuclear como de técnicas nucleares aplicadas a la industria o al público general. Algunas de estas secciones son:

- 1. Subdepartamento de Reactores:** Se encarga de la operación y mantenimiento de los reactores RECH-1 y RECH-2. Entre sus líneas de trabajo destaca la irradiación de materiales para la producción de radioisótopos, cálculos neutrónicos y termohidráulicos involucrados en la operación de los reactores, entrega de servicios de irradiación para análisis por activación neutrónica. Actualmente colabora con la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile en mediciones de actividad natural.
- 2. Sección de Irradiación:** Se encarga de la investigación y desarrollo de aplicaciones de la energía ionizante proveniente de fuentes emisoras de radiación γ , junto con prestar asesorías y servicios de irradiación de productos para diversos fines tales como la esterilización, tratamiento cuarentenario, apoptosis celular, desinfección, reducción de carga microbiológica e inhibición de brotes, entre otras cosas. Los productos se tratan en irradiadores experimentales de ^{60}Co y

^{137}Cs .

3. **Sección de Isótopos Ambientales:** Aplica y desarrolla técnicas basadas en el uso de isótopos estables tales como ^2H , ^{18}O , ^{13}C , y ^{15}N , para estudios de Hidrología Isotópica, medición de la contaminación de acuíferos, y determinación de ciclos fotosintéticos por discriminación isotópica.
4. **Sección de desarrollos innovativos, Industria y Medio Ambiente:** Se encarga de proponer y desarrollar proyectos con aplicaciones nucleares prácticas. Actualmente trabaja en el estudio de pulsos de detectores de GeHP en un rango de temperaturas de 65 a 120 °K. Además presta apoyo técnico a otras secciones en el mantenimiento del equipamiento en el ámbito nuclear y convencional.
5. **Sección de Agricultura:** Se encarga de investigar y desarrollar estudios agroambientales utilizando técnicas isotópicas y teorías convencionales.
6. **Sección de Metrología Química:** Se encarga de la investigación y desarrollo de la química analítica en ámbitos tales como los materiales de interés nuclear, materiales biológicos, el medioambiente, alimentos y la ciencia de los materiales. Se encuentra a cargo de la facilidad de análisis por activación neutrónica del RECH-1.

Recientemente se ha incorporado a la CCHEN el primer Centro de Simulación y Cálculos en Ciencias y Aplicaciones Nucleares (CSICCIAN), y el Laboratorio de Investigación Nuclear (LIN).

El objetivo del CSICCIAN es reunir los recursos humanos y técnicos de la CCHEN en torno a la simulación y cálculo computacional, siguiendo un formato de Comunidad Colaborativa con jerarquía dinámica de acuerdo a competencias.

En el LIN se realizarán experimentos relacionados con desarrollo de técnicas de medición, test de instrumentación nuclear y experimentos de benchmark de detectores para contrastar con simulaciones Monte Carlo, además realizará trabajo colaborativo de investigación tanto con la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile como con la Universidad Tecnológica Metropolitana.

1.2.1. El Reactor de Investigación RECH-1

La CCHEN emplaza el Centro de Estudios Nucleares de La Reina, donde se ubica el RECH-1² (ver Figura 2), siendo el único reactor nuclear operando regularmente en Chile.

El RECH-1 es un reactor de investigación tipo piscina de 5 MW (ver Figura 3(a) y 4(a)), cuyo núcleo se encuentra configurado por 32 placas planas de Uranio de bajo enriquecimiento (20%) y reflectores de Berilio.

Para la irradiación de muestras, el RECH-1 cuenta con las siguientes posiciones de irradiación dentro del núcleo (ver Figura 3(b)):

- 1. Cestos de Irradiación:** Seis posiciones de irradiación, dos posiciones en el centro del núcleo: D5 y D6, y cuatro en la periferia: A5, A6, H4 y H17. Por norma de seguridad, las muestras sólo se cargan o se extraen de estas posiciones con el reactor apagado.
- 2. Sistema de Rotación:** Este sistema permite rotar la muestra a medida que es sometida a flujo de neutrones para obtener una irradiación más homogénea. Este sistema se encuentra en la posición A9 del núcleo y fue diseñado para la irradiación de muestras de SERNAGEOMIN, usado en la datación de rocas por el método $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$.

²Reactor Chileno 1

3. Sistemas Neumáticos: Corresponden a sistemas de transporte de muestras por aire comprimido desde el reactor al núcleo por medio de un tubo hermético. Originalmente instalados en las posiciones A1 y H3. Al momento del desarrollo de este trabajo, ambas posiciones se encontraban deshabilitadas; la posición A1 debido a una remodelación de la infraestructura y la posición H3 debido a una perforación de la línea.

En el RECH-1 también es posible irradiar muestras fuera del núcleo, para ello se cuenta con:

A. Tubos Secos: Dos tubos secos, el tubo seco poniente (TSP) y el tubo seco oriente (TSO). El TSO poseía un recubrimiento de cadmio, fue desmantelado en 1979 por un problema en el mecanismo de transporte de la muestra. El TSP llega cerca de las posiciones H8 y H9, presenta un recubrimiento de plomo, y a la fecha se encuentra operativo. El TSP fue utilizado para irradiar las muestras utilizadas en este trabajo.

B. Tubos de Haces: Tres tubos radiales y uno tangencial con 2 salidas, estos tubos permiten obtener un haz de neutrones fuera de las paredes de la piscina siendo controlados por un obturador hidráulico. Los cinco tubos se encuentran adaptados para las aplicaciones que se detallan a continuación:

Tubo de Haz N°1 (Tangencial Sur): Se ubica una facilidad de análisis por Neutrografía, actualmente operativa.

Tubo de Haz N°2 (Radial): Equipo de Scattering Difuso, en desuso y no operativo. Actualmente se encuentra en proceso de adaptación para la obtención de neutrones rápidos.

Tubo de Haz N°3 (Radial): Equipo de Difracción de Neutrones, en desuso y no operativo.

Tubo de Haz N°4 (Radial): Equipo de Perfilamiento en Profundidad por Neutrones, en desuso y no operativo.

Tubo de Haz N°5 (Tangencial Norte): Equipo de análisis γ -Prompt, actualmente no operativa.

1.2.2. El Reactor de Investigación RECH-2

El RECH-2 [3] es un reactor de investigación tipo piscina de 10 MW de potencia (ver Figura 5). La primera puesta a crítico del reactor fue en 1977, en esa fecha aún restaban terminar algunos sistemas por lo que no fue posible aumentar la potencia, desde entonces permanece en paro extendido, sin elementos combustibles, hasta que la demanda del país lo necesite. El núcleo del RECH-2 (ver Figura 4(b)) se diseñó para el uso de 29 placas planas de uranio de alto enriquecimiento, y se encuentra dentro de un edificio de 24 m de diámetro por 34 m de altura.

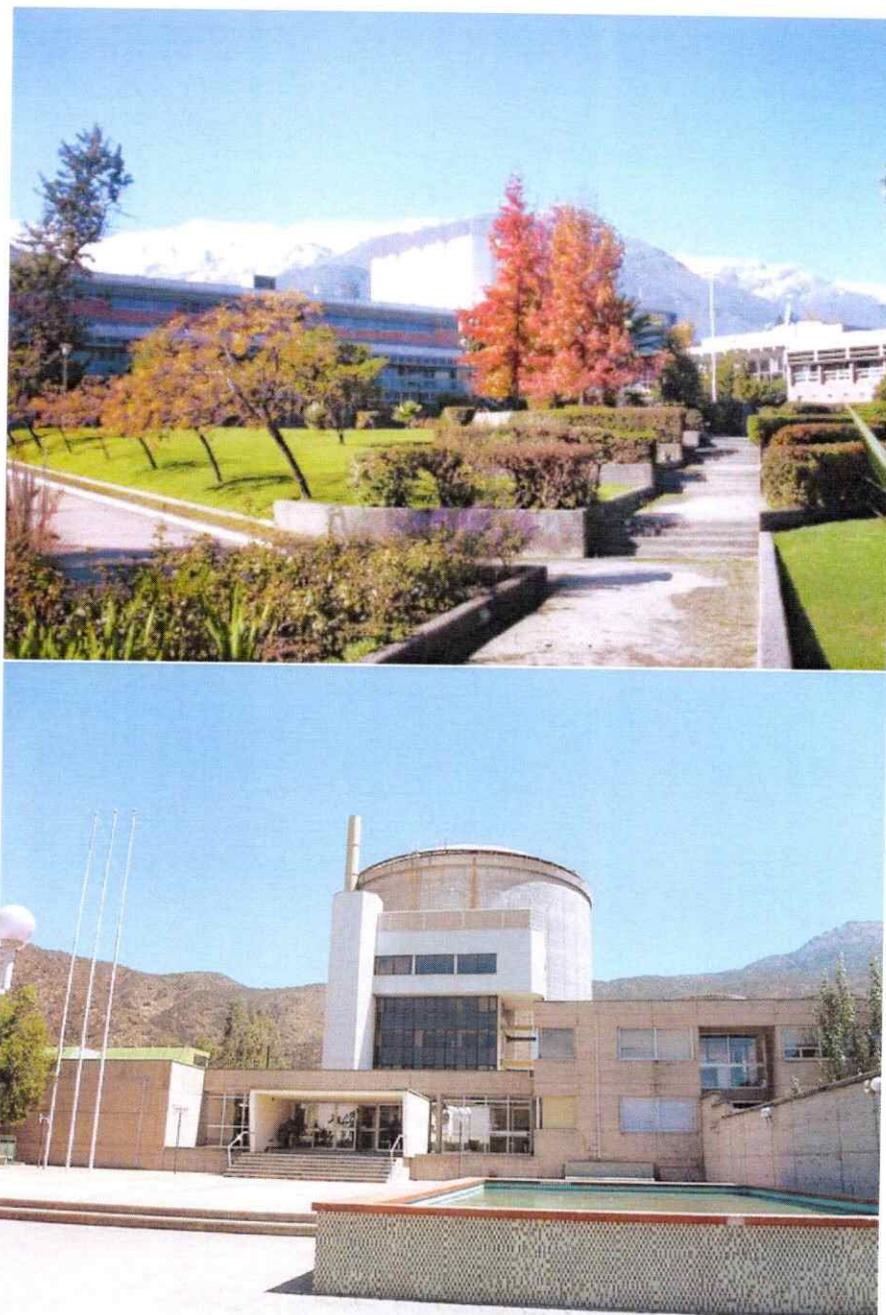
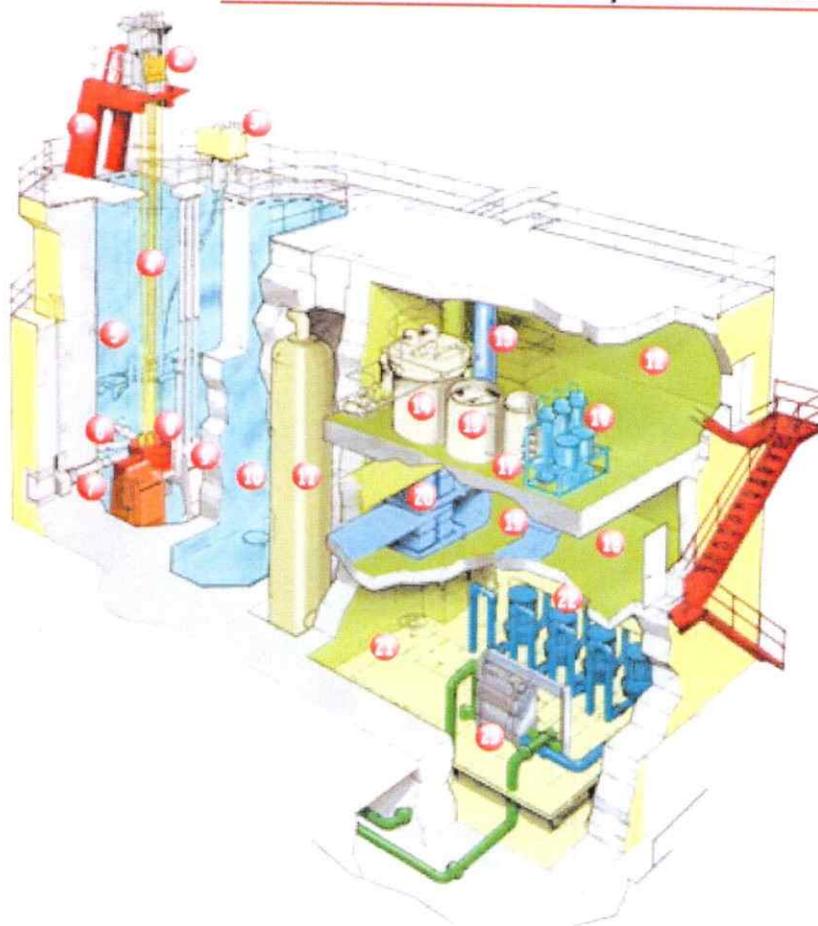


Figura 1: (a) Centro de Estudios Nucleares de La Reina, RECH-1 (Arriba).
(b) Centro de Estudios Nucleares de Lo Aguirre, RECH-2 (Abajo).

COMISIÓN CHILENA DE ENERGÍA NUCLEAR
 CENTRO DE ESTUDIOS NUCLEARES LA REINA
 Reactor Nuclear Experimental RECH-1



- | | | |
|--------------------------------|-----------------------------------|------------------------------|
| 1 Plataforma Barras de Control | 9 Cámaras de Ionización | 17 Filtro a Presión |
| 2 Embragues Electromagnéticos | 10 Segunda Piscina | 18 Planta de Ventilación |
| 3 Celda de Plomo | 11 Estanque de Retardo | 19 Filtro de Carbon Activado |
| 4 Barras de Control | 12 Planta de Purificación de Agua | 20 Filtros Absolutos |
| 5 Piscina del Reactor | 13 Unidades de Intercambio Iónico | 21 Sala de Bombas |
| 6 Tubos de Haces Radiales | 14 Estanque de Asentamiento | 22 Bombas Centrífugas |
| 7 Tubos de Haces Tangenciales | 15 Estanque de Agua Filtrada | 23 Intercambiador de Calor |
| 8 Núcleo del Reactor | 16 Planta de Desionización | |

Figura 2: Diagrama del RECH-1, se muestra la estructura que alberga al núcleo del reactor. Esta estructura está contenida dentro de un edificio pre-surizado.

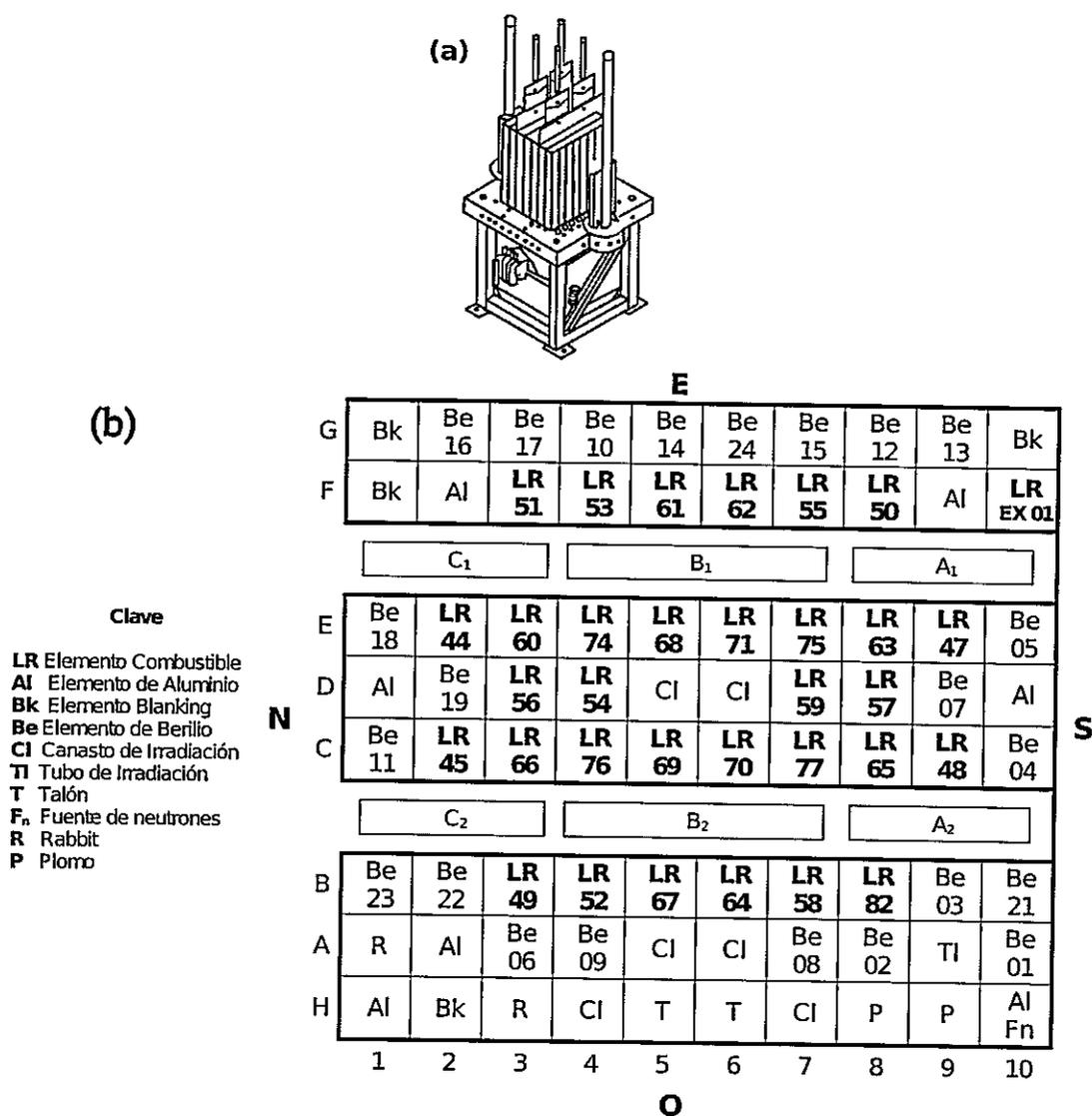


Figura 3: Descripción del núcleo del RECH-1. (a) Diagrama del núcleo de un reactor de placas planas (Arriba), un diseño similar se usa en los reactores RECH-1 y RECH-2 (ver Figura 4). (b) Configuración del núcleo del reactor RECH-1 (Abajo) al momento de realizar las mediciones de activación neutrónica para este trabajo. (ver Figura 4).

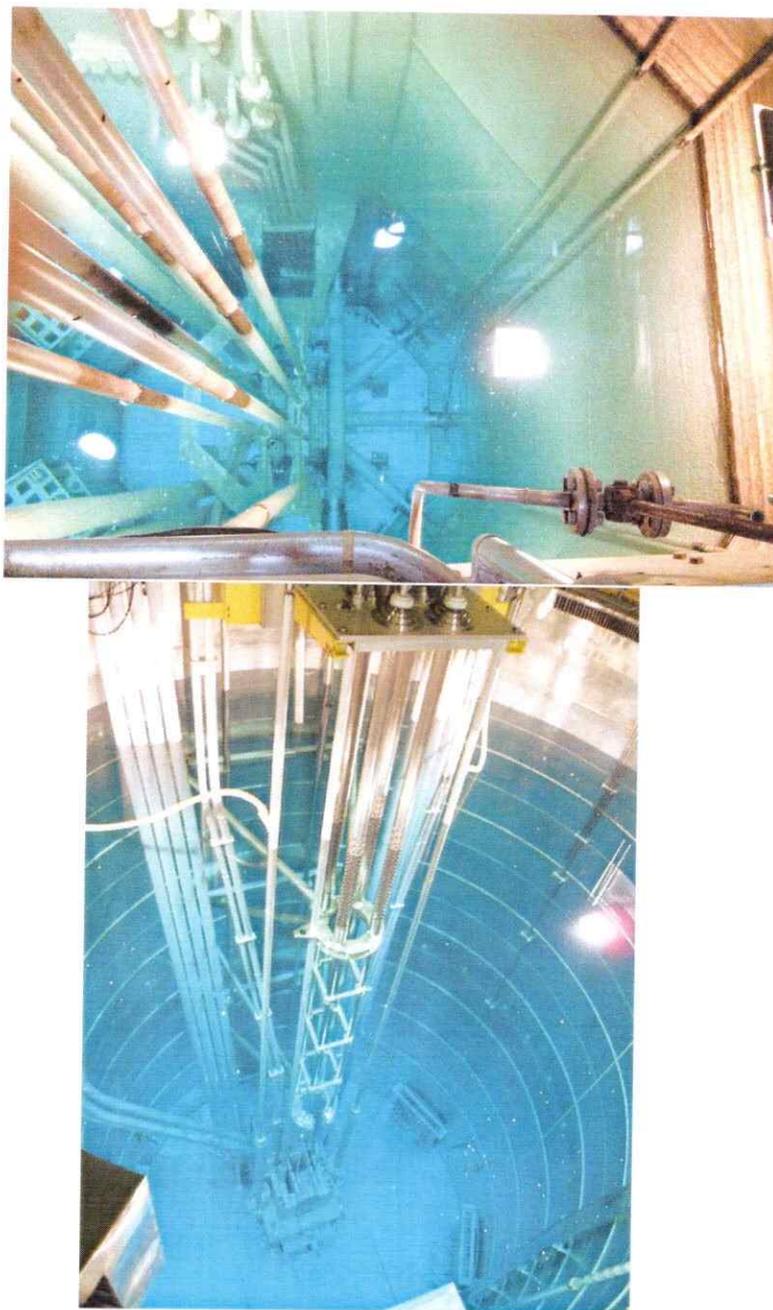


Figura 4: (a) (Arriba) el núcleo del reactor RECH-1 del Centro de Estudios Nucleares de La Reina, actualmente operativo. (b) (Abajo) el núcleo del reactor RECH-2 del Centro de Estudios Nucleares de Lo Aguirre, actualmente en paro extendido.

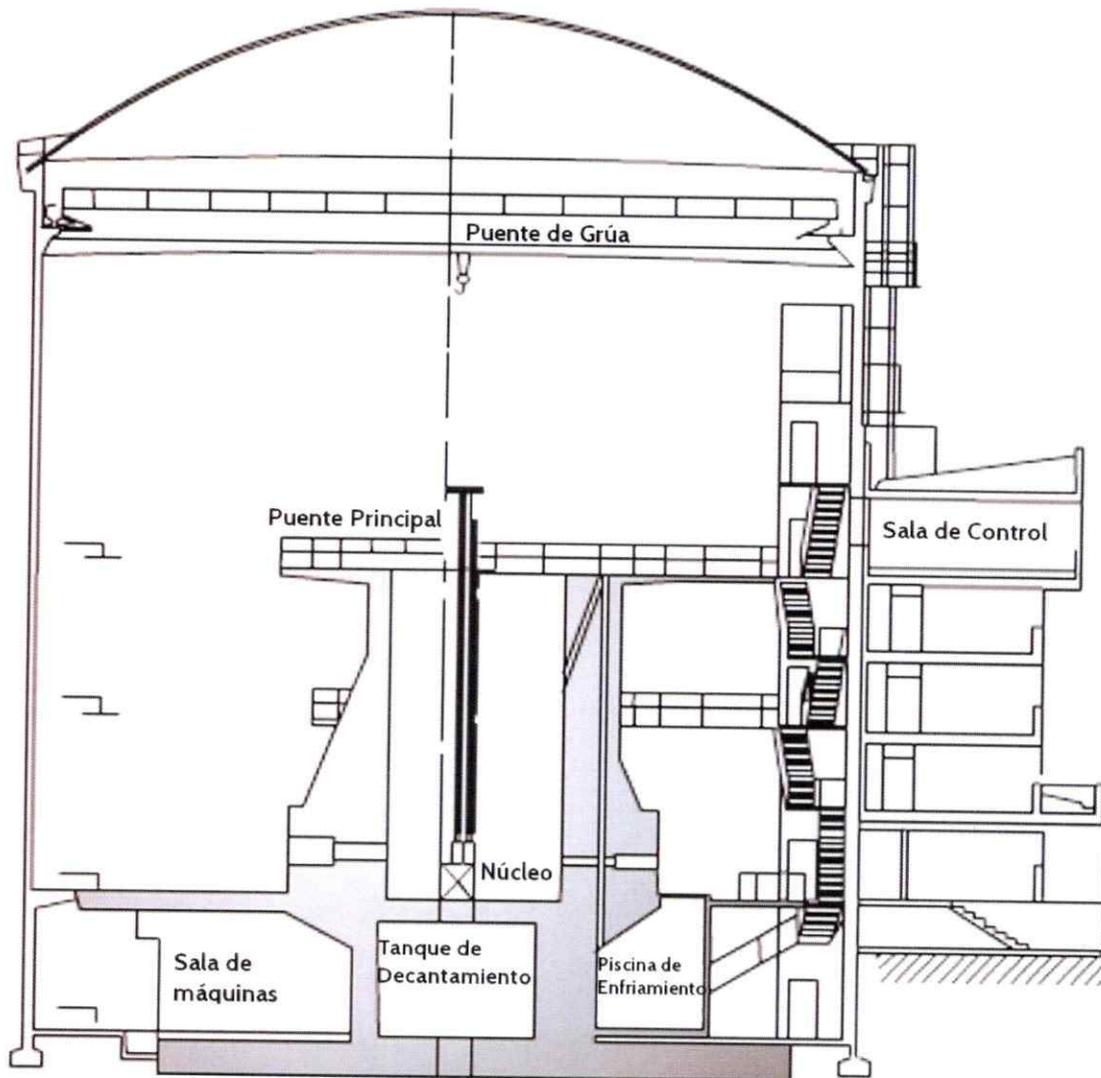


Figura 5: Diagrama del RECH-2, se muestra el núcleo del reactor contenido dentro del edificio presurizado.

1.3. Flujo de Neutrones en Reactores Nucleares

Como ya se ha mencionado en la sección anterior, en el RECH-1, las barras de combustible están formadas por uranio enriquecido al 19.75 %. Producto de la fisión nuclear se liberan neutrones en un rango de energía muy amplio que llega a los 20 MeV y en un período de tiempo muy corto entre 10^{-12} a 10^{-13} s (denominados neutrones *prompt* o *de fisión*). Además de los neutrones de fisión (que alcanzan cerca del 99 % del flujo total), los núcleos hijos liberan los denominados neutrones diferidos o β -retardados, en un período de tiempo que puede llegar a varias horas.

Una vez emitidos, parte de los neutrones puede interactuar con otros núcleos de Uranio, manteniendo la reacción en cadena, mientras que el resto que escapa puede ser absorbido por el material moderador o bien transferirle parte de su energía (termalización). Estos procesos producen neutrones con una distribución de energía altamente dependiente de la geometría y de la posición. Pese a ello, en aplicaciones donde se necesita un modelo para el flujo, se representa de forma muy aproximada por la función de Watt [4] o bien por una función de Maxwell [5].

En la sección 2.2 se explica el fundamento matemático de la relación entre el flujo y otros parámetros involucrados.

1.3.1. Región de Flujo de Neutrones Rápidos ($0.5 \text{ [MeV]} < E$)

Esta región está compuesta por neutrones que no han sufrido choques que reduzcan su energía al rango epitérmico o térmico. Esta distribución puede ser ajustada por la curva de Watt, variando sólo su intensidad [6].



1.3.2. Región de Flujo de Neutrones Epitérmicos ($0.5 \text{ [eV]} < E < 0.5 \text{ [MeV]}$)

Esta región está compuesta por neutrones que han sufrido moderación por parte del medio moderador. En esta región se puede ajustar el flujo por una función inversamente dependiente de la energía ($1/E$) [6].

1.3.3. Región de Flujo de Neutrones Térmicos ($E < 0.5 \text{ [eV]}$)

En esta región, producto de colisiones con átomos livianos del entorno (moderador), los neutrones se encuentran en equilibrio térmico con los átomos del entorno. La distribución de energía en esta región se puede modelar con una distribución Maxwelliana.

Hay que notar que esta aproximación de equilibrio térmico es válida para sistemas termalizados, pero debido a la absorción de neutrones por parte del moderador, la distribución debe ser corregida reemplazando la temperatura térmica por una temperatura más alta, denominada temperatura neutrónica. [6].

1.4. Medición del Flujo de Neutrones

Al someter una muestra a un flujo de neutrones, la razón de activación (ver Ecuación (2.5)) depende del número de átomos, la sección eficaz de activación y el flujo incidente. Si el flujo no es monoenergético se debe integrar sobre las contribuciones de todas las energías, lo cual implica que para obtener el flujo a partir de la activación de materiales se deba solucionar un problema matricial del tipo $\vec{A}^\infty = \Sigma \vec{\Phi}$ (ver Ecuación (2.9)), lo cual puede ser muy difícil de solucionar dependiendo de la complejidad de la matriz Σ . El análisis teórico de este problema se abordará con más detalle en el capítulo siguiente.

Respecto a los aspectos prácticos de las mediciones por activación, éstas son sensibles a múltiples parámetros tales como geometría de la muestra, posición respecto del núcleo, y tiempo de irradiación, vidas medias involucradas, etc.

La forma usual de medir el flujo de neutrones en las tres regiones de energía que se mencionan en la sección 1.3, consiste en medir la tasa de activación de materiales cuya sección eficaz (n, x) (donde x es el subproducto de la reacción) sea considerablemente más alta en la región que se desee determinar, por ejemplo, el ^{115}In presenta una sección eficaz (n, p) sensible a al flujo rápido, mientras que el ^{197}Au presenta una mayor sensibilidad a energías térmicas o epitérmicas, y el cadmio absorbe casi completamente el flujo térmico (ver Figura 6).

Otras técnicas más sofisticadas utilizan métodos de deconvolución para la solución del problema inverso, y han sido aplicadas en la determinación la distribución de energía del flujo de neutrones en reactores similares al RECH-1 a lo largo del mundo como el IPEN/MB-1 en Sao Paulo, Brasil [7], el UTR-KINKI de la universidad de Kinki en Osaka, Japón [8] y el reactor de investigación de Pakistán, PARR-2 [9]. Estos trabajos han usado códigos de deconvolución SANDII, SANDBP y SPECTRA [10] para el IPEN/MB-01, NEUPAC [11] en el UTR-KINKI, y BUNKI [12] para el reactor PARR-2. El problema de estos métodos deconvolutivos es que requieren una distribución de flujo estimada para iniciar el proceso iterativo, por lo cual, el resultado depende en gran parte de cuan acertada sea la distribución inicial, respecto a la forma de la distribución del flujo neutrónico real.

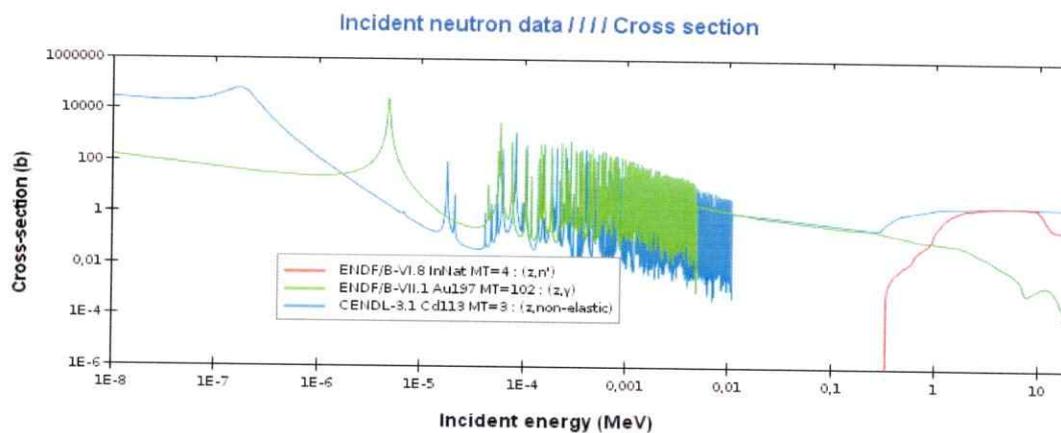


Figura 6: Secciones eficaces del indio, cadmio y oro, para calcular los flujos en las tres regiones. Se observa que al recubrir el oro con cadmio, este último eliminaría el flujo térmico y atenuaría las resonancias del oro, sin embargo el oro tiene una resonancia epitérmica que no es eliminada por el cadmio. Se observa que el indio posee una sección eficaz a partir de 0.3 MeV, ideal para la determinación del flujo rápido.

Capítulo 2

Marco Teórico

En esta sección se mostrarán en detalle los modelos necesarios para entender el problema del cálculo del flujo de neutrones en un reactor nuclear, y las soluciones propuestas.

2.1. Aspectos Generales

El átomo, tal como lo conocemos hoy, se compone de un núcleo y una *nube* de electrones ocupando el exterior. El núcleo se compone de protones y neutrones. Estos últimos, cuando se encuentran ligados dentro del núcleo, se les denomina indistintamente como: **nucleones**.

Ahora si hablamos de la *cantidad o número de nucleones* que contiene un núcleo, decimos que contiene A nucleones. El valor A es un número entero llamado también *número másico* y es equivalente a la suma del *número de protones* o *número atómico* Z y el *número de neutrones* N .

$$A = Z + N \quad (2.1)$$

Se han medido y estudiado experimentalmente núcleos atómicos con números másicos entre $A = 1$ hasta $A = 294$. Estos núcleos muy masivos son sistemas extremadamente complejos debido a que intervienen un gran número de nucleones. A

núcleos atómicos con distintas configuraciones de protones y neutrones se les llama *núclidos* o *nucleidos* y para su distinción se emplea la notación A_ZX_N . Debido a que casi todos los elementos de la tabla periódica poseen nombre propio y símbolo X asociado a su número atómico, como por ejemplo oro (Au, Z=47), cobre (Cu, Z=27), uranio (U, Z=92) y livermorio (Lv, Z=116) -este último descubierto en 1990 y bautizado en 2011-, no es necesario incluir el valor de Z ni tampoco el valor de N en la notación. Por lo que diremos que cada núclido o nucleido se identifica utilizando la notación AX .

Cada núcleo contiene uno o más nucleones, éstos forman un estado cuántico compuesto o nivel nuclear. Estos niveles pueden ser estables o inestables. Cuando es inestable, al cabo de cierto tiempo se transformará en otro que sea estable, o que esté más cerca de la estabilidad mediante desintegraciones radioactivas, pudiendo incluso alterar el número de nucleones. Este proceso obedece una estadística de Poisson, la probabilidad de que el núcleo se transforme al cabo de un tiempo t depende de una constante λ conocida como constante de desintegración, una característica del estado, la cual se interpreta como la probabilidad de que un núcleo cambie de estado en un intervalo de tiempo dt infinitesimal.

Se han realizado modelos estocásticos para el proceso de desintegración radioactiva [13], con ellos es posible encontrar que el número de átomos que abandonan el estado en el tiempo t es proporcional a $N(t)$ donde la constante de proporcionalidad corresponde justamente a λ , lo que permite escribir la ecuación diferencial considerando N_0 átomos en $t = 0$:

$$\begin{aligned}\frac{dN(t)}{dt} &= -\lambda \cdot N(t); \\ N(t) &= N_0 e^{-\lambda t};\end{aligned}\tag{2.2}$$

La actividad de una muestra se define como el número de desintegraciones del estado por unidad de tiempo es decir:

$$\begin{aligned} A(t) &= \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| \\ A(t) &= A_0 e^{-\lambda t}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

donde $A_0 = \lambda N_0$ es la actividad de la muestra en $t = 0$. Una parametrización común es expresar la constante de desintegración como el período de semidesintegración $T_{1/2}$, tiempo en el cual la actividad de la muestra disminuye a la mitad:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (2.4)$$

2.2. Activación neutrónica

Consideremos una muestra que posee N_0 isótopos de cierto elemento, la cual se somete a un flujo de neutrones $\Phi(E)$, constante, desde el tiempo $t = 0$ al tiempo t_i , donde t_i corresponde al tiempo en que la muestra se encuentra sometida al flujo de neutrones. Este proceso estocástico, al igual que la desintegración radioactiva, puede ser modelado para el número de núcleos padres $N(t)$ por la ecuación diferencial (2.5):

$$\frac{dN(t)}{dt} = -N(t) \cdot A_p^\infty \quad (2.5)$$

donde la constante A_p^∞ (ver Ecuación 2.9) depende del problema particular y puede escribirse de forma aproximada como:

$$A_p^\infty = \int_0^\infty \Phi(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (2.6)$$

donde $\sigma(E)$ es la sección eficaz para la interacción de neutrones con el material. La ecuación (2.6) no considera la geometría del problema, la cual podría ser incluida

ponderando el flujo en la ecuación (2.6) por el factor de autoapantallamiento de la muestra.¹

El número de los núcleos hijos $n(t)$ en este régimen puede ser modelado por la ecuación diferencial (2.7):

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{dN(t)}{dt} - n(t) \cdot A_h^\infty - \lambda \cdot n(t) \quad (2.7)$$

donde el primer término $\left(\frac{dN(t)}{dt}\right)$ representa el número de padres que se activaron en el tiempo t , el segundo $(n(t) \cdot A_h^\infty)$ representa el número de núcleos hijos que se activan, y el último $(\lambda \cdot n(t))$ representa pérdida de núcleos hijos por desintegración.

La ecuación (2.7) se puede solucionar para tiempos de irradiación pequeños en comparación con la tasa de activación, para ello se puede aproximar $N(t) \approx N_0$, de esta manera las ecuaciones (2.5) y (2.7) se reescriben como:

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= -N_0 \cdot A_p^\infty \\ \frac{dN(t)}{dt} &= -R \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde la constante

$$R = N_0 \cdot A_p^\infty \quad (2.9)$$

representa la tasa de activación para tiempos pequeños. Con esto la ecuación (2.7) se puede reescribir como:

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= R - n(t) \cdot A_h^\infty - \lambda \cdot n(t) \\ \frac{dn(t)}{dt} &= R - \lambda \cdot n(t) \end{aligned} \quad (2.10)$$

donde se despreció el segundo término correspondiente a la posible activación de los núcleos hijos, dado que en general se cumple $A_h^\infty \ll \lambda$ pues la activación de los

¹Este factor es un factor a considerar a futuro, pero no será tratado en esta tesis. Éste factor puede ser obtenido mediante simulaciones Montecarlo.

núcleos hijos es muy poco probable para tiempos pequeños. La solución al sistema de ecuaciones (2.8) y (2.10) puede ser obtenida de diversas formas, por ejemplo utilizando la transformada de Laplace $\mathcal{L}(\cdot, s)$:

$$N(t) = N_0 - R \cdot t \quad (2.11)$$

$$\mathcal{L}\left(\frac{dn(t)}{dt}, s\right) = \mathcal{L}(R, s) + \mathcal{L}(-\lambda \cdot n(t), s)$$

$$s \cdot \mathcal{L}(n(t), s) - n_0 = \frac{R}{s} - \lambda \cdot \mathcal{L}(n(t), s)$$

$$\mathcal{L}(n(t), s) = \frac{R}{s(s + \lambda)} + \frac{n_0}{s + \lambda}$$

$$\mathcal{L}(n(t), s) = \frac{R}{\lambda} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s + \lambda} \right) + \frac{n_0}{s + \lambda}$$

$$\mathcal{L}(n(t), s) = \frac{R}{\lambda} (\mathcal{L}(1, s) - \mathcal{L}(e^{-\lambda t}, s)) + n_0 \cdot \mathcal{L}(n(t), s)$$

$$n(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) + n_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.12)$$

Si no hay núcleos hijos al inicio de la medición, el número de núcleos hijos y la actividad de los mismos se pueden escribir como:

$$n(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.13)$$

$$A(t) = R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.14)$$

soluciones válidas para $t \in [0, t_i]$. Por lo cual, durante el período de irradiación, la muestra alcanza una actividad $A(t_i) = A_i$ de:

$$A_i = R(1 - e^{-\lambda t_i}) \quad (2.15)$$

2.3. Marco Teórico de la Espectroscopia γ

En esta sección se presentará el modelo teórico que describe la cuantificación de la actividad de un isótopo utilizando un equipo de espectroscopia γ compuesto por un detector de GeHP y toda la electrónica asociada.

Para contextualizar, se considera una muestra que fue sometida al flujo de neutrones $\Phi(E)$ durante $t \in [0, t_i]$, y que alcanzó una actividad $A(t_i) = A_i$ dada por la ecuación (2.15). Luego de esta activación se almacena la muestra durante un tiempo de espera t_e antes del inicio de la medición γ , con ello su actividad transcurrido el tiempo de espera es $A(t_i + t_e) = A_{ie}$. Considerando que la muestra se desintegrará de forma radioactiva, la actividad A_{ie} será:

$$A_{ie} = A_i \cdot e^{-\lambda \cdot t_e} \quad (2.16)$$

2.3.1. Determinación de la Actividad de un Isótopo

Al medir la muestra con el equipo de espectroscopia γ , se contabilizarán eventos γ en un fotopico del espectro, correspondientes a una transición γ particular, de acuerdo a la eficiencia del sistema de detección ε_γ , la intensidad I_γ de la transición γ observada, y la actividad $A(t) = A_{ie} \cdot e^{-\lambda \cdot t}$ del isótopo en cuestión:

$$\frac{dC(t)}{dt} = \varepsilon_\gamma \cdot I_\gamma \cdot d(t) \cdot A(t) \quad (2.17)$$

donde $C(t)$ corresponde al número de eventos detectados en el intervalo de tiempo $[t, t + dt]$, el término d corresponde a la corrección por tiempo muerto del equipo. La eficiencia para un sistema de detección γ basado en un detector de GeHP se ha estudiado antes (Z. Hu et al [14]). En particular la relación entre la eficiencia de detección y la energía del fotopico, está dada por:

$$\varepsilon(E) = \exp [p_0 + p_1 \ln(E) + p_2 \ln(E)^2 + p_3 \ln(E)^3 + p_4 \ln(E)^4 + p_5 \ln(E)^5] \quad (2.18)$$

Para isótopos de vida media corta, la corrección por tiempo muerto no es directamente la razón entre el tiempo vivo de adquisición y el tiempo real de medida. Para resolver este problema Bradley et al [15] propuso una solución basada en la medición instantánea del tiempo muerto para obtener un coeficiente \mathfrak{D} , de corrección

global. Este procedimiento se utilizará en el análisis de las muestras. A continuación se muestra como se obtiene este factor.

Integrando la ecuación anterior durante el tiempo de medida experimental t_m :

$$\begin{aligned}
 C(t_m) &= \int_0^{t_m} dt \cdot \varepsilon_\gamma \cdot I_\gamma \cdot \bar{d}(t) \cdot A(t) \\
 C(t_m) &= \varepsilon_\gamma \cdot I_\gamma \cdot A_{ie} \cdot \int_0^{t_m} dt \cdot \bar{d}(t) \cdot e^{-\lambda t} \\
 C(t_m) &= \varepsilon_\gamma \cdot I_\gamma \cdot A_{ie} \cdot \frac{\int_0^{t_m} dt \cdot \bar{d}(t) \cdot e^{-\lambda t}}{\int_0^{t_m} dt \cdot e^{-\lambda t}} \cdot \int_0^{t_m} dt \cdot e^{-\lambda t} \\
 C(t_m) &= \varepsilon_\gamma \cdot I_\gamma \cdot A_{ie} \cdot \mathcal{D} \cdot \int_0^{t_m} dt \cdot e^{-\lambda t} \\
 C(t_m) &= \varepsilon_\gamma \cdot I_\gamma \cdot A_{ie} \cdot \mathcal{D} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda t_m})}{\lambda}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

La ecuación (2.19) es utilizada para obtener la actividad de una muestra a partir del número de cuentas $C(t_m)$ observado, pero en este caso, \mathcal{D} es el factor de corrección válido también para isótopos de vida media corta, que tiene la forma:

$$\mathcal{D} = \frac{\int_0^{t_m} dt \cdot \bar{d}(t) \cdot e^{-\lambda t}}{\int_0^{t_m} dt \cdot e^{-\lambda t}} \tag{2.20}$$

Para obtener este factor de corrección, se debe medir la curva de tiempo muerto instantáneo $F(t)$ a partir de mediciones sucesivas. Luego se ajusta la curva mediante funciones exponenciales que representan a los isótopos presentes predominantes en el tiempo muerto. A partir de esta curva se construye la función:

$$\bar{d}(t) = (1 - F(t))(1 - G \cdot \tau \cdot F(t)) \tag{2.21}$$

donde τ es el tiempo de respuesta mínimo del detector, y G es una constante de proporcionalidad entre los eventos observados y los eventos que incidieron en el detector. G puede ser obtenida con un error mínimo integrando todos los eventos del espectro [16]:

$$N = G \cdot \int_0^{t_m} (1 - F(t)) \cdot F(t) \cdot dt \tag{2.22}$$

En la sección 3.1.3 se presentan los detalles de implementación para esta corrección. Por simplicidad del cálculo se define el parámetro Γ (ver Ecuación (2.23)) que representa el número de desintegraciones de la fuente durante el período de medición, corregido por el tiempo muerto, el que se utilizará en el resto del análisis:

$$\Gamma = \frac{A_{ie} \cdot (1 - e^{-\lambda t_m})}{D \cdot \lambda} \quad (2.23)$$

con esto la ecuación (2.19) se puede reescribir de la forma:

$$A_{ie} = \frac{\Gamma \cdot D \cdot \lambda}{1 - e^{-\lambda t_m}} \quad (2.24)$$

o bien:

$$C_\gamma = \varepsilon_\gamma \cdot I_\gamma \cdot \Gamma \quad (2.25)$$

Con el número de desintegraciones Γ se puede calcular la intensidad γ de una línea observada usando la ecuación (2.26):

$$I_\gamma^{(obs)} = \frac{C_\gamma}{\varepsilon_\gamma \cdot \Gamma} \quad (2.26)$$

2.4. Cálculo del Número de Átomos Presentes en una Muestra

Para cuantificar el número de átomos de un elemento con abundancia isotópica a , presentes en una muestra con un porcentaje de pureza química p y masa M por medio de la ecuación.

$$N_0 = \frac{M \cdot p \cdot a}{m_A \cdot u} \quad (2.27)$$

donde m_A corresponde al peso atómico del elemento y $u = 1.66053873(13) \times 10^{-27}$ kg es la constante de masa atómica. [17].

2.5. Medición Experimental de la Actividad de Saturación

Para obtener el valor de la actividad de saturación A^∞ de un elemento determinado irradiado durante un tiempo t_i , almacenado durante un tiempo t_e , y medido durante un tiempo t_m , se reemplazan las ecuaciones (2.15), (2.16), (2.19), en la ecuación (2.9), de esta forma, se obtiene la ecuación:

$$A^\infty = \frac{C(t_m) \cdot \lambda \cdot e^{\lambda t_e}}{N_0 \cdot \varepsilon_\gamma(E) \cdot I_\gamma \cdot \mathcal{D}(\lambda) (1 - e^{-\lambda t_m}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_i})} \quad (2.28)$$

por medio de la cual se puede calcular la actividad en saturación a partir de valores obtenidos de bases de datos nucleares como la constante de semidesintegración del isótopo, la intensidad I_γ de la línea observada, además de medidas experimentales de la eficiencia $\varepsilon_\gamma(E)$ del detector, número de eventos netos $C(t_m)$ en un fotopico del espectro adquirido, la corrección por el tiempo muerto $\mathcal{D}(\lambda)$, tiempo de espera t_e entre la irradiación y la medida, el tiempo de irradiación t_i de la muestra, el tiempo de adquisición t_m , y la masa de la muestra con la que se calcula el número de átomos N_0 del elemento en la muestra.

2.6. Métodos de Deconvolución

Los métodos de deconvolución buscan obtener la solución a problemas tipo:

$$\vec{y} = A\vec{x} \quad (2.29)$$

Donde la matriz A puede no ser cuadrada. No se puede asegurar que este problema tenga solución exacta, dado que este tipo de problemas puede tener una o más soluciones, o incluso ninguna.

La forma de abordar este tipo de problemas es tan variada como las ramas donde aparece, siendo las más recurrentes aquellas que buscan invertir la matriz A . A pesar de los esfuerzos, las soluciones encontradas por estos métodos son altamente dependientes de las condiciones iniciales con que se inician los procesos iterativos. Por estas razones es que este tipo de problemas sigue siendo tema de estudio.

2.7. Métodos Bayesianos

Los métodos Bayesianos de análisis presentan una alternativa a través del campo de las probabilidades, que son cada vez más recurrentes para abordar la solución de este tipo de problemas.

La piedra angular de estos métodos corresponde al teorema de Bayes:

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)}{P(B)} \cdot P(A) \quad (2.30)$$

en este sentido, la probabilidad de una proposición A , es "actualizada" a través de la incorporación de nueva información por medio de la proposición B .

Si la probabilidad representa nuestro grado de creencia en una teoría, una proposición T que guarde relación con un determinado modelo teórico, mediante el teorema de Bayes, podemos actualizar nuestra creencia previa, de que tal proposición sea cierta, a través de la incorporación de la observación de medidas experimentales en una proposición M :

$$P(T|E) = \frac{P(E|T)}{P(E)} \cdot P(T) \quad (2.31)$$

El teorema de Bayes introduce el concepto de medida de información, es decir, no ver las probabilidades como medida frecuentista, si no como medida de información.

Llamemos H a la proposición que expresa el nivel de información actual. $P(T|H)$ representa la probabilidad de que una teoría T sea cierta dado el nivel de información

actual H . En este sentido el teorema de Bayes actualiza nuestro nivel de conocimiento de la teoría T por medio de la probabilidad a posteriori² $P(T|EH)$:

$$P(T|EH) = \frac{P(E|TH)}{P(E|H)} \cdot P(T|H) \quad (2.32)$$

En el caso particular de esta tesis, se desea obtener la distribución de energía $\Phi(E)$ de los neutrones. La discretización de la función de flujo $\Phi(E)$ por los parámetros θ_k , se realiza definiendo n regiones de energía delimitadas por E_k , $k \in [0, n]$ (ver ecuación (2.33)).

$$\Phi(E; \theta_1, \dots, \theta_n) = \begin{cases} \theta_1, & E_0 < E < E_1 \\ \vdots & \\ \theta_n, & E_{n-1} < E < E_n \end{cases} \quad (2.33)$$

Con el flujo de neutrones parametrizado, evaluar la probabilidad de la proposición T : *El flujo de neutrones es $\Phi(E)$* , equivale a la proposición: *los parámetros $\vec{\theta}$ son $\theta_1, \dots, \theta_n$* .

La proposición E corresponde a la evidencia experimental observada, las actividades en saturación \vec{A}^∞ , en este caso la proposición E es: *La actividad en saturación del material i -ésimo es A_i^∞* .

En base a estas proposiciones, y considerando evidencias independientes, la ecuación (2.32) se escribe como función de las variables probabilísticas:

$$P(\vec{\theta}|A_i^\infty) = \frac{P(A_i^\infty|\vec{\theta})}{P(A_i^\infty)} \cdot P(\vec{\theta}) \quad (2.34)$$

La ecuación (2.34) considera la actualización del *prior* $P(\vec{\theta})$ con una evidencia, esta probabilidad a posteriori, puede ser el *prior* a actualizar con la siguiente evidencia (dadas evidencias independientes), de esta forma, el flujo actualizado considerando

²En esta notación $P(T|EH)$ representa a $P(T|E \wedge H)$

m evidencias (actividades de saturación medidas) viene dado por la ecuación (2.35).

$$P(\vec{\theta}|\vec{A}^\infty) = \frac{P(A_1^\infty|\vec{\theta})}{P(A_1^\infty)} \cdots \frac{P(A_m^\infty|\vec{\theta})}{P(A_m^\infty)} \cdot P(\vec{\theta})$$

$$P(\vec{\theta}|\vec{A}^\infty) = \prod_{i=1}^m \frac{P(A_i^\infty|\vec{\theta})}{P(A_i^\infty)} P(\vec{\theta}) \quad (2.35)$$

2.7.1. Método de Maximización de la Expectación

El algoritmo de máxima de la expectación [18] es un método iterativo para la estimación de máxima verosimilitud de parámetros de datos incompletos. De acuerdo con el trabajo de Taín y Cano-Ott respecto a la obtención del *feeding* β a partir de espectros γ de baja resolución utilizando espectroscopia de absorción total con un detector de NaI(Tl) de eficiencia cercana al 100 %, se puede relacionar la expectación con los datos por medio de la ecuación [19].

$$\hat{\theta}_j = \frac{1}{\sum_{i=1}^m \sigma_{ij}} \sum_{i=1}^m P(\theta_j|A_i^\infty) \hat{A}_i^\infty, \quad j = 1, \dots, n \quad (2.36)$$

donde σ_{ij} corresponde a la sección eficaz del material i en la región de energía j , y A_i^∞ la actividad de saturación del material i .

Usando el teorema de Bayes en el término a posteriori de la ecuación (2.36) se obtiene el algoritmo iterativo:

$$\theta_j^{(s+1)} = \frac{1}{\sum_{l=1}^m \sigma_{lj}} \sum_{i=1}^m \frac{\sigma_{ij} A_i^\infty \theta_j^{(s)}}{\sum_{k=1}^n \sigma_{ik} \theta_k^{(s)}}, \quad j = 1, \dots, n \quad (2.37)$$

De esta forma, planteando una distribución inicial de flujo neutrónico $\vec{\theta}^{(0)}$ sería posible obtener de forma iterativa la distribución de energía del flujo de neutrones.

2.8. Reacciones y Desintegraciones Esperadas

A continuación se presentan las reacciones nucleares observadas en las actividades de las muestras. Los esquemas de desintegración citados en esta sección se

presentan en el apéndice B.

2.8.1. Cobalto

El cobalto es un material que a menudo se encuentra con níquel, plata, plomo, cobre y minerales de hierro. El ^{59}Co se encuentra con un 100 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz de captura para neutrones térmicos³ $\sigma = 20.7 + 16.5 \text{ b}$ [20] (ver Figura 7).

Reacción (n, γ) del ^{59}Co

Al interactuar el ^{59}Co con un neutrón en una reacción (n, γ) , el núcleo resultante de ^{60}Co puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt⁴.

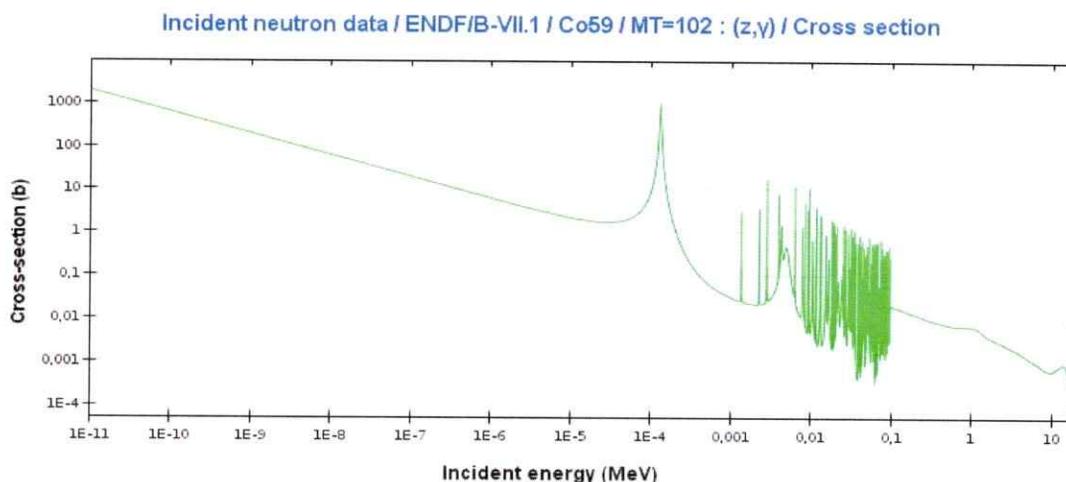
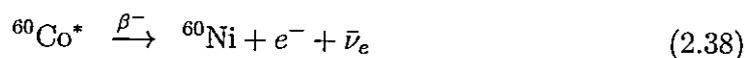


Figura 7: Sección eficaz de la reacción $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$. En la región comprendida entre $5 \times 10^{-5} \text{ MeV}$ y 0.1 MeV se pueden observar resonancias de los niveles nucleares.

³Las secciones eficaces corresponden a reacciones tipo (n, γ) con neutrones térmicos (0.0253 eV). Si se indican dos valores, el primero refiere a la formación del núcleo en estado metaestable y el segundo a la formación del estado fundamental.

⁴El término γ -prompt corresponde rayos- γ emitidos en transiciones internas que ocurren de forma casi instantánea ($\sim \text{ps}$).

El ^{60}Co es un núcleo radioactivo que tiene un estado metaestable de energía 58.6 keV y período de semidesintegración de 10.5 m (ver Figuras 57 y 58). El 99.76 % de las desintegraciones de este estado ocurren por transición interna al estado fundamental, mientras que el otro 0.24 % de las desintegraciones ocurren por β^- a ^{60}Ni (ver ec. 2.38) [21].



El estado fundamental del ^{60}Co se desintegra por β^- a ^{60}Ni (ver ec. 2.39) con un período de semidesintegración de 1925.3 d (ver Figura 59). El ^{60}Ni es estable, con un 26.2 % de abundancia isotópica [20].



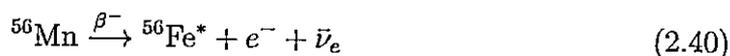
2.8.2. Manganese

El ^{55}Mn se encuentra con un 100 % de abundancia isotópica en la naturaleza. Posee una sección eficaz para neutrones térmicos de $\sigma = 13.3$ b.

Reacción (n, γ) del ^{55}Mn

Al interactuar el núcleo de ^{55}Mn con un neutrón mediante de una reacción (n, γ) (ver Figura 8) el núcleo puede quedar en estado excitado emitiendo un γ -prompt.

El núcleo resultante de ^{56}Mn es radioactivo y se desintegra por β^- formando ^{56}Fe en 2.6 h [20] (ver ec. 2.40).



El núcleo de ^{56}Fe puede quedar en estados excitados emitiendo radiación γ para alcanzar el estado fundamental (ver Figura 60).

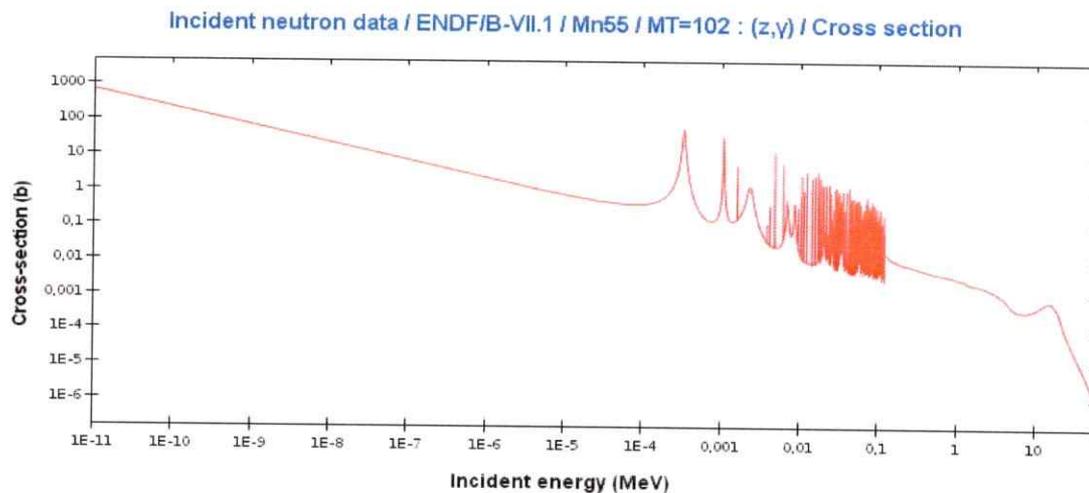


Figura 8: Sección eficaz de la reacción $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$.

2.8.3. Níquel

El ^{58}Ni se encuentra con un 68.077 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 4.6 \text{ b}$ [20] (ver Figura 10).

Otro isótopo estable del níquel es el ^{64}Ni que se encuentra con un 0.9255 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 1.6 \text{ [b]}$ [20] (ver Figura 9).

Reacción (n, γ) del ^{64}Ni

Al interactuar el ^{64}Ni con un neutrón mediante de una reacción (n, γ) el núcleo resultante de ^{65}Ni puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt.

El ^{65}Ni es un núcleo radioactivo que tiene un período de semidesintegración de 2.52 h (ver Figura 61). El estado fundamental del ^{65}Ni se desintegra por β^- a ^{65}Cu (ver Ecuación (2.41)) el cual es estable.



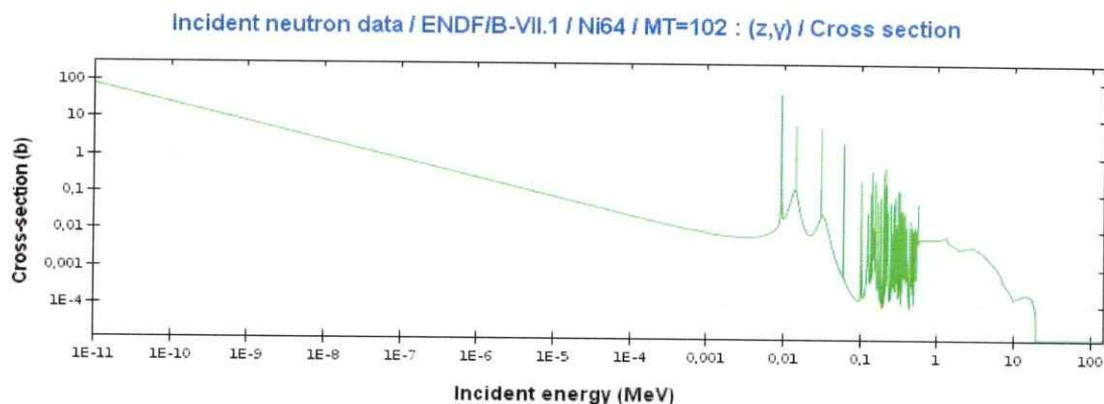


Figura 9: Sección eficaz de la reacción $^{64}\text{Ni}(n, \gamma)^{65}\text{Ni}$.

Reacción (n, p) del ^{58}Ni

Al interactuar el ^{58}Ni con un neutrón mediante de una reacción (n, p) el núcleo resultante de ^{58}Co puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt.

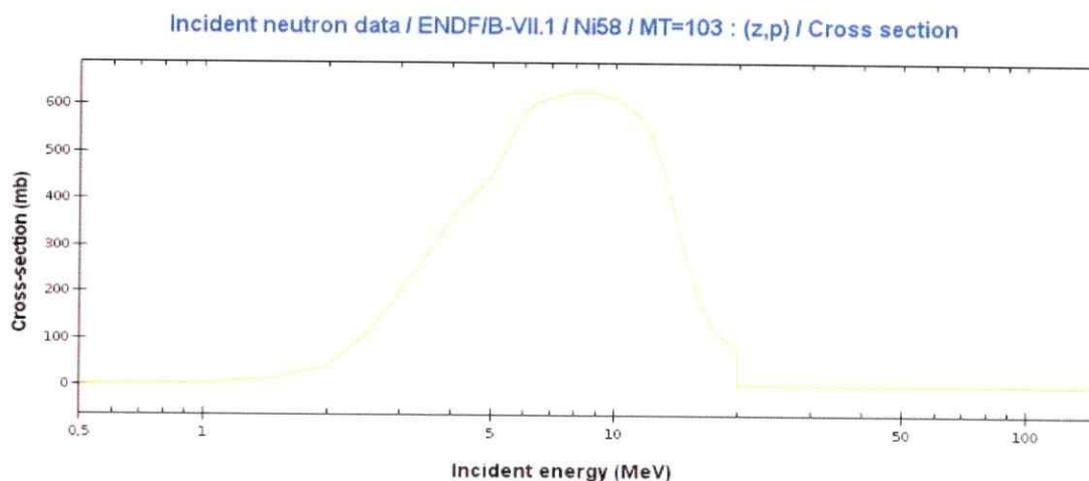


Figura 10: Sección eficaz de la reacción $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$.

El ^{58}Co es un núcleo radioactivo que tiene un estado metaestable de período de semidesintegración de 8.94 h que realiza transición interna al estado fundamental (ver Figura 62). El estado fundamental del ^{58}Co se desintegra por captura electrónica

(EC) a ^{58}Fe (ver Ecuación (2.42)) el cual es estable.



2.8.4. Vanadio

El vanadio es un elemento que se encuentra en al menos 65 minerales . El ^{51}V se encuentra con un 99.750 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 4.9 \text{ b}$ [20] (ver Figura 11). El ^{50}V se encuentra con un 0.250 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 21 \text{ b}$, es radioactivo y puede desintegrar por β^{-} o por EC, con un período de semidesintegración de $1.4 \times 10^{17} \text{ a}$.

Reacción (n, γ) del ^{51}V

Al interactuar el ^{51}V con un neutrón mediante de una reacción (n, γ) el núcleo resultante de ^{52}V puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt.

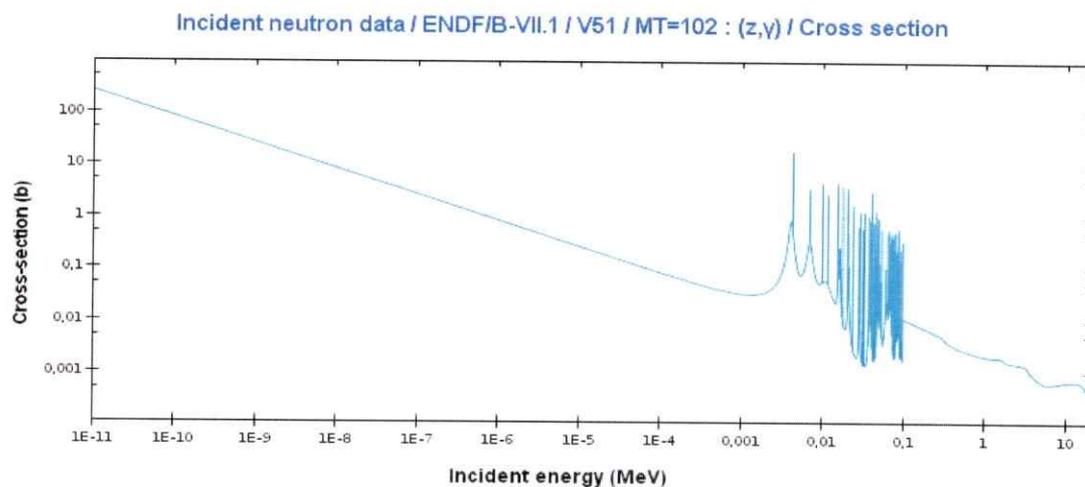


Figura 11: Sección eficaz de la reacción $^{51}\text{V}(n, \gamma)^{52}\text{V}$.

El ^{52}V es un núcleo radioactivo que tiene un período de semidesintegración de

3.75 m (ver Figura 64). El estado fundamental del ^{52}V se desintegra por β^- a ^{52}Cr (ver Ecuación (2.43)) el cual es estable.



2.8.5. Cadmio

El cadmio es un elemento que se encuentra en pequeñas cantidades en minerales de zinc. También se puede encontrar junto con minerales de plomo y cobre.

El ^{110}Cd existe en la naturaleza con un 12.49 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos⁵ $\sigma = 0.06 + 11 \text{ b}$ [20] (ver Figura 12).

El ^{111}Cd existe en la naturaleza con un 12.80 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 35 \text{ b}$ [20] (ver Figura 13).

El ^{114}Cd existe en la naturaleza con un 28.73 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 0.4 + 0.29 \text{ b}$ [20] (ver Figura 14).

El ^{116}Cd existe en la naturaleza con un 28.73 % de abundancia isotópica en la naturaleza, es ligeramente radioactivo, se desintegra por doble β^- , con un período de semidesintegración de $2,8 \times 10^{19} \text{ a}$, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 0.026 + 0.052 \text{ b}$ [20] (ver Figura 15).

Reacción (n, γ) del ^{110}Cd

Al interactuar el ^{110}Cd con un neutrón mediante una reacción (n, γ) (ver Figura 12), el núcleo resultante de ^{111}Cd puede quedar en estado excitado y emitir un γ -

⁵Las secciones eficaces corresponden a reacciones tipo (n, γ) con neutrones térmicos (0.0253 eV). Si se indican dos valores, el primero refiere a la formación del núcleo en estado metaestable y el segundo a la formación del estado fundamental.

prompt para llegar al estado metaestable o al fundamental.

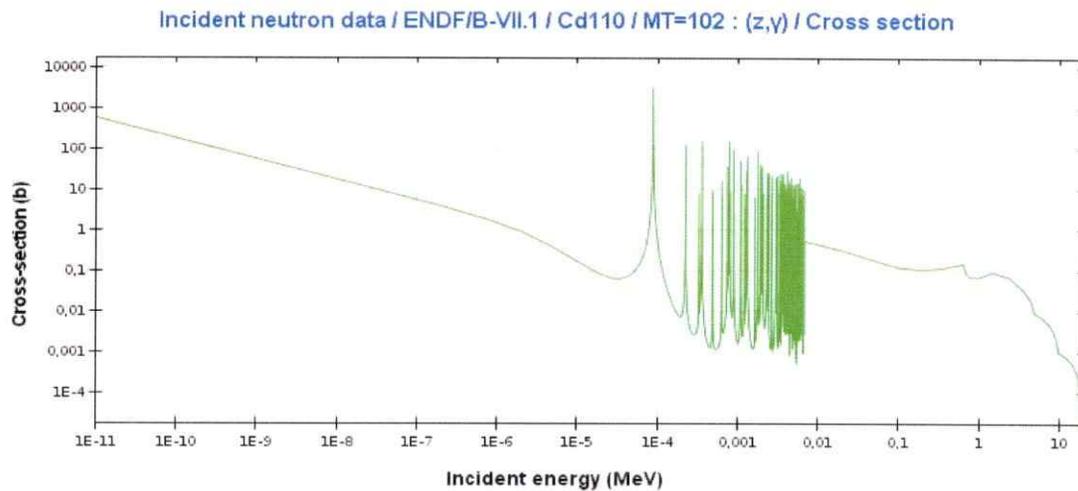


Figura 12: Sección eficaz de la reacción $^{110}\text{Cd}(n, \gamma)^{111}\text{Cd}$.

El ^{111}Cd tiene un estado metaestable con período de semidesintegración de 49 m (ver Figura 65).

Reacción $(n, n'\gamma)$ del ^{111}Cd

Al interactuar el ^{111}Cd con un neutrón por medio de una reacción $(n, n'\gamma)$ (ver Figura 13), el núcleo resultante de ^{111}Cd puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt, o directamente en el estado fundamental.

El ^{111}Cd tiene un estado metaestable con período de semidesintegración de 49 m (ver Figura 65).

Reacción (n, γ) del ^{114}Cd

Al interactuar el ^{114}Cd con un neutrón por medio de una reacción (n, γ) (ver Figura 14), el núcleo resultante de ^{115}Cd puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt.

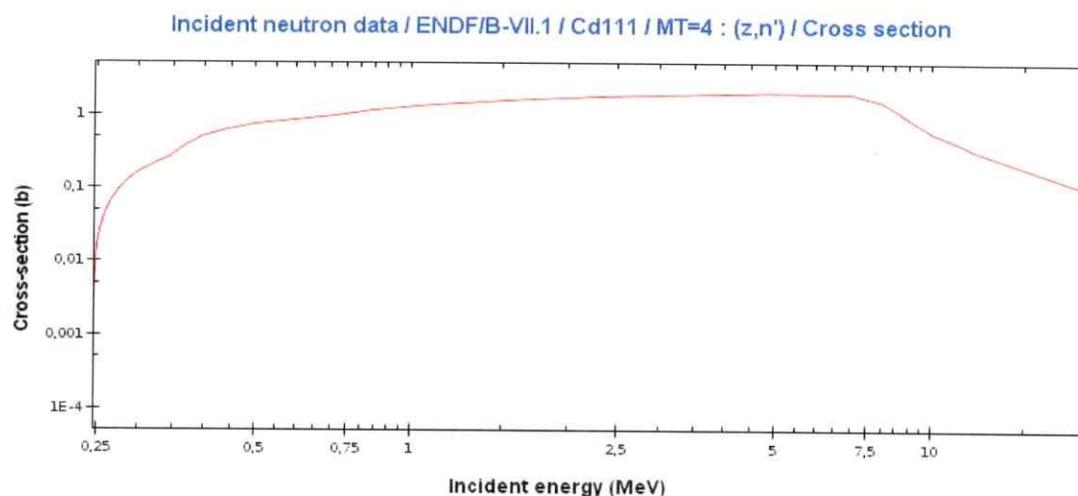


Figura 13: Sección eficaz de la reacción $^{111}\text{Cd}(n, n'\gamma)^{111}\text{Cd}$. Para energías menores a 250 keV la sección eficaz es cero, debido a que existe una energía mínima para arrancar un neutrón del núcleo.

El ^{115}Cd es radioactivo, tiene un estado metaestable que se desintegra por β^- (ver Ecuación (2.44)) con un período de semidesintegración de 44.8 d (ver Figura 66).



El estado fundamental del ^{115}Cd se desintegra por β^- (ver Ecuación (2.44)) a ^{115}In con un período de semidesintegración de 53,38 h.

Reacción (n, γ) del ^{116}Cd

Al interactuar el ^{116}Cd con un neutrón por medio de una reacción (n, γ) (ver Figura 15), el núcleo resultante de ^{117}Cd puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt.

El ^{117}Cd es radioactivo, tiene un estado metaestable que se desintegra por β^- (ver Ecuación (2.45)) con un período de semidesintegración de 3.31 h (ver Figura 67).



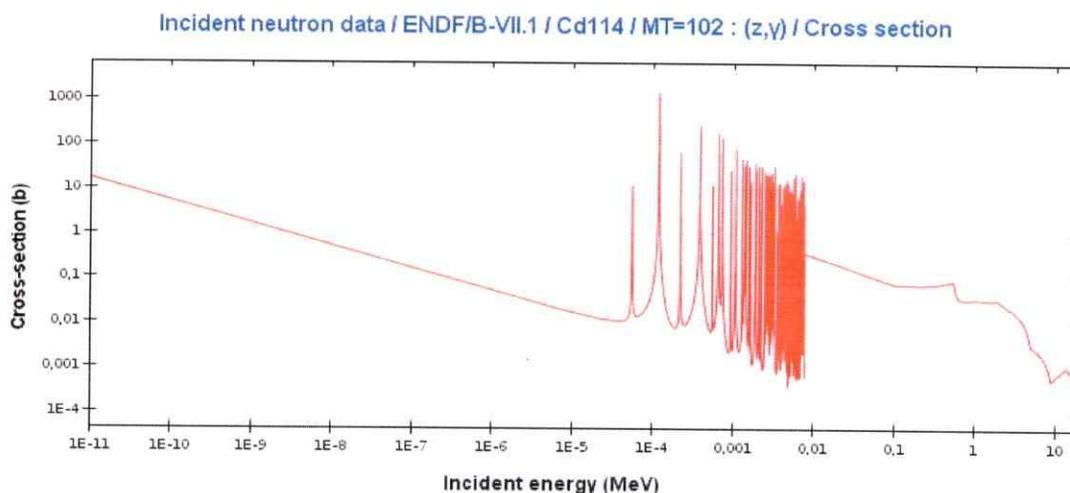


Figura 14: Sección eficaz de la reacción $^{114}\text{Cd}(n, \gamma)^{115}\text{Cd}$.

El estado fundamental del ^{117}Cd también se desintegra por β^- (ver Ecuación (2.45)) con período de semidesintegración de 2,42 h.

El núcleo resultante de ^{117}In es radioactivo. Tiene un estado metaestable que se desintegra por β^- y por transición interna (ver Figura 68). Su estado fundamental se desintegra sólo por β^- con un período de semidesintegración de 43,1 m (ver Figura 69).

2.8.6. Indio

El indio es un elemento que se encuentra frecuentemente asociado con minerales de zinc, también se encuentra con minerales de hierro, plomo y cobre.

El ^{113}In se encuentra con un 4.29% de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos⁶ $\sigma = 8.1 + 3.9 \text{ b}$ [20] (ver Figura 16).

⁶Las secciones eficaces corresponden a reacciones tipo (n, γ) con neutrones térmicos (0.0253 eV). Si se indican dos valores, el primero refiere a la formación del núcleo en estado metaestable y el segundo a la formación del estado fundamental.

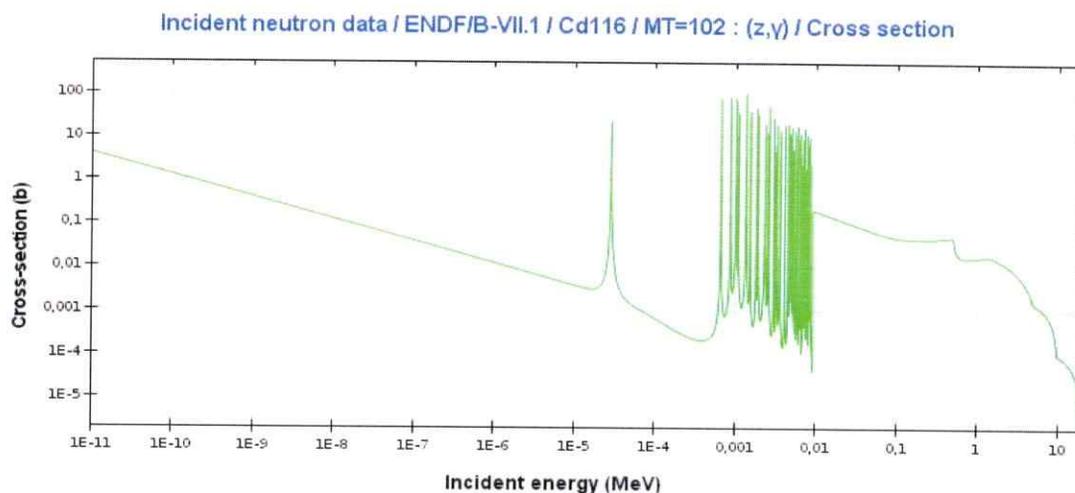


Figura 15: Sección eficaz de la reacción $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$.

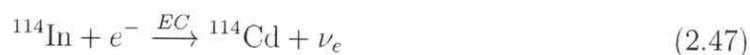
El ^{115}In se encuentra con un 95.71 % de abundancia isotópica en la naturaleza, y posee una sección eficaz para neutrones térmicos $\sigma = 88 + 73 + 44 \text{ b}$ [20] (ver Figuras 17 y 18). Es un isótopo ligeramente radiactivo con un período de semidesintegración de $4.4 \times 10^{14} \text{ a}$, y se desintegra por β^- .

Reacción (n, γ) del ^{113}In

Al interactuar el ^{113}In con un neutrón mediante una reacción (n, γ) el núcleo resultante de ^{114}In puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt.

El ^{114}In tiene un estado metaestable con período de semidesintegración de 49.5 d (ver Figura 70).

El estado base del ^{114}In se desintegra por β^- (ver Ecuación (2.46)) y por captura electrónica (ver Ecuación (2.47)) a ^{114}Sn y ^{114}Cd respectivamente (ver Figuras 71 y 72), los que son estables.



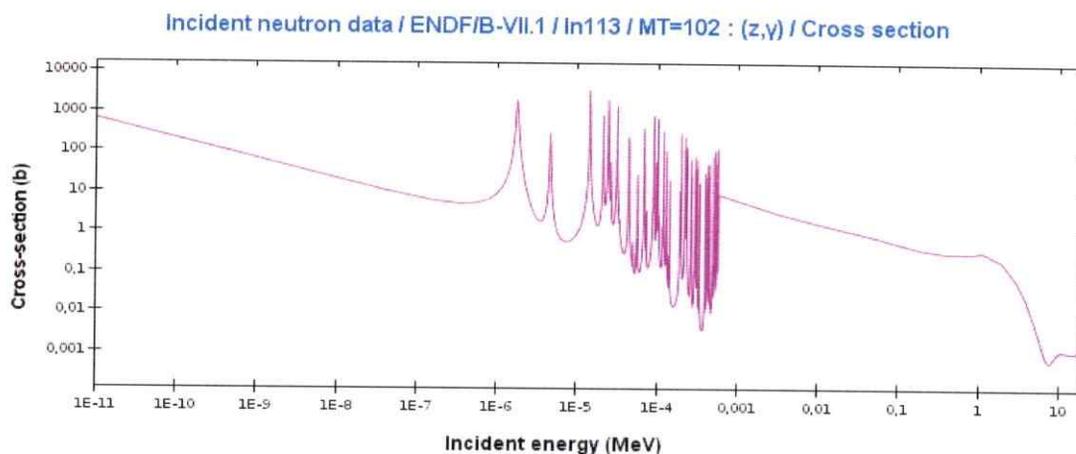


Figura 16: Sección eficaz de la reacción $^{113}\text{In}(n, \gamma)^{114}\text{In}$.

Reacción (n, g) del ^{115}In

Al interactuar el ^{115}In con un neutrón mediante de una reacción (n, g) el núcleo resultante de ^{116}In puede quedar en estado excitado y emitir un γ -prompt.

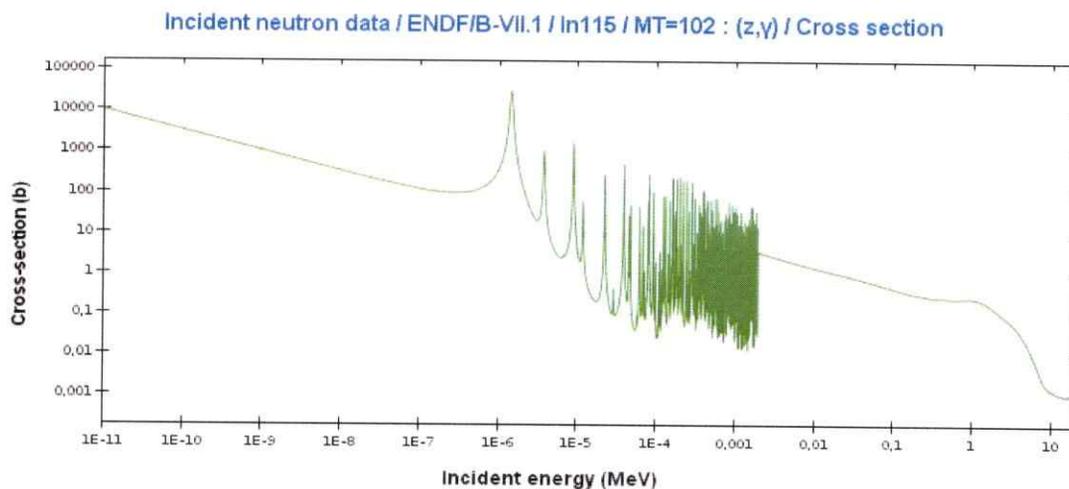


Figura 17: Sección eficaz de la reacción $^{115}\text{In}(n, g)^{116}\text{In}$.

El ^{116}In es un núcleo radioactivo que tiene dos estados metaestables. El primero se desintegra sólo por transición interna con período de semidesintegración de 2.2s.

El segundo estado metaestable tiene período de semidesintegración de 54 m y se desintegra por β^- (ver Ecuación (2.48)) a ^{116}Sn (ver Figura 73).



El estado fundamental del ^{116}In se desintegra por captura electrónica a ^{116}Cd (ver Ecuación (2.49)) con un período de semidesintegración de 14 s (ver Figura 75), este isótopo hijo se desintegra por $2\beta^-$ a ^{116}Sn con un período de semidesintegración de $2,8 \times 10^{19}$ a.



El estado fundamental del ^{116}In también se puede desintegrar por β^- (ver Ecuación (2.50)) a ^{116}Sn (ver Figura 74).



Reacción (n, n' γ) del ^{115}In

Al interactuar el ^{115}In con un neutrón por medio de una reacción (n, n' γ) el núcleo resultante de ^{115}In puede quedar en el estado fundamental, o en uno excitado y emitir un γ -prompt.

El ^{115}In es un núcleo ligeramente radioactivo, su estado fundamental se desintegra por β^- con un período de semidesintegración de $4,4 \times 10^{14}$ a. Tiene un estado metaestable con período de semidesintegración de 4.49 h que se desexcita mediante una transición interna al estado fundamental (ver Figura 76), por β^- (ver Ecuación (2.51)) a ^{115}Sn (ver Figura 77).



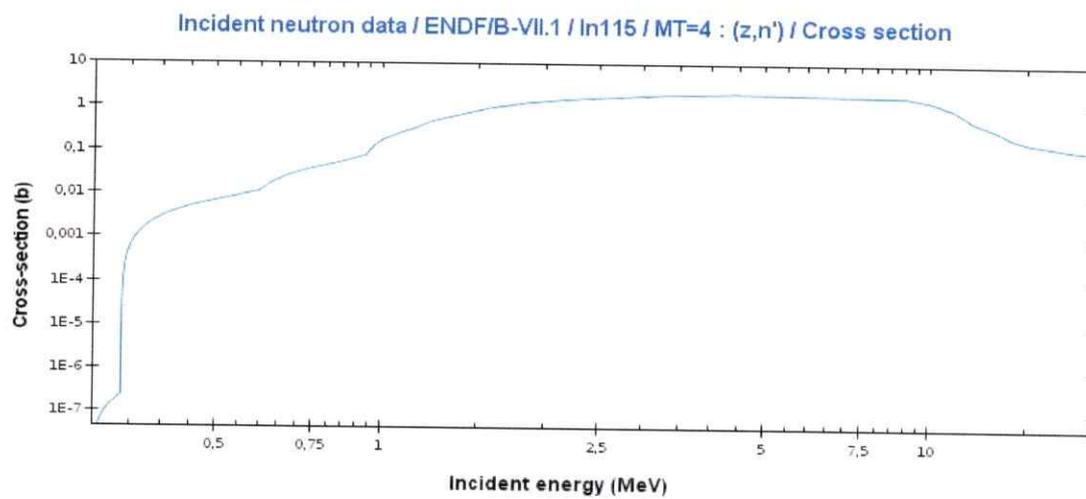


Figura 18: Sección eficaz de la reacción $^{115}\text{In}(n, n'\gamma)^{115}\text{In}$.

Capítulo 3

Procedimiento Experimental

3.1. Sistema de Detección Para Espectroscopia γ

En esta sección se presenta el equipo de espectroscopia γ con sus características técnicas más importantes, además de las calibraciones en energía y en eficiencia realizadas.

3.1.1. Detector de GeHP y Sistema de adquisición

Para obtener experimentalmente las actividades en saturación, se utilizó un equipo de espectroscopia γ que consistió en un detector de GeHP Canberra Modelo GC2520 con un preamplificador integrado modelo 2002CSL, un analizador de señales digitales Lynx DSA Canberra y un PC con el software de adquisición Genie 2000.

El detector HPGe presenta una resolución de 1.1 keV para fotones de $E_\gamma = 122$ keV y de 2.0 keV para fotones de $E_\gamma = 1.3$ MeV. Su geometría cilíndrica coaxial tiene un diámetro de tapa de 76 mm [22].

El detector de GeHP cuenta además con un blindaje Canberra de geometría cilíndrica de plomo recubierto con cobre. Este blindaje tiene como propósito atenuar la radiación de fondo, y los rayos X generados por efecto Compton en el blindaje.

El analizador de señales digitales **Lynx DSA** es un sistema de adquisición de datos digital. Utiliza un filtro trapezoidal para el filtrado de las señales del preamplificador.

Para sistemas de pulsos semigausianos, el tiempo de respuesta mínimo del detector puede calcularse como $\tau = T_P + T_W$ (ver Figura 19(a)), además el tiempo adicional usado por el MCA se escribe como $T_A = T_M - T_W + T_P$.

En sistemas digitales se puede expresar el peaking time $T_P = T_{RISE} + T_{FLATTOP}$, por otro lado $T_W = 2 \cdot T_{RISE} + T_{FLATTOP}$, además dado que la digitalización y procesamiento de la señal son casi simultáneos, el tiempo T_A (ver figura 19) para estos sistemas es cero.

En este trabajo, se usó $T_{RISE} = 5.6 \mu\text{s}$ y $T_{FLATTOP} = 1.0 \mu\text{s}$, por lo que el tiempo de respuesta mínimo de este sistema de detección fue de $\tau = 18.8 \mu\text{s}$

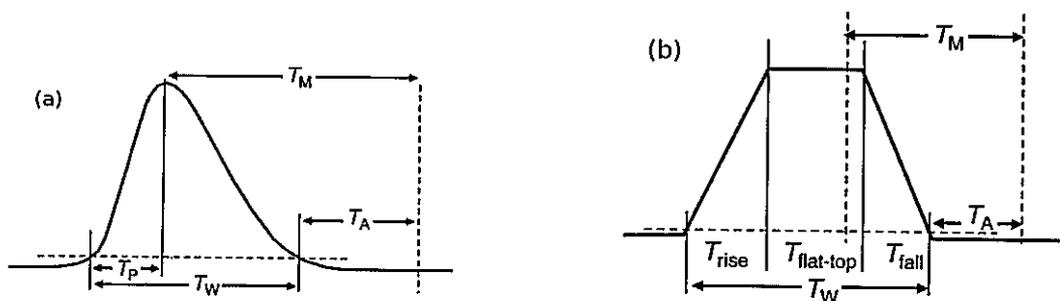


Figura 19: Representación del peaking time (T_P), el ancho del pulso (T_W), tiempo de procesamiento del ADC (T_M), y un tiempo adicional de procesamiento (T_A) para (a) pulsos semigausianos. (b) pulsos trapezoidales del filtrado digital. [23]

3.1.2. Calibración en Energía y Eficiencia del Sistema de Medición

Para las calibración del equipo de espectroscopia se utilizó una fuente calibrada de ^{152}Eu , con una actividad de $0.133 \mu\text{Ci}$ a las 12h00 UT del 13 de junio de 1979, y una incertidumbre reportada del 1.5 %.

Una vez identificados los fotopicos, se ajustó un polinomio de tercer orden para la calibración en energía, y la curva de Z. Hu [14] para la calibración en eficiencia. Ambas calibraciones se abordan en detalle en la sección 4.6.

3.1.3. Corrección por Tiempo Muerto

El factor de corrección por tiempo muerto \mathcal{D} depende de la vida media del isótopo en cuestión (ver Ecuación (2.20)). En la figura 20 se muestra el factor de corrección para la medida de vanadio como función de la vida media del isótopo a corregir. Se observa que los isótopos de vida media corta sufren una corrección mayor que los de vida media larga, dado que son los que pierden la mayor parte de los eventos debido a la actividad .

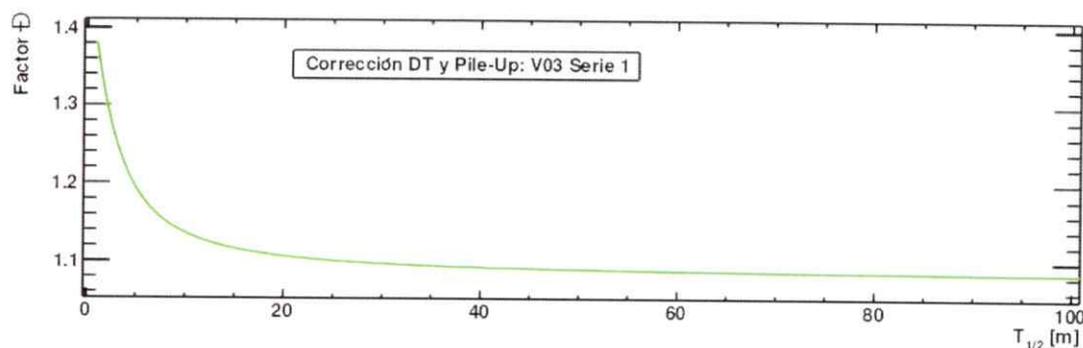


Figura 20: Factor de corrección de tiempo muerto para la muestra de vanadio (ver Sección 4.2.4).

3.2. Montaje Experimental

En esta sección se describen los montajes experimentales usados durante las irradiaciones como en su posterior espectroscopia.

3.2.1. Posición de Irradiación en el RECH-1

Se seleccionó el TSP para realizar las activaciones (ver Sección 1.2.1), dado que el sistema neumático no se encontraba disponible al momento de realizar los experimentos. En el tubo seco, se puede bajar una muestra con el reactor en operación, permitiendo controlar los tiempos de irradiación sin interferir con el funcionamiento del reactor.

Para hacer uso de esta facilidad, se diseñó un *torpedo* de teflón por ser el material que menos interfiere con el flujo de neutrones. El teflón (PTFE¹) es un material a menudo usado en investigaciones relacionadas con neutrones por no poseer hidrógeno, debido a que su estructura molecular es idéntica al polietileno pero reemplazando los hidrógenos por flúor. El teflón es un material formado por cadenas de carbono, flúor y oxígeno, elementos que por sus secciones eficaces interfieren muy poco con los neutrones. Un esquema del montaje diseñado se muestra en la figura 21.

El montaje consiste en dos piezas, la primera es el recipiente guía, donde se carga el contenedor. El recipiente guía es el que está en contacto con las paredes del tubo seco y no se manipula fuera de la celda. El contenedor se retira del tubo seco y se lleva al laboratorio para el posicionamiento o extracción de la muestra.

¹Politetrafluoretileno

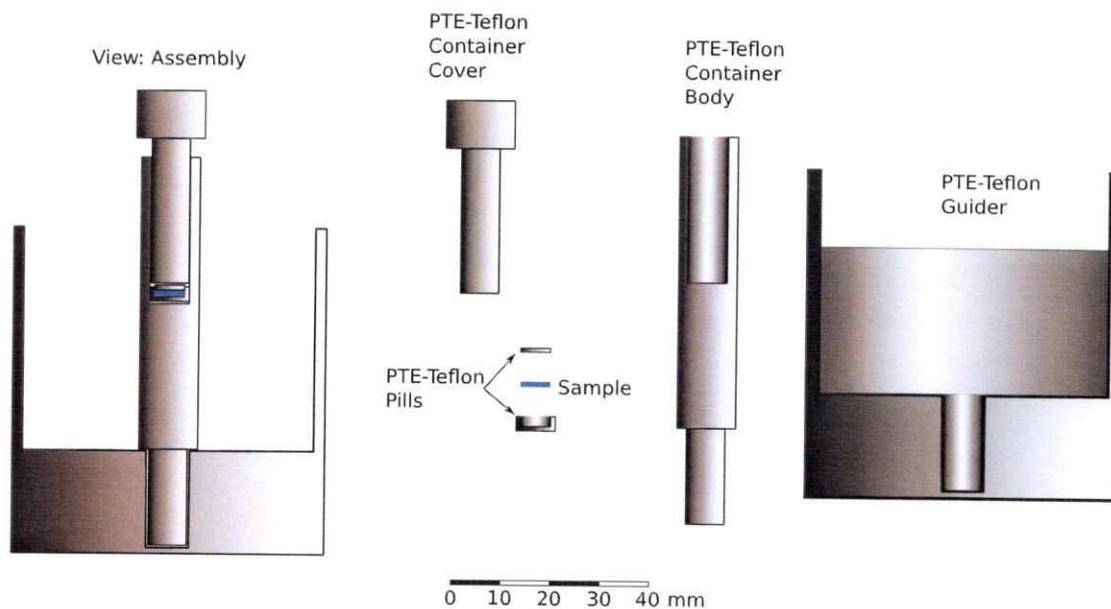


Figura 21: Montaje de teflón diseñado para posicionar las muestras dentro del tubo seco.

3.2.2. Montaje para el Detector

Para la medición de la muestra en el detector de GeHP, se usó un soporte de acrílico cilíndrico. Este cilindro brinda 10 cm de separación entre la muestra y el cristal de germanio para disminuir la probabilidad de detección de sumas γ 's. Además nos permite usar la aproximación de fuente puntual durante la medida de la muestra activada (ver Figura 22).

3.3. Procedimientos de Medición

En esta sección se describen los procedimientos para irradiar y medir una muestra en el RECH-1.

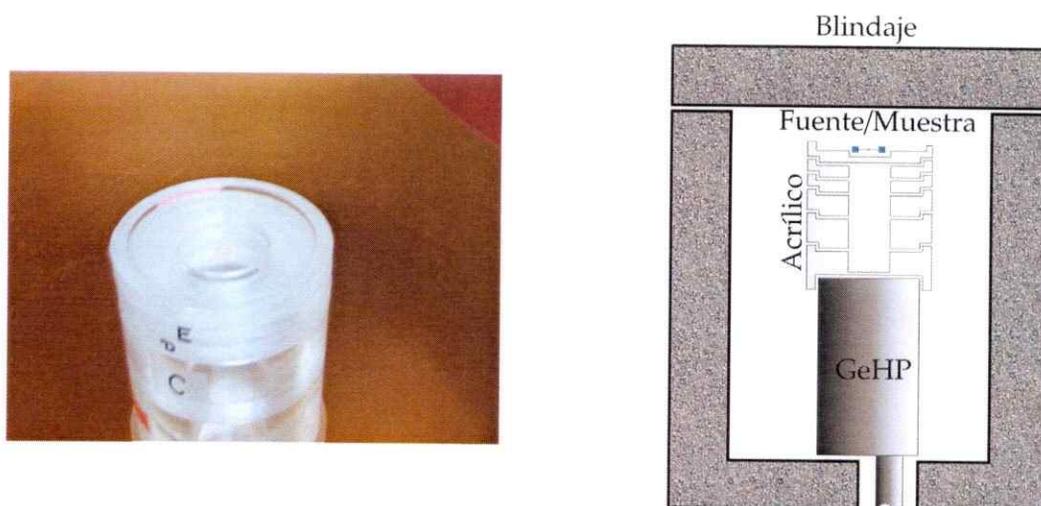


Figura 22: Montaje de acrílico de discos para el posicionamiento de la muestra sobre el detector de GeHP. Actúa como separador y portamuestra para la espectroscopia γ .

3.3.1. Preparación de Muestras

Para realizar los experimentos de activación se dispuso de láminas metálicas delgadas manufacturadas por GoodFellow.

Para la geometría de la muestra se optó por cortar discos circulares de 5.95(1) mm de radio para mantener la simetría axial respecto al TSP.

De cada lámina se cortaron 3 ó 4 muestras y se rotularon como se muestra en la tabla 3.1. Las láminas fueron cortadas usando una perforadora metálica, la que fue lavada con acetona previo al uso, al igual que pinzas y todas las superficies que estuvieron en contacto con las muestras.

Para su almacenaje, cada muestra se guardó en un recipiente plástico individual rotulado con el código correspondiente de la tabla 3.1. Luego de su activación, cada muestra se colocó dentro de su recipiente plástico, el que a su vez se guardó en un

Elemento	Código GoodFellow	Espesor μm	Pureza %	Código	Masa mg
Cd	CD000239/2	250(25)	99.9	CD01	60.6(1)
				CD02	60.2(1)
				CD03	60.7(1)
Co	CO000210	50(5)	99.99	CO01	12.6(1)
				CO02	12.6(1)
				CO03	12.3(1)
In	IN000310	15(2)	99.8	IN01	26.4(1)
				IN02	26.6(1)
				IN03	26.5(1)
				IN04	26.8(1)
Mn	MN000200/2	50(5)	98.7	MN01	14.1(1)
				MN02	14.1(1)
				MN03	14.4(1)
Ni	NI000520/4	125(13)	99.99	NI01	30.5(1)
				NI02	30.2(1)
				NI03	30.3(1)
V	V000310	125(13)	99.8	V01	21.4(1)
				V02	21.1(1)
				V03	21.1(1)

Tabla 3.1: Materiales disponibles para realizar activaciones. Se muestra el código asignado a cada uno junto a su masa respectiva medida en una balanza de precisión. Se preparó 3 o 4 muestras por elemento en caso de ser necesaria una segunda medición o un análisis complementario.

*castillo plomado*² habilitado para el almacenamiento de las muestras.

3.3.2. Procedimiento para la Activación de Muestras

Dentro del laboratorio Helen, ubicado en la periferia del edificio del reactor, se carga la muestra a activar en el montaje de teflón respectivo, el cual a su vez se posiciona en el recipiente guía del tubo seco. Utilizando un cronómetro de precisión ± 30 s/mes, se mide el tiempo de activación, y el tiempo de espera de la muestra antes de hacer la espectrometría γ .

²Estructura hecha con bloques de plomo para almacenar fuentes radioactivas.

Por motivos de seguridad radiológica, en todas las irradiaciones estuvo presente un OPR³, quien se encargó de medir la dosis de radiación y autorizar el transporte de las muestras de vuelta al laboratorio Helen en un recipiente plomado, donde se retira del montaje de teflón y se ubica en posición de medida en el detector GeHP.

3.3.3. Adquisición de Espectros γ

Para la adquisición de espectros se escribió un código en lenguaje *batch* que envía las instrucciones al software Genie 2000 relativas a la adquisición. Este código fue usado en todas las medidas excepto para la calibración, la que fue adquirida de forma continua pues el tiempo de medida es muy inferior al período de semidesintegración de la fuente.

3.3.4. Procesamiento de los Espectros γ

En este proceso se usó el interprete de C++ **Root** [24] utilizado en CERN, versión 5.34/09 .

Los espectros de una medición se deben convertir del formato Canberra .cnf para ser analizados, para ello se programó el código **SpectrumToTree.cpp** que extrae la información desde el archivo CNF buscando la posición específica de la información por *ingeniería inversa*. Es así como se extrae la fecha, tiempo real, tiempo vivo y cuentas del espectro para almacenarlas en un archivo .root en una estructura de árbol [25].

Luego se extrae la información dentro del archivo .ROOT y se condensa en un sólo espectro que contiene toda la estadística de la medida usando el programa **Unir_v2.cpp**.

³El OPR u Oficial de Protección Radiológica es un profesional encargado de resguardar el cumplimiento de los límites radiológicos establecidos en la legislación chilena.

Luego se inspeccionan los espectros en busca de fotopicos, guardando la posición de estos en un archivo. El programa `Ajustar_v2.cpp` realiza ajustes numéricos al espectro obtenido, a partir de la lista de fotopicos. Con esto se tiene la energía y el área de los fotopicos.

Finalmente el programa `Coincidir_Gammas_v7.cpp` compara la lista de los fotopicos con la base de datos ENSDF [26] y calcula el valor de Γ para los isótopos.



Capítulo 4

Resultados y Análisis de Resultados

En esta sección se presenta el análisis de las mediciones adquiridas durante el desarrollo de este trabajo, incluyendo tanto los procedimientos para calibrar el equipo de espectroscopia como la interpretación y análisis de las medidas de las activaciones de las muestras. Además se presentan las pruebas y resultados del método bayesiano de deconvolución de máxima expectación (ME).

4.1. Calibración del Equipo de Espectroscopia γ

Para la calibración tanto en energía como en eficiencia del equipo de espectroscopia, primero se caracterizó el fondo γ del laboratorio, adquiriendo espectros con la tapa del blindaje abierta (ver sec. 4.1.1) y luego cerrada (ver sec. 4.1.2), luego, se utilizó una fuente patrón de ^{152}Eu (ver sec. 4.1.3) con una actividad de $0.133 \mu\text{Ci}$ a las 12h00 UT del 13 de junio de 1979, y una incertidumbre reportada del 1.5%, para obtener los parámetros de calibración de la ecuación (2.18). A continuación se presenta este procedimiento en detalle.

4.1.1. Fondo Radiactivo con la Tapa Abierta

Se midió el fondo γ con la tapa abierta por 2 días, el espectro de esta medida se encuentra en las figuras 23 y 24.

Para la identificación de los picos γ de la medida de fondo con tapa abierta se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc`, descartando isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, y no fueran parte de una cadena de desintegración. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales. Los isótopos que cumplen los criterios anteriores son:

1. Serie del ^{238}U :

□ ^{234}Th : Se observan tres picos 63, 92 y 74 keV con alta intensidad tabulada.

♣ ^{234}Pa : De la desintegración β^- de 1.2 m sólo se observa 74 keV, pero con baja intensidad tabulada. De la desintegración β^- de 1.2 m sólo se observa el γ de 1001.3 keV.

♠ ^{226}Ra : Se observa su único γ de 185 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 1600$ a.

^{222}Rn : Sólo emite 510.0 keV, pero con baja intensidad tabulada por lo que no se considera su presencia.

♥ ^{214}Pb : De su desintegración β^- de 26.8 m se observan 2 de sus tres γ más intensos dado que no se observa el 295.2 keV.

△ ^{214}Bi : De la desintegración β^- de 20 m se observan dos de sus γ 's más intensos. De la desintegración α se observa el único γ de 63 keV.

◇ ^{210}Pb : Se observa su único γ de 46.5 keV.

2. Serie del ^{232}Th :

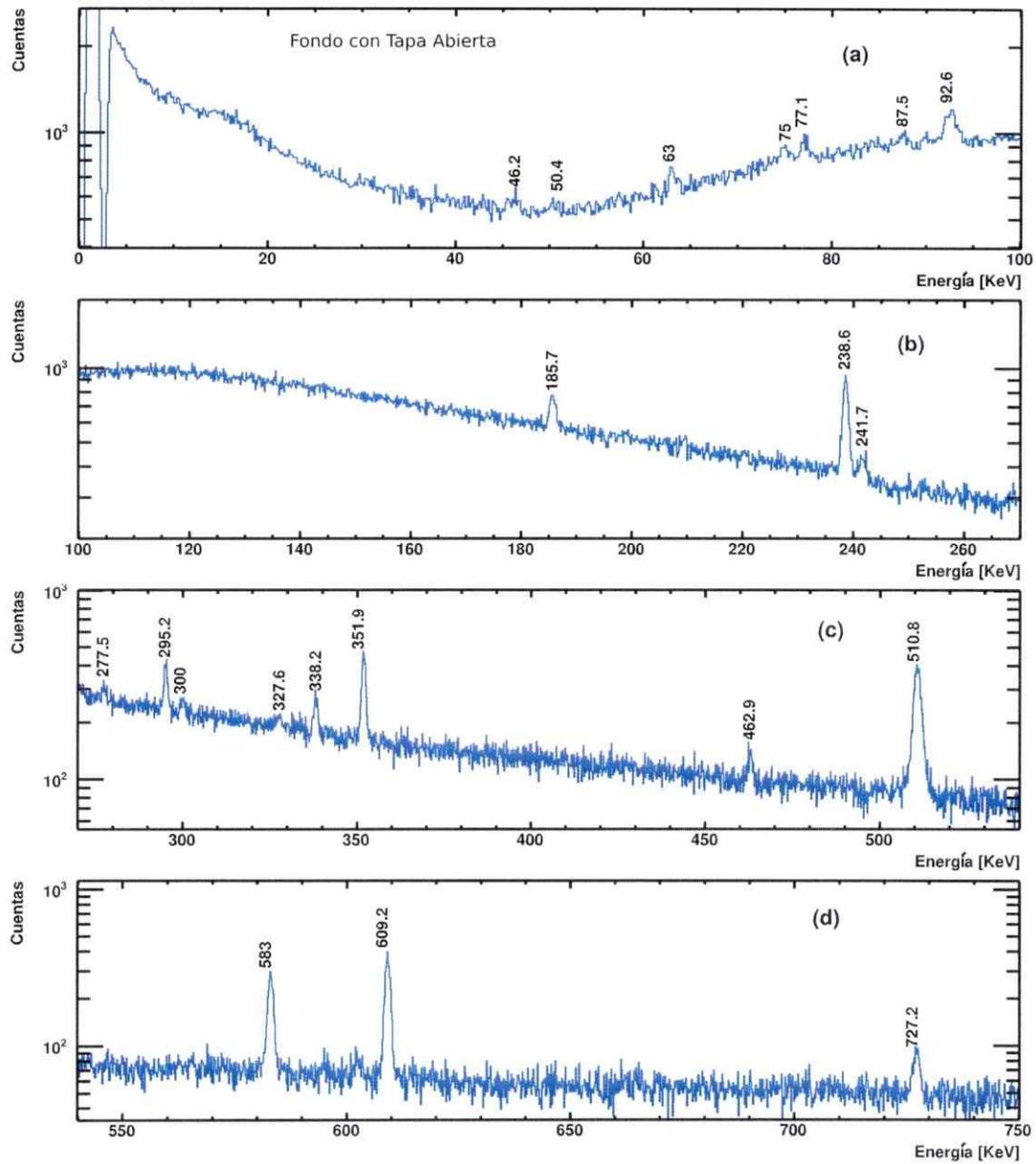


Figura 23: Espectro del fondo radiactivo con la tapa abierta medido por 2 días. Se muestra el rango de energía entre 0 y 750 keV.

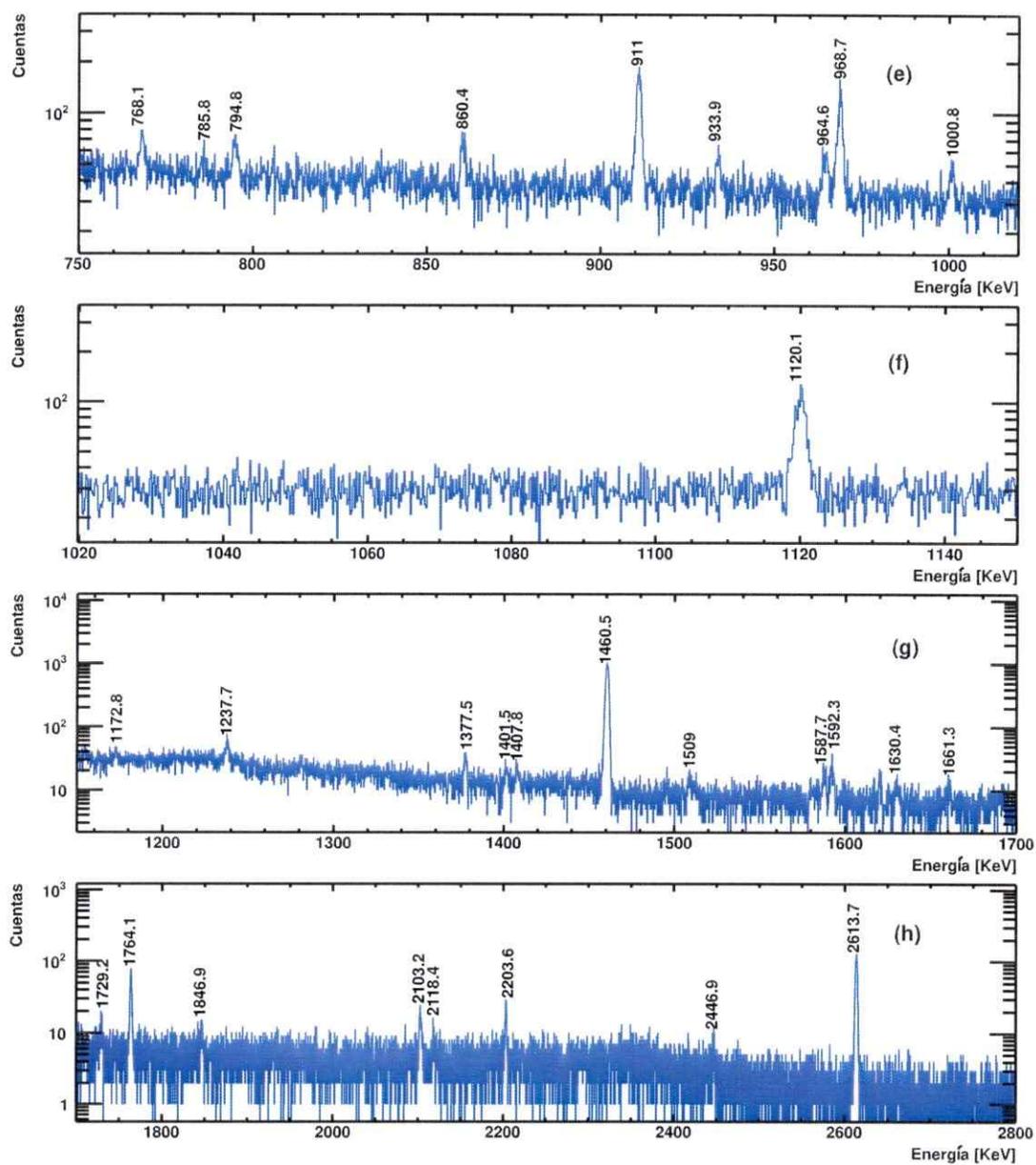


Figura 24: Espectro del fondo radiactivo con la tapa abierta medido por 2 días. Se muestra el rango de energía entre 750 y 2800 keV.

★ ^{232}Th : Se observa sólo el 63.8 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 14 \times 10^9$ a.

◁ ^{224}Ra : Sólo se observa su único γ de 241 keV.

■ ^{212}Pb : Se observa sólo 238.6 keV de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 11$ h.

◆ ^{208}Tl : Se observan tres de sus γ 's más intensos.

3. Serie del ^{235}U :

○ ^{235}U : Se observa el único γ de 185 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 703 \times 10^6$ a.

⊙ ^{231}Th : Se observa el γ de 85 keV pero falta el de 25.6 keV, pero dada la baja eficiencia a esa energía no se descarta su presencia.

⊗ ^{227}Th : Se observan las líneas γ más intensas de la desintegración α de $T_{1/2} = 18.68$ d.

⊗ ^{211}Bi : Se observa el único γ de 351 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 2.1$ m.

4. Isótopos Primogéneos:

⊙ ^{40}K : Se observa el único γ de 1460 keV de la captura electrónica de $T_{1/2} = 1.2 \times 10^9$ a.

En las tablas 4.1 a 4.4 se muestran los resultados de la identificación de los isótopos emisores.

4.1.2. Fondo Radiactivo con la Tapa Cerrada

Posteriormente se midió el fondo radiactivo con la tapa cerrada por 2 días. El espectro de esta medida se encuentra en las Figuras 25 y 26.

Ajuste			Cálculos		ENSDF			
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	CPH	I_γ Relativa	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ
46.23(14)	1.36(27)	590(156)	12.3(33)	45(12)	$^{210}\text{Pb}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	22.20 Y 18.68 d 18.68 d	46.5390(10) 44.400(50) 44.400(50)	0.04250(40) 0.000039(39) 0.000129(91)
50.43(19)	1.13(50)	310(163)	6.5(34)	24(12)	BS: 63.0 $^{227}\text{Th}, \alpha$	18.68 d	50.566(67) 50.130(10)	0.0838(81)
63.043(82)	0.60(15)	543(100)	11.3(21)	41.4(76)	$^{234}\text{Th}, \beta^-$ $^{232}\text{Th}, \alpha$ $^{227}\text{Th}, \alpha$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	24.10 d 14.05×10^9 a 18.68 d 18.68 d	63.290(20) 63.810(10) 61.441(20) 64.35(10)	0.0367(39) 0.00263(13) 0.00090(13) 0.000258(45)
74.96(11)	1.30(34)	876(204)	18.3(43)	67(16)	$^{234}\text{Th}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	24.10 d 18.68 d	73.920(20) 73.630(50)	0.000130(14) 0.000142(53)
77.109(83)	0.87(14)	837(128)	17.4(27)	63.8(97)	BC: 185.7		78(51)	
87.54(12)	0.89(26)	496(160)	10.3(33)	38(12)				
92.594(74)	1.31(11)	2273(204)	47.4(42)	173(16)	46.2 + 46.2 $^{234}\text{Th}, \beta^-$ $^{234}\text{Th}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	24.10 d 24.10 d 18.68 d	92.45(28) 92.380(10) 92.800(20) 93.880(50)	0.0213(20) 0.0210(20) 0.0151(13)
185.719(72)	1.190(87)	1690(125)	35.2(26)	128.9(95)	92.6 + 92.6 BC: 327.6 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{226}\text{Ra}, \alpha$ $^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	1.159 m 1600 a 6.15 h 18.68 d	185.19(15) 184(138) 184.70(50) 186.211(13) 184.540(20) 184.650(50)	0.0000168(17) 0.03640(40) 0.000700(80) 0.000361(49)
238.615(63)	1.189(34)	4431(121)	92.4(25)	337.9(92)	$^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{212}\text{Pb}, \beta^-$	6.70 h 10.64 h	240.20(10) 238.6320(20)	0.00054(22) 0.4360(53)
241.66(11)	1.53(22)	822(119)	17.1(25)	62.7(91)	$^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{214}\text{Pb}, \beta^-$ $^{224}\text{Ra}, \alpha$	6.70 h 26.8 m 3.66 d	240.20(10) 241.9950(23) 240.9860(60)	0.00054(22) 0.07251(16) 0.04100(50)
300.03(13)	1.30(22)	408(82)	8.5(17)	31.1(62)	63.0 + 238.6 BC: 462.9 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{214}\text{Pb}, \beta^-$ $^{212}\text{Pb}, \beta^-$ $^{235}\text{U}, \alpha$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	6.70 h 1.159 m 26.8 m 10.64 h 703.8×10^6 a 18.68 d	301.66(14) 298(239) 298.70(20) 299.0(10) 298.76(0) 300.087(10) 301.70(10) 299.980(30)	0.000140(55) 0.0000065(13) 0.000260(50) 0.03301(43) 0.00005000(50) 0.0221(20)
327.61(25)	1.53(52)	244(86)	5.1(18)	18.6(65)	50.4 + 277.5 87.5 + 238.6 87.5 + 241.7 $^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	6.15 h 6.15 h 18.68 d	327.92(31) 326.16(18) 329.20(23) 328.0000(60) 326.04(20) 325.99(18)	0.0295(12) 0.000330(50) 0.000063(26)
338.165(79)	1.27(11)	836(75)	17.4(16)	63.7(57)	$^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	6.15 h 18.68 d	338.3200(30) 339.76(10)	0.1127(19) 0.000039(13)
351.877(64)	1.287(42)	2742(84)	57.2(18)	209.0(64)	50.4 + 300.0 75.0 + 277.5 $^{214}\text{Pb}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$ $^{227}\text{Th}, \alpha$ $^{211}\text{Bi}, \alpha$	26.8 m 18.68 d 18.68 d 2.14 m	350.46(31) 352.46(23) 351.9321(18) 350.540(70) 352.61(10) 351.070(50)	0.35600(70) 0.00110(20) 0.000101(24) 0.1302(12)

Tabla 4.1: Lista de fotopicos detectados del fondo de radiación con la tapa del blindaje abierta, medido el 28 de abril de 2014, por un período de 48h.

Ajuste			Cálculos		ENSDF			
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	CPH	I_γ Relativa	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ
462.89(11)	1.47(20)	427(55)	8.9(11)	32.6(42)	185.7 + 277.5 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{214}\text{Bi}, \beta^-$ $^{228}\text{Ac}, \beta^-$	6.70 h 6.70 h 6.70 h 19.9 m 6.15 h	463.21(19) 464.20(10) 461.50(10) 461.50(10) 461.08(11) 463.0040(60)	0.00032(11) 0.00036(11) 0.00(0) 0.000510(60) 0.04400(70)
510.790(67)	2.657(52)	5519(100)	115.1(21)	420.8(76)	46.2 + 462.9 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{208}\text{Tl}, \beta^-$	1.159 m 6.15 h 3.053 m	509.11(25) 509.20(80) 508.959(17) 510.77(10)	0.0000210(25) 0.00450(50) 0.2260(20)
583.013(67)	1.410(44)	2129(64)	44.4(13)	162.3(49)	$^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{208}\text{Tl}, \beta^-$	6.70 h 1.159 m 3.053 m	584.10(10) 581.19(10) 583.1870(20)	0.00184(26) 0.0000082(10) 0.8500(30)
609.177(67)	1.378(31)	2905(69)	60.6(14)	221.5(52)	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$ $^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	19.9 m 6.15 h 18.68 d	609.3200(50) 610.64(10) 607.70(30)	0.4549(16) 0.000230(50) 0.00000181(42)
727.197(95)	1.69(15)	532(46)	11.10(96)	40.6(35)	$^{212}\text{Bi}, \beta^-$	60.55 m	727.3300(90)	0.06669(90)
768.14(11)	1.42(22)	289(41)	6.02(85)	22.0(31)	185.7 + 583.0 BC: 968.7 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{214}\text{Bi}, \beta^-$ $^{214}\text{Bi}, \beta^-$ $^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	1.159 m 19.9 m 19.9 m 6.15 h 18.68 d	768.73(14) 767(682) 766.42(10) 768.3600(50) 769.70(50) 770.04(0) 766.30(50)	0.003173(45) 0.04894(11) 0.000300(100) 0.0000630(80) 0.00000297(69)
785.78(22)	1.67(50)	137(46)	2.85(95)	10.4(35)	$^{214}\text{Pb}, \beta^-$ $^{212}\text{Bi}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$ $^{227}\text{Th}, \alpha$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	26.8 m 60.55 m 18.68 d 18.68 d 18.68 d	785.960(80) 785.370(80) 784.20(50) 787.40(50) 787.40(50)	0.01060(30) 0.01102(13) 0.00000099(26) 0.00000040(23) 0.00000040(23)
794.76(11)	1.73(26)	356(53)	7.4(11)	27.2(40)	185.7 + 609.2 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{228}\text{Ac}, \beta^-$	6.70 h 6.70 h 6.15 h	794.90(14) 796.10(10) 792.80(30) 794.9470(50)	0.0270(31) 0.00046(11) 0.04250(70)
860.45(11)	1.46(15)	337(36)	7.02(75)	25.7(27)	75.0 + 785.8 92.6 + 768.1 277.5 + 583.0 $^{208}\text{Tl}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	3.053 m 18.68 d	860.75(33) 860.73(18) 860.51(19) 860.5570(40) 858.90(20)	0.1250(10) 0.00000258(45)
911.007(78)	1.608(55)	1546(52)	32.2(11)	117.9(40)	50.4 + 860.5 185.7 + 727.2 300.0 + 609.2 327.6 + 583.0 BC: 1120.0 $^{228}\text{Ac}, \beta^-$ $^{227}\text{Th}, \alpha$	6.15 h 18.68 d	910.87(29) 912.92(17) 909.21(19) 910.63(31) 912(823) 911.2040(40) 910.0(10)	0.2580(40) 0.000000155(66)
933.86(12)	1.36(28)	223(37)	4.65(77)	17.0(28)	75.0 + 860.5 351.9 + 583.0 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	6.70 h 19.9 m	935.41(22) 934.89(13) 935.80(20) 934.0560(60)	0.000691(95) 0.03107(10)

Tabla 4.2: Lista de fotopicos detectados del fondo de radiación con la tapa del blindaje abierta, medido el 28 de abril de 2014, por un período de 48h.

Ajuste			Cálculos		ENSDF			
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	CPH	I_γ Relativa	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ
964.60(13)	2.21(28)	392(46)	8.16(95)	29.9(35)	238.6 + 727.2 BC: 1172.8 ^{234}Pa , β^- ^{228}Ac , β^-	6.70 h 6.15 h	965.81(16) 963(873) 965.80(10) 964.766(10)	0.00497(53) 0.04990(90)
968.737(83)	1.680(81)	1088(47)	22.67(98)	82.9(36)	241.7 + 727.2 ^{228}Ac , β^- ^{227}Th , α	6.15 h 18.68 d	968.86(20) 968.971(17) 970.00(20)	0.1580(30) 0.0000014(12)
1000.82(14)	1.52(26)	183(32)	3.82(67)	14.0(24)	^{227}Th , α	18.68 d	999.80(50)	0.000000297(81)
1120.050(93)	1.739(79)	978(44)	20.38(93)	74.5(34)	185.7 + 933.9 351.9 + 768.1 510.8 + 609.2 ^{234}Pa , β^- ^{214}Bi , β^- ^{214}Bi , β^-	6.70 h 19.9 m 19.9 m	1119.58(19) 1120.02(17) 1119.97(13) 1121.70(10) 1120.2940(60) 1118.90(50)	0.00259(39) 0.14920(30) 0.000400(100)
1172.76(17)	1.55(35)	150(32)	3.13(67)	11.4(25)	238.6 + 933.9 ^{234}Pa , β^- ^{234}Pa , β^-	6.70 h 1.159 m	1172.47(18) 1171.30(10) 1174.2(10)	0.00094(13) 0.0000194(17)
1237.70(13)	1.97(22)	395(39)	8.23(80)	30.1(29)	63.0 + 1172.8 238.6 + 1000.8 327.6 + 911.0 510.8 + 727.2 ^{214}Bi , β^-	19.9 m	1235.80(26) 1239.44(21) 1238.62(33) 1237.99(16) 1238.1220(70)	0.05834(15)
1377.46(14)	1.51(13)	223(24)	4.65(50)	17.0(18)	583.0 + 794.8 609.2 + 768.1 ^{214}Bi , β^-	19.9 m	1377.77(18) 1377.32(18) 1377.6690(80)	0.03988(11)
1401.53(19)	2.60(36)	223(38)	4.66(80)	17.0(29)	^{234}Pa , β^- ^{214}Bi , β^-	6.70 h 19.9 m	1400.30(10) 1401.515(12)	0.00184(26) 0.013300(50)
1407.82(18)	2.16(73)	183(47)	3.82(99)	14.0(36)	BC: 1630.3 ^{234}Pa , β^- ^{214}Bi , β^-	6.70 h 19.9 m	1409(1311) 1409.10(20) 1407.988(11)	0.000464(95) 0.023940(70)
1460.49(12)	1.911(13)	13116(116)	273.4(24)	1000.0(89)	^{234}Pa , β^- ^{234}Pa , β^- ^{228}Ac , β^- ^{40}K , EC	6.70 h 1.159 m 6.15 h 1.248×10^9 a	1458.90(10) 1458.5(15) 1459.138(15) 1460.8220(60)	0.00097(23) 0.0000185(42) 0.00830(80) 0.1066(18)
1508.95(20)	1.84(36)	115(19)	2.40(41)	8.8(15)	50.4 + 1460.5 338.2 + 1172.8 ^{234}Pa , β^- ^{234}Pa , β^- ^{214}Bi , β^-	6.70 h 1.159 m 19.9 m	1510.92(31) 1510.93(25) 1510.10(20) 1510.21(10) 1509.210(10)	0.0000972(81) 0.0001305(21) 0.02130(10)
1587.73(17)	1.70(19)	149(20)	3.10(43)	11.3(16)	77.1 + 1509.0 185.7 + 1401.5 351.9 + 1237.7 727.2 + 860.5 794.8 + 794.8 ^{234}Pa , β^- ^{228}Ac , β^-	6.70 h 6.15 h	1586.06(28) 1587.25(26) 1589.58(19) 1587.64(20) 1589.52(23) 1585.90(10) 1588.200(30)	0.00151(17) 0.03220(80)
1592.25(17)	2.13(18)	225(23)	4.70(49)	17.2(18)	185.7 + 1407.8 ^{234}Pa , β^- ^{234}Pa , β^-	6.70 h 1.159 m	1593.54(25) 1594.00(10) 1593.87(10)	0.00324(35) 0.00001894(62)
1630.35(22)	2.57(37)	142(23)	2.95(48)	10.8(17)	510.8 + 1120.0 768.1 + 860.5 ^{228}Ac , β^-	6.15 h	1630.84(16) 1628.59(21) 1630.627(10)	0.01510(40)

Tabla 4.3: Lista de fotopicos detectados del fondo de radiación con la tapa del blindaje abierta, medido el 28 de abril de 2014, por un período de 48h.

Ajuste			Cálculos		ENSDF			
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	CPH	I_γ Relativa	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ
1661.26(22)	1.22(30)	47(13)	0.98(26)	3.58(95)	75.0 + 1587.7 727.2 + 933.9 $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	19.9 m	1662.69(29) 1661.06(21) 1661.274(16)	0.010470(60)
1729.22(21)	2.61(47)	165(22)	3.44(47)	12.6(17)	327.6 + 1401.5 351.9 + 1377.5 609.2 + 1120.0 727.2 + 1000.8 794.8 + 933.9 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	6.70 h 19.9 m	1729.14(44) 1729.34(20) 1729.23(16) 1728.02(24) 1728.62(23) 1727.80(20) 1729.595(11)	0.000205(46) 0.028780(80)
1764.10(17)	2.173(73)	1000(35)	20.85(72)	76.2(26)	794.8 + 968.7 $^{234}\text{Pa}, \beta^-$ $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	1.159 m 19.9 m	1763.50(20) 1765.44(10) 1764.491(10)	0.0000875(12) 0.15300(30)
1846.90(24)	2.61(28)	143(18)	2.98(38)	10.9(14)	185.7 + 1661.3 338.2 + 1509.0 609.2 + 1237.7 727.2 + 1120.0 $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	19.9 m	1846.98(30) 1847.12(28) 1846.88(19) 1847.25(19) 1847.429(13)	0.020250(90)
2103.22(26)	2.98(26)	288(25)	6.00(52)	22.0(19)	338.2 + 1764.1 510.8 + 1592.2 727.2 + 1377.5		2102.27(25) 2103.04(24) 2104.66(23)	
2118.36(32)	2.08(47)	64(15)	1.34(31)	4.9(11)	609.2 + 1509.0 $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	19.9 m	2118.13(27) 2120.0(10)	0.000070(20)
2203.56(27)	2.05(16)	289(21)	6.02(43)	22.0(16)	794.8 + 1407.8 964.6 + 1237.7 $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	19.9 m	2202.58(29) 2202.30(26) 2204.059(22)	0.04924(18)
2446.92(37)	1.77(45)	68(13)	1.42(27)	5.19(98)	241.7 + 2203.6 327.6 + 2118.4 785.8 + 1661.3 860.5 + 1587.7 $^{214}\text{Bi}, \beta^-$	19.9 m	2445.22(38) 2445.97(56) 2447.04(44) 2448.18(28) 2447.700(30)	0.015480(70)
2613.69(39)	2.486(43)	2139(47)	44.59(99)	163.1(36)	510.8 + 2103.2 768.1 + 1846.9 1237.7 + 1377.5 $^{208}\text{Tl}, \beta^-$	3.053 m	2614.01(33) 2615.04(35) 2615.16(26) 2614.511(10)	0.997540(40)

Tabla 4.4: Lista de fotopicos detectados del fondo de radiación con la tapa del blindaje abierta, medido el 28 de abril de 2014, por un período de 48h.

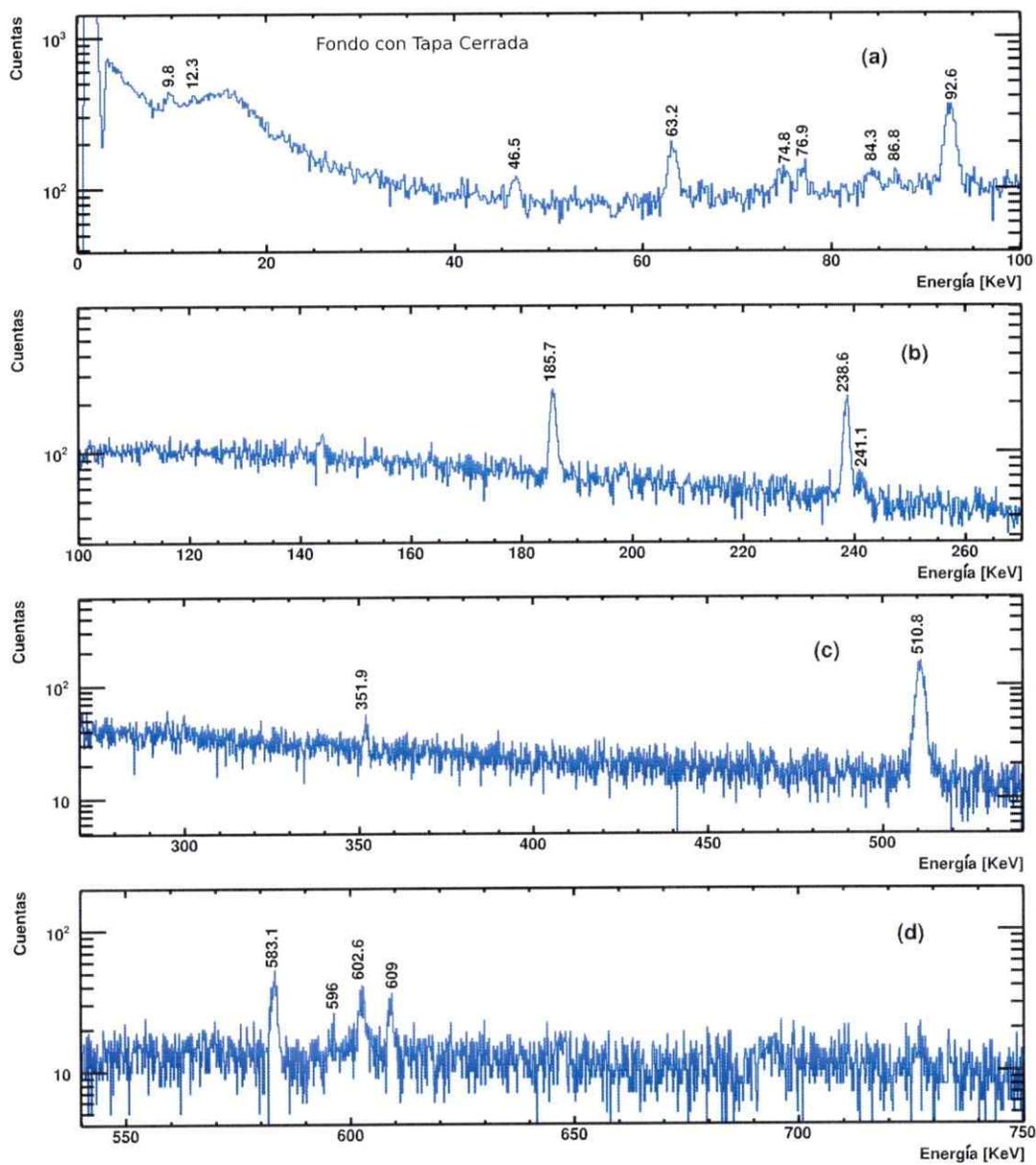


Figura 25: Espectro del fondo radiactivo con la tapa cerrada medido por 2 días. Se muestra el rango de energía entre 0 y 750 keV.

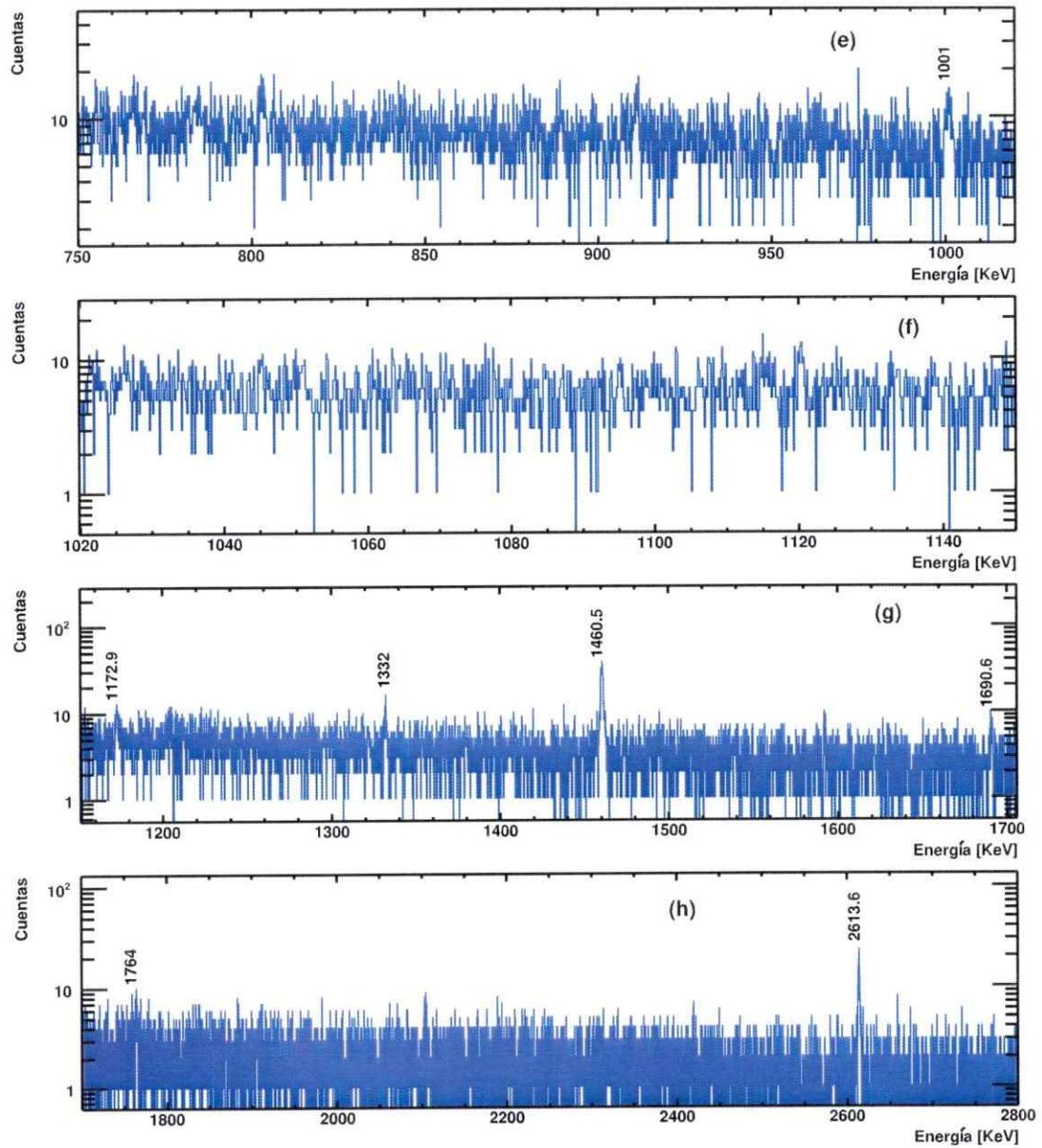


Figura 26: Espectro del fondo radiactivo con la tapa cerrada medido por 2 días. Se muestra el rango de energía entre 750 y 2800 keV.

Para la identificación de los picos γ de la medida del fondo con tapa cerrada se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando los isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales. Los isótopos que cumplen los criterios anteriores son:

1. Serie del ^{238}U :

□ ^{234}Th : Se observan tres picos 63, 92 y 74 keV con alta intensidad tabulada.

♣ ^{234}Pa : De la desintegración β^- de 1.2 m sólo se observa 74 keV, pero con baja intensidad tabulada. De la desintegración β^- de 1.2 m sólo se observa el γ de 1001.3 keV.

♠ ^{226}Ra : Se observa su único γ de 185 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 1600$ a.

^{222}Rn : Sólo emite 510.0 keV, pero con baja intensidad tabulada por lo que no se considera su presencia.

♥ ^{214}Pb : De su desintegración β^- de 26.8 m se observan 2 de sus tres γ más intensos dado que no se observa el 295.2 keV.

△ ^{214}Bi : De la desintegración β^- de 20 m se observan dos de sus γ 's más intensos. De la desintegración α se observa el único γ de 63 keV.

◇ ^{210}Pb : Se observa su único γ de 46.5 keV.

2. Serie del ^{232}Th :

★ ^{232}Th : Se observa sólo el 63.8 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 14 \times 10^9$ a.

▷ ^{228}Th : Sólo se observa el 84 keV, pero faltan muchos γ 's de alta intensidad.

◁ ^{224}Ra : Sólo se observa su único γ de 241 keV.

■ ^{212}Pb : Se observa sólo 238.6 keV de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 11$ h.

◆ ^{208}Tl : Se observan tres de sus γ 's más intensos.

3. Serie del ^{235}U :

○ ^{235}U : Se observa el único γ de 185 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 703 \times 10^6$ a.

⊙ ^{231}Th : Se observa el γ de 85 keV pero falta el de 25.6 keV, pero dada la baja eficiencia a esa energía no se descarta su presencia.

⊗ ^{211}Bi : Se observa el único γ de 351 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 2.1$ m.

4. Isótopos Primogéneos:

⊙ ^{40}K : Se observa el único γ de 1460 keV de la captura electrónica de $T_{1/2} = 1.2 \times 10^9$ a.

5. Otros:

▽ ^{60}Co : De la desintegración β^- de 1925.3 d se observan las dos líneas γ 's de 1332.5 keV y 1173.2 keV.

Otro isótopo que podría estar presente en fondo γ es el ^{222}Rn de la serie del ^{238}U , de su desintegración α de 3.8 d emite sólo un pico γ de 510.0(20) keV, pero no se

puede saber cuanto aporta al pico observado, por lo que no se puede afirmar ni negar su presencia en el fondo γ del laboratorio sin utilizar un método de análisis isotópico complementario, lo cual resulta imposible en esta tesis.

En la Tabla 4.5 se muestran los resultados de la identificación de los isótopos emisores de los picos γ medidos.

Como era esperable la medida con la tapa cerrada muestra una atenuación de los fotopicos, algunos llegando incluso a desaparecer como es el caso del ^{228}Ac el que no se detecta al cerrar la tapa. La mayoría de los picos se atenúa en un 90 % al cerrar la tapa, salvo algunos como el γ de 510.77 keV y el 92.60 keV, los cuales se atenúan en menos del 50 %, cuyo origen puede estar dentro del mismo blindaje. En las figuras 27 y 28 se muestran ambas medidas del fondo radioactivos en el mismo gráfico.

Ajuste			Cálculos		ENSDF			
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	CPH	I_γ Relativa	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ
12.297(89)	0.29(17)	99(53)	2.1(11)	270(143)	BS: 12.3 BC: 63.2		11.732(85) 12.5(56)	
46.494(92)	0.85(13)	225(38)	4.69(80)	612(104)	^{210}Pb , β^-	22.20 a	46.5390(10)	0.04250(40)
63.207(69)	1.084(73)	804(53)	16.8(11)	2187(143)	BS: 84.3 ^{234}Th , β^- ^{234}Th , β^- ^{232}Th , α	24.10 d 24.10 d 14.05×10^9 a	63.398(97) 62.860(20) 63.290(20) 63.810(10)	0.000160(28) 0.0367(39) 0.00263(13)
74.84(11)	1.38(22)	355(61)	7.4(13)	967(166)	12.3 + 63.2 ^{234}Th , β^-	24.10 d	75.50(16) 73.920(20)	0.000130(14)
76.948(89)	0.88(14)	270(47)	5.62(97)	733(127)				
84.32(13)	1.35(29)	300(77)	6.2(16)	815(210)	9.8 + 74.8 ^{228}Th , α ^{231}Th , β^-	1.912 a 25.52 h	84.62(19) 84.3730(30) 84.2140(13)	0.01220(20) 0.0660(40)
86.77(15)	0.91(44)	140(69)	2.9(14)	380(187)	9.8 + 77.0 12.3 + 74.8		86.73(17) 87.13(20)	
92.589(64)	1.205(43)	2018(76)	42.1(16)	5489(208)	46.5 + 46.5 ^{234}Th , β^- ^{234}Th , β^-	24.10 d 24.10 d	92.99(18) 92.380(10) 92.800(20)	0.0213(20) 0.0210(20)
185.684(65)	1.173(51)	1374(56)	28.6(12)	3738(152)	92.6 + 92.6 ^{226}Ra , α ^{235}U , α	1600 a 703.8×10^6 a	185.18(13) 186.211(13) 185.7150(50)	0.03640(40) 0.5720(76)
238.578(65)	1.186(52)	1303(53)	27.2(11)	3544(143)	^{212}Pb , β^-	10.64 h	238.6320(20)	0.4360(53)
241.12(18)	1.94(39)	248(50)	5.2(10)	675(136)	^{214}Pb , β^- ^{224}Ra , α	26.8 m 3.66 d	241.9950(23) 240.9860(60)	0.07251(16) 0.04100(50)
351.87(10)	1.12(17)	163(27)	3.40(56)	444(73)	^{214}Pb , β^- ^{211}Bi , α	26.8 m 2.14 m	351.9321(18) 351.070(50)	0.35600(70) 0.1302(12)
510.784(70)	2.760(64)	2536(59)	52.9(12)	6899(160)	^{208}Tl , β^-	3.053 m	510.77(10)	0.2260(20)
583.077(81)	1.328(90)	322(25)	6.70(52)	875(68)	^{208}Tl , β^-	3.053 m	583.1870(20)	0.8500(30)
595.98(35)	1.46(65)	40(24)	0.82(49)	108(64)	12.3 + 583.1 84.3 + 510.8		595.37(17) 595.10(20)	
602.57(11)	1.51(21)	195(34)	4.07(70)	531(91)	92.6 + 510.8		603.37(13)	
609.026(98)	1.09(15)	146(22)	3.04(45)	397(59)	12.3 + 596.0 ^{214}Bi , β^-	19.9 m	608.28(43) 609.3200(50)	0.4549(16)
1000.95(16)	1.94(27)	109(17)	2.27(35)	296(46)	^{231}Pa , β^-	1.159 m	1001.03(10)	0.008417(82)
1172.92(17)	1.45(36)	71(14)	1.48(29)	193(38)	^{60}Co , β^-	1925.28 d	1173.2280(30)	0.99850(30)
1332.02(17)	1.41(25)	59(11)	1.23(24)	161(31)	^{60}Co , β^- ^{60}Co , β^-	1925.28 d 10.467 m	1332.4920(40) 1332.5010(50)	0.9998260(60) 0.00240(30)
1460.53(13)	1.75(11)	368(22)	7.66(45)	1000(59)	^{40}K , EC	1.248×10^9 a	1460.8220(60)	0.1066(18)
1690.56(27)	1.98(49)	50(12)	1.04(25)	136(33)				
1763.98(23)	1.62(37)	58(12)	1.20(24)	157(31)	^{214}Bi , β^-	19.9 m	1764.491(10)	0.15300(30)
2613.63(40)	2.35(18)	213(17)	4.45(35)	580(46)	^{208}Tl , β^-	3.053 m	2614.511(10)	0.997540(40)

Tabla 4.5: Lista de picos del fondo con la tapa del blindaje cerrada, medido el 23 de abril de 2014, por 172800s.

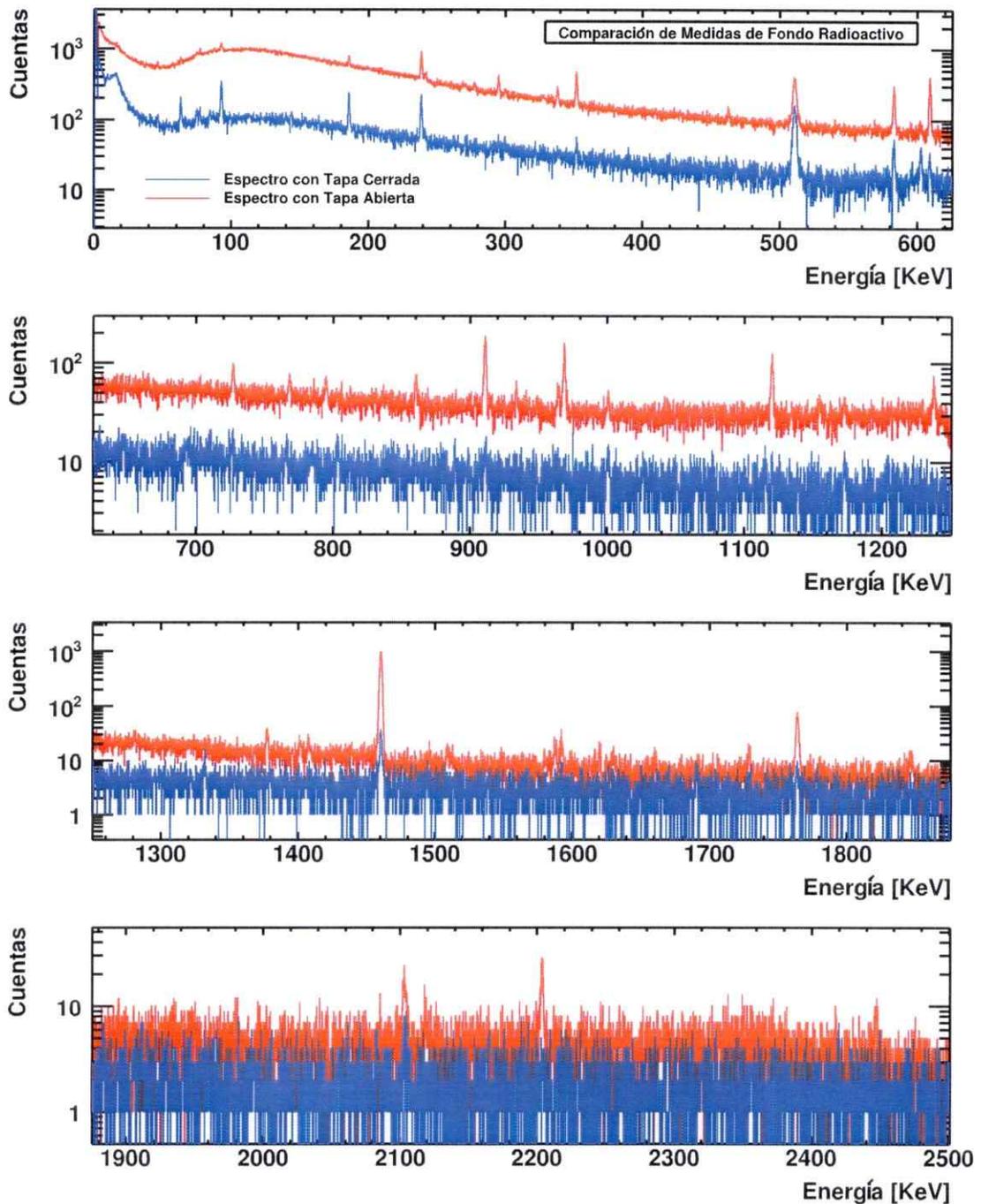


Figura 27: Comparación de los espectros de fondo medidos con la tapa del blindaje abierta y cerrada. Ambos espectros fueron acumulados durante dos días. Se muestra el rango de energía entre 0 y 2500 keV.

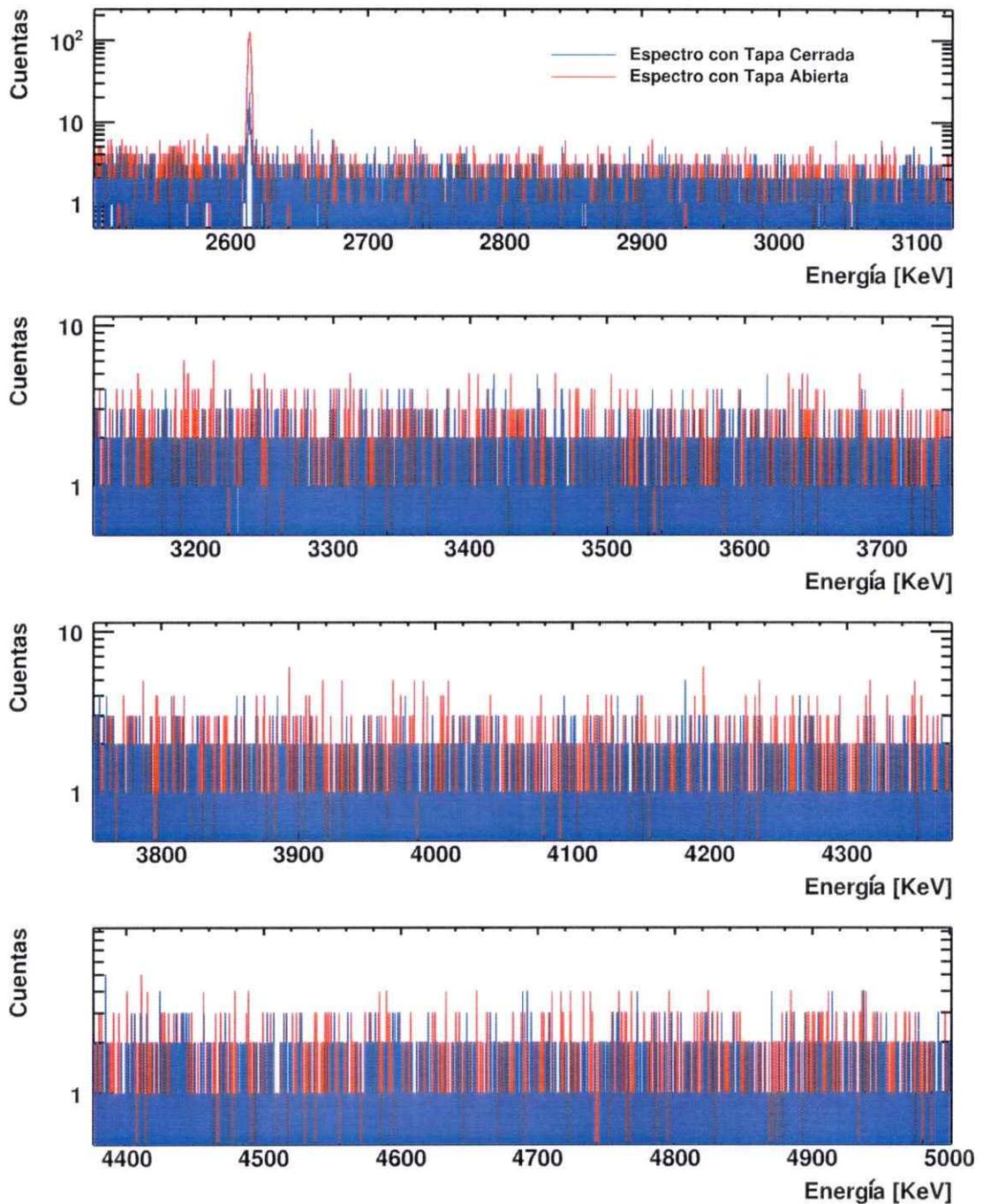


Figura 28: Comparación de los espectros de fondo medidos con la tapa del blindaje abierta y cerrada. Ambos espectros fueron acumulados durante dos días. Se muestra el rango de energía entre 2500 y 5000 keV.

4.1.3. Espectroscopía con Fuente Estándar de Calibración.

Para la calibración en energía y eficiencia del equipo de espectroscopia se usó una fuente de ^{152}Eu estándar de calibración. Usando los valores reportados por el fabricante, se calcula $\Gamma = 7.28(11) \times 10^7$ por medio de la ecuación (2.23). Esta fuente de referencia se midió por dos días en las mismas condiciones en que se midieron las muestras activadas.

Para la identificación de los picos γ de la medida de la fuente de calibración se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando los isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. Además del ^{152}Eu , otros isótopos que cumplen los criterios anteriores son:

1. Serie del ^{238}U :

♠ ^{226}Ra : Se observa su único γ de 185 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 1600$ a.

♡ ^{214}Pb : De su desintegración β^- de 26.8 m sólo se observa la línea γ de 295 keV que interfiere con una línea del ^{152}Eu .

◇ ^{210}Pb : Se observa su único γ de 46.5 keV.

2. Serie del ^{235}U :

○ ^{235}U : Se observa el único γ de 185 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 703 \times 10^6$ a.

3. Serie del ^{232}Th :

■ ^{212}Pb : Se observa sólo 238.6 keV de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 11$ h.

◆ ^{208}Tl : Se observan tres de sus γ 's más intensos.

4. Isótopos Primogéneos:

○ ^{40}K : Se observa el único γ de 1460 keV de la captura electrónica de $T_{1/2} = 1.2 \times 10^9$ a.

En base a estas consideraciones, se presentan las tablas 4.8 y 4.9, donde se muestra la identificación de los picos de la fuente de calibración de ^{152}Eu .

A partir de un ajuste utilizando un polinomio de tercer orden (ver fig. 29), se obtuvieron los parámetros de calibración en energía que se muestran en la tabla 4.6. Usando las calibraciones en energía obtenidas, se muestra el espectro de ^{152}Eu dividido por regiones de energía en la figuras 31 y 32. Por otra parte se obtuvo la eficiencia de detección de cada fotopico γ de la fuente estándar de calibración de ^{152}Eu , mediante la razón:

$$\varepsilon_{\gamma}(E) = \frac{\# \gamma\text{'s observados}}{\# \gamma\text{'s emitidos}}$$

Haciendo un ajuste a los puntos medidos de eficiencia utilizando la ecuación (2.18) [14] se obtienen los parámetros de ajuste de la curva (ver Tabla 4.7). La curva de eficiencia se muestra en la figura 30.

De la misma forma, se obtuvieron los parámetros de calibración en eficiencia (ver ec. 2.18) que se muestran en la tabla 4.7. El ajuste se muestra en la figura 30.

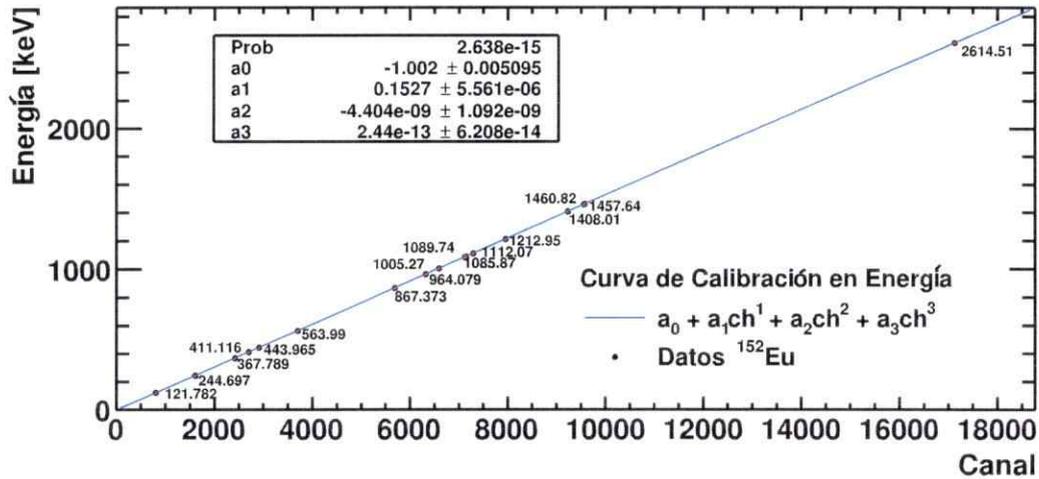


Figura 29: Curva de calibración en energía obtenida a partir de la fuente de calibración de ^{152}Eu con actividad de referencia de $0.133(2) \mu\text{Ci}$ al 9 de septiembre de 1973.

Parámetro	Valor
a_0	$-1.0020(51) \times 10^{-1}$
a_1	$1.526698(56) \times 10^{-1}$
a_2	$-4.4(11) \times 10^{-9}$
a_3	$2.44(62) \times 10^{-13}$

Tabla 4.6: Parámetros de la curva de calibración en energía obtenidos por un ajuste numérico de los picos de la fuente de ^{152}Eu .

Parámetro	Valor
p_0	$-6.5606(21) \times 10^1$
p_1	$2.6727(49) \times 10^1$
p_2	$-1.14452(88) \times 10^0$
p_3	$-1.00708(15) \times 10^0$
p_4	$1.71587(23) \times 10^{-1}$
p_5	$-8.2381(28) \times 10^{-3}$

Tabla 4.7: Parámetros de la curva de calibración en eficiencia obtenidos por un ajuste numérico de las eficiencias de detección γ medidos a partir de los picos de la fuente de ^{152}Eu .

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ε_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
39.700(62)	1.284(18)	14279(207)	0.000889(29)	Backscatter: 46.601(72) Compton: 121.778(61)		39.413(62) 39(22)		
46.601(72)	0.766(68)	1285(160)	0.001596(53)	^{210}Pb , β^-	22.20 a	46.5390(10)	0.04250(40)	
121.778(61)	1.0785(25)	145914(402)	0.00696(30)	^{152}Eu , EC	13.537 a	121.78170(30)	0.2867(15)	145450(6722)
185.747(85)	1.01(12)	678(88)	0.00638(32)	Backscatter: 674.66(12) Backscatter: 678.609(80) Backscatter: 688.663(72) Compton: 329.507(93)		185.320(41) 185.617(27) 186.361(24) 186(139)		
				^{226}Ra , α ^{235}U , α	1600 a 703.8×10^6 a	186.211(13) 185.7150(50)	0.03640(40) 0.5720(76)	
238.641(82)	0.99(13)	644(90)	0.00545(30)	^{212}Pb , β^- ^{152}Eu , EC	10.64 h 13.537 a	238.6320(20) 239.42(17)	0.4360(53) 0.000046(19)	18.1(75)
244.728(62)	1.1681(72)	29560(198)	0.00534(30)	^{152}Eu , EC	13.537 a	244.69750(80)	0.07607(40)	29624(1720)
295.965(70)	1.336(79)	1525(85)	0.00458(28)	^{214}Pb , β^- ^{152}Eu , EC	26.8 m 13.537 a	295.2228(18) 295.9392(17)	0.18420(40) 0.004481(55)	1497(95)
329.507(93)	1.08(20)	438(67)	0.00417(26)	^{152}Eu , EC	13.537 a	329.425(21)	0.001289(81)	392(35)
344.301(62)	1.2516(37)	79458(290)	0.00401(26)	^{152}Eu , β^-	13.537 a	344.2785(12)	0.2656(51)	77709(5322)
367.767(65)	1.259(42)	2360(73)	0.00378(25)	^{152}Eu , β^-	13.537 a	367.7887(16)	0.00862(10)	2377(163)
411.094(63)	1.270(22)	5600(99)	0.00342(24)	^{152}Eu , β^-	13.537 a	411.1163(11)	0.02237(25)	5580(398)
416.05(13)	1.44(27)	323(74)	0.00339(23)	^{152}Eu , EC	13.537 a	416.0480(80)	0.001104(19)	272(20)
443.950(63)	1.315(17)	7275(100)	0.00319(23)	^{152}Eu , EC ^{152}Eu , EC	13.537 a 13.537 a	443.9650(30) 443.9650(30)	0.00328(19) 0.02830(23)	762(71) 6585(481)
488.606(74)	1.240(92)	845(60)	0.00293(22)	45.265(63) + 443.950(63) 121.778(61) + 367.767(65) 244.728(62) + 244.728(62) Compton: 674.66(12)		489.22(13) 489.55(13) 489.46(12) 489(417)		
				^{152}Eu , EC	13.537 a	488.6792(20)	0.004202(38)	897(68)
503.49(13)	1.79(26)	454(85)	0.00285(21)	^{152}Eu , β^-	13.537 a	503.4740(50)	0.001487(81)	309(29)
510.842(90)	2.58(17)	1484(106)	0.00282(21)	$e^- + e^+$ ^{208}Tl , β^-	3.053 m	510.006 510.77(10)	0.2260(20)	
563.969(77)	1.41(11)	918(61)	0.00258(20)	^{152}Eu , EC	13.537 a	563.9900(70)	0.004908(66)	924(76)
586.246(82)	1.37(12)	688(57)	0.00250(20)	Compton: 778.912(69) ^{152}Eu , β^-		587(509) 586.2648(25)	0.004600(73)	837(69)
656.32(16)	1.48(28)	231(47)	0.00227(19)	244.728(62) + 411.094(63) ^{152}Eu , EC	13.537 a	655.82(12) 656.4870(50)	0.001453(20)	240(21)
674.66(12)	1.27(24)	266(50)	0.00222(19)	185.747(85) + 488.606(74) 329.507(93) + 344.301(62) ^{152}Eu , EC		674.35(16) 673.81(16) 674.6750(30)	0.001729(44)	279(25)
				^{152}Eu , β^-	13.537 a	674.6750(30)	0.000170(16)	27.4(35)
678.609(80)	1.48(11)	834(63)	0.00221(19)	^{152}Eu , β^-	13.537 a	678.6230(50)	0.004719(66)	758(67)
688.663(72)	1.427(60)	1444(64)	0.00218(19)	185.747(85) + 503.49(13) 244.728(62) + 443.950(63) 344.301(62) + 344.301(62) ^{152}Eu , EC		689.24(21) 688.68(12) 688.60(12) 688.6700(50)	0.008592(90)	1364(120)
719.350(90)	1.41(13)	539(52)	0.00210(18)	45.265(63) + 674.66(12) Compton: 919.278(90) ^{152}Eu , EC	13.537 a	719.93(18) 719(636) 719.3490(40)	0.002792(82)	428(40)
				^{152}Eu , EC	13.537 a	719.3490(40)	0.000591(81)	90(15)
778.912(69)	1.533(10)	19139(146)	0.00197(18)	121.778(61) + 656.32(16) 367.767(65) + 411.094(63) ^{152}Eu , β^-		778.10(22) 778.86(13) 778.9040(18)	0.1296(14)	18591(1722)
810.39(11)	1.53(26)	423(54)	0.00191(18)	121.778(61) + 688.663(72) ^{152}Eu , EC	13.537 a	810.44(13) 810.4510(50)	0.003206(31)	445(42)
841.46(26)	1.36(69)	193(61)	0.00185(17)	121.778(61) + 719.350(90) 185.747(85) + 656.32(16) ^{152}Eu , EC		841.13(15) 842.07(24) 841.5700(50)	0.001665(25)	224(22)
867.378(73)	1.597(24)	5679(87)	0.00180(17)	^{152}Eu , EC	13.537 a	867.3730(30)	0.04258(27)	5000(541)
919.278(90)	1.50(14)	573(52)	0.00172(17)	244.728(62) + 674.66(12) 416.05(13) + 503.49(13) ^{152}Eu , EC		919.39(18) 919.54(26) 919.3300(30)	0.004280(62)	537(54)

Tabla 4.8: Lista de picos de la fuente de ^{152}Eu , medida el 20 de noviembre de 2013.

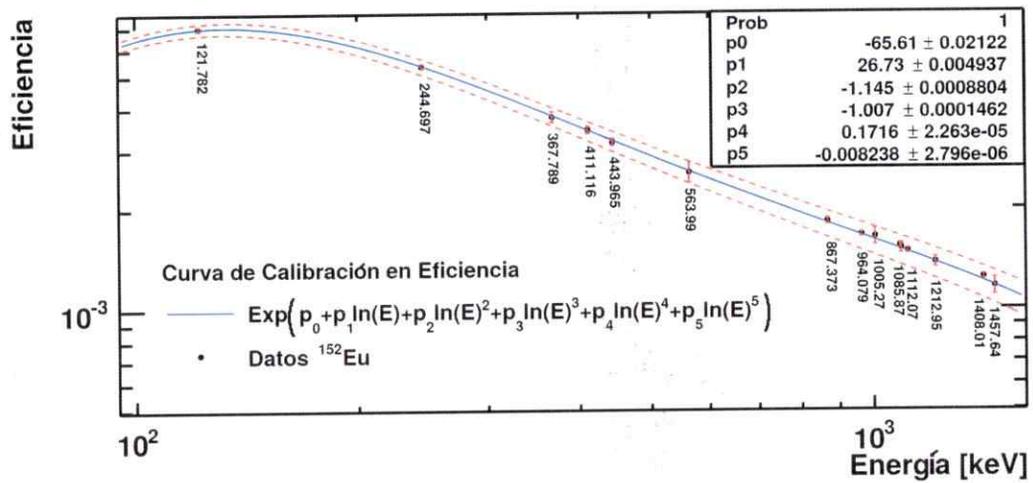


Figura 30: Curva de calibración en eficiencia obtenida con una fuente de calibración de ^{152}Eu . Se delimita con líneas rojas segmentadas el intervalo de confianza de la curva de eficiencia.

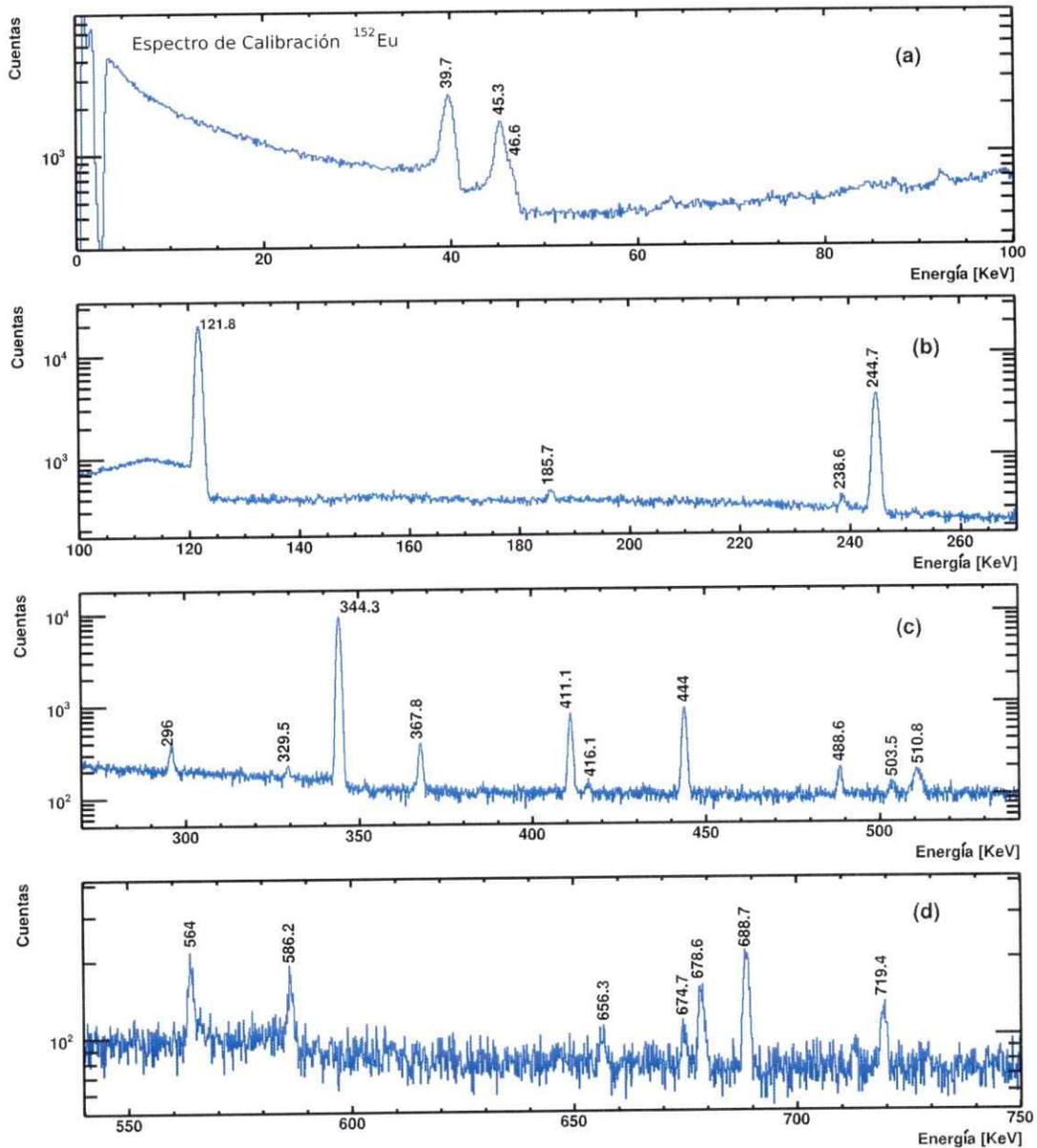


Figura 31: Espectro de ^{152}Eu de $0.133(2) \mu\text{Ci}$ medido por 1 día. Se muestra el rango de energía entre 0 y 750 keV.

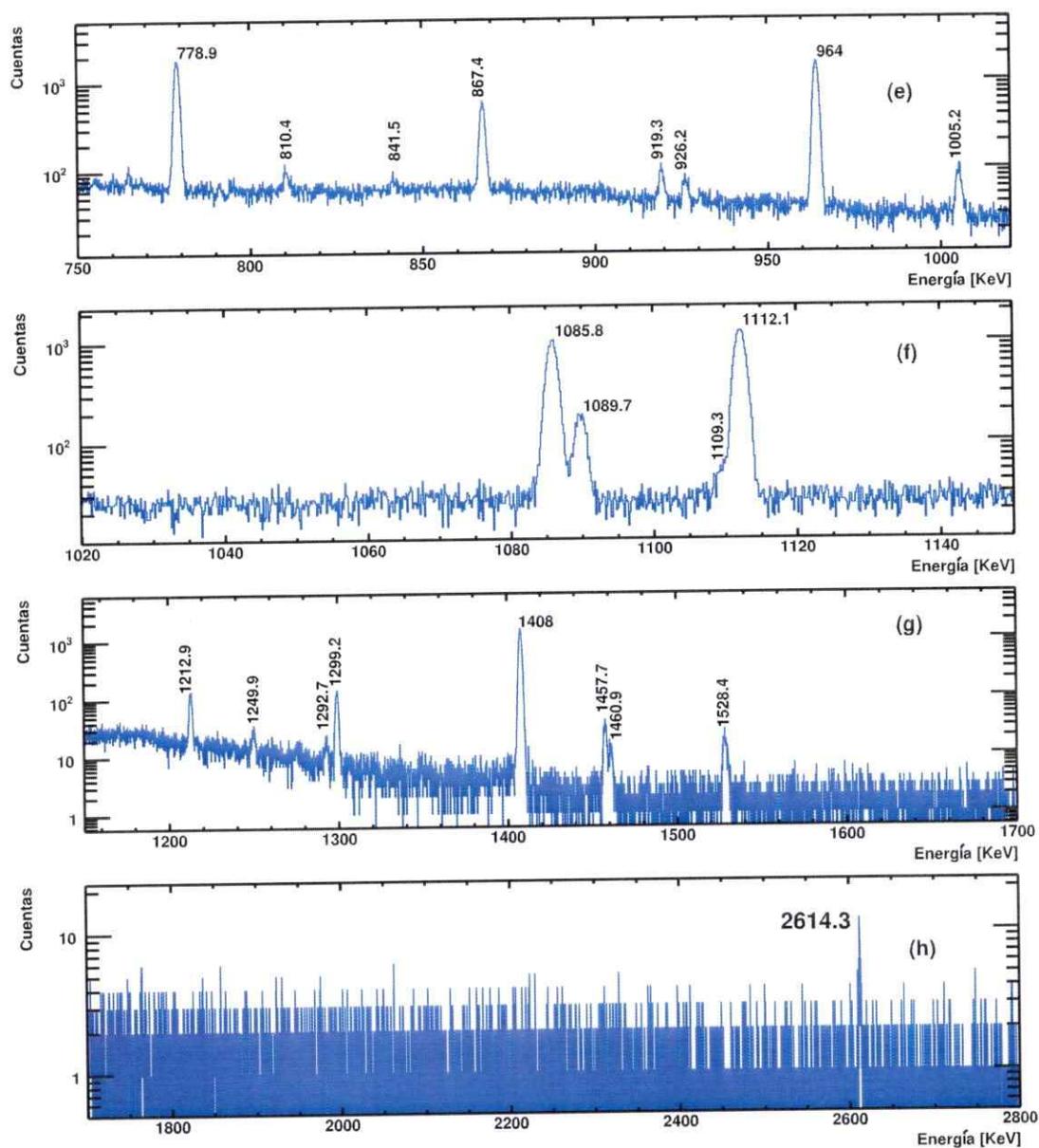


Figura 32: Espectro de ^{152}Eu de $0.133(2) \mu\text{Ci}$ medido por 1 día. Se muestra el rango de energía entre 750 y 2800 keV.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
926.16(11)	1.51(15)	363(45)	0.00171(17)	416.05(13) + 510.842(90) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	926.90(22) 926.317(15)	0.002784(50)	347(35)
964.042(77)	1.654(11)	17990(139)	0.00166(17)	45.265(63) + 919.278(90) 121.778(61) + 841.46(26) 185.747(85) + 778.912(69) 244.728(62) + 719.350(90) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a 13.537 a	964.54(15) 963.24(32) 964.66(15) 964.08(15) 963.390(12) 964.079(18)	0.001353(33) 0.14649(72)	164(17) 17696(1788)
1005.220(88)	1.646(88)	777(42)	0.00160(16)	¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1005.272(17)	0.006476(55)	756(78)
1085.810(84)	1.715(15)	11520(112)	0.00151(16)	121.778(61) + 964.042(77) 244.728(62) + 841.46(26) 411.094(63) + 674.66(12) Compton: 1299.15(10) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1085.82(14) 1086.19(32) 1085.76(18) 1086(992) 1085.869(24)	0.10238(53)	11233(1196)
1089.700(86)	1.704(46)	1914(54)	0.00150(16)	411.094(63) + 678.609(80) 503.49(13) + 586.246(82) ¹⁵² Eu, β^-	13.537 a	1089.70(14) 1089.74(21) 1089.7370(50)	0.01730(20)	1892(203)
1109.28(12)	1.34(21)	236(34)	0.00148(16)	329.507(93) + 778.912(69) ¹⁵² Eu, β^-	13.537 a	1108.42(16) 1109.174(12)	0.001859(82)	200(23)
1112.070(85)	1.724(13)	14835(127)	0.00148(16)	185.747(85) + 926.16(11) 244.728(62) + 867.378(73) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1111.91(19) 1112.11(13) 1112.0690(30)	0.13685(68)	14725(1584)
1212.900(96)	1.720(50)	1431(45)	0.00137(15)	¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1212.948(11)	0.014263(93)	1427(160)
1249.88(14)	1.92(20)	253(26)	0.00134(15)	244.728(62) + 1005.220(88) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1249.95(15) 1249.938(13)	0.001888(39)	184(21)
1292.73(17)	1.90(29)	148(25)	0.00130(15)	329.507(93) + 964.042(77) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1293.55(17) 1292.778(19)	0.001055(54)	100(13)
1299.15(10)	1.749(41)	1611(44)	0.00129(15)	488.606(74) + 810.39(11) ¹⁵² Eu, β^-	13.537 a	1299.00(18) 1299.1400(90)	0.01625(19)	1533(178)
1408.01(11)	1.901(11)	19053(139)	0.00120(14)	295.965(70) + 1112.070(85) 443.950(63) + 964.042(77) 488.606(74) + 919.278(90) 688.663(72) + 719.350(90) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1408.04(16) 1407.99(14) 1407.88(16) 1408.01(16) 1408.0060(30)	0.2107(10)	18489(2209)
1457.70(13)	1.890(94)	427(23)	0.00117(14)	244.728(62) + 1212.900(96) 367.767(65) + 1089.700(86) 678.609(80) + 778.912(69) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1457.63(16) 1457.47(15) 1457.52(15) 1457.643(11)	0.005034(51)	428(52)
1460.91(15)	1.75(17)	151(16)	0.00116(14)	⁴⁰ K, EC	1.248 × 10 ⁹ a	1460.8220(60)	0.1066(18)	
1528.38(15)	2.43(16)	293(20)	0.00111(14)	416.05(13) + 1112.070(85) 563.969(77) + 964.042(77) ¹⁵² Eu, EC	13.537 a	1528.12(22) 1528.01(15) 1528.103(18)	0.002822(48)	229(29)
2614.25(41)	1.99(34)	79(12)	0.000540(85)	1085.810(84) + 1528.38(15) ²⁰⁸ Tl, β^-	3.053 m	2614.19(24) 2614.511(10)	0.997540(40)	

Tabla 4.9: Lista de picos de la fuente de ¹⁵²Eu, medida el 20 de noviembre de 2013.

4.2. Activación y Espectroscopia γ de las Muestras

En esta sección se muestran los resultados experimentales de las activaciones de las muestras irradiadas en el tubo seco del RECH-1, el análisis espectroscópico, y el cálculo de las actividades en saturación.

4.2.1. Cobalto

Activación Neutrónica y Espectroscopia γ

Se seleccionó la lámina de cobalto CO01 (ver Tabla 3.1), y fue irradiada el día 24 de enero de 2014 por 600s.

Luego de 2509s de espera, la muestra de V03 fue medida por espectroscopia γ durante 5559.9s (tiempo vivo:, tiempo muerto total: 19%, y 543 espectros). La curva de tiempo muerto (ver Figura 33) muestra un aumento en la tasa de conteo durante la medición durante los primeros 10 m. Este aumento evidencia posiblemente el poblamiento del estado fundamental del ^{60}Co de $T_{1/2} = 5,3$ a por parte del estado metaestable de $T_{1/2} = 10,5$ m.

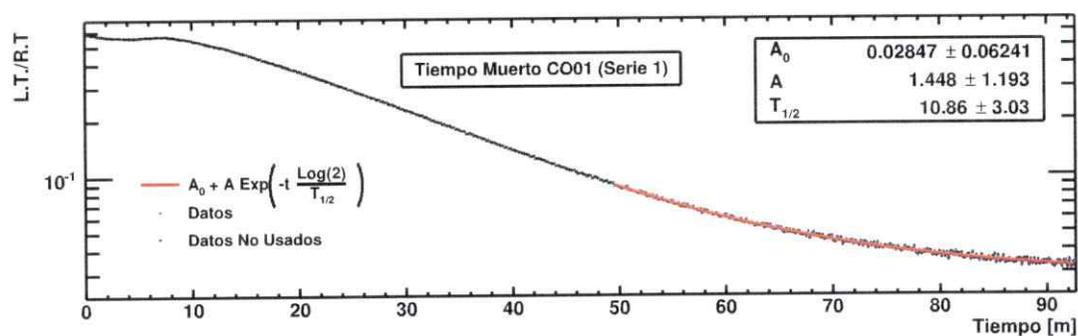


Figura 33: Curva de tiempo muerto para la serie 1 de la muestra de cobalto CO01.

El espectro obtenido en la medición presentó una distorsión en los picos debido a la saturación γ , esto se corrigió eliminando los primeros 149 espectros que corresponden a los primeros 2959.03 s de medición, por tanto el tiempo de espera efectivo del espectro procesado es de 5468 s, y el tiempo de medida es de 2600.87 s (tiempo vivo: 2472.00 s, tiempo muerto total: 4.9 %). El espectro procesado se muestra dividido por regiones de energía en las Figuras 34 y 35.

Para la identificación de los picos γ de la medida del cobalto CO01 se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando las desintegraciones de isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales, observados en la medida de fondo con la tapa cerrada (ver Sección 4.1.2), además de todos los hijos de las reacciones (n, γ) , (n, p) , y (n, n) . La desintegración de isótopos de cobalto que cumplen los criterios anteriores son:

■ ^{60}Co : De la desintegración β^- de 1925.8 d se observan los dos picos más intensos.

Usando el pico de energía 1173.18 keV se calculó $\Gamma = 1.30(14) \times 10^8$.

Desintegraciones de otros elementos que cumplen con los criterios anteriores, pudiendo estar en forma de trazas o en el fondo del laboratorio son:

★ ^{116}In De la desintegración β^- de 54,3 m se observan los picos de energías 138.354, 416.825, y 1097.27 keV, con estos tres picos se calcula $\Gamma = 2.34(52) \times 10^6$ para este proceso.

▲ ^{56}Mn De la desintegración β^- de 2.5789 h se observan los picos de energía 846.754, y 1810.22 keV. Con estos dos picos se calcula $\Gamma = 2.17(21) \times 10^6$.

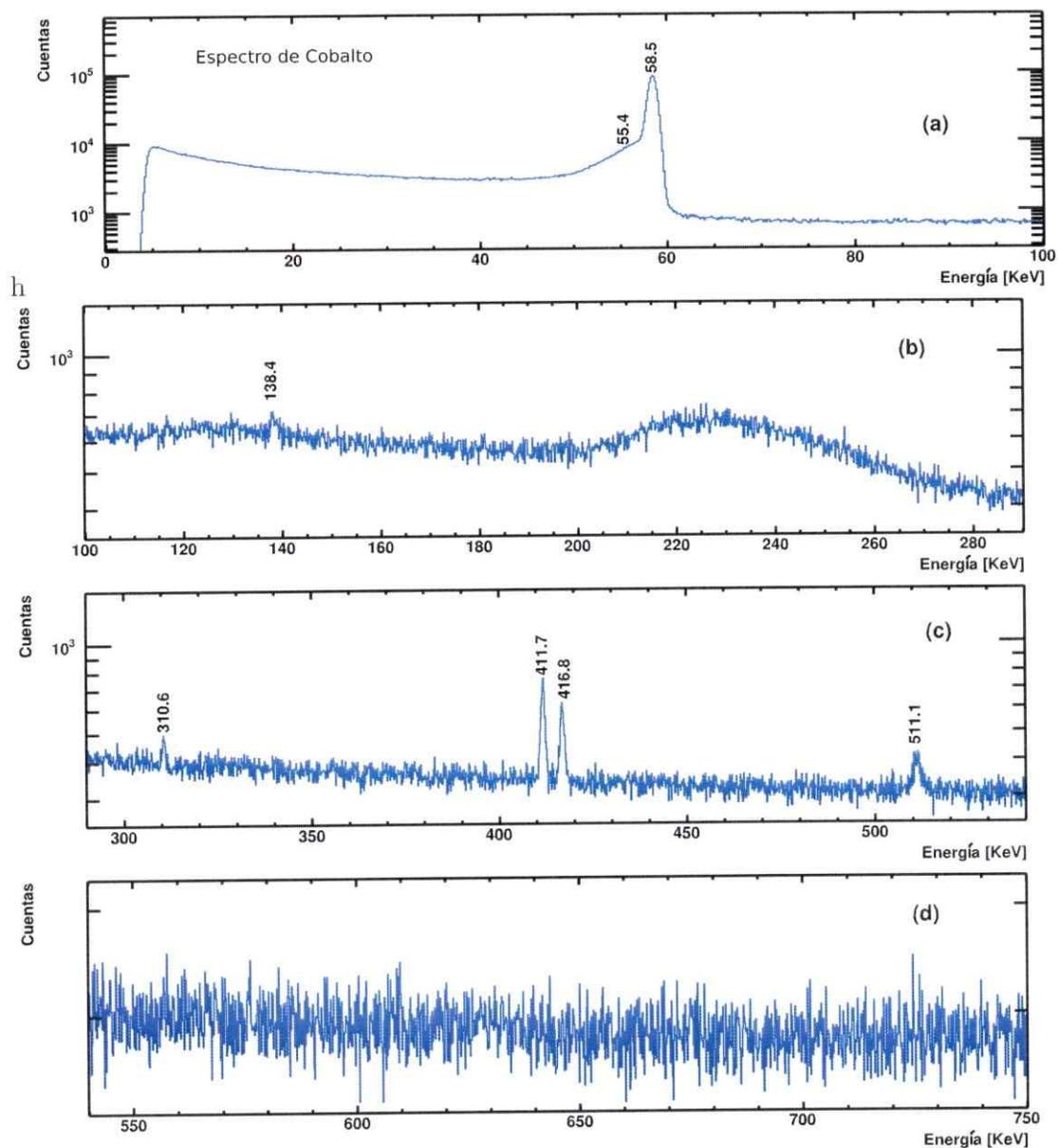


Figura 34: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de cobalto CO01. Se muestran las regiones de energía entre 0 y 1500 keV.

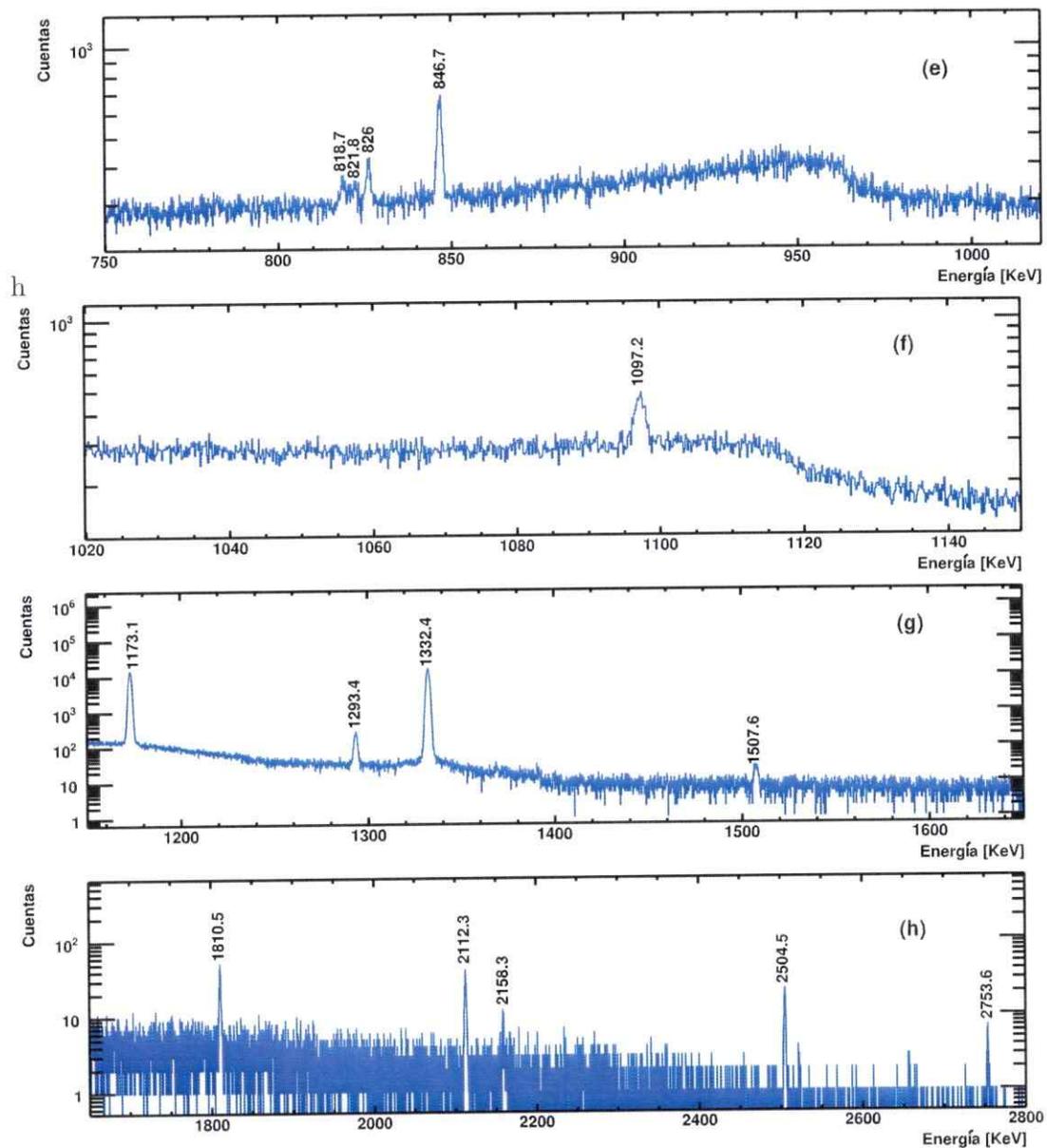


Figura 35: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de cobalto CO01. Se muestran las regiones de energía entre 1500 y 3000 keV.

◆ ^{198}Au De la desintegración β^- de 2.6947 d se observa el pico de energía 411.701 keV.

Con este pico se calcula $\Gamma = 1.036(83) \times 10^6$.

► ^{24}Na De la desintegración β^- de 14.997 h se observa el pico de energía 2750.79 keV.

Con este pico se calcula $\Gamma = 4.0(18) \times 10^4$.

El otro isótopo (estado) cuyos picos pueden presentar más de una fuente es el estado metaestable del ^{60}Co :

□ ^{60}Co La desintegración β^- de 10.467 m comparte el pico γ de 826.051 keV con la desintegración β^- de 1925.28 d del ^{60}Co , el resto de sus energías γ 's pueden coincidir con picos sumas. Usando el pico γ de 826.051 keV se calcula $\Gamma = 8,44(190) \times 10^9$.

Para la cuantificación de los isótopos anteriores, se calculó la constante Γ para cada línea γ observada en el isótopo. Con las constantes $\Gamma(E_\gamma)$, se calculó un promedio ponderado por el error de la constante Γ . De acuerdo con lo anterior, en la Tabla 4.10 se presenta la identificación de los picos γ de la muestra CO01.

Actividad en Saturación

Para la muestra de cobalto CO01, considerando los parámetros de la muestra (ver Tabla 3.1), se calcula el número de átomos de cobalto presentes en la muestra a partir de la ecuación (2.27), alcanzando un valor de $N_{\text{atomos}} = 1.287(20) \times 10^{20}$. Usando el número de átomos y el tiempo de irradiación, se calculan las actividades en saturación de la tabla 4.11 a partir de las ecuaciones (2.9) y (2.15).

De la misma forma, en la tabla 4.12, se calculan las actividades de los contaminantes observados.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
58.463(61)	1.0825(14)	622133(887)	0.00301(11)	^{60}Co , IT^+	10.467 m	58.6030(70)		
138.35(15)	1.33(30)	605(132)	0.00700(32)	^{116}In , β^-	54.29 m	138.290(20)	0.03697(92)	605(139)
310.569(84)	0.89(15)	586(88)	0.00440(27)					
411.718(65)	1.258(48)	3388(137)	0.00342(24)	^{198}Au , β^-	2.6947 d	411.80205(17)	0.95620(60)	3388(357)
416.842(68)	1.334(72)	2466(135)	0.00338(23)	^{116}In , β^-	54.29 m	416.900(20)	0.2722(36)	2152(504)
511.11(12)	2.74(28)	1645(147)	0.00282(21)	$e^- + e^+$		511.006		
818.68(23)	2.04(58)	769(193)	0.00189(18)	^{116}In , β^-	54.29 m	818.680(20)	0.1213(14)	536(130)
821.76(30)	2.28(61)	722(174)	0.00188(18)	$^{310.569(84)} + ^{511.11(12)}$		821.67(20.00)		
826.011(92)	1.61(16)	1236(114)	0.00188(17)	^{60}Co , β^-	1925.28 d	826.190(30)	0.0000760(80)	18.5(33)
				^{60}Co , β^-	10.467 m	826.280(90)	0.0000768(96)	1217(333)
846.710(74)	1.559(48)	3938(119)	0.00184(17)	^{56}Mn , β^-	2.5789 h	846.7638(19)	0.98850(30)	3938(538)
1097.200(92)	1.580(87)	1941(107)	0.00149(16)	^{116}In , β^-	54.29 m	1097.280(20)	0.5851(81)	2044(506)
1173.110(90)	1.7866(34)	182775(434)	0.00141(15)	^{60}Co , β^-	1925.28 d	1173.2280(30)	0.99850(30)	182775(28181)
1293.44(10)	1.902(42)	2880(64)	0.00130(15)	^{116}In , β^-	54.29 m	1293.560(20)	0.848(12)	2578(648)
1332.37(10)	1.8812(33)	197933(446)	0.00127(15)	$^{511.11(12)} + ^{821.76(30)}$		1332.86(42.00)		
				^{60}Co , β^-	1925.28 d	1332.4920(40)	0.9998260(60)	164026(26052)
				^{60}Co , β^-	10.467 m	1332.5010(50)	0.00240(30)	25651(7232)
1507.56(15)	2.09(14)	278(23)	0.00113(14)	^{116}In , β^-	54.29 m	1507.590(20)	0.0992(13)	262(67)
1810.49(18)	2.163(92)	599(27)	0.00093(12)	^{56}Mn , β^-	2.5789 h	1810.7260(40)	0.2689(40)	541(90)
2112.31(24)	2.418(98)	547(25)	0.00076(11)	$^{818.68(23)} + ^{1293.44(10)}$		2112.12(33.00)		
				^{66}Mn , β^-	2.5789 h	2113.0920(60)	0.1423(30)	235(11)
				^{116}In , β^-	54.29 m	2112.290(20)	0.1509(22)	270(72)
2158.26(27)	1.27(42)	60(11)	0.00074(11)	$^{826.011(92)} + ^{1332.37(10)}$		2158.38(20.00)		
				^{60}Co , β^-	1925.28 d	2158.570(30)	0.0000120(20)	1.2(3)
				^{60}Co , β^-	10.467 m	2158.770(90)	0.00000720(90)	45(13)
2504.5(59)	2(21)	158(401)	0.000584(90)	$^{1173.110(90)} + ^{1332.37(10)}$		2505.48(19.00)		
2753.56(50)	1.34(51)	19.5(84)	0.000488(79)	^{24}Na , β^-	14.997 h	2754.007(11)	0.998550(50)	19.5(95)

Tabla 4.10: Lista de picos de la serie 1 de la muestra de cobalto CO01 irradiada el 24 de enero de 2014. Se muestran los resultados del ajuste, junto con los que entrega la base de datos ENSDF. La intensidad I_γ de la base de datos corresponde al número de γ 's emitidos en 100 desintegraciones del núcleo padre. Las cuentas calculadas se obtuvieron a partir del valor Γ calculado para la fuente emisora respectiva.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi	R mCi
^{60}Co β^-	1925.8 d	1.1457(11)	0.0014(5)	0.0014(5)	569(201)
^{60}Co β^-	10.4678 m	1.1874(12)	0.00034(11)	0.16(44)	0.33(92)

Tabla 4.11: Actividades para la muestra de CO01. Al Γ de la transición de 1925.8 d se le restó el Γ de la transición de 10.4678 m, pues ese nivel alimenta al estado fundamental (ver Sección 2.8.1).

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi
^{24}Na β^-	15 h	1.1462(11)	$4.9(22) \times 10^{-7}$	$4.9(22) \times 10^{-7}$
^{56}Mn β^-	2.64 h	1.1485(11)	$2.84(28) \times 10^{-5}$	$4.28(42) \times 10^{-5}$
^{116}In β^-	54.3 m	1.1537(12)	$3.65(82) \times 10^{-5}$	$1.12(26) \times 10^{-4}$
^{198}Au β^-	2.69 d	1.1458(11)	$1.239(99) \times 10^{-5}$	$1.26(10) \times 10^{-5}$

Tabla 4.12: Actividades de los contaminantes de la muestra de CO01.

4.2.2. Manganeso

La lámina de manganeso (tab. 3.1) se encuentra sobre un sustrato de Poliéster. Corresponde a material compactado, por lo que el corte de las láminas produjo que pequeñas regiones del borde quedaran de manera irregular, de todas formas, dichas regiones resultan ser diminutas comparadas al tamaño de la lámina (1 a 5 % de su superficie total).

Activación Neutrónica y Espectroscopia γ

Se seleccionó la muestra de manganeso MN02 (ver Tabla 3.1), y fue irradiada el día 17 de enero de 2014 durante 601 s.

Luego de $8,8703 \times 10^4$ s de espera, la muestra de manganeso fue medida por $1,71645 \times 10^5$ s (tiempo vivo: $1,68060 \times 10^5$ s, tiempo muerto total: 2,09 %, y 3000 espectros). La curva de tiempo muerto se presenta en la Figura 36. El espectro obtenido en la medición presentó una distorsión en los picos debido a la saturación γ , esto se corrigió eliminando los primeros 149 espectros que corresponden a los primeros 8527 s, por tanto el tiempo de medida del espectro procesado es de $1,63118 \times 10^5$ s (tiempo vivo: $1,61116 \times 10^5$ s, tiempo muerto total: 1,2 %, y 2851 espectros).

El espectro procesado se muestra dividido por regiones en las figuras 37 y 38.

Para la identificación de los picos γ de la medida de manganeso MN02 se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando las desintegraciones de isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales, observados en la medida de fondo con la tapa cerrada (ver Sección

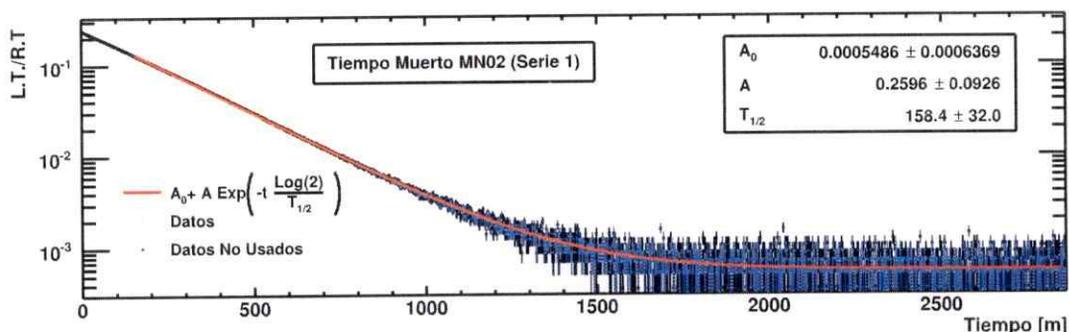


Figura 36: Curva de tiempo muerto para la serie 1 de la muestra de manganeso MN02. No se utilizan los primeros 150 espectros que corresponden a los 8527 s iniciales, debido a la saturación γ .

4.1.2), además de todos los hijos de las reacciones (n, γ) , (n, p) , y (n, n) . La única desintegración de núcleos de manganeso que cumple con los criterios anteriores es:

⊙ ^{56}Mn : Se observan todas las líneas γ de la desintegración β^- de 2.6 h. Se usaron los picos de 846.7, 1037.8, 1810.7, y 2113.1 keV para calcular $\Gamma = 4.670(297) \times 10^9$.

Desintegraciones de otros elementos que cumplen los criterios anteriores, pudiendo estar presentes en la muestra de forma de trazas o en el fondo del laboratorio son:

◆ ^{208}Tl : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 3.0$ m se observa la línea γ más intensa de 2614.5 keV.

⊗ ^{24}Na : Se observan los dos γ 's más intensos de 1368,5 y 2754,0 keV de la desintegración β^- de 14.99 h. Se usó el pico de 1368.5 keV para calcular $\Gamma = 2.73(36) \times 10^6$.

Otras desintegraciones compatibles con el conjunto de picos medido, pero que no es posible afirmar o negar su presencia son:

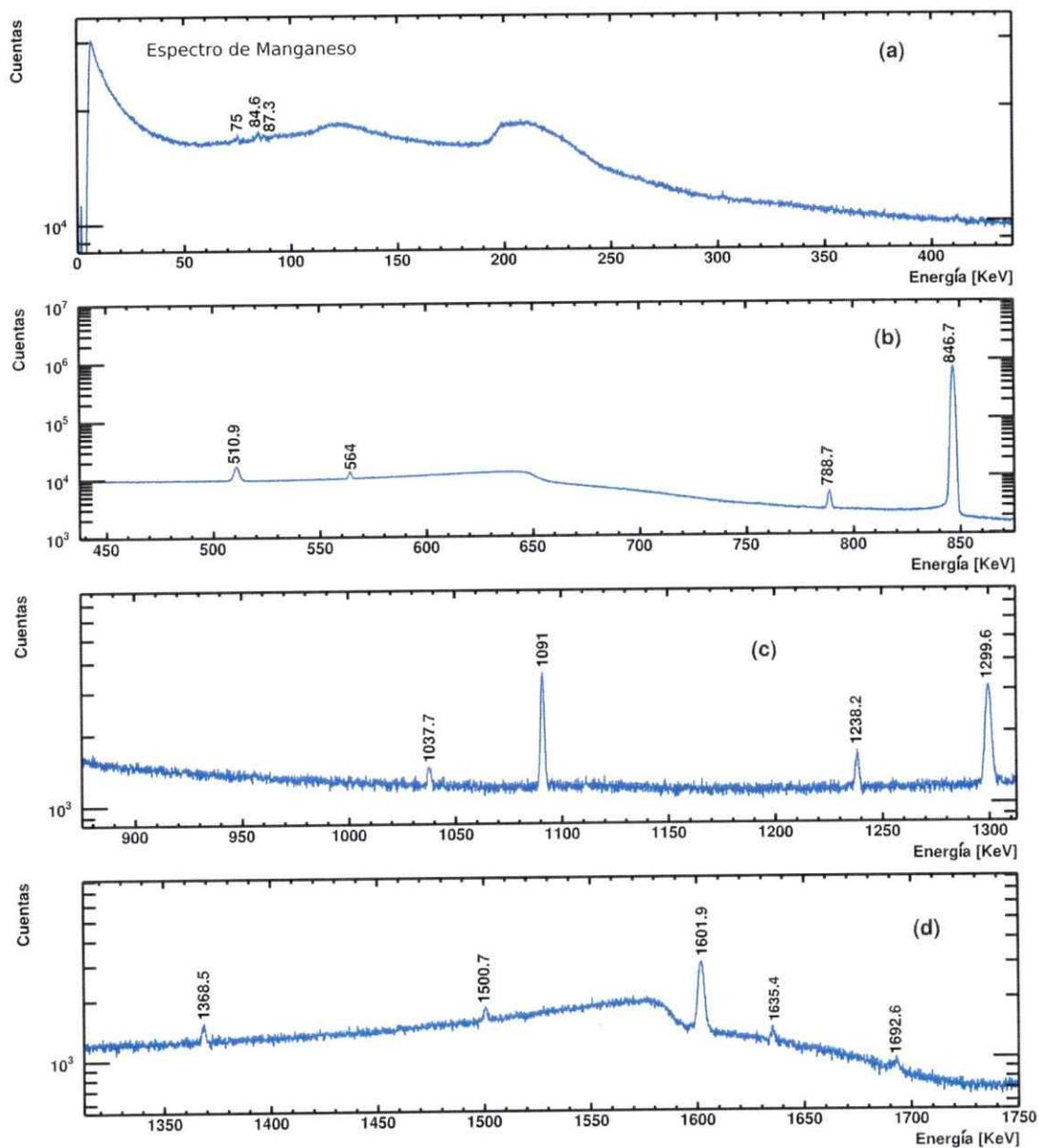


Figura 37: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de manganeso MN02.

Se muestran las regiones de energía entre 0 y 1750 keV.

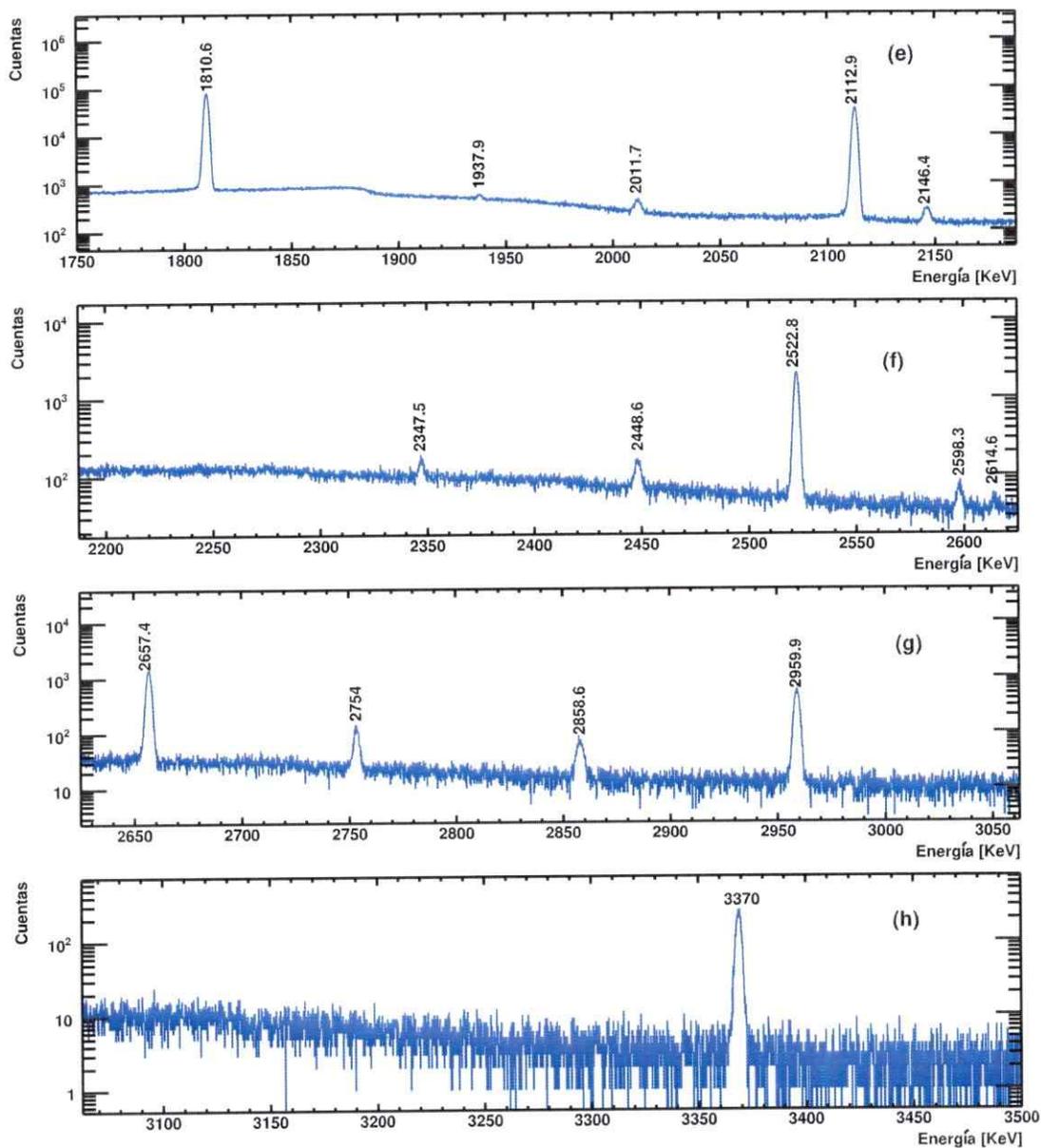


Figura 38: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de manganeso MN02.

Se muestran las regiones de energía entre 1750 y 3500 keV.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi	R mCi
$^{56}\text{Mn } \beta^-$	2.64 h	1.2136(12)	0.01143(73)	8.99(57)	205(13)

Tabla 4.13: Actividad del isótopo de manganeso en la muestra de MN02.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi
$^{24}\text{Na } \beta^-$	15 h	1.0654(11)	$1.15(15) \times 10^{-6}$	$3.62(48) \times 10^{-6}$
$^{122}\text{Sb } \beta^-$	3922.272 m	1.0386(10)	$5.91(79) \times 10^{-7}$	$7.7(10) \times 10^{-7}$

Tabla 4.14: Actividades de los contaminantes de la muestra de MN02.

^{122}Sb : De la desintegración β^- de 2,7 d, se observa sólo el más intenso de 563,98 desplazado en 0.26 keV, con este pico se calcula $\Gamma = 1.708(138) \times 10^7$.

De acuerdo con lo anterior, en la Tabla 4.15 se presenta la identificación de los picos γ del espectro de la muestra MN02.

Actividad en Saturación

Para la muestra de manganeso MN02, considerando los parámetros de la muestra (ver Tabla 3.1), se calcula el número de átomos de manganeso presentes en la muestra a partir de la ecuación (2.27), alcanzando un valor de $N_{\text{atomos}} = 1.526(22) \times 10^{20}$. Usando el número de átomos y el tiempo de irradiación, se calculan las actividades en saturación de la tabla 4.13 a partir de las ecuaciones (2.9) y (2.15). De la misma forma, en la tabla 4.14, se calculan las actividades de los contaminantes observados.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
74.984(95)	0.95(15)	3609(559)	0.00482(18)	Pb X-Ray Ka1		74.969		
84.639(97)	1.44(17)	6411(790)	0.00561(22)	Pb X-Ray Kb1 Pb X-Ray Kb3 Pb X-Ray Kb5		84.938 84.450 85.470		
87.28(12)	0.97(22)	2414(564)	0.00579(23)	Pb X-Ray Kb2 Pb X-Ray Kb4		87.300 87.580		
510.860(72)	2.673(18)	131912(791)	0.00282(21)	$e^+ + e^-$ $^{208}\text{Tl}, \beta^-$	3.053 m	511.006 510.77(10)	0.2260(20)	
563.978(73)	1.386(27)	31151(561)	0.00258(20)	$^{123}\text{Sb}, \beta^-$	2.7238 d	564.240(40)	0.7067(18)	31151(3517)
788.670(77)	1.565(19)	30383(336)	0.00195(18)					
846.671(78)	1.61154(44)	8274190(2891)	0.00184(17)	$^{55}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	846.7638(19)	0.98850(30)	8493847(964751)
1037.70(10)	1.74(12)	2900(225)	0.00156(16)	$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	1037.8333(24)	0.000395(49)	2885(502)
1091.000(89)	1.705(17)	27900(265)	0.00150(16)					
1238.17(10)	1.869(69)	5982(217)	0.00135(15)	$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	1238.2736(22)	0.000395(40)	2492(406)
1299.60(10)	2.959(26)	39344(332)	0.00129(15)	510.860(72) + 788.670(77)		1299.53(15.00)		
1368.52(12)	1.83(12)	3368(220)	0.00124(14)	$^{24}\text{Na}, \beta^-$	14.997 h	1368.6260(50)	0.999936(15)	3368(599)
1500.70(13)	1.96(17)	3434(268)	0.00113(14)					
1601.93(13)	3.064(34)	35611(412)	0.00106(13)	510.860(72) + 1091.000(89) 563.978(73) + 1037.70(10)		1601.86(16.00) 1601.68(18.00)		
1635.36(15)	1.85(17)	2346(207)	0.00104(13)	788.670(77) + 846.671(78)		1635.34(16.00)		
1692.57(26)	4.15(52)	2323(287)	0.00100(13)	846.671(78) + 846.671(78)		1693.34(16.00)		
1810.57(16)	2.1186(16)	1172130(1099)	0.00093(12)	510.860(72) + 1299.60(10) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	1810.46(17.00) 1810.7260(40)	0.2689(40)	1166985(172627)
1937.94(20)	2.14(21)	1484(151)	0.00086(12)	846.671(78) + 1091.000(89)		1937.67(17.00)		
2011.72(19)	3.29(12)	4235(144)	0.00082(11)	510.860(72) + 1500.70(13)		2011.56(21.00)		
2112.92(20)	2.2586(25)	538914(740)	0.00076(11)	510.860(72) + 1601.93(13) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2112.79(20.00) 2113.0920(60)	0.1423(30)	507214(79822)
2146.39(22)	3.23(12)	3110(111)	0.00075(11)	510.860(72) + 1635.36(15) 846.671(78) + 1299.60(10)		2146.22(22.00) 2146.27(18.00)		
2347.52(26)	2.36(18)	1065(75)	0.000651(97)	846.671(78) + 1500.70(13)		2347.37(21.00)		
2448.61(28)	3.33(15)	1922(80)	0.000607(93)	510.860(72) + 1937.94(20) 846.671(78) + 1601.93(13)		2448.80(27.00) 2448.60(21.00)		
2522.76(29)	2.426(12)	32947(188)	0.000576(89)	74.984(95) + 2448.61(28) 510.860(72) + 2011.72(19) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2523.59(37.00) 2522.58(26.00) 2523.060(50)	0.01018(20)	27409(4609)
2598.34(32)	2.53(21)	619(54)	0.000546(86)	74.984(95) + 2522.76(29) 788.670(77) + 1810.57(16) 1299.60(10) + 1299.60(10) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2597.74(38.00) 2599.24(23.00) 2599.20(21.00) 2598.4380(40)	0.000198(20)	504(99)
2614.56(37)	2.02(48)	178(41)	0.000540(85)	$^{208}\text{Tl}, \beta^-$	3.053 m	2614.511(10)	0.997540(40)	
2657.37(32)	2.490(14)	23392(159)	0.000524(83)	510.860(72) + 2146.39(22) 846.671(78) + 1810.57(16) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2657.25(29.00) 2657.24(23.00) 2657.560(10)	0.006455(69)	15788(2696)
2753.98(35)	2.623(83)	1814(54)	0.000488(78)	$^{24}\text{Na}, \beta^-$	14.997 h	2754.007(11)	0.908550(50)	1329(278)
2858.55(38)	3.51(12)	1329(47)	0.000452(74)	510.860(72) + 2347.52(26) 846.671(78) + 2011.72(19)		2858.38(33.00) 2858.39(27.00)		
2959.86(41)	2.641(23)	9896(103)	0.000419(70)	510.860(72) + 2448.61(28) 846.671(78) + 2112.92(20) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2959.47(35.00) 2959.59(28.00) 2959.920(10)	0.003064(49)	5099(1071)
3370.03(55)	2.746(34)	4504(68)	0.000305(54)	510.860(72) + 2858.55(38) 846.671(78) + 2522.76(29) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	3369.41(45.00) 3369.43(37.00) 3369.810(40)	0.001680(99)	2394(470)

Tabla 4.15: Lista de picos de la muestra de manganeso MnO_2 , medida el 17 de enero de 2014.

4.2.3. Níquel

Activación Neutrónica y Espectroscopia γ

Se seleccionó la muestra de níquel NI01 (ver Tabla 3.1), y fue irradiada el día 24 de enero de 2014 durante 600 s.

Luego de 3.5186×10^4 s de espera, la muestra de níquel NI01 fue medida por 1.728×10^5 s (tiempo vivo: 1.72575×10^5 s, tiempo muerto total: 0.13%, y 5914 espectros). La curva de tiempo muerto se presenta en la figura 41.

El espectro obtenido de la medición se muestra dividido por regiones de energía en las figuras 39 y 40.

Para la identificación de los picos γ de la medida del níquel NI01 se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando las desintegraciones de isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales, observados en la medida de fondo con la tapa cerrada (ver Sección 4.1.2), además de todos los hijos de las reacciones (n, γ) , (n, p) , y (n, n) . Las desintegraciones de isótopos de níquel que cumplen los criterios anteriores son:

★ ^{58}Co : Se observan los tres γ 's (810.8, 864.0 y 1674.5 keV) de la captura electrónica de 70.9 d. De ellos, el único que no presenta interferencias de otras fuentes es el 810.8 keV y con él se obtiene $\Gamma = 6.97(64) \times 10^7$.

▷ ^{65}Ni : De la desintegración β^- de 2.5 h se observan todos los γ 's tabulados con excepción de 954.5 keV. De el resto, el 1481.6, 1623.2, y 1724 keV presentan otras fuentes que interfieren en las áreas, por lo que el cálculo del número de

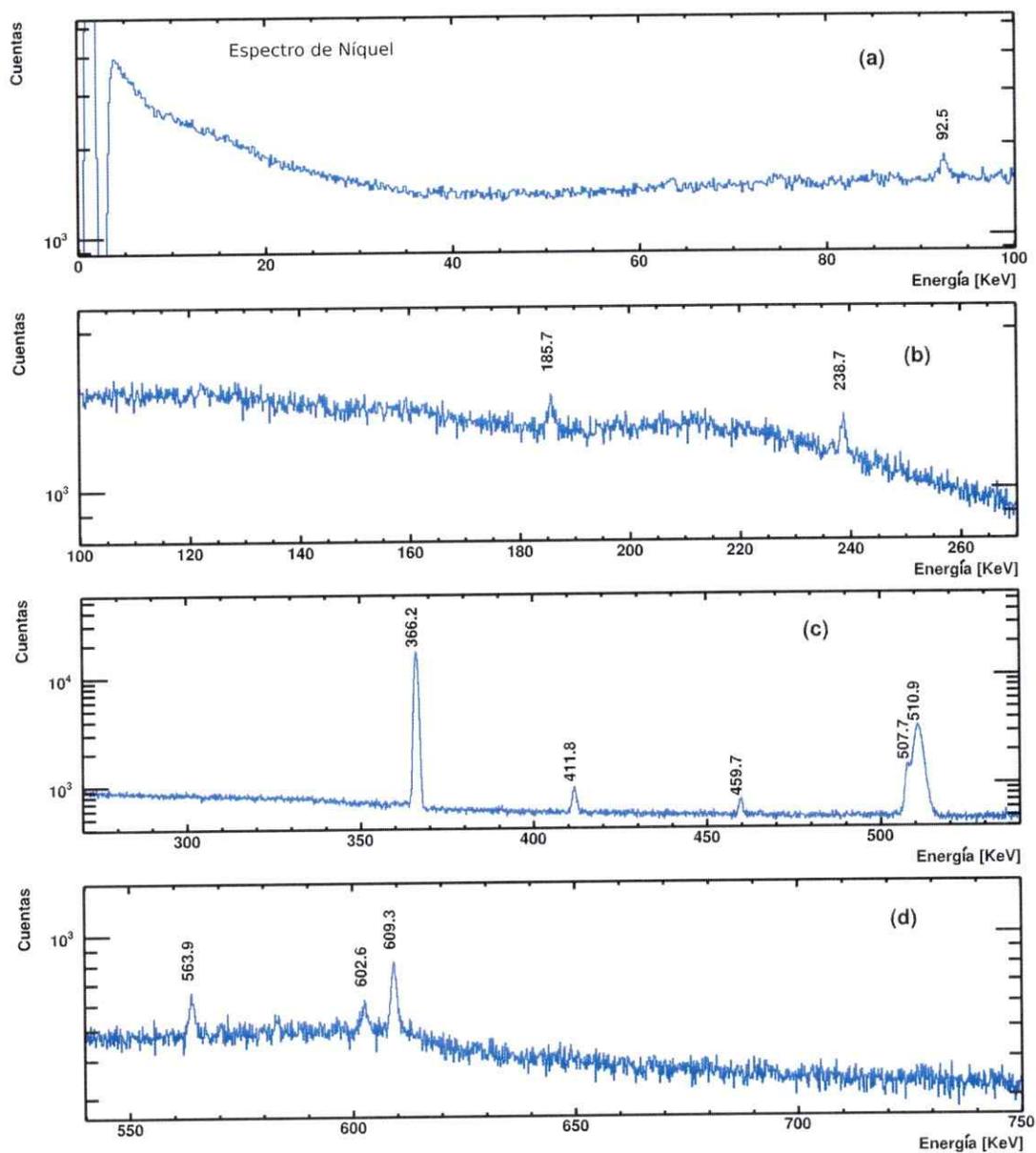


Figura 39: Espectro obtenido en la Serie I de la muestra de níquel NI01. Se muestran las regiones de energía entre 0 y 750 keV.

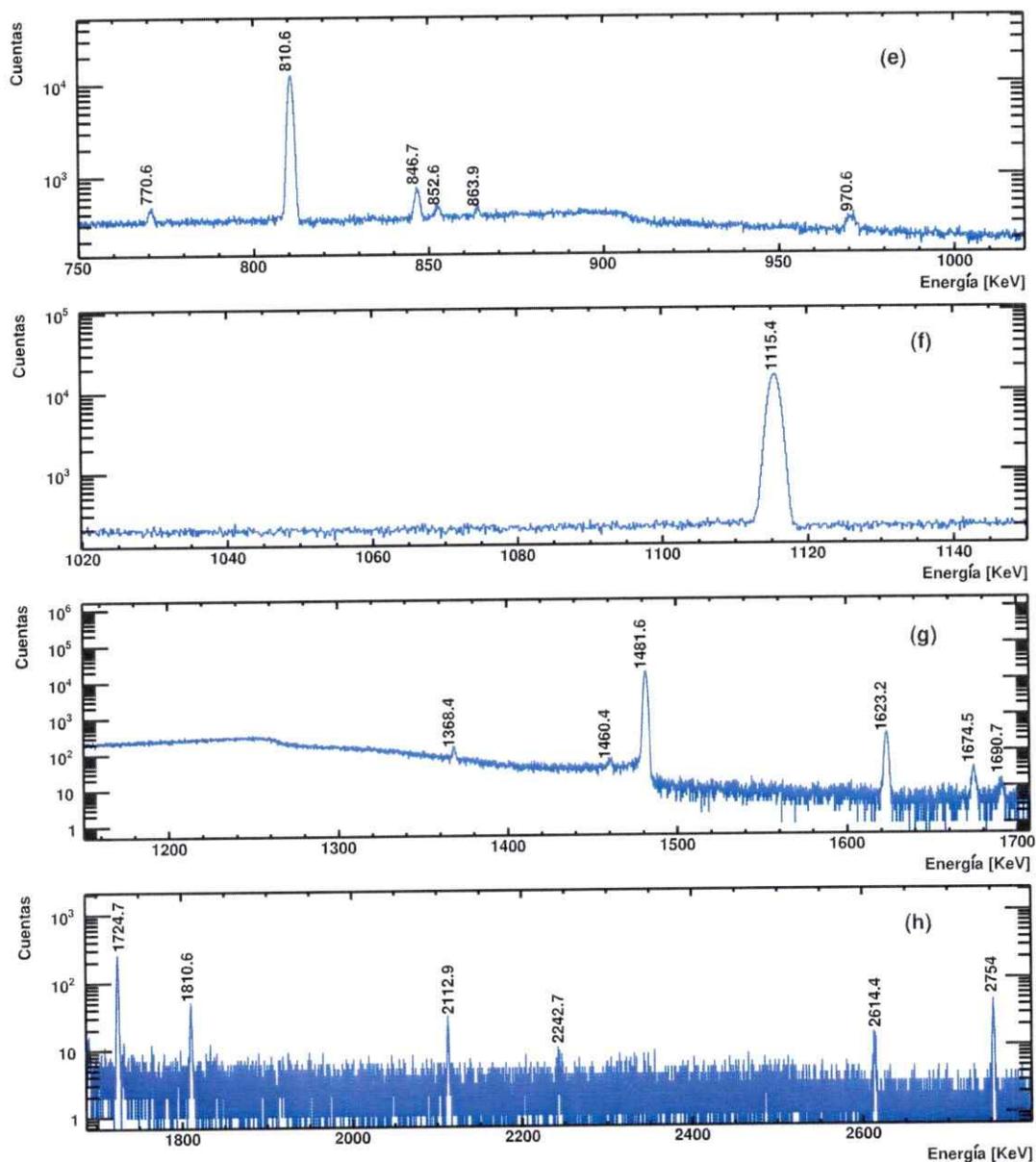


Figura 40: Espectro obtenido en la Serie I de la muestra de níquel NI01. Se muestran las regiones de energía entre 750 y 2800 keV.

desintegraciones se realiza usando los γ 's restantes, resultando $\Gamma = 7.79(34) \times 10^8$.

Desintegraciones de otros elementos que cumplen los criterios anteriores, pudiendo estar presentes en la muestra de forma de trazas o en el fondo del laboratorio son:

□ ^{234}Th : Se pueden observar el segundo y el tercer pico más intenso de (92.4 y 94.8 keV) de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 24.1$ d.

♠ ^{226}Ra : Sólo se puede observar el 186.1 keV, el más intenso de la desintegración α de $T_{1/2} = 1600$ a.

♡ ^{214}Pb : Se observa el γ más intenso (238.6 keV) de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 10.6$ h.

△ ^{214}Bi : Se observa el γ más intenso (609.3 keV) de la desintegración β^- de 19.9 m.

■ ^{212}Pb : Se observa el γ más intenso (609.3 keV) de la desintegración β^- de 19.9 m.

◆ ^{208}Tl : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 3.0$ m se observa el γ más intenso de 2614.5 keV.

○ ^{235}U : Sólo se observa el más intenso de 185.7 keV de la desintegración α de $T_{1/2} = 703.8 \times 10^6$ a.

⊙ ^{40}K : Se observa el único γ de 1460 keV de la captura electrónica de $T_{1/2} = 1.2 \times 10^9$ a.

⊗ ^{24}Na : Se observan los dos γ 's más intensos de 1368 y 2754 keV de la desintegración β^- de 14.99 h. El 1368 keV presenta dos isótopos que pueden interferir

en el cálculo de la intensidad, por lo que se usa solamente el de 2754 keV para el cálculo del número de desintegraciones a pesar que puede presentar una interferencia debido a una suma γ . Se encuentra que $\Gamma = 1.10(18) \times 10^6$.

⊙ ⁵⁶Mn: Se observan los tres γ 's más intensos de 846.7, 1810.6 y 2112.9 keV de la desintegración β^- de 2.6 h. Los tres γ 's son los únicos isótopos emisores de los picos, por lo cual con todos ellos se calcula $\Gamma = 2.30(17) \times 10^6$.

▼ ¹⁹⁸Au: De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 2.7$ d sólo observa el γ de 411.8 keV, usando este γ se calcula $\Gamma = 1.070(85) \times 10^6$.

Otras desintegraciones compatibles con el conjunto de picos medido, pero que no es posible afirmar o negar su presencia son:

◁ ⁶⁵Zn: Posiblemente se observan dos de sus tres γ (1115.5 y 770.6 keV) emitidos en la captura electrónica de $T_{1/2} = 243.9$ d. Ambos picos se encuentran solapados con dos del ⁶⁵Ni, la única forma de estimar su actividad es por medio del 1115.5 keV, primero se calcula la contribución del ⁶⁵Ni a este pico (179497(20048) cts), luego se asume que el resto del área corresponde al ⁶⁵Zn con lo que se obtiene $\Gamma = 1.0(28) \times 10^7$.

◇ ⁷¹Zn: Sólo se observaría el pico de 511.6 keV de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 2.5$ m. Esto hace imposible calcular su actividad dado que no se puede calcular el aporte al pico de 511.6 keV dado el aporte del fondo.

♣ ⁷⁷As: De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 38.8$ h posiblemente se observa el 239.0 keV. No se puede calcular su actividad dado que ese pico recibe el aporte del ²¹²Pb. Su presencia sólo se puede apoyar en el aumento en la tasa de conteo de este

pico respecto a la medición del fondo (aumento de 27.2(11) cph a 30.7(36) cph) sin embargo esta variación podría ser variación estadística del fondo.

- ▲ ^{122}Sb : Posiblemente se observa el 564.2 keV, el más intenso de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 2.7$ d. Usando este pico se calcula $\Gamma = 8.12(94) \times 10^5$.
- ◀ ^{124}Sb : Probablemente se observan los fotopicos de 602.7 y 1691.0 keV correspondientes a la desintegración β^- de $T_{1/2} = 60.2$ d. Presentaría interferencias con los γ 's del ^{124}I dado que ambos se desintegran en ^{124}Te .
- ▶ ^{124}I : Probablemente se observan los fotopicos de 602.7 y 1691.0 keV correspondientes a la desintegración β^- de $T_{1/2} = 4.2$ d. Presentaría interferencias con los γ 's del ^{124}Sb dado que ambos se desintegran en ^{124}Te .
- ⊗ ^{129}Te : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 69.6$ m se observaría sólo el segundo más intenso de 459.6 keV. Con este γ se calcula $\Gamma = 7.16(86) \times 10^6$, a pesar que presentaría una interferencia debido a una suma γ .
- ^{178}Lu : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 28.4$ m se observaría el más intenso de 93.2 keV, pero γ presenta la interferencia del ^{234}Th (fondo γ). La tasa de conteo de 36.0(41) cph en comparación a 41.1(16) cph observadas en la medida del fondo, pudiendo ser fluctuación estadística del fondo.

De acuerdo con lo anterior, en la tabla 4.18 se presenta la identificación de los picos γ del espectro de la muestra NI01.

Actividad en Saturación

Para la muestra de níquel NI01, considerando los parámetros de la muestra (ver Tabla 3.1), se calcula el número de átomos de níquel ^{58}Ni ($N_{\text{atomos}} = 2.130(14) \times$

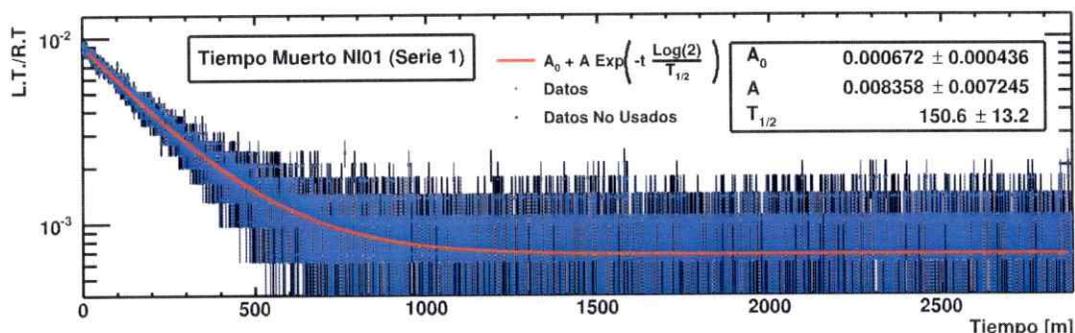


Figura 41: Curva de tiempo muerto para la serie 1 de la muestra de níquel NI01.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi	R mCi
^{58}Co , EC	70.86 d	1.0026(10)	$1.10(10) \times 10^{-5}$	$1.11(10) \times 10^{-5}$	0.163(15)
^{65}Ni β^-	2.52 h	1.0098(10)	0.001627(70)	0.0240(10)	0.535(23)

Tabla 4.16: Actividad de los isótopos de níquel observados en la muestra NI01.

1020), y de ^{64}Ni ($N_{\text{atomos}} = 3.121(21) \times 10^{20}$), presentes en la muestra a partir de la ecuación (2.27). Usando el número de átomos y el tiempo de irradiación, se calculan las actividades en saturación de la tabla 4.16 a partir de las ecuaciones (2.9) y (2.15). De la misma forma, en la tabla 4.17, se calculan las actividades de los contaminantes observados.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi
^{24}Na β^-	15 h	1.0041(10)	$4.30(72) \times 10^{-7}$	$6.8(11) \times 10^{-7}$
^{56}Mn β^-	2.64 h	1.0097(10)	$4.68(34) \times 10^{-6}$	$6.47(47) \times 10^{-5}$
^{198}Au β^-	2.69 d	1.0029(10)	$1.563(68) \times 10^{-4}$	$1.736(75) \times 10^{-4}$
^{122}Sb β^-	2.72 d	1.0029(10)	$1.62(19) \times 10^{-7}$	$1.80(21) \times 10^{-7}$
^{129}Te β^-	69.6 m	1.0130(10)	$3.25(40) \times 10^{-5}$	0.0112(14)

Tabla 4.17: Actividades de los contaminantes de la muestra de NI01.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
92.504(69)	1.01(14)	1723(197)	0.00610(24)	$^{231}\text{Th}, \beta^-$ $^{231}\text{Th}, \beta^-$ $^{178}\text{Lu}, \beta^-$ $^{178}\text{Lu}, \beta^-$	24.10 d 24.10 d 28.4 m 23.1 m	92.380(10) 92.800(20) 93.1790(40) 93.150(50)	0.0213(20) 0.0210(20) 0.060(34) 0.1722(36)	
185.714(88)	1.32(20)	1536(202)	0.00638(32)	$^{92.504(69) + 92.504(69)}$ $^{226}\text{Ra}, \alpha$ $^{235}\text{U}, \alpha$	1600 a $703.8E+6$ a	185.01(14) 186.211(13) 185.7150(50)	0.03640(40) 0.5720(76)	
235.703(76)	1.12(14)	1471(171)	0.00544(30)	$^{212}\text{Pb}, \beta^-$ $^{77}\text{As}, \beta^-$	10.64 h 38.79 h	238.6320(20) 239.0110(60)	0.4360(53) 0.0159(24)	
366.227(53)	1.2603(30)	145384(404)	0.00380(25)	$^{69}\text{Ni}, \beta^-$	2.51719 h	366.270(30)	0.04805(59)	142218(11313)
411.755(58)	1.343(57)	3496(137)	0.00342(24)	$^{135}\text{Au}, \beta^-$	2.6947 d	411.80205(17)	0.95620(60)	3496(367)
459.680(63)	1.153(78)	1705(114)	0.00309(22)	$^{92.504(69) + 366.227(53)}$ $^{129}\text{Te}, \beta^-$	69.6 m	458.73(12) 459.600(50)	0.0770(55)	1705(207)
507.672(56)	1.434(37)	7689(222)	0.00283(21)	$^{65}\text{Ni}, \beta^-$	2.51719 h	507.90(10)	0.002925(48)	6452(570)
510.876(54)	3.173(23)	59407(368)	0.00282(21)	$e^- + e^+$ $^{71}\text{Zn}, \beta^-$ $^{208}\text{Tl}, \beta^-$	2.45 m 3.053 M	511.006 511.60(10) 510.77(10)	0.32(0) 0.2260(20)	
563.864(74)	1.43(13)	1481(127)	0.00258(20)	$^{121}\text{Sb}, \beta^-$	2.7238 d	564.240(40)	0.7067(18)	1481(208)
602.61(10)	1.61(25)	1056(162)	0.00244(20)	$^{92.504(69) + 510.876(54)}$ $^{124}\text{Sb}, \beta^-$ $^{124}\text{I}, \text{EC}$	60.20 d 4.1760 d	603.38(12) 602.7260(23) 602.730(80)	0.9779(31) 0.6290(71)	
609.281(60)	1.367(71)	2885(154)	0.00242(20)	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$ $^{69}\text{Ni}, \beta^-$	19.9 m 2.51719 h	609.3200(50) 609.50(10)	0.4549(16) 0.001545(41)	2907(279)
770.647(73)	1.39(11)	1250(102)	0.00199(18)	$^{65}\text{Ni}, \beta^-$	2.51719 h	770.60(20)	0.001036(71)	1602(194)
810.638(54)	1.5421(37)	132004(378)	0.00191(18)	$^{60}\text{Co}, \text{EC}$	70.86 d	810.7593(20)	0.99450(10)	132004(17245)
846.687(58)	1.568(51)	4136(149)	0.00184(17)	$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	846.7638(19)	0.98850(30)	4177(498)
852.560(87)	1.57(20)	1141(170)	0.00183(17)	$^{65}\text{Ni}, \beta^-$	2.51719 h	852.70(20)	0.00097(12)	1379(221)
863.923(87)	1.21(16)	746(98)	0.00181(17)	$^{92.504(69) + 770.647(73)}$ $^{60}\text{Co}, \text{EC}$	70.86 d	863.15(14) 863.9510(60)	0.006862(99)	865(115)
970.561(93)	2.70(16)	1914(123)	0.00165(17)	$^{459.680(63) + 510.876(54)}$		970.56(12)		
1115.400(56)	1.7213(33)	184506(439)	0.00147(16)	$^{69}\text{Ni}, \beta^-$ $^{69}\text{Zn}, \text{EC}$	2.51719 h 243.93 d	1115.530(40) 1115.5390(20)	0.1543(13) 0.5004(10)	177027(20415) 7479(20889)
1368.380(78)	1.83(12)	953(58)	0.00124(14)	$^{24}\text{Na}, \beta^-$ $^{124}\text{Sb}, \beta^-$	14.997 h 60.20 d	1368.6260(50) 1368.1570(50)	0.99936(15) 0.02624(14)	1360(277)
1460.43(18)	2.49(34)	371(52)	0.00116(14)	$^{92.504(69) + 1368.380(78)}$ $^{40}\text{K}, \text{EC}$	1.248E+9 a	1460.88(15) 1460.8220(60)	0.1066(18)	
1481.640(61)	1.9171(31)	224677(476)	0.00115(14)	$^{366.227(53) + 1115.400(56)}$ $^{510.876(54) + 970.561(93)}$ $^{69}\text{Ni}, \beta^-$	2.51719 h	1481.63(11) 1481.44(15) 1481.840(50)	0.2359(14)	210939(27174)
1623.200(66)	2.007(25)	4299(67)	0.00105(13)	$^{507.672(56) + 1115.400(56)}$ $^{770.647(73) + 852.560(87)}$ $^{69}\text{Ni}, \beta^-$	2.51719 h	1623.07(11) 1623.21(16) 1623.420(60)	0.00498(14)	4063(555)
1674.470(88)	2.38(14)	444(25)	0.00101(13)	$^{810.638(54) + 863.923(87)}$ $^{60}\text{Co}, \text{EC}$	70.86 d	1674.56(14) 1674.7250(70)	0.005171(99)	365(58)
1690.73(15)	2.35(30)	149(18)	0.00100(13)	$^{121}\text{Sb}, \beta^-$ $^{124}\text{I}, \text{EC}$	60.20 d 4.1760 d	1690.9710(40) 1690.960(80)	0.4757(18) 0.1115(17)	
1724.730(69)	1.997(30)	3243(58)	0.00098(13)	$^{609.281(60) + 1115.400(56)}$ $^{69}\text{Ni}, \beta^-$	2.51719 h	1724.68(12) 1724.920(60)	0.00399(12)	3050(428)
1810.620(82)	2.068(86)	595(27)	0.00093(12)	$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	1810.7260(40)	0.2689(40)	574(87)
2112.94(11)	2.03(14)	243(19)	0.00076(11)	$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2113.0920(60)	0.1423(30)	249(40)
2242.74(36)	3.84(84)	74(15)	0.00070(10)					
2614.41(16)	2.40(22)	168(16)	0.000540(85)	$^{208}\text{Tl}, \beta^-$	3.053 m	2614.511(10)	0.997540(40)	
2753.98(14)	2.255(95)	537(25)	0.000488(78)	$^{510.876(54) + 2242.74(36)}$ $^{24}\text{Na}, \beta^-$	14.997 h	2753.62(41) 2754.007(11)	0.998550(50)	537(124)

Tabla 4.18: Lista de picos de la muestra de níquel NI01, medida el 25 de enero de 2014.

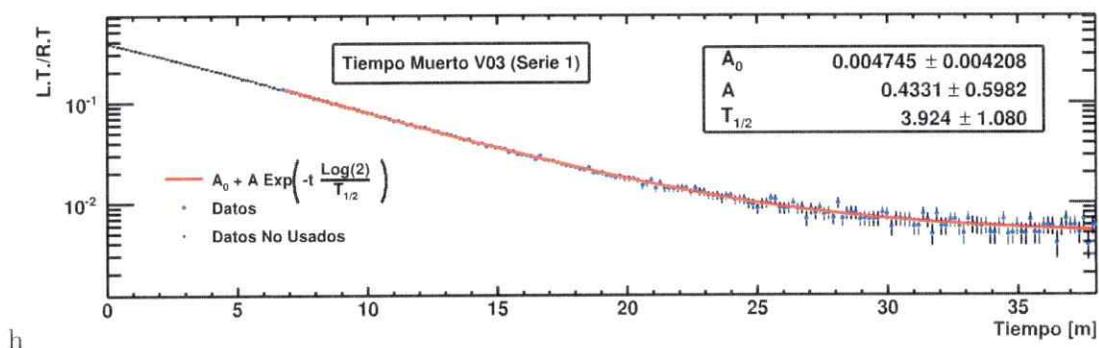


Figura 42: Curva de tiempo muerto para la corrida 1 de la muestra de vanadio V03. Se eliminarán los primeros 40 archivos que presentan entre 14 a 38 % de tiempo muerto.

4.2.4. Vanadio

Activación Neutrónica y Espectroscopia γ

Se seleccionó la muestra de vanadio V03 (ver Tabla 3.1), y fue irradiada el día 17 de enero de 2014, durante 600 s.

Luego de 2569 s de espera, la muestra de vanadio V03 fue medida por espectroscopia γ durante 2280 s (tiempo vivo: 2129 s, tiempo muerto total: 6,64 %, 223 espectros). La curva de tiempo muerto se muestra en la Figura 42.

El espectro obtenido en la medición presentó una distorsión en los picos debido a saturación γ , esto se corrigió eliminando los 40 espectros que corresponden a los primeros 400 s de medición, por tanto el tiempo de medida del espectro procesado es de 1879,79 s (tiempo vivo: 1825,78 s, tiempo muerto total: 2,8 %, 184 espectros). El espectro resultante se presenta dividido por regiones de energía en las figuras 43 y 44.

Para la identificación de los picos γ de la medida de la muestra de vanadio V03 con tapa cerrada se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando las

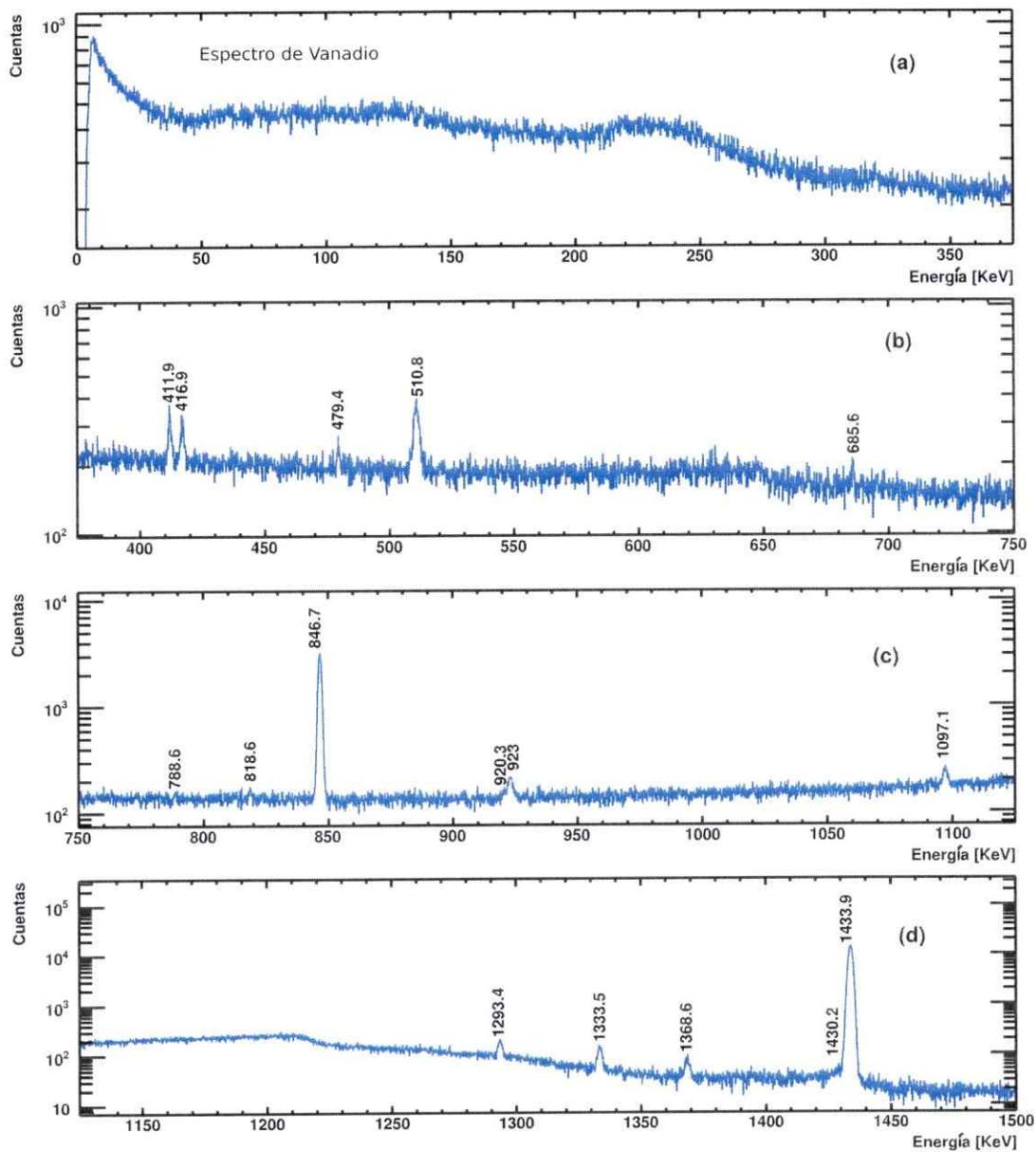


Figura 43: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de vanadio V03. No se incluirán en la estadística los primeros 40 espectros (correspondientes a los primeros 400 s) para corregir las distorsiones en los picos debido a saturación γ . Se muestran las regiones de energía entre 0 y 1500 keV.

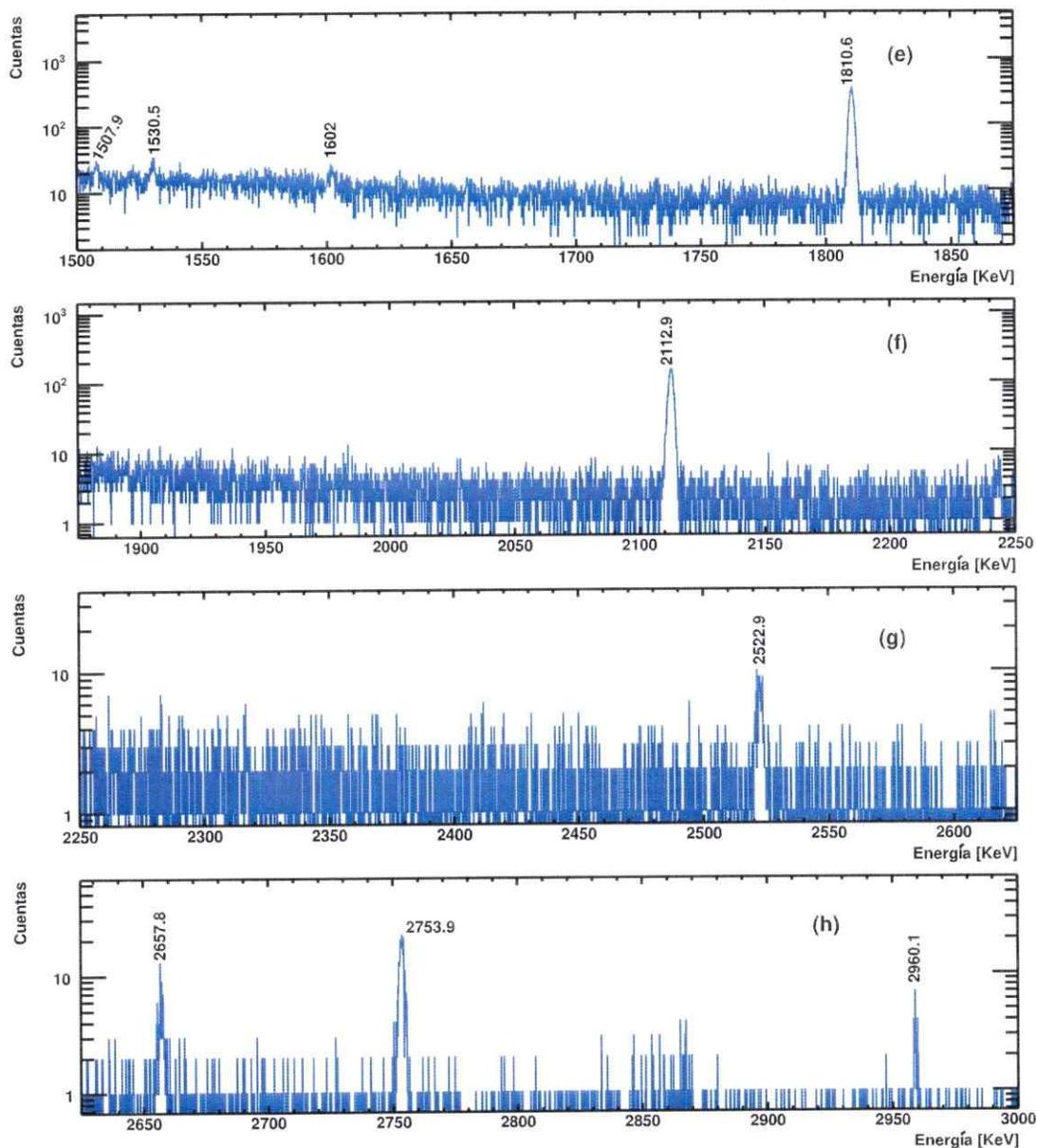


Figura 44: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de vanadio V03. No se incluyeron los primeros 40 espectros (correspondientes a los primeros 400 s) para corregir la saturación γ . Se muestran las regiones de energía entre 1500 y 3000 keV.

desintegraciones de isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales, observados en la medida de fondo con la tapa cerrada (ver Sección 4.1.2), además de todos los hijos de las reacciones (n, γ) , (n, p) , y (n, n') .

La desintegración del isótopo de vanadio que cumple los criterios anteriores es:

□ ^{52}V : De la desintegración β^- de 3,7 m se observan los tres picos más intensos.

Con ellos se calculó $\Gamma = 1.592(126) \times 10^8$.

Desintegraciones de otros elementos que también cumplen los criterios anteriores pudiendo estar presente en la muestra a nivel traza o en el fondo del laboratorio son:

⊗ ^{24}Na : Se observan las líneas γ más intensas de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 14.997$ h. Se calcula $\Gamma = 4.92(87) \times 10^5$.

⊙ ^{56}Mn : Se observan las seis líneas γ más intensas de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 2.6$ h. Se calcula $\Gamma = 1.83(11) \times 10^7$.

♠ ^{116}In : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 54.29$ m se observan las seis líneas γ 's más intensas. Se calcula $\Gamma = 1.176(76) \times 10^6$.

◁ ^{187}W : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 24.0$ h, se observan las dos líneas γ más intensas. Se calcula $\Gamma = 4.43(63) \times 10^5$.

▷ ^{198}Au : Se observa la línea γ más intensa de 411.8 keV de la desintegración β^- de $T_{1/2} = 2.69$ d. Se calcula $\Gamma = 3.71(37) \times 10^5$.

Otras desintegraciones compatibles con el conjunto de picos medido pero que no es posible afirmar o negar su presencia son

^{138}La : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 1.0 \times 10^{11}$ a, se observaría la única línea γ de 788.74 keV.

De acuerdo con lo anterior, en la Tabla 4.19 se presenta la identificación de los picos γ del espectro de la muestra V03.

E_γ keV	Ajuste			ε_γ	Proceso	ENSDF			Cts. Calculadas
	FWHM keV	Cts.				$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	
411.920(80)	1.42(12)	1213(88)	0.00342(24)	$^{168}\text{Au}, \beta^-$	2.6947 d	411.80205(17)	0.95620(60)	1213(147)	
416.921(84)	1.55(13)	1148(88)	0.00338(23)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	416.900(20)	0.2722(36)	1082(103)	
479.40(10)	0.98(16)	354(60)	0.00298(22)	$^{187}\text{W}, \beta^-$	24.000 h	479.530(10)	0.2659(41)	351(56)	
510.847(80)	2.70(11)	3277(119)	0.00282(21)	$e^- + e^+$ $^{187}\text{W}, \beta^-$	24.000 h	511.006 511.760(10)	0.00807(18)	10(46)	
685.64(13)	1.09(27)	317(64)	0.00219(19)	$^{187}\text{W}, \beta^-$	24.000 h	685.810(10)	0.3320(51)	322(54)	
788.62(15)	0.91(30)	150(50)	0.00195(18)	$^{138}\text{La}, \beta^-$	1.02×10^{11} a	788.7420(80)	0.3440(50)		
818.61(14)	1.18(23)	249(53)	0.00189(18)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	818.680(20)	0.1213(14)	270(31)	
846.662(75)	1.5867(82)	33422(195)	0.00184(17)	$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	846.7638(19)	0.98850(30)	33207(3753)	
920.34(21)	1.08(39)	145(57)	0.00172(17)						
922.99(11)	2.50(23)	1307(105)	0.00173(17)	411.920(80) + 510.847(80)		922.77(16.00)			
1097.12(11)	2.06(19)	1063(89)	0.00149(16)	411.920(80) + 685.64(13)		1097.56(21.00)			
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1097.280(20)	0.5851(81)	1027(128)	
1293.42(11)	1.758(94)	1210(66)	0.00130(15)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1293.560(20)	0.848(12)	1296(170)	
1333.46(11)	1.948(90)	1244(56)	0.00126(15)	$^{52}\text{V}, \beta^-$	3.743 m	1333.620(30)	0.00588(12)	1184(167)	
1368.58(12)	2.00(16)	624(44)	0.00124(14)	$^{24}\text{Na}, \beta^-$	14.997 h	1368.6260(50)	0.999936(15)	608(128)	
1430.19(12)	7.66(92)	1291(131)	0.00119(14)	510.847(80) + 920.34(21)		1431.18(29.00)			
1433.93(11)	1.9414(35)	189401(439)	0.00118(14)	510.847(80) + 922.99(11)		1433.84(19.00)			
				$^{52}\text{V}, \beta^-$	3.743 m	1434.060(10)	1.000(14)	188457(27136)	
1507.88(18)	1.58(42)	129(27)	0.00113(14)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1507.590(20)	0.0992(13)	132(18)	
1530.47(18)	1.91(29)	185(27)	0.00111(14)	$^{52}\text{V}, \beta^-$	3.743 m	1530.670(10)	0.001160(23)	205(30)	
1602.01(24)	2.90(59)	182(31)	0.00106(13)						
1810.57(16)	2.101(26)	4707(71)	0.00093(12)	$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	1810.7260(40)	0.2689(40)	4562(673)	
2112.87(22)	2.253(41)	2244(49)	0.00076(11)	510.847(80) + 1602.01(24)		2112.86(32.00)			
				818.61(14) + 1293.42(11)		2112.03(25.00)			
				$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2113.0920(60)	0.1423(30)	1983(311)	
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	2112.290(20)	0.1509(22)	135(21)	
2522.85(36)	2.64(38)	101(13)	0.000576(89)	920.34(21) + 1602.01(24)		2522.35(45.00)			
				$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2523.060(50)	0.01018(20)	107(18)	
2657.75(39)	1.81(38)	51(10)	0.000524(83)	846.662(75) + 1810.57(16)		2657.23(24.00)			
				$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2657.560(10)	0.006455(69)	62(11)	
2753.94(39)	1.88(14)	240(17)	0.000488(78)	$^{24}\text{Na}, \beta^-$	14.997 h	2754.007(11)	0.998550(50)	240(57)	
2960.09(57)	1.67(64)	18.2(91)	0.000419(70)	846.662(75) + 2112.87(22)		2959.53(29.00)			
				1430.19(12) + 1530.47(18)		2960.66(30.00)			
				$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2959.920(10)	0.003064(49)	23.5(42)	

Tabla 4.19: Lista de picos de la muestra de vanadio V03, medida el 17 de enero de 2014.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi	R mCi
$^{52}\text{V}, \beta^-$	3.7 m	1.2266(12)	0.0163(13)	156(13)	185(15)

Tabla 4.20: Actividad de los isótopos de vanadio observados en la muestra V03.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi
$^{24}\text{Na} \beta^-$	15 h	1.0804(11)	$7.7(14) \times 10^{-6}$	$8.0(14) \times 10^{-6}$
$^{56}\text{Mn} \beta^-$	2.64 h	1.0831(11)	$3.05(19) \times 10^{-4}$	$3.80(24) \times 10^{-5}$
$^{198}\text{Au} \beta^-$	2.69 d	1.0799(11)	$5.78(58) \times 10^{-6}$	$5.83(58) \times 10^{-4}$
$^{187}\text{W} \beta^-$	24.0 h	1.0802(11)	$6.93(98) \times 10^{-6}$	$7.1(10) \times 10^{-6}$
$^{116}\text{In} \beta^-$	54.29 m	1.0893(11)	$2.23(14) \times 10^{-5}$	$4.20(27) \times 10^{-5}$

Tabla 4.21: Actividades de los contaminantes de la muestra de V03.

Actividad en Saturación

Para la muestra de vanadio V03, considerando los parámetros de la muestra (ver Tabla 3.1), se calcula el número de átomos de vanadio presentes en la muestra a partir de la ecuación (2.27), alcanzando un valor de $N_{\text{atomos}} = 2.483(24) \times 10^{20}$. Usando el número de átomos y el tiempo de irradiación, se calculan las actividades en saturación de la tabla 4.20 a partir de las ecuaciones (2.9) y (2.15). De la misma forma, en la tabla 4.21, se calculan las actividades de los contaminantes observados.

4.2.5. Cadmio

Activación Neutrónica y Espectroscopia γ

Se seleccionó la muestra de cadmio CD01 (ver Tabla 3.1), y fue irradiada el 22 de enero de 2014 durante 9 m.

Luego de 3895 s de espera, se midió la Serie I de la muestra de CD01 por 6257 s (tiempo vivo: 5120, 56 s, tiempo muerto total: 18, 17 %, y 610 espectros). La curva de tiempo muerto de Serie I se muestra en la figura 47.

El espectro obtenido de la medición de la Serie I se muestra dividido por regiones de energía en las figuras 45 y 46.

Para la identificación de los picos γ de la medida del cadmio CD01 se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando las desintegraciones de isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales, observados en la medida de fondo con la tapa cerrada (ver Sección 4.1.2), además de todos los hijos de las reacciones (n, γ) , (n, p) , y (n, n) . Las desintegraciones de isótopos de cadmio que cumplen los criterios anteriores son:

★ ^{111}Cd : De la transición interna de 48,5 m se observan las dos únicas líneas γ 's de 245,4 y 150,8 keV. Ambos picos presentan interferencias (de baja intensidad tabulada), no obstante, usando ambos picos se calcula $\Gamma = 1,0378(616) \times 10^9$.

▷ ^{115}Cd : De la desintegración β^- de 53,5 h se observan las siete líneas γ 's más intensas, pero presentan interferencias de otras desintegraciones posibles. Se calcularon las contribuciones de las interferencias de cada pico y luego se calculó

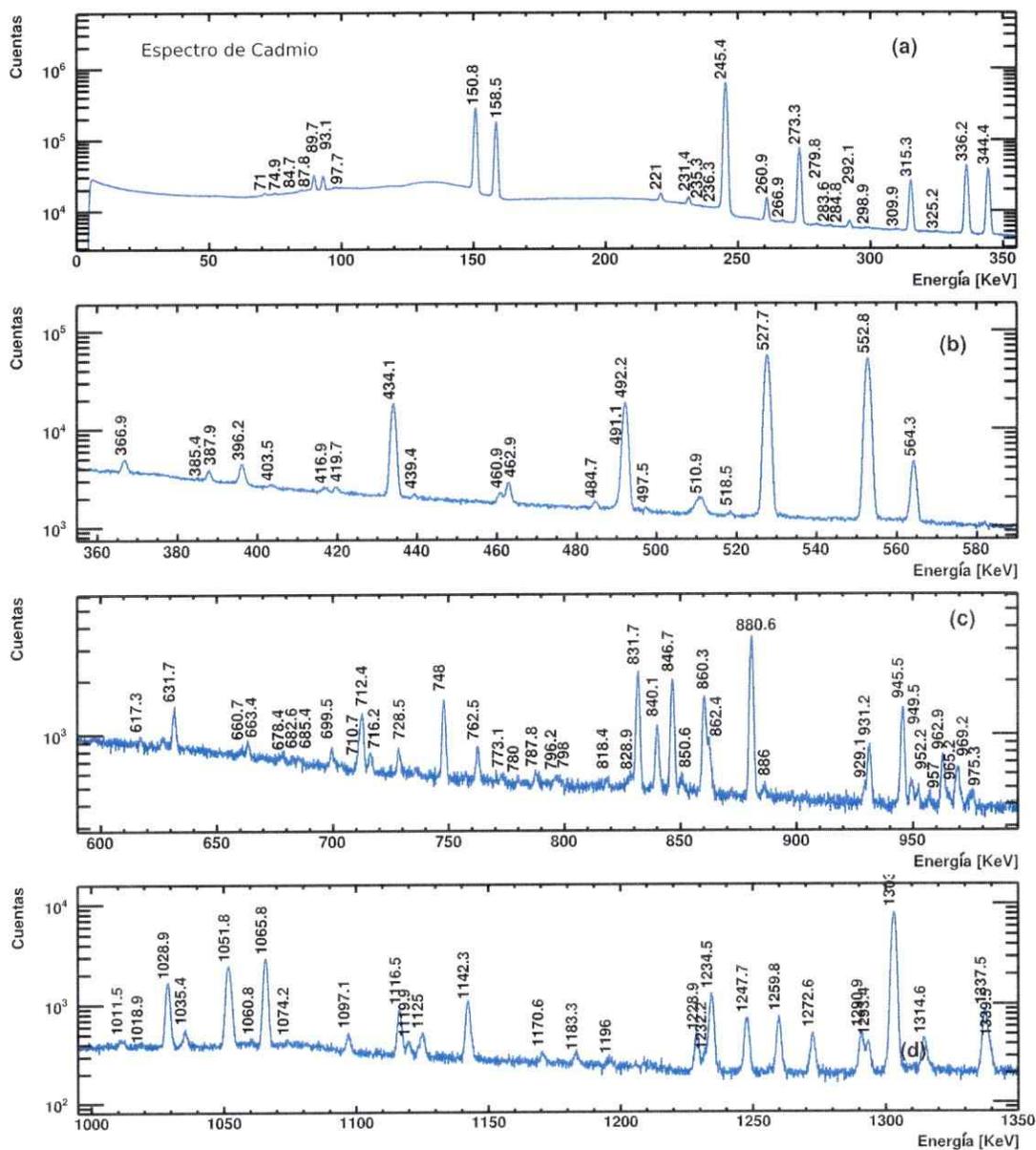


Figura 45: Espectro obtenido en la Serie I de la muestra de cadmio CD01. Se muestra el rango de energía entre 0 y 1350 keV.

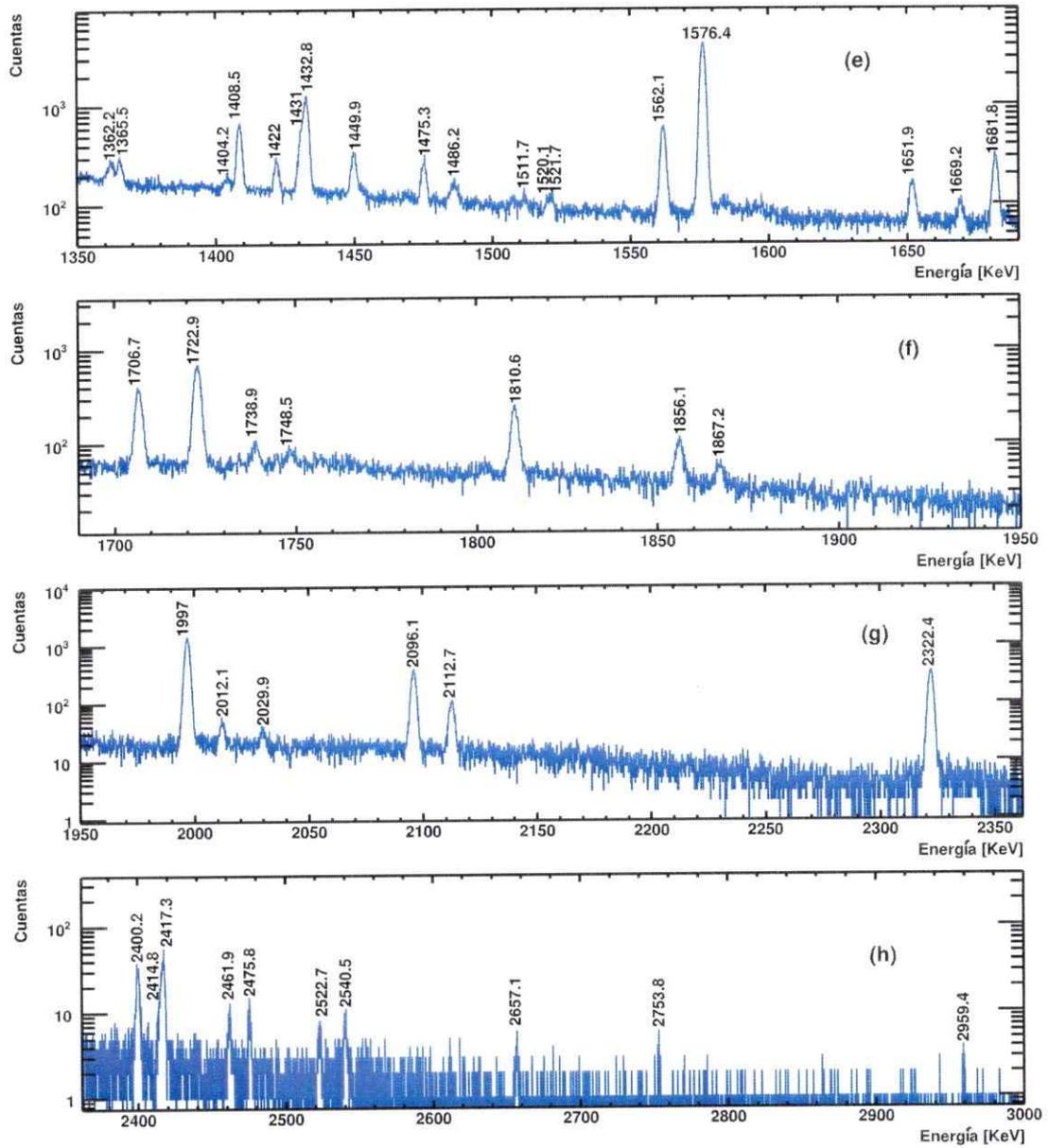


Figura 46: Espectro obtenido en la Serie I de la muestra de cadmio CD01. Se muestra el rango de energía entre 1350 y 3000 keV.

$$\Gamma = 6,662(272) \times 10^9.$$

\triangleleft ^{117}Cd : De la desintegración β^- de 2,5 h se observan las primeras 44 líneas γ 's más intensas. De la desintegración β^- de 3,4 h se observan las primeras 35 líneas γ 's más intensas. Para calcular el número de desintegraciones (Γ), de cada rama se seleccionaron sólo las líneas γ 's que posean sólo una fuente emisora o que coincidan sólo con posibles picos suma. Para la desintegración β^- de 2,5 h se calcula $\Gamma = 4,389(109) \times 10^8$. Para la desintegración β^- de 3,4 h se calcula $\Gamma = 8,923(280) \times 10^7$.

Desintegraciones de otros elementos que cumplen los criterios anteriores, pudiendo estar presentes en la muestra de forma de trazas o en el fondo del laboratorio son:

\otimes ^{24}Na : De la desintegración β^- de 15 h se observa el pico de 2754,007 keV, el de 1368,6 keV se encuentra bajo el pico de 1365,47(10) keV de la desintegración β^- de 3,36 h del ^{117}Cd . Usando el pico de 2754,007 keV se calcula $\Gamma = 3.4(16) \times 10^4$.

\odot ^{56}Mn : De la desintegración β^- de 2,6 h se observan las seis líneas γ 's más intensas, se calcula $\Gamma = 9,91(116) \times 10^6$.

\square ^{116}In : De la desintegración β^- de 54,3 m se observan las cinco líneas γ más intensas. Se calcula $\Gamma = 2,229(189) \times 10^6$.

\spadesuit ^{117}In : De la desintegración β^- de 43,2 m se observan las tres líneas γ más intensas, se calcula $\Gamma = 0,189(2824) \times 10^9$. De la desintegración β^- y de la transición interna, ambas del nivel de $T_{1/2} = 116,2$ m se observa la única y las dos únicas líneas γ respectivamente, con ellas se calcula $\Gamma = 2,246(172) \times 10^8$.

Otras desintegraciones compatibles con el conjunto de picos medido corresponden

a:

Δ ^{71}Zn : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 3.96$ h sólo se observaría la línea γ más intensa de 386.3 keV, sin embargo no se observa el 487.3 keV que posee una intensidad similar. Con la línea γ visible se calcula $\Gamma = 3,17(118) \times 10^5$.

\heartsuit ^{95}Nb : De la transición interna de $T_{1/2} = 3.6$ keV se observaría su única línea γ de 235.7 keV. Se calcula $\Gamma = 1,069(451) \times 10^6$.

\blacksquare ^{126}I : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 12.9$ d se observan las tres únicas líneas γ 's. A través de reacciones (n, \cdot) , $\Gamma = 1,57(104) \times 10^6$.

\blacklozenge ^{131}Te : De la desintegración β^- de $T_{1/2} = 33.3$ h se observaría sólo la línea γ más intensa de 773.1 keV. Se calcula $\Gamma = 1,062(402) \times 10^6$.

\circ ^{178}Lu : De la desintegración β^- de 28.4 m se puede observar una única línea γ de 93.2 keV. De la desintegración β^- de 23.1 m se observaría sólo la segunda línea γ de 325.6 keV. Con las líneas observadas se calcula $\Gamma = 2,35(132) \times 10^8$.

De acuerdo con lo anterior, en las Tablas 4.24 a 4.35 se presenta la identificación de los picos γ del espectro de la muestra CD01.

Actividad en Saturación

Para la muestra de cadmio CD01, considerando los parámetros de la muestra (ver Tabla 3.1), se calcula el número de átomos de ^{111}Cd ($N_{\text{atomos}} = 4.151(15) \times 10^{19}$), de ^{114}Cd ($N_{\text{atomos}} = 9.318(32) \times 10^{19}$), y de ^{116}Cd ($N_{\text{atomos}} = 2.4292(90) \times 10^{19}$), presentes en la muestra a partir de la ecuación (2.27). Usando el número de átomos y el tiempo de irradiación, se calculan las actividades en saturación de la tabla 4.22 a

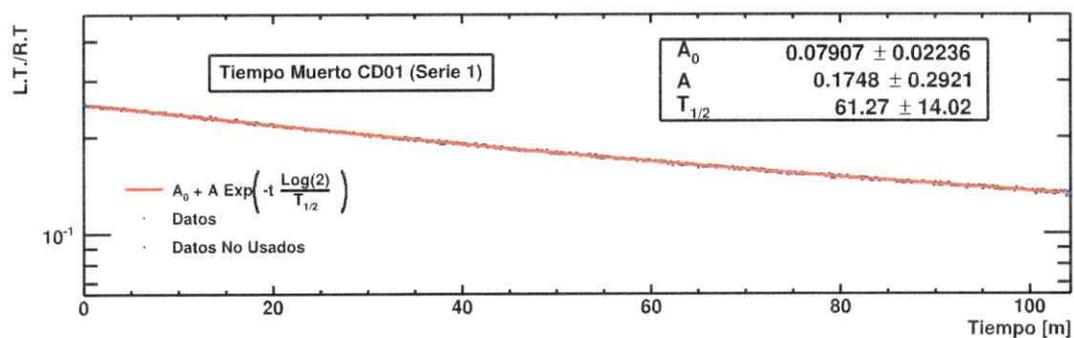


Figura 47: Curva de tiempo muerto para la corrida 1 de la muestra de cadmio CD01.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi	R mCi
^{111}Cd , IT	48.54 m	2.0679(21)	0.0178(11)	0.0450(27)	0.373(22)
^{115}Cd , β^-	53.46 h	1.9373(19)	0.00564(23)	0.00572(23)	2.94(12)
^{117}Cd , β^-	2.49 h	1.9772(20)	0.00473(15)	0.00639(21)	0.1562(56)
^{117}Cd , β^-	3.36 h	1.9662(20)	$9.02(33) \times 10^{-4}$	$1.127(42) \times 10^{-3}$	0.0370(15)

Tabla 4.22: Actividad de los isótopos de cadmio observados en la muestra CD01.

patir de las ecuaciones (2.9) y (2.15). De la misma forma, en la tabla 4.23, se calculan las actividades de los contaminantes observados.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi
$^{24}\text{Na}, \beta^-$	15 h	1.9422(20)	$3.0(15) \times 10^{-7}$	$3.1(15) \times 10^{-7}$
$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.64 h	1.9757(20)	$1.06(12) \times 10^{-4}$	$1.42(17) \times 10^{-4}$
$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	2.0536(21)	$3.58(30) \times 10^{-5}$	$8.19(70) \times 10^{-5}$
$^{71}\text{Zn}, \beta^-$	3.96 h	1.9614(20)	$3.1(12) \times 10^{-6}$	$3.8(14) \times 10^{-6}$
$^{131}\text{Te}, \beta^-$	33.25 h	1.9384(20)	$9.1(34) \times 10^{-6}$	$9.3(35) \times 10^{-6}$
$^{126}\text{I}, \beta^-$	12.93 d	1.9357(20)	$1.31(87) \times 10^{-5}$	$1.32(88) \times 10^{-5}$
$^{117}\text{In}, \beta^-, \text{IT}$	116.2 m	1.9895(20)	$2.59(20) \times 10^{-3}$	$3.82(30) \times 10^{-3}$
$^{117}\text{In}, \beta^-$	43.2 m	2.0846(21)	0.004(52)	0.01(15)
$^{95}\text{Nb}, \text{IT}$	3.61 d	1.9365(20)	$9.0(38) \times 10^{-6}$	$9.1(38) \times 10^{-6}$
$^{178}\text{Lu}, \beta^-$	28.4 m	2.1612(22)	0.0061(34)	0.030(17)

Tabla 4.23: Actividades de los contaminantes de la muestra de cadmio CD01.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
71.042(68)	1.043(86)	8512(828)	0.00443(16)	Backscatter: 97.664(77) ^{117}Cd , β^- Pb X-Ray Ka2 Pb X-Ray Ka3	2.49 h	70.656(58.000) 71.120(20) 72.805 72.144	0.00391(57)	7611(1154)
74.919(78)	0.89(14)	4420(717)	0.00481(18)	Pb X-Ray Ka1		74.969		
84.730(99)	1.16(28)	4723(2044)	0.00562(22)	Pb X-Ray Kb1 Pb X-Ray Kb3 Pb X-Ray Kb5		84.938 84.450 85.470		
87.81(14)	1.69(27)	7375(1936)	0.00583(23)	Pb X-Ray Kb2 Pb X-Ray Kb4		87.300 85.580		
89.671(61)	1.104(13)	95145(1294)	0.00594(23)	^{117}Cd , β^- ^{178}Lu , β^-	2.49 h 23.1 m	89.730(10) 88.850(30)	0.0326(21) 0.644(13)	85175(6801)
93.075(61)	1.081(12)	86490(1093)	0.00613(24)	^{178}Lu , β^-	28.4 m	93.1790(40)	0.060(34)	86490(68558)
97.664(77)	0.96(13)	5621(788)	0.00636(26)	Backscatter: 158.546(61) ^{117}Cd , β^- ^{131}Te , β^-	3.96 h 3.36 h 33.25 h	97.836(40.000) 98.50(10) 97.700(40) 98.30(10)	0.000612(66) 0.0105(13) 0.000131(30)	1.24(48) 5947(811) 0.89(39)
150.791(60)	1.15039(84)	2096464(1643)	0.00690(32)	74.919(78) + 74.919(78) Backscatter: 366.868(63) ^{117}Cd , IT ^{131}Te , β^- ^{178}Lu , β^-	48.54 m 33.25 h 28.4 m	149.84(16.00) 150.611(31.000) 150.825(15) 151.20(20) 151.20(30)	0.291(18) 0.00075(30) 0.00066(41)	2087667(204281) 5.5(30) 1069(894)
158.546(61)	1.1494(11)	1320184(1343)	0.00681(32)	71.042(68) + 87.81(14) Backscatter: 416.941(91) Backscatter: 419.733(77) ^{117}In , β^- ^{117}In , β^-	43.2 m 116.2 m	158.85(20.00) 158.422(41.000) 158.823(35.000) 158.60(20) 158.60(20)	0.870(90) 0.159(16)	112174(191214) 242824(33381)
220.952(61)	1.242(26)	32747(658)	0.00575(31)	71.042(68) + 150.791(60) Backscatter: 1681.84(11) ^{117}Cd , β^- ^{117}Cd , β^- ^{117}Cd , β^-	2.49 h 2.49 h 3.36 h	221.83(13.00) 221.806(20.000) 220.920(30) 221.00(40) 220.920(30)	0.01172(89) 0.00056(56) 0.0024(16)	29586(2842) 1408(1411) 1210(811)
231.430(62)	1.173(31)	26032(779)	0.00557(30)	^{115}Cd , β^- ^{131}Te , β^- ^{131}Te , β^-	53.46 h 33.25 h 33.25 h	231.4430(30) 232.30(10) 230.650(50)	0.00740(18) 0.00090(11) 0.00187(12)	27451(1986) 5(2) 11(4)
235.28(12)	0.77(24)	1454(607)	0.00550(30)	84.730(99) + 150.791(60) 84.730(99) + 150.791(60) ^{93}Nb , IT	3.61 d	235.52(16.00) 235.52(16.00) 235.690(20)	0.2483(77)	1458(622)
236.33(11)	0.55(15)	1058(394)	0.00548(30)	84.730(99) + 150.791(60) 84.730(99) + 150.791(60)		235.52(16.00) 235.52(16.00)		
245.386(61)	1.22408(47)	5171951(2353)	0.00533(30)	87.81(14) + 158.546(61) ^{111}Cd , IT ^{115}In , β^-	48.51 m 54.29 m	246.35(20.00) 245.395(20) 244.980(50)	0.940(69) 0.000331(26)	5201972(569317) 3.94(50)
260.866(61)	1.1720(99)	62801(544)	0.00509(29)	^{115}Cd , β^-	53.46 h	260.8960(30)	0.01940(40)	65719(4816)
266.899(89)	1.07(18)	2857(659)	0.00499(29)	^{115}Cd , β^- ^{131}Te , β^-	53.46 h 33.25 h	266.985(10) 267.20(30)	0.000920(35) 0.00015(11)	3059(246) 0.79(67)
273.331(61)	1.2307(20)	598320(1076)	0.00490(29)	^{117}Cd , β^-	2.49 h	273.349(18)	0.2790(70)	599656(40863)
279.85(11)	1.42(50)	3146(1408)	0.00480(28)	^{117}Cd , β^-	2.49 h	279.80(10)	0.00112(56)	2353(1188)

Tabla 4.24: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 1 de 12.

Ajuste				ENSDF				Cts. Calculadas
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	
283.604(94)	0.38(27)	540(322)	0.00475(28)	$^{131}\text{Te}, \beta^-$	33.25 h	283.20(20)	0.00373(38)	18.9(75)
284.765(99)	1.06(21)	2311(566)	0.00473(28)	$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	284.790(70)	0.00084(22)	1739(479)
292.089(63)	1.172(46)	11492(476)	0.00463(28)	71.042(68) + 220.952(61)		291.99(13.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	292.050(30)	0.00642(85)	13052(1929)
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	292.050(30)	0.0010(10)	433(434)
298.87(20)	1.79(47)	1813(606)	0.00454(27)	$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	299.45(10)	0.00445(79)	1803(343)
309.89(17)	1.85(42)	2259(540)	0.00440(27)	89.671(61) + 220.952(61)		310.62(12.00)		
				150.791(60) + 158.546(61)		309.34(12.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	310.00(50)	0.000698(18)	1348(95)
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	310.26(15)	0.0050(11)	1955(435)
				$^{131}\text{Te}, \beta^-$	33.25 h	309.470(60)	0.00362(34)	17.0(67)
315.282(61)	1.2683(41)	187985(613)	0.00434(27)	84.730(99) + 231.430(62)		316.16(16.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	314.40(40)	0.00084(56)	1598(1071)
				$^{117}\text{In}, \text{IT}$	116.2 m	315.302(13)	0.1912(83)	186361(20013)
325.16(19)	1.60(43)	1555(467)	0.00422(26)	93.075(61) + 231.430(62)		324.50(12.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	325.30(20)	0.00131(52)	494(201)
				$^{178}\text{Lu}, \beta^-$	23.1 m	325.600(50)	0.941(16)
336.245(61)	1.2711(28)	344201(813)	0.00410(26)	74.919(78) + 260.866(61)		335.79(14.00)		
				$^{118}\text{Cd}, \beta^-$	53.46 h	336.241(25)	0.01000(20)	27317(2130)
				$^{131}\text{Te}, \beta^-$	33.25 h	335.440(70)	0.00131(23)	5.7(24)
344.437(61)	1.2873(27)	307808(686)	0.00401(26)	71.042(68) + 273.331(61)		344.37(13.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	344.459(10)	0.1788(58)	315013(23885)
366.868(63)	1.355(43)	11645(394)	0.00379(25)	74.919(78) + 292.089(63)		367.01(14.00)		
				87.81(14) + 279.85(11)		367.66(25.00)		
				93.075(61) + 273.331(61)		366.41(12.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	366.910(30)	0.0333(24)	11261(1164)
385.42(23)	1.60(50)	1044(384)	0.00363(24)	71.042(68) + 315.282(61)		386.32(13.00)		
				74.919(78) + 309.89(17)		384.81(24.00)		
				93.075(61) + 292.089(63)		385.16(12.00)		
				$^{71}\text{Zn}, \beta^-$	3.96 h	386.280(50)	0.914(21)	1049(398)
387.909(65)	1.234(63)	6866(363)	0.00361(24)	$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	387.960(40)	0.00307(56)	4858(957)
				$^{126}\text{I}, \beta^-$	12.93 d	388.633(11)	0.3557(60)	2008(1320)
396.153(62)	1.424(34)	16042(415)	0.00354(24)	150.791(60) + 245.386(61)		396.18(12.00)		
				$^{117}\text{In}, \beta^-$	43.2 m	396.60(40)	0.001740(80)	1164(176)
403.53(14)	1.86(37)	2080(496)	0.00348(24)	87.81(14) + 315.282(61)		403.09(20.00)		
				93.075(61) + 309.89(17)		402.96(23.00)		
				158.546(61) + 245.386(61)		403.93(12.00)		
				$^{131}\text{Te}, \beta^-$	33.25 h	403.30(40)	0.00030(11)	1.11(59)
416.941(91)	1.41(15)	2364(264)	0.00338(23)	150.791(60) + 266.899(89)		417.69(15.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	416.90(20)	0.00017(17)	248(249)
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	416.900(20)	0.2722(36)	2050(226)
				$^{131}\text{Te}, \beta^-$	33.25 h	417.40(20)	0.00269(19)	9.6(38)
419.733(77)	1.20(11)	2676(250)	0.00336(23)	74.919(78) + 344.437(61)		419.36(14.00)		
				158.546(61) + 260.866(61)		419.41(12.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	419.790(40)	0.00184(37)	2714(575)
434.111(61)	1.3449(42)	152458(507)	0.00326(23)	89.671(61) + 344.437(61)		434.11(12.00)		
				97.664(77) + 336.245(61)		433.91(14.00)		
				$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	434.190(17)	0.0979(44)	140019(12188)

Tabla 4.25: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 2 de 12.

Ajuste				ENSDF				Cts. Calculadas
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	
439.375(85)	0.80(14)	1107(204)	0.00322(23)	158.546(61) + 279.85(11) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h 3.36 h	438.39(17.00) 439.390(70) 439.390(70)	0.00112(56) 0.00183(79)	1579(799) 527(230)
460.870(71)	1.381(85)	4700(268)	0.00309(22)	93.075(61) + 366.868(63) 150.791(60) + 309.89(17) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	459.94(12.00) 460.68(23.00) 460.940(40)	0.0162(13)	4474(511)
462.945(64)	1.337(41)	10373(278)	0.00307(22)	74.919(78) + 387.909(65) 231.430(62) + 231.430(62) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{116}\text{In}, \beta^-$ $^{131}\text{Te}, \beta^-$	2.49 h 54.29 m 33.25 h	462.83(14.00) 462.86(12.00) 463.040(30) 463.210(20) 462.920(50)	0.00753(59) 0.00725(11) 0.01755(48)	10165(1112) 49.7(56) 57(22)
484.707(80)	1.34(12)	2416(262)	0.00295(22)	87.81(14) + 396.153(62) 97.664(77) + 387.909(65) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	483.96(20.00) 485.57(14.00) 484.790(30)	0.0102(13)	2690(410)
491.05(18)	1.79(14)	7750(570)	0.00292(22)	71.042(68) + 419.733(77) 74.919(78) + 416.941(91) 74.919(78) + 416.941(91) 87.81(14) + 403.53(14) 87.81(14) + 403.53(14) 245.386(61) + 245.386(61) $^{126}\text{I}, \beta^-$	12.93 d	490.78(15.00) 491.86(17.00) 491.86(17.00) 491.34(28.00) 491.34(28.00) 490.77(12.00) 491.243(11)	0.02881(50)	132(88)
492.205(62)	1.3600(57)	161179(617)	0.00291(22)	74.919(78) + 416.941(91) 74.919(78) + 416.941(91) 87.81(14) + 403.53(14) 87.81(14) + 403.53(14) 89.671(61) + 403.53(14) 231.430(62) + 260.866(61) $^{115}\text{Cd}, \beta^-$ $^{131}\text{Te}, \beta^-$	53.46 h 33.25 h	491.86(17.00) 491.86(17.00) 491.34(28.00) 491.34(28.00) 493.20(20.00) 492.30(12.00) 492.3510(40) 492.650(50)	0.0803(18) 0.0007(15)	155684(13672) 2.3(47)
497.478(97)	0.79(17)	845(180)	0.00288(22)	93.075(61) + 403.53(14) 231.430(62) + 266.899(89) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	496.60(20.00) 498.33(15.00) 497.77(10)	0.00112(56)	1412(715)
510.879(68)	2.575(90)	11836(534)	0.00282(21)	93.075(61) + 416.941(91) 231.430(62) + 279.85(11) $e^- + e^+$ $^{71}\text{Zn}, \beta^-$	3.96 h	510.02(15.00) 511.28(17.00) 511.006 511.540(50)	0.287(14)	256(98)
518.46(11)	1.24(24)	1093(250)	0.00278(21)	84.730(99) + 434.111(61) 150.791(60) + 366.868(63) 245.386(61) + 273.331(61) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	518.84(16.00) 517.66(12.00) 518.72(12.60) 518.80(30)	0.00058(29)	143(72)
527.686(62)	1.4123(17)	534694(767)	0.00274(21)	93.075(61) + 434.111(61) 260.866(61) + 266.899(89) $^{115}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	53.46 h 2.49 h	527.19(12.00) 527.76(15.00) 527.9010(70) 527.00(50)	0.2745(58) 0.00140(56)	500320(44664) 1678(686)
552.816(62)	1.4276(18)	497226(739)	0.00263(21)	89.671(61) + 462.945(64) 260.866(61) + 292.089(63) 273.331(61) + 279.85(11) $^{117}\text{In}, \beta^-$	43.2 m	552.62(12.00) 552.96(12.00) 553.18(17.00) 552.90(20)	1.00(10)	497226(89214)
564.315(63)	1.416(13)	34896(276)	0.00258(20)	279.85(11) + 284.765(99) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	564.61(21.00) 564.397(16)	0.1467(83)	33782(3449)

Tabla 4.26: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 3 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_{γ} keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_{γ}	Proceso	$T_{1/2}$	E_{γ} keV	I_{γ}	Cts. Calculadas
617.32(13)	1.15(23)	655(143)	0.00239(20)	89.671(61) + 527.686(62) 220.952(61) + 396.153(62) 273.331(61) + 344.437(61) ⁹⁵ Nb, β^{-} ¹¹⁷ Cd, β^{-}	3.61 d 3.36 h 3.36 h	617.36(12.00) 617.11(12.00) 617.77(12.00) 616.5070(80) 617.500(70)	0.00000095(10) 0.00341(79)	726(180)
631.703(66)	1.458(53)	5481(200)	0.00234(19)	¹¹⁷ Cd, β^{-}	3.36 h	631.800(40)	0.0280(19)	5859(654)
660.74(17)	1.28(53)	638(190)	0.00226(19)	150.791(60) + 510.879(68) 273.331(61) + 387.909(65) ¹¹⁷ Cd, β^{-}	2.49 h	661.67(13.00) 661.24(13.00) 660.830(80)	0.00112(31)	1104(320)
663.368(90)	1.41(15)	1445(156)	0.00225(19)	266.899(89) + 396.153(62) ¹¹⁷ Cd, β^{-}	3.36 h	663.05(15.00) 663.500(60)	0.00681(80)	1366(202)
678.37(21)	1.83(58)	723(206)	0.00221(19)	150.791(60) + 527.686(62) 260.866(61) + 416.941(91)		678.48(12.00) 677.81(15.00)		
682.58(24)	1.17(53)	318(138)	0.00219(19)	220.952(61) + 460.870(71) 279.85(11) + 403.53(14) 315.282(61) + 366.868(63)		681.82(13.00) 683.38(25.00) 682.15(12.00)		
685.35(19)	1.51(49)	535(168)	0.00219(19)	158.546(61) + 527.686(62) ¹¹⁷ Cd, β^{-} ¹³¹ Te, β^{-}	3.36 h 33.25 h	686.23(12.00) 684.60(40) 685.90(10)	0.00066(37) 0.00149(11)	128(73) 3.5(14)
699.548(84)	1.33(16)	1487(157)	0.00215(19)	279.85(11) + 419.733(77) ¹¹⁷ Cd, β^{-}	2.49 h	699.58(19.00) 699.580(80)	0.00240(37)	2264(402)
710.726(73)	1.68(21)	1589(260)	0.00212(18)	158.546(61) + 552.816(62) 315.282(61) + 396.153(62) 344.437(61) + 366.868(63)		711.36(12.00) 711.43(12.00) 711.30(12.00)		
712.442(68)	1.829(48)	9000(227)	0.00212(18)	220.952(61) + 491.05(18) 220.952(61) + 492.205(62) 292.089(63) + 419.733(77) 309.89(17) + 403.53(14) ¹¹⁷ Cd, β^{-} ¹¹⁷ Cd, β^{-} ¹³¹ Te, β^{-}	2.49 h 3.36 h 33.25 h	712.00(24.00) 713.16(12.00) 711.82(14.00) 713.42(31.00) 712.710(50) 712.710(50) 713.100(40)	0.0056(17) 0.0100(13) 0.0138(15)	5185(1630) 1881(305) 31(13)
716.184(85)	1.86(14)	2342(203)	0.00211(18)	84.730(99) + 631.703(66) 231.430(62) + 484.707(80) ¹¹⁷ Cd, β^{-}	2.49 h	716.43(16.00) 716.14(14.00) 716.430(70)	0.00201(37)	1859(379)
728.542(77)	1.48(11)	2184(151)	0.00208(18)	97.664(77) + 631.703(66) 266.899(89) + 460.870(71) ¹¹⁷ Cd, β^{-}	2.49 h	729.37(14.00) 727.77(16.00) 728.640(70)	0.00240(37)	2189(391)
747.967(65)	1.532(25)	10743(173)	0.00203(18)	220.952(61) + 527.686(62) 284.765(99) + 462.945(64) 344.437(61) + 403.53(14) ¹¹⁷ Cd, β^{-} ¹¹⁷ Cd, β^{-}	2.49 h 3.36 h	748.64(12.00) 747.71(16.00) 747.97(20.00) 748.050(40) 748.060(30)	0.0056(20) 0.045(11)	4982(1808) 8086(2056)
762.542(71)	1.471(76)	3075(156)	0.00200(18)	366.868(63) + 396.153(62) ¹¹⁷ Cd, β^{-}	3.36 h	763.02(13.00) 762.720(40)	0.0173(14)	3090(380)
773.11(18)	1.82(45)	706(228)	0.00198(18)	220.952(61) + 552.816(62) 245.386(61) + 527.686(62) 309.89(17) + 462.945(64) ¹³¹ Te, β^{-} ¹³¹ Te, β^{-}	33.25 h 33.25 h	773.77(12.00) 773.07(12.00) 772.83(23.00) 773.670(30) 774.10(10)	0.3682(74) 0.00523(75)	774(302) 11.0(46)
780.01(16)	1.08(30)	350(120)	0.00197(18)	¹¹⁶ In, β^{-}	54.29 m	779.12(22)	0.002468(48)	10.8(14)
787.78(13)	1.78(26)	1026(185)	0.00195(18)	71.042(68) + 716.184(85) 74.919(78) + 712.442(68) 260.866(61) + 527.686(62) ¹¹⁷ Cd, β^{-} ¹¹⁷ Cd, β^{-}	2.49 h 3.36 h	787.23(15.00) 787.36(15.00) 788.55(12.00) 787.40(50) 788.16(13)	0.000558(14) 0.0050(11)	478(47) 866(201)

Tabla 4.27: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 4 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ε_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
796.20(37)	1.66(58)	643(351)	0.00193(18)	84.730(99) + 712.442(68) 84.730(99) + 712.442(68) 231.430(62) + 564.315(63) 284.765(99) + 510.879(68) 336.245(61) + 460.870(71) 336.245(61) + 460.870(71)		797.17(17.00) 797.17(17.00) 795.74(12.00) 795.64(17.00) 797.12(13.00) 797.12(13.00)		
798.04(48)	1.90(78)	637(352)	0.00193(18)	84.730(99) + 712.442(68) 84.730(99) + 712.442(68) 245.386(61) + 552.816(62) 336.245(61) + 460.870(71) 336.245(61) + 460.870(71)		797.17(17.00) 797.17(17.00) 798.20(12.00) 797.12(13.00) 797.12(13.00)		
818.38(14)	1.26(30)	489(122)	0.00189(18)	71.042(68) + 747.967(65) 89.671(61) + 728.542(77) $^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	819.01(13.00) 818.21(14.00) 818.680(20)	0.1213(14)	511(64)
828.88(24)	3.28(75)	1997(580)	0.00187(17)	336.245(61) + 492.205(62) 344.437(61) + 484.707(80) 366.868(63) + 462.945(64)		828.45(12.00) 829.14(14.00) 829.81(13.00)		
831.722(66)	1.581(22)	19326(347)	0.00187(17)	84.730(99) + 747.967(65) 266.899(89) + 564.315(63) 279.85(11) + 552.816(62) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	832.70(16.00) 831.21(15.00) 832.66(17.00) 831.800(30)	0.0226(10)	18512(1972)
840.095(68)	1.566(49)	6555(255)	0.00185(17)	93.075(61) + 747.967(65) 419.733(77) + 419.733(77) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	841.04(13.00) 839.47(15.00) 840.210(40)	0.00809(59)	6574(800)
846.675(66)	1.597(25)	17409(332)	0.00184(17)	84.730(99) + 762.542(71) 336.245(61) + 510.879(68) $^{58}\text{Mn}, \beta^-$ $^{117}\text{In}, \beta^-$	2.5789 h 116.2 m	847.27(17.00) 847.12(13.00) 846.7638(19) 846.1(12)	0.98850(30) 0.000019(11)	18016(2707) 7.9(48)
850.56(12)	1.78(28)	1212(253)	0.00183(17)	87.81(14) + 762.542(71) 387.909(65) + 462.945(64) 416.941(91) + 434.111(61) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	850.35(21.00) 850.85(13.00) 851.05(15.00) 850.720(80)	0.00120(36)	965(308)
860.325(69)	1.641(36)	13496(312)	0.00182(17)	97.664(77) + 762.542(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h 3.36 h	860.21(15.00) 861.30(40) 860.410(40)	0.0028(20) 0.0789(33)	2222(1572) 12780(1381)
862.402(80)	1.758(93)	5424(299)	0.00181(17)	150.791(60) + 712.442(68) 231.430(62) + 631.703(66) 309.89(17) + 552.816(62) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{In}, \beta^-$	2.49 h 116.2 m	863.23(13.00) 863.13(13.00) 862.71(23.00) 862.600(50) 861.60(50)	0.00614(58) 0.000190(37)	1883(665) 78(18)
880.617(67)	1.629(10)	34514(227)	0.00178(17)	387.909(65) + 492.205(62) 396.153(62) + 484.707(80) 416.941(91) + 462.945(64) 419.733(77) + 460.870(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{126}\text{I}, \beta^-$	2.49 h 3.36 h 12.93 d	880.11(13.00) 880.86(14.00) 879.89(15.00) 880.60(15.00) 880.710(17) 880.710(17) 879.876(13)	0.0396(22) 0.0071(29) 0.00713(16)	30994(3515) 1125(473) 21(14)
886.04(14)	1.66(32)	745(132)	0.00177(17)	$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	886.00(10)	0.00393(79)	622(140)
929.09(10)	1.15(19)	804(123)	0.00171(17)	89.671(61) + 840.095(68) 97.664(77) + 831.722(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	929.77(13.00) 929.39(14.00) 929.30(10)	0.0079(13)	1197(236)

Tabla 4.28: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 5 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
931.203(71)	1.707(54)	5521(161)	0.00170(17)	71.042(68) + 860.325(69) 84.730(99) + 846.675(66) 366.868(63) + 564.315(63) 403.53(14) + 527.686(62) 419.733(77) + 510.879(68) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{116}\text{In}, \beta^-$	3.36 h 54.29 m	931.37(14.00) 931.40(16.00) 931.18(13.00) 931.22(20.00) 930.61(15.00) 931.370(40) 931.830(40)	0.0364(25) 0.000899(43)	5538(683) 3.41(47)
945.531(69)	1.652(24)	11890(174)	0.00168(17)	84.730(99) + 860.325(69) 416.941(91) + 527.686(62) 434.111(61) + 510.879(68) 460.870(71) + 484.707(80) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	945.06(17.00) 944.63(15.00) 944.99(13.00) 945.58(15.00) 945.670(30)	0.01535(92)	11338(1342)
949.468(86)	1.69(13)	1842(136)	0.00168(17)	87.81(14) + 862.402(80) 89.671(61) + 860.325(69) 220.952(61) + 728.542(77) 396.153(62) + 552.816(62) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	950.21(22.00) 950.00(13.00) 949.49(14.00) 948.97(12.00) 949.630(80)	0.00220(37)	1623(317)
952.23(10)	1.42(20)	959(121)	0.00167(17)	71.042(68) + 880.617(67) 89.671(61) + 862.402(80) 387.909(65) + 564.315(63) 460.870(71) + 491.05(18) 460.870(71) + 492.205(62) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	951.66(14.00) 952.07(14.00) 952.22(13.00) 951.92(25.00) 953.07(13.00) 952.330(80)	0.00137(34)	1004(268)
957.00(12)	1.16(32)	471(115)	0.00167(17)	97.664(77) + 860.325(69) 245.386(61) + 712.442(68) 403.53(14) + 552.816(62) $^{71}\text{Zn}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.96 h 3.36 h	957.99(15.00) 957.83(13.00) 956.35(20.00) 956.80(20) 957.20(10)	0.00201(19) 0.0039(11)	1.06(42) 585(168)
962.900(76)	1.610(74)	4243(201)	0.00166(17)	$^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	963.110(60)	0.00614(58)	4469(623)
965.18(20)	1.90(37)	898(187)	0.00166(17)	84.730(99) + 880.617(67) $^{71}\text{Zn}, \beta^-$ $^{71}\text{Zn}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.96 h 3.96 h 2.49 h	965.35(17.00) 964.70(10) 964.60(30) 965.80(20)	0.0430(47) 0.0046(27) 0.00084(56)	22.6(90) 2.4(17) 608(410)
969.187(78)	2.10(10)	3846(211)	0.00165(17)	87.81(14) + 880.617(67) 220.952(61) + 747.967(65) 416.941(91) + 552.816(62) 484.707(80) + 484.707(80) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	968.43(20.00) 968.92(13.00) 969.76(15.00) 969.41(16.00) 969.300(50)	0.00446(57)	3234(530)
975.30(13)	2.05(26)	1229(180)	0.00164(16)	344.437(61) + 631.703(66) 484.707(80) + 491.05(18) $^{71}\text{Zn}, \beta^-$	3.96 h	976.14(13.00) 975.76(26.00) 974.70(20)	0.00347(37)	1.81(73)
1011.47(16)	2.34(32)	970(182)	0.00159(16)	150.791(60) + 860.325(69) 484.707(80) + 527.686(62) $^{71}\text{Zn}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.96 h 2.49 h	1011.12(13.00) 1012.39(14.00) 1011.40(20) 1012.30(30)	0.00658(66) 0.00084(56)	3.3(13) 585(395)
1018.87(39)	2.01(78)	305(186)	0.00159(16)	87.81(14) + 931.203(71) 158.546(61) + 860.325(69) 387.909(65) + 631.703(66) 491.05(18) + 527.686(62)		1019.01(21.00) 1018.87(13.00) 1019.61(13.00) 1018.74(24.00)		

Tabla 4.29: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 6 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
1028.926(71)	1.722(26)	15685(286)	0.00157(16)	97.664(77) + 931.203(71) 266.899(89) + 762.542(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1028.87(15.00) 1029.44(16.00) 1029.060(30)	0.1166(43)	16363(1858)
1035.444(87)	1.67(15)	1799(174)	0.00156(16)	89.671(61) + 945.531(69) 273.331(61) + 762.542(71) 403.53(14) + 631.703(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{131}\text{Te}, \beta^-$	2.49 h 2.49 h 33.25 h	1035.20(13.00) 1035.87(13.00) 1035.23(20.00) 1035.610(70) 1036.00(40) 1035.40(20)	0.00240(37) 0.00017(17) 0.001008(77)	1648(307) 115(116) 1.68(67)
1051.804(72)	2.115(16)	30807(250)	0.00155(16)	89.671(61) + 962.900(76) 220.952(61) + 831.722(66) 336.245(61) + 716.184(85) 419.733(77) + 631.703(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h 2.49 h	1052.57(14.00) 1052.67(13.00) 1052.43(15.00) 1051.44(14.00) 1051.70(10) 1052.70(10)	0.0379(22) 0.0073(17)	25735(3116) 4916(1256)
1060.781(99)	0.36(12)	141(56)	0.00153(16)	97.664(77) + 962.900(76) 220.952(61) + 840.095(68) 344.437(61) + 716.184(85) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1060.56(15.00) 1061.05(13.00) 1060.62(15.00) 1061.10(20)	0.00056(56)	376(378)
1065.813(72)	1.743(15)	31182(310)	0.00153(16)	434.111(61) + 631.703(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1065.81(13.00) 1065.980(30)	0.2306(68)	31446(3552)
1074.20(11)	0.56(22)	233(73)	0.00152(16)	510.879(68) + 564.315(63)		1075.19(13.00)		
1097.051(86)	1.72(12)	1890(121)	0.00149(16)	150.791(60) + 945.531(69) $^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1096.32(13.00) 1097.280(20)	0.5851(81)	1947(265)
1116.477(75)	1.744(37)	6825(141)	0.00147(16)	87.81(14) + 1028.926(71) 284.765(99) + 831.722(66) 387.909(65) + 728.542(77) 403.53(14) + 712.442(68) 484.707(80) + 631.703(66) 552.816(62) + 564.315(63) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1116.73(21.00) 1116.49(17.00) 1116.45(14.00) 1115.97(21.00) 1116.41(15.00) 1117.13(12.00) 1116.600(50)	0.01032(62)	6667(831)
1119.852(98)	1.87(18)	1496(131)	0.00147(16)	150.791(60) + 969.187(78) 273.331(61) + 846.675(66) 279.85(11) + 840.095(68) 403.53(14) + 716.184(85) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1119.98(14.00) 1120.01(13.00) 1119.94(18.00) 1119.71(22.00) 1120.050(70)	0.00240(37)	1546(291)
1124.980(84)	2.13(11)	2987(148)	0.00146(16)	284.765(99) + 840.095(68) 396.153(62) + 728.542(77) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{131}\text{Te}, \beta^-$	2.49 h 33.25 h	1124.86(17.00) 1124.69(14.00) 1125.100(60) 1125.460(40)	0.00446(57) 0.1102(29)	2865(482) 171(67)
1142.332(75)	1.842(29)	10102(149)	0.00144(16)	89.671(61) + 1051.804(72) 260.866(61) + 880.617(67) 279.85(11) + 862.402(80) 309.89(17) + 831.722(66) 510.879(68) + 631.703(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1141.48(13.00) 1141.48(13.00) 1142.25(19.00) 1141.61(23.00) 1142.58(13.00) 1142.430(30)	0.0167(12)	10610(1395)
1170.60(12)	1.66(24)	747(107)	0.00142(15)	309.89(17) + 860.325(69) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1170.21(24.00) 1170.71(10)	0.0066(13)	827(191)
1183.26(12)	1.84(23)	897(116)	0.00140(15)	220.952(61) + 962.900(76) 336.245(61) + 846.675(66) 419.733(77) + 762.542(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{178}\text{Lu}, \beta^-$	2.49 h 28.4 m	1183.85(14.00) 1182.92(13.00) 1182.27(15.00) 1183.40(10) 1183.70(50)	0.00131(34) 0.000180(97)	807(226) 59(47)

Tabla 4.30: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 7 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
1195.95(17)	2.27(34)	675(119)	0.00139(15)	71.042(68) + 1124.980(84) 315.282(61) + 880.617(67) 336.245(61) + 860.325(69) 434.111(61) + 762.542(71) 564.315(63) + 631.703(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1196.02(15.00) 1195.90(13.00) 1196.57(13.00) 1196.65(13.00) 1196.02(13.00) 1196.20(10)	0.0039(11)	487(142)
1228.890(82)	1.699(61)	3561(125)	0.00136(15)	266.899(89) + 962.900(76) 366.868(63) + 862.402(80) 387.909(65) + 840.095(68) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{178}\text{Lu}, \beta^-$	2.49 h 28.4 m	1229.80(17.00) 1229.27(14.00) 1228.00(13.00) 1229.110(70) 1229.20(30)	0.00614(58) 0.00035(18)	3658(541) 113(86)
1232.15(20)	2.28(38)	1857(327)	0.00136(15)	89.671(61) + 1142.332(75) 434.707(80) + 747.967(65) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1232.00(14.00) 1232.67(15.00) 1232.30(20)	0.00279(56)	1659(384)
1234.473(81)	1.769(36)	12924(333)	0.00135(15)	93.075(61) + 1142.332(75) 387.909(65) + 846.675(66) 403.53(14) + 831.722(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1235.41(14.00) 1234.58(13.00) 1235.25(20.00) 1234.590(30)	0.1100(38)	13284(1606)
1247.702(81)	1.920(36)	7176(140)	0.00134(15)	284.765(99) + 962.900(76) 366.868(63) + 880.617(67) 387.909(65) + 860.325(69) 416.941(91) + 831.722(66) 484.707(80) + 762.542(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1247.66(17.00) 1247.48(13.00) 1248.23(13.00) 1248.66(16.00) 1247.25(15.00) 1247.890(40)	0.01200(63)	7058(892)
1259.847(81)	1.803(38)	6411(133)	0.00133(15)	231.430(62) + 1028.926(71) 315.282(61) + 945.531(69) 419.733(77) + 840.095(68) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1260.36(13.00) 1260.81(13.00) 1259.83(15.00) 1260.000(30)	0.01144(63)	6674(852)
1272.589(84)	1.916(60)	3987(121)	0.00132(15)	220.952(61) + 1051.804(72) 309.89(17) + 962.900(76) 510.879(68) + 762.542(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1272.76(13.00) 1272.79(24.00) 1273.42(14.00) 1272.730(30)	0.00725(59)	4196(593)
1290.917(87)	1.868(76)	4071(162)	0.00130(15)	344.437(61) + 945.531(69) 527.686(62) + 762.542(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1289.97(13.00) 1290.23(13.00) 1291.000(40)	0.00670(58)	3825(556)
1293.423(92)	1.73(10)	2575(149)	0.00130(15)	150.791(60) + 1142.332(75) 460.870(71) + 831.722(66) 564.315(63) + 728.542(77) $^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1293.12(14.00) 1292.59(14.00) 1292.86(14.00) 1293.560(20)	0.848(12)	2456(350)
1303.102(82)	1.855(64)	105626(352)	0.00129(15)	74.919(78) + 1228.890(82) 273.331(61) + 1028.926(71) 462.945(64) + 840.095(68) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1303.81(16.00) 1302.26(13.00) 1303.04(13.00) 1303.270(30)	0.1836(59)	104014(12614)
1314.611(88)	2.034(81)	3300(131)	0.00128(15)	84.730(99) + 1228.890(82) 284.765(99) + 1028.926(71) 344.437(61) + 969.187(78) 434.111(61) + 880.617(67) 552.816(62) + 762.542(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{131}\text{Te}, \beta^-$	2.49 h 33.25 h	1313.62(18.00) 1313.69(17.00) 1313.62(14.00) 1314.73(13.00) 1315.36(13.00) 1314.710(60) 1315.160(80)	0.00586(58) 0.00672(76)	3294(505) 9.1(38)
1337.496(92)	2.001(64)	9311(345)	0.00126(15)	89.671(61) + 1247.702(81) 220.952(61) + 1116.477(75) 284.765(99) + 1051.804(72) 491.05(18) + 846.675(66) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1337.37(14.00) 1337.43(14.00) 1336.57(17.00) 1337.73(24.00) 1337.570(70)	0.0162(12)	8960(1248)

Tabla 4.31: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 8 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
1339.46(16)	1.68(20)	1703(326)	0.00126(15)	273.331(61) + 1065.813(72) 309.89(17) + 1028.926(71) 492.205(62) + 846.675(66) $^{71}\text{Zn}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.96 h 3.36 h	1339.14(13.00) 1338.82(24.00) 1338.88(13.00) 1339.70(40) 1339.30(50)	0.000101(18) 0.0207(24)	2327(388)
1362.18(12)	2.63(21)	1736(126)	0.00124(14)	71.042(68) + 1290.917(87) 89.671(61) + 1272.589(84) 245.386(61) + 1116.477(75) 309.89(17) + 1051.804(72) 416.941(91) + 945.531(69) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1361.96(16.00) 1362.26(14.00) 1361.86(14.00) 1361.69(24.00) 1362.47(16.00) 1362.400(80)	0.00240(37)	1307(254)
1365.47(10)	1.85(13)	1604(105)	0.00124(14)	74.919(78) + 1290.917(87) 93.075(61) + 1272.589(84) 336.245(61) + 1028.926(71) 396.153(62) + 969.187(78) 403.53(14) + 962.900(76) 419.733(77) + 945.531(69) 434.111(61) + 931.203(71) 484.707(80) + 880.617(67) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1365.84(16.00) 1365.66(14.00) 1365.17(13.00) 1365.34(14.00) 1366.43(21.00) 1365.26(15.00) 1365.31(13.00) 1365.32(15.00) 1365.540(50)	0.0165(11)	1824(252)
1404.22(15)	2.31(30)	718(98)	0.00121(14)	89.671(61) + 1314.611(88) 279.85(11) + 1124.980(84) 434.111(61) + 969.187(78) 564.315(63) + 840.095(68) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1404.28(15.00) 1404.83(20.00) 1403.30(14.00) 1404.41(13.00) 1404.40(10)	0.00120(31)	636(181)
1408.542(89)	1.870(32)	6768(122)	0.00120(14)	71.042(68) + 1337.496(92) 93.075(61) + 1314.611(88) 266.899(89) + 1142.332(75) 292.039(63) + 1116.477(75) 462.945(64) + 945.531(69) 527.686(62) + 880.617(67) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1408.54(16.00) 1407.69(15.00) 1409.23(16.00) 1408.57(14.00) 1408.48(13.00) 1408.30(13.00) 1408.720(30)	0.01283(64)	6780(888)
1422.036(96)	1.738(90)	1779(106)	0.00119(14)	84.730(99) + 1337.496(92) 279.85(11) + 1142.332(75) 491.05(18) + 931.203(71) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1422.23(19.00) 1422.18(19.00) 1422.25(25.00) 1422.270(60)	0.00335(56)	1753(364)
1430.97(14)	2.05(15)	5437(669)	0.00119(14)	93.075(61) + 1337.496(92) 158.546(61) + 1272.589(84) 315.282(61) + 1116.477(75) 460.870(71) + 969.187(78) 484.707(80) + 945.531(69) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1430.57(15.00) 1431.13(14.00) 1431.76(14.00) 1430.06(15.00) 1430.24(15.00) 1430.970(50)	0.00558(14)	2905(361)
1432.799(98)	1.873(48)	13238(657)	0.00118(14)	366.868(63) + 1065.813(72) 403.53(14) + 1028.926(71) 462.945(64) + 969.187(78) 552.816(62) + 880.617(67) 716.184(85) + 716.184(85) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h 3.36 h	1432.68(14.00) 1432.46(21.00) 1432.13(14.00) 1433.43(13.00) 1432.37(17.00) 1433.50(20) 1432.910(30)	0.00112(84) 0.1344(41)	580(441) 14209(1805)
1449.929(96)	2.164(78)	2984(99)	0.00117(14)	158.546(61) + 1290.917(87) 220.952(61) + 1228.890(82) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1449.46(15.00) 1449.84(14.00) 1450.150(70)	0.00614(58)	3156(488)
1475.315(98)	1.863(72)	2092(92)	0.00115(14)	712.442(68) + 762.542(71) $^{71}\text{Zn}, \beta^-$ $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.96 h 2.49 h	1474.98(14.00) 1476.00(20) 1475.460(70)	0.00567(56) 0.00419(57)	2.07(84) 2117(388)

Tabla 4.32: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 9 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
1486.19(13)	2.91(23)	1198(113)	0.00114(14)	344.437(61) + 1142.332(75) 419.733(77) + 1065.813(72) 434.111(61) + 1051.804(72)		1486.77(14.00) 1485.55(15.00) 1485.92(13.00)		
1511.73(15)	1.06(30)	210(54)	0.00113(14)	220.952(61) + 1290.917(87) 396.153(62) + 1116.477(75) 460.870(71) + 1051.804(72) 631.703(66) + 880.617(67)	2.49 h	1511.87(15.00) 1512.63(14.00) 1512.67(14.00) 1512.32(13.00) 1511.90(20)	0.00067(34)	331(171)
1520.13(27)	1.37(45)	285(108)	0.00112(14)	71.042(68) + 1449.929(96) 71.042(68) + 1449.929(96) 87.81(14) + 1432.799(98) 89.671(61) + 1430.97(14) 260.866(61) + 1259.847(81) 260.866(61) + 1259.847(81) 273.331(61) + 1247.702(81) 273.331(61) + 1247.702(81) 273.331(61) + 1247.702(81) 284.765(99) + 1234.473(81) 292.089(63) + 1228.890(82) 292.089(63) + 1228.890(82) 403.53(14) + 1116.477(75) 491.05(18) + 1028.926(71)		1520.97(16.00) 1520.97(16.00) 1520.61(23.00) 1520.64(20.00) 1520.71(14.00) 1520.71(14.00) 1521.03(14.00) 1521.03(14.00) 1519.24(18.00) 1520.98(15.00) 1520.98(15.00) 1520.01(21.00) 1519.98(25.00)		
1521.71(23)	1.32(36)	317(103)	0.00112(14)	71.042(68) + 1449.929(96) 71.042(68) + 1449.929(96) 89.671(61) + 1432.799(98) 231.430(62) + 1290.917(87) 260.866(61) + 1259.847(81) 260.866(61) + 1259.847(81) 273.331(61) + 1247.702(81) 273.331(61) + 1247.702(81) 273.331(61) + 1247.702(81) 292.089(63) + 1228.890(82) 292.089(63) + 1228.890(82) 396.153(62) + 1124.980(84) 492.205(62) + 1028.926(71) 552.816(62) + 969.187(78)	2.49 h	1520.97(16.00) 1520.97(16.00) 1522.47(16.00) 1522.35(15.00) 1520.71(14.00) 1520.71(14.00) 1521.03(14.00) 1521.03(14.00) 1520.98(15.00) 1520.98(15.00) 1521.13(15.00) 1521.13(13.00) 1522.00(14.00) 1521.00(12)	0.00089(31)	438(161)
1562.05(10)	2.044(20)	7416(109)	0.00109(14)	315.282(61) + 1247.702(81) 419.733(77) + 1142.332(75) 510.879(68) + 1051.804(72) 631.703(66) + 931.203(71) 716.184(85) + 846.675(66)	2.49 h 28.4 m	1562.98(14.00) 1562.06(15.00) 1562.68(14.00) 1562.91(14.00) 1562.86(15.00) 1562.240(40) 1561.40(30)	0.01423(66) 0.00067(34)	6805(918) 172(131)
1576.41(10)	2.0013(76)	55796(247)	0.00108(13)	260.866(61) + 1314.611(88) 273.331(61) + 1303.102(82) 284.765(99) + 1290.917(87) 434.111(61) + 1142.332(75) 460.870(71) + 1116.477(75) 510.879(68) + 1065.813(72) 631.703(66) + 945.531(69) 716.184(85) + 860.325(69)	2.49 h	1575.48(15.00) 1576.43(14.00) 1575.68(19.00) 1576.44(14.00) 1577.35(15.00) 1576.69(14.00) 1577.23(14.00) 1576.51(15.00) 1576.620(30)	0.1119(36)	53017(6950)
1651.90(12)	2.209(99)	1520(69)	0.00103(13)	74.919(78) + 1576.41(10) 89.671(61) + 1562.05(10) 220.952(61) + 1430.97(14) 315.282(61) + 1337.496(92) 403.53(14) + 1247.702(81) 416.941(91) + 1234.473(81) 527.686(62) + 1124.980(84)	2.49 h 3.36 h	1651.33(18.00) 1651.72(16.00) 1651.92(20.00) 1652.78(15.00) 1651.23(22.00) 1651.41(17.00) 1652.67(15.00) 1652.10(20) 1652.24(11)	0.0028(11) 0.0047(11)	1260(531) 433(112)

Tabla 4.33: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 10 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
1669.17(14)	1.98(24)	585(67)	0.00102(13)	93.075(61) + 1576.41(10) 260.866(61) + 1408.542(89) 366.868(63) + 1303.102(82) 396.153(62) + 1273.589(84) 434.111(61) + 1234.473(81) 527.686(62) + 1142.332(75) 552.816(62) + 1116.477(75) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1669.49(16.00) 1669.41(15.00) 1669.97(15.00) 1668.74(15.00) 1668.58(14.00) 1670.02(14.00) 1669.29(14.00) 1669.50(30)	0.00629(80)	571(104)
1681.84(11)	1.995(51)	3222(83)	0.00101(13)	231.430(62) + 1449.929(96) 273.331(61) + 1408.542(89) 344.437(61) + 1337.496(92) 366.868(63) + 1314.611(88) 387.909(65) + 1293.423(92) 434.111(61) + 1247.702(81) 712.442(68) + 969.187(78) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1681.36(16.00) 1681.87(15.00) 1681.93(15.00) 1681.48(15.00) 1681.33(16.00) 1681.81(14.00) 1681.63(15.00) 1682.070(50)	0.00698(58)	3089(480)
1706.73(11)	2.047(39)	4579(89)	0.00099(13)	231.430(62) + 1475.315(98) 273.331(61) + 1432.799(98) 403.53(14) + 1303.102(82) 434.111(61) + 1272.589(84) 564.315(63) + 1142.332(75) 846.675(66) + 860.325(69) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1706.74(16.00) 1706.13(16.00) 1706.63(22.00) 1706.70(15.00) 1706.65(14.00) 1707.00(13.00) 1706.930(40)	0.01004(61)	4379(635)
1722.87(11)	2.122(25)	9134(113)	0.00098(13)	273.331(61) + 1449.929(96) 292.089(63) + 1430.97(14) 315.282(61) + 1408.542(89) 419.733(77) + 1303.102(82) 462.945(64) + 1259.847(81) 860.325(69) + 862.402(80) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1723.26(16.00) 1723.06(21.00) 1723.82(15.00) 1722.84(16.00) 1722.79(14.00) 1722.73(15.00) 1723.060(30)	0.02009(98)	8667(1221)
1738.90(14)	2.00(23)	568(77)	0.00097(13)	491.05(18) + 1247.702(81) 510.879(68) + 1228.890(82) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1738.75(26.00) 1739.77(15.00) 1739.130(90)	0.00126(34)	536(160)
1748.51(20)	1.81(47)	260(61)	0.00097(13)	273.331(61) + 1475.315(98) 315.282(61) + 1432.799(98) 434.111(61) + 1314.611(88) 631.703(66) + 1116.477(75) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1748.65(16.00) 1748.08(16.00) 1748.72(15.00) 1748.18(14.00) 1748.70(20)	0.00084(34)	355(150)
1810.63(13)	2.216(56)	2890(71)	0.00093(12)	87.81(14) + 1722.87(11) 336.245(61) + 1475.315(98) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	1810.67(25.00) 1811.56(16.00) 1810.7260(40)	0.2689(40)	2475(440)
1856.11(14)	2.24(13)	1017(60)	0.00090(12)	279.85(11) + 1576.41(10) 552.816(62) + 1303.102(82) 564.315(63) + 1290.917(87) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1856.26(21.00) 1855.92(14.00) 1855.23(15.00) 1856.40(10)	0.00251(56)	994(261)
1867.18(18)	2.31(33)	361(52)	0.00090(12)	416.941(91) + 1449.929(96) 434.111(61) + 1432.799(98) 552.816(62) + 1314.611(88) 564.315(63) + 1303.102(82) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	1866.87(19.00) 1866.91(16.00) 1867.43(15.00) 1867.42(14.00) 1867.30(10)	0.00106(31)	417(134)
1997.03(15)	2.307(14)	21692(153)	0.00082(11)	273.331(61) + 1722.87(11) 315.282(61) + 1681.84(11) 419.733(77) + 1576.41(10) 434.111(61) + 1562.05(10) 564.315(63) + 1432.799(98) 762.542(71) + 1234.473(81) 880.617(67) + 1116.477(75) 931.203(71) + 1065.813(72) 945.531(69) + 1051.804(72) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	1996.20(18.00) 1997.12(17.00) 1996.15(18.00) 1996.16(16.00) 1997.11(16.00) 1997.02(15.00) 1997.09(14.00) 1997.02(14.00) 1997.34(14.00) 1997.330(30)	0.2620(50)	19250(2765)

Tabla 4.34: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 11 de 12.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
2012.14(17)	2.27(21)	456(43)	0.00032(11)	945.531(69) + 1065.813(72) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	2011.34(14.00) 2012.49(80)	0.00109(22)	389(98)
2029.91(19)	1.99(28)	235(33)	0.00081(11)	716.184(85) + 1314.611(88) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	2.49 h	2030.80(17.00) 2030.140(80)	0.00064(20)	227(76)
2096.10(16)	2.284(30)	5597(82)	0.00077(11)	284.765(99) + 1810.63(13) 862.402(80) + 1234.473(81) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2095.40(22.00) 2096.88(16.00) 2096.400(40)	0.0744(21)	5122(759)
2112.70(17)	2.449(75)	1535(50)	0.00076(11)	840.095(68) + 1272.589(84) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$ $^{116}\text{In}, \beta^-$	2.5789 h 54.29 m	2112.68(15.00) 2113.0920(60) 2112.290(20)	0.1423(30) 0.1509(22)	1076(200) 257(43)
2322.38(20)	2.362(28)	5333(74)	0.000663(99)	510.879(68) + 1810.63(13) 846.675(66) + 1475.315(98) 1028.926(71) + 1293.423(92) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2321.51(19.00) 2321.99(16.00) 2322.35(16.00) 2322.750(80)	0.0786(24)	4646(720)
2400.15(22)	2.25(11)	462(25)	0.000628(95)	403.53(14) + 1997.03(15) 969.187(78) + 1430.97(14) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2400.56(29.00) 2400.16(22.00) 2400.45(16)	0.00760(54)	426(72)
2414.81(24)	2.40(32)	164(24)	0.000622(94)	93.075(61) + 2322.38(20) 416.941(91) + 1997.03(15) 1142.332(75) + 1272.589(84) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2415.45(26.00) 2413.98(24.00) 2414.92(16.00) 2414.20(20)	0.00079(79)	44(44)
2417.25(22)	2.30(10)	646(31)	0.000621(94)	419.733(77) + 1997.03(15) 840.095(68) + 1576.41(10) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2416.77(22.00) 2416.51(17.00) 2417.40(10)	0.01022(56)	566(93)
2461.88(26)	1.85(30)	83(14)	0.000602(92)	1028.926(71) + 1432.799(98) 1124.980(84) + 1337.496(92) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2461.72(17.00) 2462.48(18.00) 2462.50(30)	0.00212(24)	114(22)
2475.77(26)	1.71(21)	82(13)	0.000596(91)	1228.890(82) + 1247.702(81) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2476.59(16.00) 2476.20(20)	0.00186(19)	99(18)
2522.72(29)	1.92(35)	57(12)	0.000576(89)	712.442(68) + 1810.63(13) 840.095(68) + 1681.84(11) 945.531(69) + 1576.41(10) 1228.890(82) + 1293.423(92) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2523.07(19.00) 2521.94(18.00) 2521.95(17.00) 2522.31(17.00) 2523.060(50)	0.01018(20)	58(11)
2540.49(28)	2.02(28)	81(13)	0.000569(88)	1065.813(72) + 1475.315(98) 1247.702(81) + 1293.423(92) $^{117}\text{Cd}, \beta^-$	3.36 h	2541.13(17.00) 2541.12(17.00) 2540.73(14)	0.00149(19)	76(15)
2657.13(33)	1.13(53)	21.5(78)	0.000524(83)	846.675(66) + 1810.63(13) 1247.702(81) + 1408.542(89) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2657.31(19.00) 2656.24(17.00) 2657.560(10)	0.006455(69)	33.5(66)
2753.84(31)	0.82(32)	16.7(73)	0.000488(78)	1303.102(82) + 1449.929(96) $^{24}\text{Na}, \beta^-$	14.997 H	2753.03(18.00) 2754.007(11)	0.998550(50)	
2959.38(78)	1.4(19)	7(10)	0.000419(70)	862.402(80) + 2096.10(16) 962.900(76) + 1997.03(15) $^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 h	2958.51(24.00) 2959.93(22.00) 2959.920(10)	0.003061(49)	12.7(26)

Tabla 4.35: Lista de picos de la muestra de cadmio CD01, medida el 22 de enero de 2014. Parte 12 de 12.

4.2.6. Indio

Activación Neutrónica y Espectroscopia γ

Se seleccionó la muestra de indio IN02 (ver Tabla 3.1), y fue irradiada el día 24 de enero de 2014 durante 198 s .

Luego de 4.6656×10^4 s de espera, la muestra de indio IN02 fue medida por espectroscopia γ durante 3.24×10^4 s (tiempo vivo: 3.11×10^4 s, tiempo muerto total: 3.9 %, y 2124 espectros). La curva de tiempo muerto de la serie 1 se muestra en la figura 50. En el espectro obtenido en la medición presentó una distorsión en los picos debido a la saturación γ , esto se corrigió eliminando los primeros 300 archivos que corresponden a los primeros 4560 s, por tanto el tiempo de medida del espectro procesado es de 2.78397×10^4 s (tiempo vivo: 2.73007×10^4 s, tiempo muerto total: 1.9 %). El espectro procesado se muestra dividido por regiones de energía en la figuras 48 y 49.

Para la identificación de los picos γ de la medida de la muestra de indio IN02 con tapa cerrada se utilizó el programa `Coincidir_Fuentes_v4.cc` descartando las desintegraciones de isótopos cuyas líneas γ de mayor intensidad no fueron observadas, o bien aquellos isótopos cuya vida media era comparativamente pequeña respecto al tiempo de espera y no fueran parte de una cadena de desintegración durante el tiempo de medida. En esta búsqueda se incluyeron las series radioactivas naturales, isótopos cosmogénicos y primordiales, observados en la medida de fondo con la tapa cerrada (ver Sección 4.1.2), además de todos los hijos de las reacciones (n, γ) , (n, p) , y (n, n') .

Las desintegraciones de isótopos de indio que cumplen los criterios anteriores son:

♡ ^{114}In : De la captura electrónica de $T_{1/2} = 49.5$ d, se observan los picos de 558.4 keV

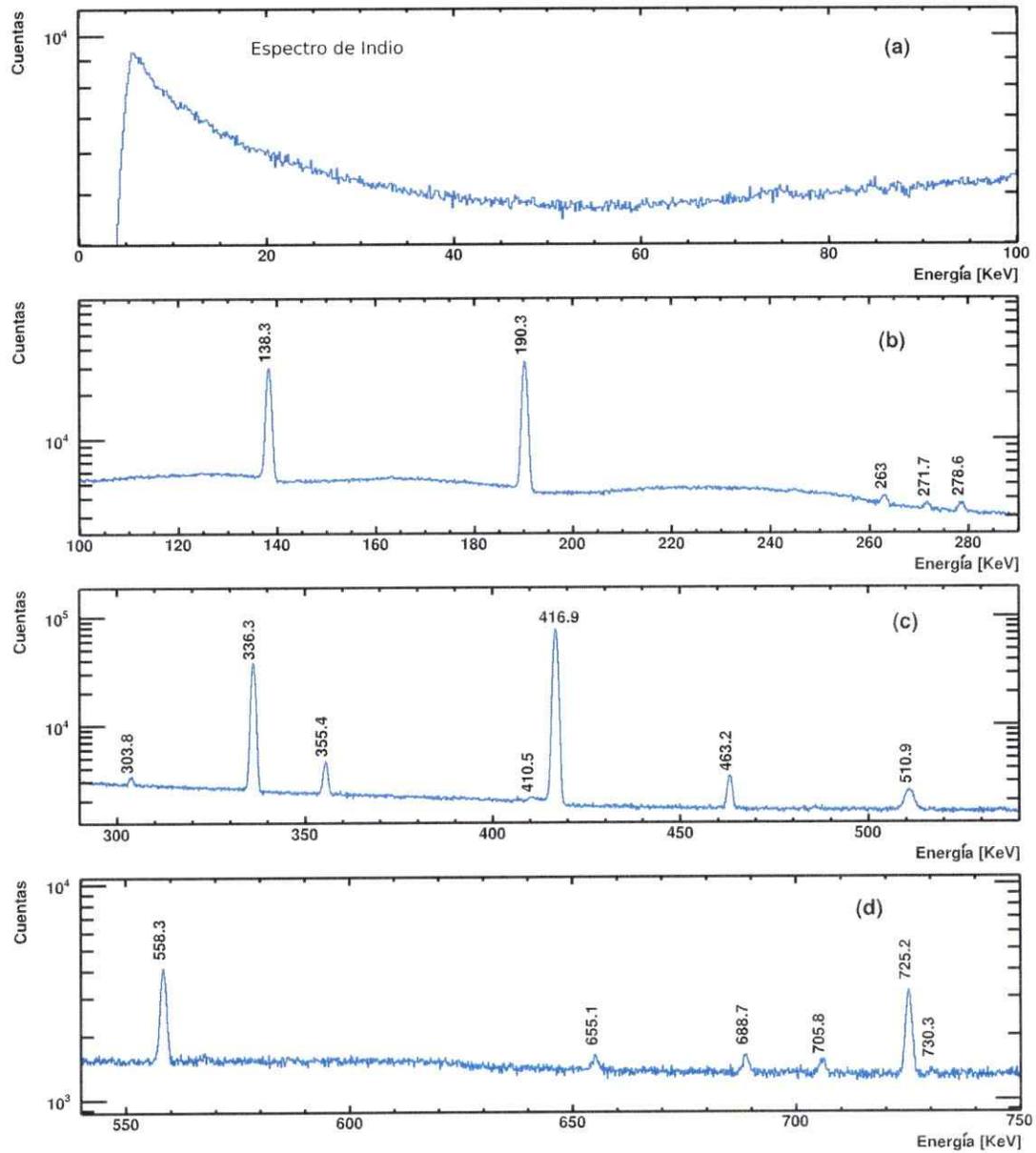


Figura 48: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de indio IN02, se muestran las regiones de energía entre 0 y 750 keV.

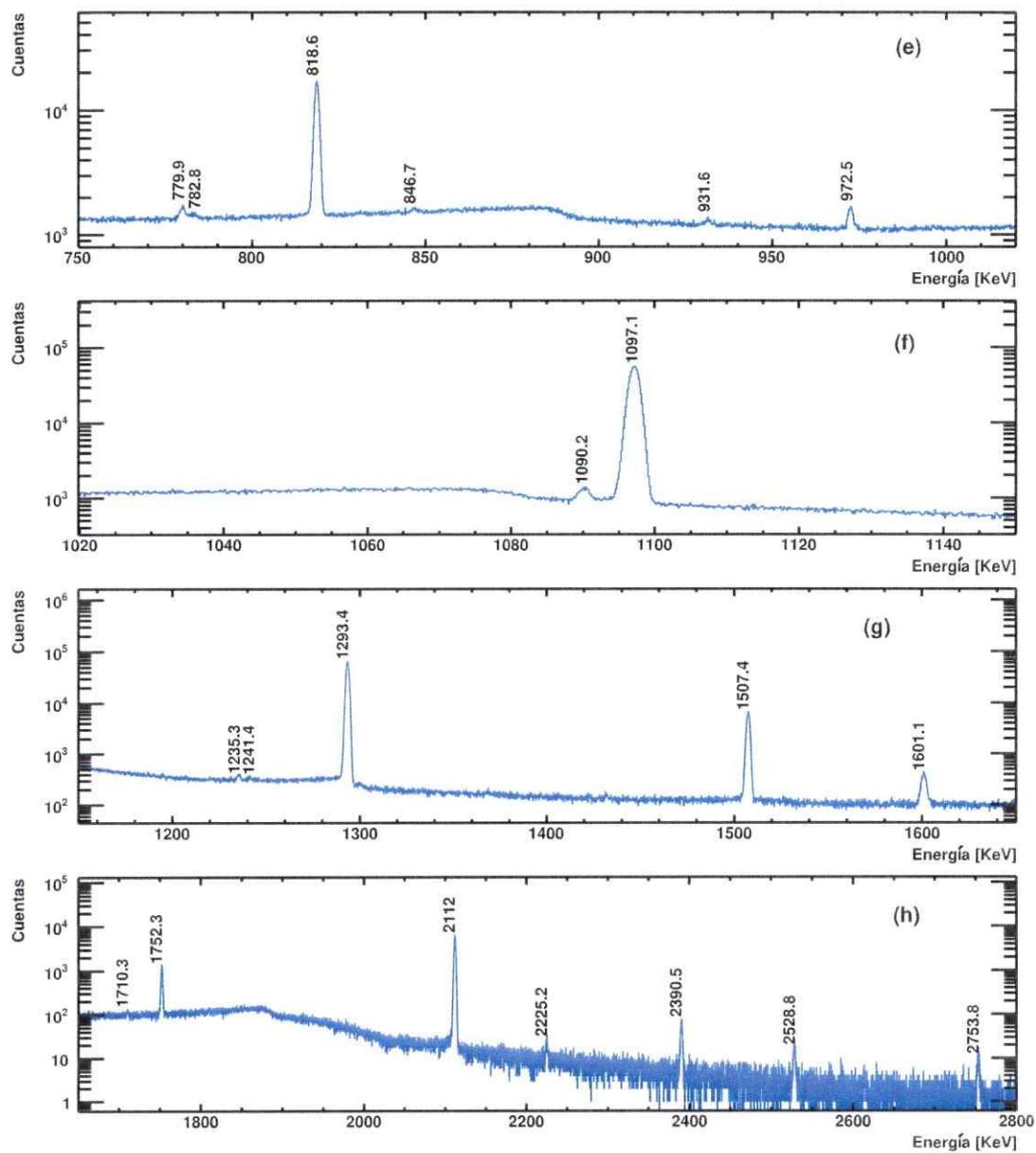


Figura 49: Espectro obtenido en la serie 1 de la muestra de indio IN02, se muestran las regiones de energía entre 750 y 2800 keV.

y 725.2 keV. De la transición interna se observa el único pico γ de 190.270(30) keV. Las otras desintegraciones de este isótopo poseen períodos de semidesintegración demasiado pequeños como para ser observados. La única línea γ que presenta posibles interferencias de sumas γ 's es el 725.2 keV, con él se calcula $\Gamma = 2.9(20) \times 10^8$.

Δ ^{115}In : Se observa la única línea γ (336.241(25) keV) de la transición interna de 4.5 h. Este γ no presenta interferencias de otras fuentes y con él se calcula $\Gamma = 1.65(13) \times 10^8$.

■ ^{116}In : De la desintegración β^- de 54.29 m se observan los 21 γ 's más intensos. De ellos los que no presentan interferencias de otros isótopos son seis, con ellos se calcula un promedio ponderado por los errores obteniendo $\Gamma = 7.55(30) \times 10^8$.

Desintegraciones de otros elementos que también cumplen los criterios anteriores pudiendo estar presente en la muestra a nivel traza o en el fondo del laboratorio son:

\otimes ^{24}Na : Se observan el segundo γ en intensidad (2754 keV) de la desintegración β^- de 14.99 h. Este pico no presenta otras interferencias de otras fuentes y con él se calcula $\Gamma = 3.18(60) \times 10^5$.

\odot ^{56}Mn : Se observa sólo el γ más intenso de 846.7 keV de la desintegración β^- de 2.6 h. Este γ puede presentar interferencia debido a sumas γ 's, pese a esto, se calcula $\Gamma = 6.9(15) \times 10^5$ sin considerar el posible aporte la suma .

De acuerdo con lo anterior, en las tablas 4.38 y 4.39 se presenta la identificación de los picos γ del espectro de la muestra IN02.

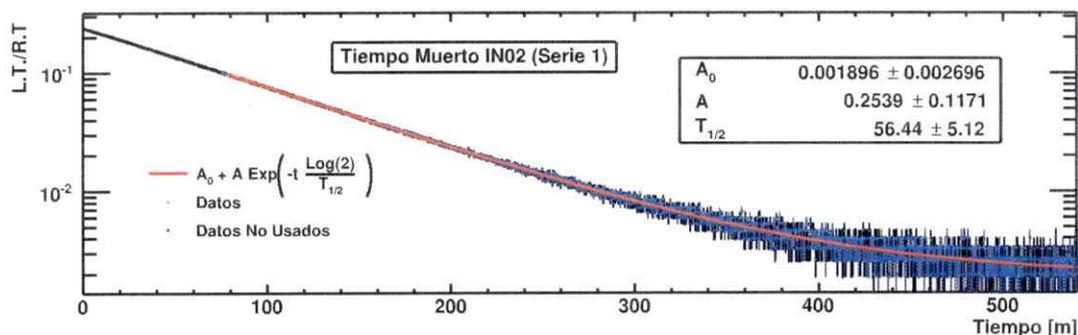


Figura 50: Curva de tiempo muerto para la corrida 1 de la muestra de indio IN02. No se incluirán en la estadística los primeros 300 archivos (correspondientes a los primeros 4560 s) para eliminar las distorsiones de los picos debido a saturación γ .

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi	R mCi
^{114}In , EC	49.5 d	1.0517(11)	$3.0(20) \times 10^{-4}$	$3.0(20) \times 10^{-4}$	9.3(6.2)
^{115}In , IT	4.486 h	1.0723(11)	$2.94(23) \times 10^{-4}$	$2.65(21) \times 10^{-3}$	0.313(25)
^{116}In , β^-	54.29 m	1.1528(12)	$5.02(20) \times 10^{-3}$	272(14)	6581(346)

Tabla 4.36: Actividad de los isótopos de indio observados en la muestra IN02.

Actividad en Saturación

Para la muestra de indio IN02, considerando los parámetros de la muestra (ver Tabla 3.1), se calcula el número de átomos de ^{113}In ($N_{\text{atomos}} = 5.973(47) \times 10^{18}$), y de ^{115}In ($N_{\text{atomos}} = 1.333(10) \times 10^{20}$), presentes en la muestra a partir de la ecuación (2.27). Usando el número de átomos y el tiempo de irradiación, se calculan las actividades en saturación de la tabla 4.36 a partir de las ecuaciones (2.9) y (2.15). De la misma forma, en la tabla 4.37, se calculan las actividades de los contaminantes observados.

Proceso	$T_{1/2}$	DTC mCi	A_{ie} mCi	A_i mCi
$^{24}\text{Na}, \beta^-$	15 h	1.0575(11)	$3.88(73) \times 10^{-7}$	$7.5(14) \times 10^{-7}$
$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.64 h	1.0889(11)	$1.72(38) \times 10^{-6}$	$7.9(17) \times 10^{-5}$

Tabla 4.37: Actividades de los contaminantes de la muestra de indio IN02.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ε_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
138.298(59)	1.1191(33)	190738(561)	0.00700(32)	Backscatter: 303.762(68)		138.775(36)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	138.290(20)	0.03697(92)	192286(12661)
190.281(59)	1.1462(28)	225600(574)	0.00630(32)	Backscatter: 730.35(20)		189.284(64)		
				Compton: 336.255(60)		191(144)		
				$^{114}\text{In}, IT$	49.51 d	190.270(30)	0.1556(15)	283908(191037)
262.986(68)	1.181(76)	4583(315)	0.00505(29)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	263.030(30)	0.001255(44)	4713(371)
271.667(78)	1.09(12)	2558(304)	0.00492(29)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	271.960(40)	0.000382(34)	1395(159)
278.572(70)	1.298(88)	4579(346)	0.00482(28)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	278.620(20)	0.001297(36)	4649(357)
303.762(68)	1.182(77)	4269(271)	0.00448(27)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	303.730(40)	0.001204(60)	4011(356)
336.255(60)	1.2548(23)	309738(614)	0.00410(26)	$^{116}\text{In}, IT$	4.486 h	336.241(25)	0.458(22)	309738(34879)
355.433(60)	1.280(38)	20712(282)	0.00390(25)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	355.400(20)	0.00730(11)	21180(1653)
410.49(15)	1.75(35)	1674(357)	0.00343(24)	138.298(59) + 271.667(78)		409.97(14)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	410.230(40)	0.000602(26)	1535(140)
416.852(60)	1.3252(15)	687140(879)	0.00338(23)	138.298(59) + 278.572(70)		416.87(13)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	416.900(20)	0.2722(36)	683793(55708)
463.153(61)	1.373(21)	16599(248)	0.00307(22)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	463.210(20)	0.00725(11)	16563(1399)
510.858(65)	2.757(59)	16478(329)	0.00282(21)	$e^- + e^+$		511.006		
558.340(61)	1.390(15)	34641(260)	0.00260(20)	$^{114}\text{In}, EC$	49.51 d	558.430(30)	0.032(22)	24437(23163)
655.119(90)	1.67(19)	2396(236)	0.00227(19)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	655.170(20)	0.001230(28)	2076(200)
688.748(77)	1.44(12)	2760(205)	0.00218(19)	271.667(78) + 416.852(60)		688.52(14)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	688.90(22)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	688.930(20)	0.001662(37)	2690(263)
705.836(86)	1.53(14)	2293(202)	0.00213(19)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	705.970(20)	0.001603(30)	2542(248)
725.167(63)	1.504(20)	19582(245)	0.00209(18)	262.986(68) + 463.153(61)		726.14(13)		
				$^{114}\text{In}, EC$	49.51 d	725.240(30)	0.032(22)	19582(18577)
730.35(20)	1.34(43)	585(187)	0.00207(18)	Compton: 931.57(14)		731(648)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	730.70(30)	0.00068(25)	1046(405)
779.900(84)	1.65(12)	3733(310)	0.00197(18)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	779.12(22)	0.002468(48)	3610(366)
782.80(23)	2.84(55)	2143(391)	0.00196(18)	271.667(78) + 510.858(65)		782.53(14)		
				$^{50}\text{V}, \beta^-$	1.4×10^{17} a	783.290(90)	0.17(11)	2143(2019)
818.580(64)	1.5765(40)	171217(465)	0.00189(18)	355.433(60) + 463.153(61)		818.59(12)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	818.680(20)	0.1213(14)	170399(17385)
846.73(14)	1.62(41)	1248(250)	0.00184(17)	336.255(60) + 510.858(65)		847.11(12)		
				$^{56}\text{Mn}, \beta^-$	2.5789 H	846.7638(19)	0.98850(30)	1248(300)
931.57(14)	1.75(41)	1316(236)	0.00170(17)	$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	931.830(40)	0.000899(43)	1138(133)
972.467(71)	1.607(59)	6153(206)	0.00165(16)	190.281(59) + 782.80(23)		973.08(29)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	972.600(20)	0.004961(69)	6069(662)
1090.160(76)	1.706(92)	5035(389)	0.00150(16)	271.667(78) + 818.580(64)		1090.25(14)		
1097.120(70)	1.7343(19)	651978(836)	0.00149(16)	278.572(70) + 818.580(64)		1097.15(13)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1097.280(20)	0.5851(81)	649257(74160)
1235.31(12)	1.81(20)	1005(134)	0.00135(15)	138.298(59) + 1097.120(70)		1235.42(13)		
				262.986(68) + 972.467(71)		1235.45(14)		
				303.762(68) + 931.57(14)		1235.33(20)		
				416.852(60) + 818.580(64)		1235.43(12)		
				510.858(65) + 725.167(63)		1236.03(13)		
				$^{116}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1235.490(30)	0.000051(25)	51(26)

Tabla 4.38: Lista de picos de la muestra de indio IN02, medida el 24 de enero de 2014. Parte 1 de 2.

Ajuste				ENSDF				
E_γ keV	FWHM keV	Cts.	ϵ_γ	Proceso	$T_{1/2}$	E_γ keV	I_γ	Cts. Calculadas
1241.37(17)	1.62(36)	485(124)	0.00135(15)	510.858(65) + 730.35(20)		1241.20(26)		
1293.410(78)	1.8486(16)	823166(914)	0.00130(15)	510.858(65) + 782.80(23)		1293.66(29)		
				$^{118}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1293.560(20)	0.848(12)	819049(99776)
1507.430(90)	1.9531(58)	85631(302)	0.00113(14)	271.667(78) + 1235.31(12)		1506.98(19)		
				410.49(15) + 1097.120(70)		1507.61(22)		
				416.852(60) + 1090.160(76)		1507.01(14)		
				688.748(77) + 818.580(64)		1507.33(14)		
				725.167(63) + 782.80(23)		1507.97(29)		
				$^{118}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1507.590(20)	0.0992(13)	83242(10773)
1601.050(100)	2.934(54)	6238(111)	0.00106(13)	510.858(65) + 1090.160(76)		1601.02(14)		
				782.80(23) + 818.580(64)		1601.38(29)		
1710.29(20)	2.23(37)	411(69)	0.00099(13)	416.852(60) + 1293.410(78)		1710.26(14)		
1752.28(11)	2.072(16)	17778(150)	0.00096(13)	510.858(65) + 1241.37(17)		1752.23(24)		
				655.119(90) + 1097.120(70)		1752.24(16)		
				779.900(84) + 972.467(71)		1752.37(15)		
				$^{118}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	1752.500(20)	0.02357(34)	16904(2329)
2112.00(15)	2.2538(57)	97675(314)	0.00076(11)	510.858(65) + 1601.050(100)		2111.91(16)		
				818.580(64) + 1293.410(78)		2111.99(14)		
				$^{118}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	2112.290(20)	0.1509(22)	85642(12753)
2225.16(19)	1.99(22)	264(25)	0.00071(10)	931.57(14) + 1293.410(78)		2224.98(21)		
				$^{118}\text{In}, \beta^-$	54.29 m	2225.390(30)	0.000466(18)	245(38)
2390.47(20)	2.369(71)	1062(35)	0.000632(95)	278.572(70) + 2112.00(15)		2390.57(22)		
				1097.120(70) + 1293.410(78)		2390.53(15)		
2528.83(24)	2.57(15)	350(22)	0.000574(89)	138.298(59) + 2390.47(20)		2528.77(26)		
				303.762(68) + 2225.16(19)		2528.92(26)		
				416.852(60) + 2112.00(15)		2528.85(21)		
				818.580(64) + 1710.29(20)		2528.87(26)		
				1235.31(12) + 1293.410(78)		2528.72(19)		
2753.81(30)	2.25(21)	155(15)	0.000488(78)	$^{24}\text{Na}, \beta^-$	14.997 h	2754.007(11)	0.998550(50)	155(38)
2800.72(37)	2.64(58)	63(12)	0.000472(76)	271.667(78) + 2528.83(24)		2800.50(31)		
				410.49(15) + 2390.47(20)		2800.96(35)		
				688.748(77) + 2112.00(15)		2800.75(23)		
				1090.160(76) + 1710.29(20)		2800.45(27)		
				1293.410(78) + 1507.430(90)		2800.84(17)		

Tabla 4.39: Lista de picos de la muestra de indio IN02, medida el 24 de enero de 2014. Parte 2 de 2.

4.3. Análisis Bayesiano

En esta sección se presenta la prueba del método Bayesiano y la aplicación a los resultados reales. La prueba del método consiste en simular un flujo, calcular las actividades en saturación que se observarían con ese flujo utilizando las secciones eficaces de las bases de datos nucleares mediante discretización de la ecuación (2.6), y luego aplicar el método de máxima expectación (ME) a esas actividades en saturación para observar si se obtiene nuevamente el flujo simulado. Luego de las pruebas, se aplicó el método a las actividades en saturación medidas experimentalmente.

4.3.1. Prueba del Método

La prueba del método consiste en simular una función de flujo, luego calcular las actividades en saturación que ese flujo produciría en los materiales a partir de las secciones eficaces de las bases de datos. Posteriormente, se aplica el método de ME a este conjunto de actividades calculadas. El objetivo es observar propiedades del método tales como la convergencia al flujo de prueba.

Distribución de Prueba

Existen medidas experimentales de C. Henríquez et al [27], del flujo de neutrones en tres regiones de energía: térmica, epitérmica y rápida. Estas medidas fueron realizadas usando láminas delgadas suspendidas en el centro del núcleo del reactor, al 2% de la potencia total del reactor, de esta forma se extrapola la actividad en saturación de las muestras a una potencia de 5 MW. Los valores reportados por C. Henríquez para el flujo de neutrones es de $6.75 \times 10^{13} \text{ [n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ para la región térmica, $1.14 \times 10^{12} \text{ [n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ para la región epitérmica, y $4.17 \times 10^{13} \text{ [n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ para la región rápida. Estos valores fueron medidos en otras condiciones y usan-

do otras técnicas de análisis, no obstante se pueden usar para tener una primera aproximación al flujo, y sobre todo para construir una distribución de prueba.

Para las regiones térmica y rápida, se usa una distribución Maxwelliana, mientras que para la región epitérmica se usa una ley inversa. La distribución Maxwelliana representa los neutrones termalizados por el moderador y la distribución del espectro de fisión [4, 5]. La distribución inversa representa los neutrones no han sufrido suficiente moderación para alcanzar la región térmica. En base a estas consideraciones se construye la distribución de prueba de la ecuación (4.1).

$$\Phi(E) = \begin{cases} 6.75 \times 10^{13} \cdot \frac{2\pi}{(\pi k_b T_{Th})^{3/2}} \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E}{k_b T_{Th}}}, & E < 0.42 \text{ eV} \\ 1.14 \times 10^{12} \cdot \frac{0.072}{E}, & 0.42 \text{ eV} < E < 0.03 \text{ MeV} \\ 4.17 \times 10^{13} \cdot \frac{2\pi}{(\pi k_b T_F)^{3/2}} \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E}{k_b T_F}}, & 0.03 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4.1)$$

donde k_b es la constante de Boltzmann, $T_{Th} = 473 \text{ K}$ y $T_F = 1.98 \times 10^6 / k_b \text{ K}$ las temperaturas de las regiones térmicas y rápidas. La temperatura T_{Th} de la región térmica corresponde a la temperatura neutrónica en esta región. La temperatura T_F representa la temperatura neutrónica aproximada, producida por un espectro de fisión de combustibles de Uranio. Los límites de las regiones fueron elegidos convenientemente para la suavidad de la función. En la figura 4.1 se muestra la distribución construida.

Con esta distribución de prueba, y usando las secciones eficaces de captura de la base de datos ENDF, se calculan las actividades de saturación A^∞ de la tabla 4.40, a las que debería converger el método ME, dado el flujo simulado, discretizando la ecuación (2.9).

Prueba del Método ME

Se muestra la prueba del método para dos condiciones iniciales, una distribución inicial uniforme (ver Figura 52), y un escalamiento del flujo de prueba (ver Figura

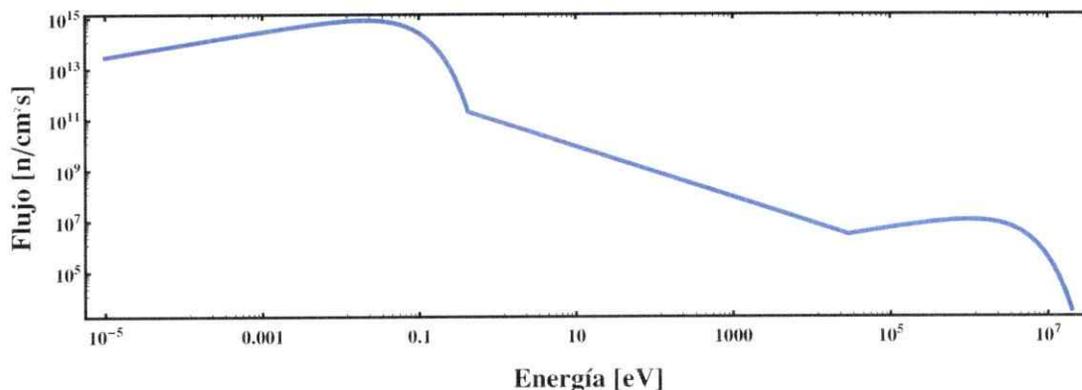


Figura 51: Distribución de prueba construida a partir de las medidas experimentales de C. Henríquez et al [27] y modelos del flujo para reactores similares [4, 5]. La región de neutrones térmicos presenta su máximo a una energía de 0.04 eV. La región de neutrones rápidos presenta su máximo a una energía de 1.98 MeV/ k_b , correspondiente al espectro de fisión en un reactor con combustibles de Uranio, llegando hasta un poco más de 10 MeV.

53). También se muestra una prueba que no usa las reacciones $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ y $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$, de esta forma se elimina la información específica de flujo rápido (ver Figura 54).

En la figura 52 se presenta la prueba del método ME usando una distribución inicial uniforme. Se fijó el número de iteraciones en 10^6 .

Se observa que partiendo de una distribución uniforme, e incluyendo todas las secciones eficaces de captura, luego de 10^6 iteraciones, el método ME converge a una distribución que difiere de la distribución de prueba. Sin embargo al utilizar la distribución obtenida junto con las secciones eficaces, se pueden reobtener las actividades de saturación, tal como se muestra en la Tabla 4.41.

Se observa que las actividades que se obtienen con el flujo obtenido luego de 10^6

Reacción	A^∞ Bq/at.
$^{51}\text{V}(n, \gamma)^{52}\text{V}$	1.347×10^{-8}
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	3.637×10^{-8}
$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	1.025×10^{-14}
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	1.018×10^{-7}
$^{64}\text{Ni}(n, \gamma)^{65}\text{Ni}$	4.055×10^{-9}
$^{114}\text{Cd}(n, \gamma)^{115}\text{Cd}$	8.366×10^{-10}
$^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$	2.087×10^{-10}
$^{113}\text{In}(n, \gamma)^{114}\text{In}$	3.281×10^{-8}
$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$	5.432×10^{-7}
$^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$	6.075×10^{-14}

Tabla 4.40: Actividades de saturación (normalizadas al número de átomos) de los núcleos hijos de las reacciones de captura neutrónica, calculadas a partir del flujo de prueba. El objetivo de estas pruebas es observar si luego de aplicar el método ME a una distribución inicial, se obtienen valores cercanos a estas actividades de saturación.

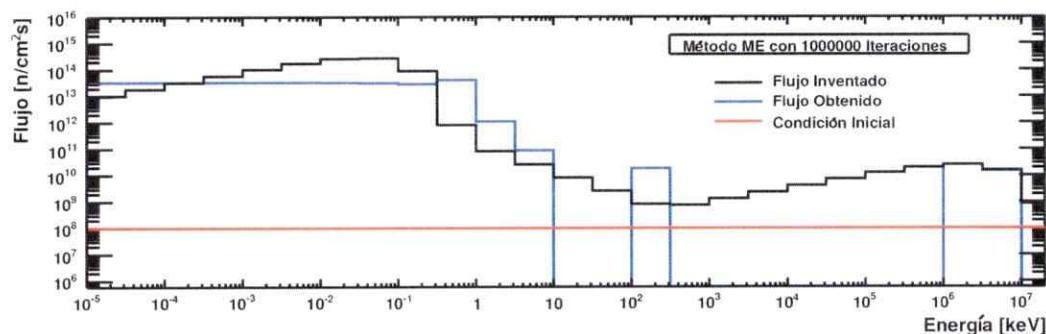


Figura 52: Prueba de la convergencia del método ME usando un flujo simulado. Se inicia el proceso de iteración usando una distribución uniforme. Se observa que existen diferencias substanciales en la forma del flujo obtenido respecto al flujo de prueba. El flujo obtenido tiende a seguir la forma de las secciones eficaces.

iteraciones, difieren porcentualmente en menos del 0.01 % respecto a las actividades calculadas usando el flujo de prueba.

Reacción	A_{Calc}^{∞} Bq/at.	$A_{s=0}^{\infty}$ Bq/at.	$\Delta_{s=0}$ %	$A_{s=1 \times 10^6}^{\infty}$ Bq/at.	$\Delta_{s=1 \times 10^6}$ %
$^{51}\text{V}(n, \gamma)^{52}\text{V}$	1.347×10^{-8}	1.224×10^{-8}	9.11	1.347×10^{-8}	< 0.0044
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	3.637×10^{-8}	3.318×10^{-8}	8.77	3.637×10^{-8}	< 0.0025
$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	1.025×10^{-14}	7.170×10^{-13}	6895	1.025×10^{-14}	< 0.0013
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	1.018×10^{-7}	9.362×10^{-8}	8.06	1.018×10^{-7}	< 0.0018
$^{64}\text{Ni}(n, \gamma)^{65}\text{Ni}$	4.055×10^{-9}	3.688×10^{-9}	9.05	4.055×10^{-9}	< 0.0045
$^{114}\text{Cd}(n, \gamma)^{115}\text{Cd}$	8.366×10^{-10}	9.965×10^{-10}	19.12	8.367×10^{-10}	< 0.011
$^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$	2.087×10^{-10}	2.364×10^{-10}	13.27	2.087×10^{-10}	< 0.0061
$^{113}\text{In}(n, \gamma)^{114}\text{In}$	3.281×10^{-8}	3.719×10^{-8}	13.36	3.281×10^{-8}	< 1.2×10^{-5}
$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$	5.432×10^{-7}	5.516×10^{-7}	1.55	5.432×10^{-7}	< 1.0×10^{-6}
$^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$	6.075×10^{-14}	8.798×10^{-12}	14381	6.075×10^{-14}	< 0.00041

Tabla 4.41: Actividades de saturación (normalizadas al número de átomos) de los núcleos hijos de las reacciones de captura neutrónica, calculadas a partir del flujo obtenido por el método ME usando una distribución Uniforme, luego de $s = 0$, y $s = 1 \times 10^6$ iteraciones. Además se muestran las actividades calculadas a partir del flujo de prueba (ver Tabla 4.40). Se observan diferencias porcentuales menores al 0.01 % respecto a las actividades calculadas usando el flujo obtenido y el flujo de prueba.

En la segunda prueba del método, se utilizó una distribución de partida que tiene la misma forma que la distribución de prueba, pero escalada en un factor 100. Utilizando esta distribución de partida, se obtiene convergencia en las primeras iteraciones. En la figura 53 se muestra el flujo obtenido luego de dos iteraciones.

La tercera prueba del método consiste en usar una distribución de partida uniforme, pero sin considerar la información procedente de las reacciones $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ y $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$. Esta prueba se presenta en la figura 54. A partir de la distribución obtenida se calcularon las actividades en saturación, mostradas en la tabla 4.42.

De la figura 54 y de la tabla 4.42 se observa que el método convergió a un flujo diferente a de las pruebas anteriores, el cual no posee flujo rápido. Sin embargo, en la tabla 4.42 se observa que este flujo reproduce los datos de entrada (ver Tabla 4.40) al igual que en las pruebas anteriores.

Las pruebas anteriores evidencian la alta dependencia de la condición inicial utili-

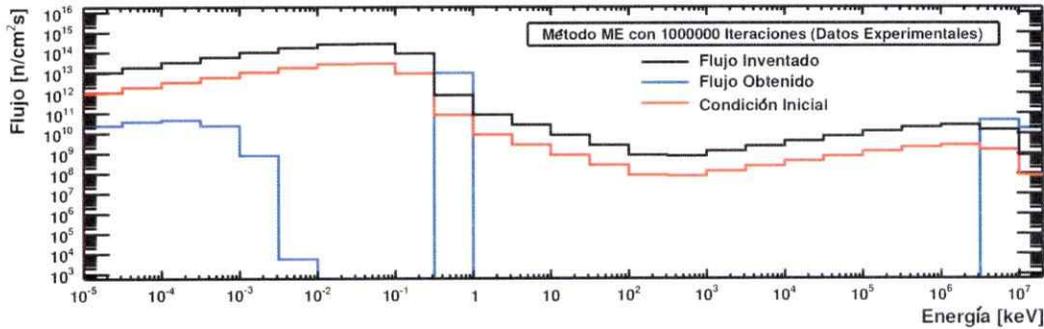


Figura 53: Prueba de la convergencia del método ME usando un flujo inventando. Se inicia el proceso de iteración usando una distribución ponderada al flujo simulado de tal forma de probar la convergencia en una región cercana del espacio de parámetros. En tan sólo dos iteraciones el flujo converge al flujo de prueba.

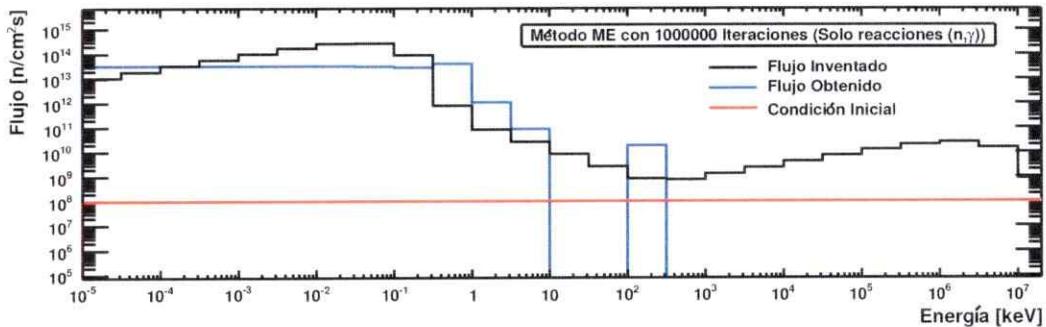


Figura 54: Prueba de la convergencia del método ME usando un flujo inventando. Se inicia el proceso de iteración usando una distribución uniforme. En esta prueba no se incluye la información de las reacciones (n, p) ni (n, n') . Se observa que el método converge a una distribución que no posee flujo rápido ni epitérmico.

zada. El método es capaz de converger para cualquier condición inicial, no obstante, la solución a la que converge puede ser un máximo local de la probabilidad. La va-

Reacción	$A_{Calc.}^{\infty}$ Bq/at.	$A_{s=0}^{\infty}$ Bq/at.	$\Delta_{s=0}$ %	$A_{s=1 \times 10^6}^{\infty}$ Bq/at.	$\Delta_{s=1 \times 10^6}$ %
$^{51}\text{V}(n, \gamma)^{52}\text{V}$	1.347×10^{-8}	1.224×10^{-8}	9.11	1.347×10^{-8}	< 0.0044
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	3.637×10^{-8}	3.318×10^{-8}	8.77	3.637×10^{-8}	< 0.0025
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	1.018×10^{-7}	9.362×10^{-8}	8.06	1.018×10^{-7}	< 0.0018
$^{64}\text{Ni}(n, \gamma)^{65}\text{Ni}$	4.055×10^{-9}	3.688×10^{-9}	9.05	4.055×10^{-9}	< 0.0045
$^{114}\text{Cd}(n, \gamma)^{115}\text{Cd}$	8.366×10^{-10}	9.973×10^{-10}	19.21	8.367×10^{-10}	< 0.011
$^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$	2.087×10^{-10}	2.367×10^{-10}	13.44	2.087×10^{-10}	< 0.0061
$^{113}\text{In}(n, \gamma)^{114}\text{In}$	3.281×10^{-8}	3.719×10^{-8}	13.36	3.281×10^{-8}	< 1.2×10^{-5}
$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$	5.432×10^{-7}	5.516×10^{-7}	1.55	5.432×10^{-7}	< 1.0×10^{-6}

Tabla 4.42: Actividades de saturación (normalizadas al número de átomos) de los núcleos hijos de las reacciones de captura neutrónica, calculadas a partir del flujo obtenido por el método ME usando una distribución Uniforme, sin considerar la información de las reacciones con neutrones rápidos (n, p) ni (n, n'), luego de $s = 0$, y $s = 1 \times 10^6$ iteraciones. Además se muestran las actividades calculadas a partir del flujo de prueba (ver Tabla 4.40). Se observan diferencias porcentuales menores al 0.01 % respecto a las actividades calculadas usando el flujo obtenido y el flujo de prueba.

riación de las secciones eficaces genera una gran cantidad de máximos locales, lo que dificulta la convergencia.

De estas tres pruebas, utilizando dos distribuciones de flujo distintas para iniciar el método ME y diferentes grados de información (número de materiales), podemos observar que los flujos finales representan a los datos experimentales de entrada (actividades de saturación). Esto se puede verificar mediante la diferencia porcentual, con $s = 10^6$ iteraciones para las distribuciones uniformes, y para $s = 2$ en el caso de la distribución inicial ponderada.

Estos resultados sugieren que es necesario mejorar el nivel de información en ciertas regiones del espectro de energías del flujo de neutrones, mediante la utilización de materiales cuyas secciones eficaces privilegien dichas regiones, y entreguen una mayor estabilidad en la región de resonancia (epitérmica). A medida que se agrega nueva información, algunos máximos locales de la probabilidad se eliminan, mejorando la

convergencia del método hacia la distribución real.

Por otro lado se hace necesario contar con información fidedigna de la forma del flujo de neutrones para converger a la solución global, en lugar de una solución local que reproduce los datos de entrada, pero que puede presentar falencias al incluir nuevos datos.

4.3.2. Aplicación del Método ME Usando Actividades de Saturación Experimentales

En la aplicación del método ME a las actividades experimentales, se utilizaron 70 grupos de energía, tanto como para el espectro como para las secciones eficaces de la base de datos ENDF/VII.1. Se utilizaron dos distribuciones de partida, una distribución escalonada (ver Figura 55) y una distribución uniforme (ver Figura 56). Se observa que la distribución obtenida en ambos casos es similar en forma.

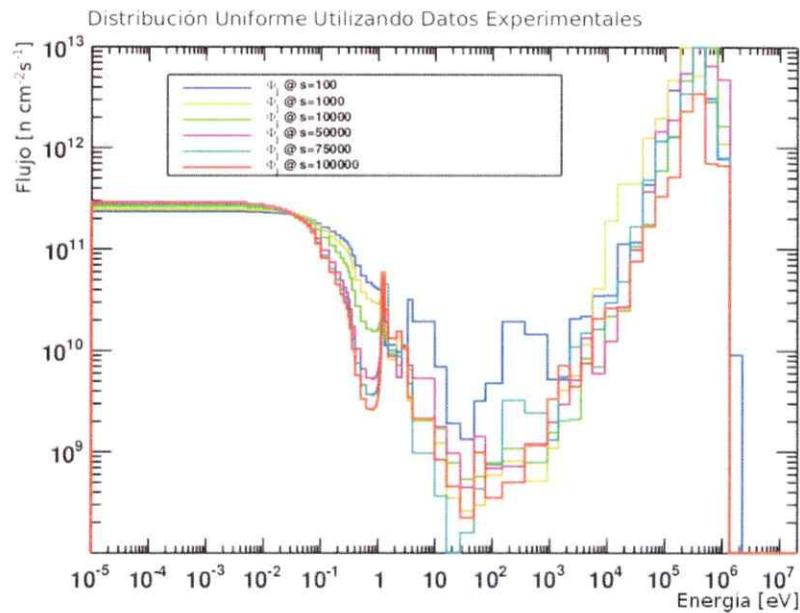


Figura 55: Aplicación del método ME a las actividades de saturación medidas experimentales. Se muestra la distribución obtenida al iniciar el proceso iterativo partiendo de una distribución uniforme.

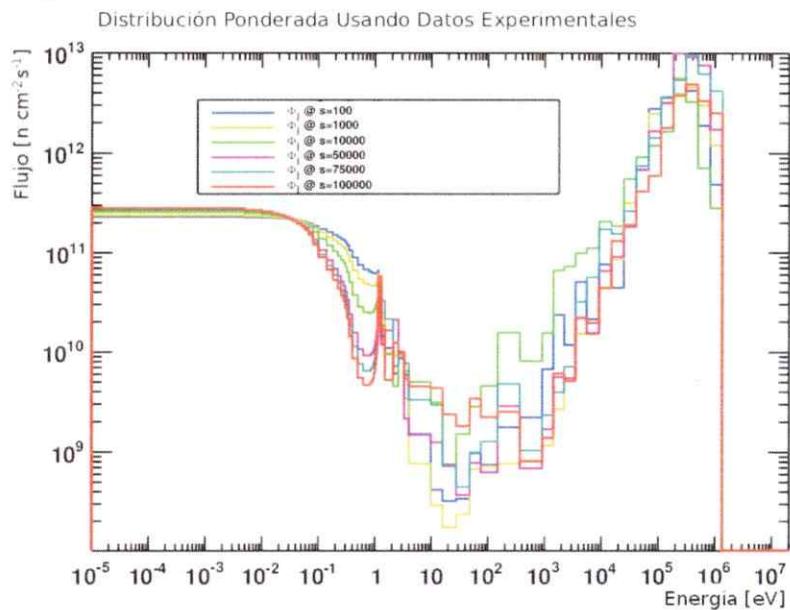


Figura 56: Aplicación del método ME a las actividades de saturación medidas experimentales. Se muestra la distribución obtenida al iniciar el proceso iterativo partiendo de una distribución escalonada (ver Figura 52).

Capítulo 5

Conclusiones

El objetivo de este trabajo de tesis consistió en obtener la distribución de energía del flujo de neutrones del reactor de investigación RECH-1, en una posición en la periferia del núcleo del reactor (posición del TSP). Esta es la primera vez que se obtiene una distribución de energía detallada del reactor RECH-1, y la primera medición a potencia completa (5 MW). No obstante se realizan simulaciones Montecarlo de forma periódica para la supervisión del funcionamiento del reactor, experimentalmente sólo se había medido el flujo de neutrones a una potencia de 10 kW en tres regiones de energía (Térmica, Epitérmica y Rápida).

Utilizando láminas delgadas, químicamente puras, se fabricaron muestras de cadmio, cobalto, indio, manganeso, níquel, y vanadio. Estas láminas se irradiaron en el TSP y su actividad fue medida por espectroscopia γ de alta resolución, utilizando un detector de GeHP. Se calculó la actividad de saturación de las muestras a partir de medidas experimentales de las actividades de los isótopos hijos, el tiempo de irradiación de la muestra, el tiempo de espera entre la irradiación y la medida, el tiempo de medida, la eficiencia del detector y la masa de la muestra, además de valores tabulados de intensidades γ y de abundancia isotópica.

Debido a las altas actividades de las muestras irradiadas, al hacer espectroscopia

γ se observaron fenómenos usuales tales como sumas γ , backscatter, borde compton, entre otros presentes en el espectro. Además se observó contaminación en el espectro debido a la presencia de otros elementos traza en las muestras irradiadas. En el análisis de espectroscopia γ se lograron identificar estos fenómenos, además de cuantificar las contribuciones de los núcleos radioactivos presentes en la muestra de cada uno de los fotopicos observados. De esta forma se logró aislar el número de eventos provenientes de una determinada fuente, calculando la actividad de saturación de los núcleos radioactivos como un promedio ponderado por el error sobre una gran cantidad de fotopicos observados. De cada elemento de interés se observaron las líneas γ más intensas de su desintegración.

A partir de los núcleos radioactivos presentes en las muestras y sus esquemas de desintegración, se logró identificar la ocurrencia de 10 reacciones de captura neutrónica tipo (n, γ) , (n, p) , y (n, n') .

En el período final de este trabajo de tesis se hicieron pruebas utilizando el método de deconvolución de máxima expectación (ME) usando una distribución de flujo de neutrones inventada y las secciones eficaces de captura neutrónica disponibles en las bases de datos ENDF/VII.1. Los resultados de estas pruebas indican que el método converge a la solución en pocas iteraciones. Además se presenta una buena reproducibilidad en la región de neutrones térmicos ($E < 0.5 \text{ eV}$), debido a la forma de las secciones eficaces de captura neutrónica en esta región. Sin embargo, en la región de flujo de neutrones epitérmicos ($0.5 \text{ eV} < E < 0.5 \text{ MeV}$) y rápidos (0.5 MeV), se observa una menor reproducibilidad del flujo utilizando el mismo método de deconvolución. Esto se puede asociar a dos causas: (i) las secciones eficaces en la región epitérmica presentan resonancias mostrando variaciones de varios ordenes de magnitud en rangos de energía muy pequeños, que dificultan la convergencia del

método, (ii) sólo se observan dos reacciones que ocurren sólo con neutrones rápidos ($^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ y $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$), debido a que el flujo de neutrones rápidos es menor en la periferia del núcleo del reactor dada la termalización de neutrones en el material moderador (agua pesada).

En la segunda campaña de experimentos, planificada para los meses de octubre/noviembre 2014, se espera poder realizar mediciones en la posición central del reactor, donde será posible observar más reacciones con neutrones rápidos, mejorando el nivel de información en esta región de energía, además de incluir otros materiales tales como oro, plata, platino, titanio y tungsteno.

Apéndice A

Análisis de Incertezas

En este capítulo se presenta el análisis de la precisión del experimento, junto con la propagación de errores de las fórmulas utilizadas. La idea del análisis de precisión es obtener un valor aproximado de las incertezas de los valores medidos, hacer cálculos exhaustivos de las incertezas dada la naturaleza estocástica de los procesos de medición puede llegar a ser injustificado.

A.1. Incertezas en los Instrumentos y en los Métodos de Medición

A continuación se discutirán los criterios usados para asignar incertezas a los valores involucrados en los experimentos.

A.1.1. Medición del Tiempo

Para medir los tiempos de irradiación t_i y de espera t_e se usó un cronómetro de precisión $\pm 1\text{s/d}$, es decir que estos tiempos tendrán una imprecisión intrínseca de $\Delta t \sim 1/86400\text{s} \sim 1.2 \times 10^{-5}\text{s}$. Además de la precisión intrínseca del cronómetro, se debe considerar la velocidad de reacción del individuo que efectúa la medida, por lo cual, la imprecisión de una medida efectuada con un cronómetro no podrá ser

inferior a $\Delta t \sim 0.1$ s.

En la medida de los tiempos de adquisición se utilizó un computador. Los computadores tienen una precisión en torno a los μ s en la mayoría de los casos. Dado que los tiempos de adquisición están ligados a los tiempos de activación¹, las incertezas en los tiempos de adquisición serán despreciables comparadas con las correspondientes medidas con cronómetro.

Medida del tiempo de irradiación

A medida que se baja una muestra por el tubo seco con el reactor en operación, inevitablemente la muestra se irá activando antes de llegar a la posición de irradiación. Se estimó en 5 s el tiempo en el cual el flujo puede producir una actividad fuera del tiempo de activación, por lo que la incerteza en el tiempo de irradiación será de 5 s.

A.1.2. Fuente de Calibración

Las fuentes de calibración puntuales traen consigo al menos dos valores importantes, la fecha de elaboración, y la actividad registrada en ese momento. Con estos parámetros se obtiene una referencia temporal t_0 para obtener la actividad por medio de la ecuación (2.3).

La fuente de calibración de ^{152}Eu N°2414, calibrada por Laboratoire de Métrologie des Rayonnements Ionisants, reporta una actividad de $0.133 \pm 0.002 \mu\text{Ci}$ el 13 de junio de 1979 a las 12h00 UT, con . En este caso la precisión en el tiempo de fabricación alcanza $\Delta t_0 = 30$ s y en la actividad inicial $\Delta A_0 = 0.002 \mu\text{Ci}$.

¹Salvo cuando se utiliza una fuente de calibración.

A.2. Propagación de Errores

Para propagar las incertezas de los parámetros a la función, usualmente se usa la ecuación (A.1).

$$\Delta f(x_1, \dots, x_n) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 (\Delta x_1)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 (\Delta x_n)^2} \quad (\text{A.1})$$

A.2.1. Propagación de Errores a la Calibración en Energía

Para calibrar el equipo de espectroscopia γ , se mide la fuente de calibración por un tiempo prudente, que permita identificar claramente los N picos de energía que se usarán para calibrar. Al ajustar los picos por métodos numéricos al modelo analítico se obtiene el centroide en canales ch_i , la varianza σ_i^2 y el número de cuentas c_i , con la correspondiente incerteza dada por el método utilizado, es decir el conjunto de datos $\{(ch_i \pm \Delta ch_i, \sigma_i \pm \Delta \sigma_i, c_i \pm \Delta c_i)\}_{i=1, \dots, N}$.

Luego se construirá la curva de calibración en energía por medio del conjunto de puntos $\{(ch_i \pm \Delta ch_i, E_i \pm \Delta E_i)\}_{i=1, \dots, N}$, donde las energías E_i de los picos se obtienen de la base de datos ENSDF. Usando la ecuación (A.1) se obtiene la incerteza que se propaga al transformar de canales a energía (ver ec.A.2).

$$\begin{aligned} \Delta E(ch \pm \Delta ch) &= \sqrt{\sum_{i=0}^3 (ch^i)^2 \cdot (\Delta e_i)^2 + \left(\sum_{j=0}^3 j \cdot e_j \cdot ch^{j-1}\right)^2 \cdot (\Delta ch)^2} \\ \Delta E(ch \pm \Delta ch) &= (\Delta e_0^2 + ch^2 \cdot \Delta e_1^2 + ch^4 \cdot \Delta e_2^2 + ch^6 \cdot \Delta e_3^2 + \\ &\quad \Delta ch^2 (e_1 + 2e_2 ch + 3e_3 ch^2)^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

A.2.2. Propagación de Errores a la Calibración en Eficiencia

Para obtener la curva de calibración en eficiencia $\varepsilon_\gamma(E \pm \Delta E)$ primero se calcula el parámetro Γ (ver ec. 2.23):

$$\begin{aligned} \Delta\Gamma &= \Gamma \cdot \left[\left(\frac{\Delta A_{ie}}{A_{ie}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{D}}{\mathcal{D}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{\lambda \cdot t_m \cdot e^{-\lambda t_m}}{1 - e^{-\lambda t_m}} \right)^2 \cdot \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t_m}{t_m} \right)^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ \Delta\Gamma &= \Gamma \cdot \left[\left(\frac{\Delta A_{ie}}{A_{ie}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{D}}{\mathcal{D}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{\lambda \cdot t_m}{e^{\lambda t_m} - 1} \right)^2 \cdot \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t_m}{t_m} \right)^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Luego la eficiencia de un determinado rayo γ se obtiene despejando ε_γ en la ecuación (2.26), luego la incerteza en la eficiencia viene dada por (A.4):

$$\Delta\varepsilon_\gamma = \varepsilon_\gamma \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{\Delta c_\gamma}{c_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \Gamma}{\Gamma} \right)^2} \quad (\text{A.4})$$

Para construir la curva de calibración en eficiencia se crea el conjunto de puntos $\{(E_i \pm \Delta E_i, \varepsilon_i \pm \Delta \varepsilon_i)\}_{i=1, \dots, n}$, al cual se ajusta numéricamente la curva dada en la ecuación (2.18) para obtener los parámetros $\{p_k \pm \Delta p_k\}_{k=0, \dots, 5}$. Con estos parámetros, se puede propagar la incerteza a la curva de eficiencia (ver ec. A.5) usando la ecuación (A.1):

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_\gamma(E \pm \Delta E) &= \varepsilon_\gamma(E) \cdot \left[\sum_{j=0}^5 (\Delta p_j)^2 \cdot (\ln E)^{2j} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 \left(\sum_{k=0}^5 k \cdot p_k \cdot (\ln E)^{k-1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

A.2.3. Propagación de Errores a la Actividad de una Muestra

Primero se calcula el factor Γ para un isótopo en particular por medio de uno de los picos observados, para ello se despeja Γ de la ecuación (2.25). La incerteza en la determinación de Γ viene dada por la ecuación (A.6):

$$\Delta\Gamma = \Gamma \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta c_\gamma}{c_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma}\right)^2} \quad (\text{A.6})$$

Luego la actividad de la muestra se obtiene a partir de la ecuación (2.24). La incerteza en la determinación de la actividad de una muestra se obtiene por medio de la ecuación (A.7):

$$\begin{aligned} \Delta A_{ie} &= A_{ie} \cdot \left[\left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\mathcal{D}}{\mathcal{D}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\lambda \cdot t_m \cdot e^{-\lambda \cdot t_m}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_m}}\right)^2 \cdot \left(\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_m}{t_m}\right)^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ \Delta A_{ie} &= A_{ie} \cdot \left[\left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\mathcal{D}}{\mathcal{D}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\lambda \cdot t_m}{e^{\lambda \cdot t_m} - 1}\right)^2 \cdot \left(\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_m}{t_m}\right)^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Para el caso específico del cálculo de una intensidad γ a partir del factor Γ usando la ecuación (2.26):

$$\Delta I_\gamma = I_\gamma \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta c_\gamma}{c_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{A.8})$$

A.2.4. Propagación de Errores al Número de Átomos de una Muestra

Para propagar el error al número de átomos de la ecuación (2.27) se utiliza la ecuación (A.1), de esta forma se obtiene la incerteza en el número de átomos de una

muestra en la ecuación (A.9).

$$\Delta N_0 = N_0 \sqrt{\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m_A}{m_A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta u}{u}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2} \quad (\text{A.9})$$

Apéndice B

Esquemas de Desintegraciones.

En este apéndice se presentan los esquemas de desintegraciones citados en la sección 2.8 para cada muestra. En los esquemas de desintegración, en verde se muestran los períodos de semidesintegración de los estados. En azul se muestran las transiciones permitidas y la desintegración γ asociada. En negro se muestra la energía de los niveles, la paridad y el nombre del estado. En rojo se muestran las transiciones, junto con la intensidad y la función *ft*. Las unidades de energía se encuentran en keV.

B.1. Esquemas de Desintegración para CO01

Las desintegraciones del estado metaestable del ^{60}Co se muestran en las figuras 57 y 58. La desintegración del estado fundamental del ^{60}Co se muestra en la figura 59.

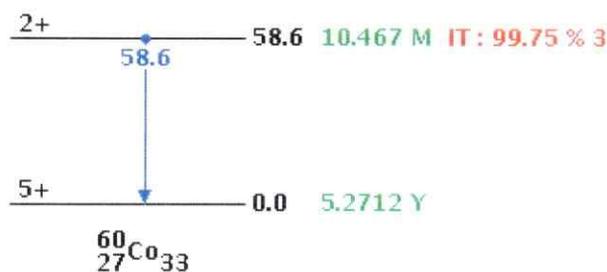


Figura 57: Esquema de la transición interna del estado metaestable del ^{60}Co .

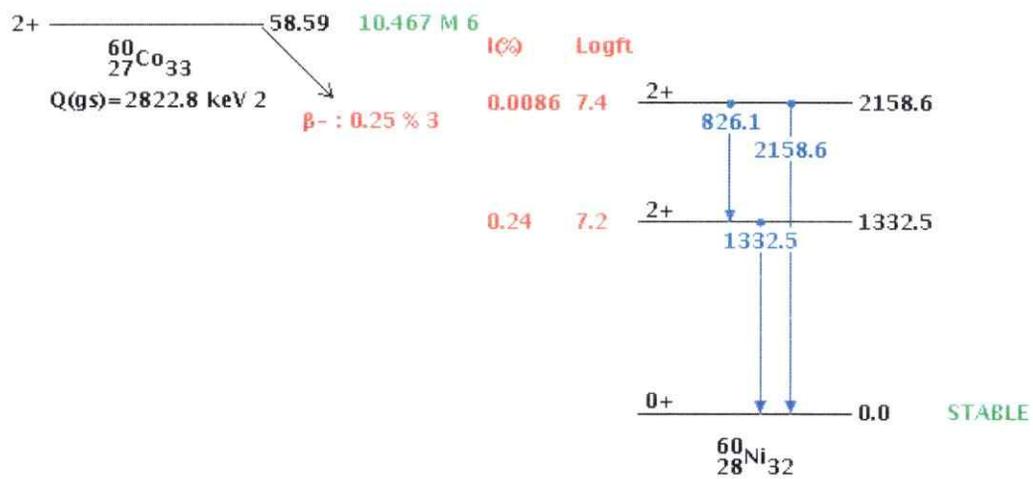


Figura 58: Esquema de la desintegración β^- del estado metaestable del ^{60}Co .

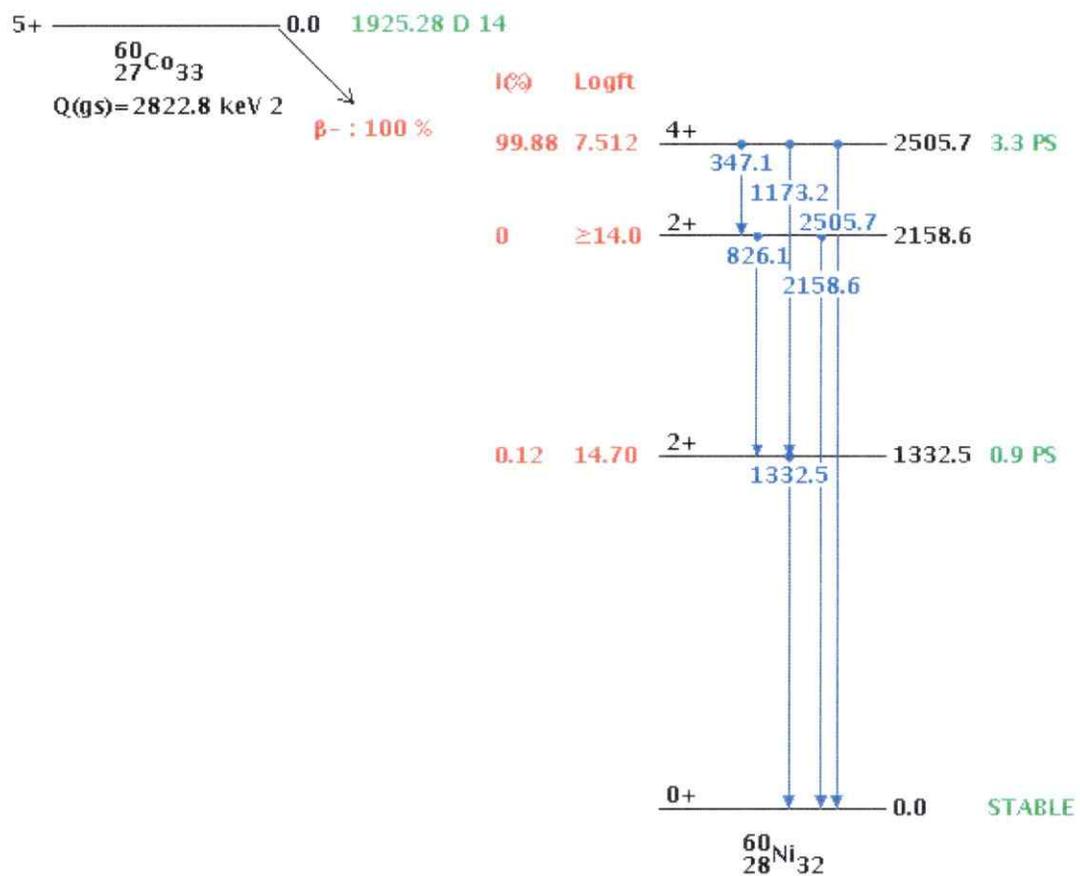


Figura 59: Esquema de la desintegración β^- del estado fundamental del ^{60}Co .

B.2. Esquema de Desintegración para MN02

La desintegración del ^{56}Mn se muestra en la figura 60.

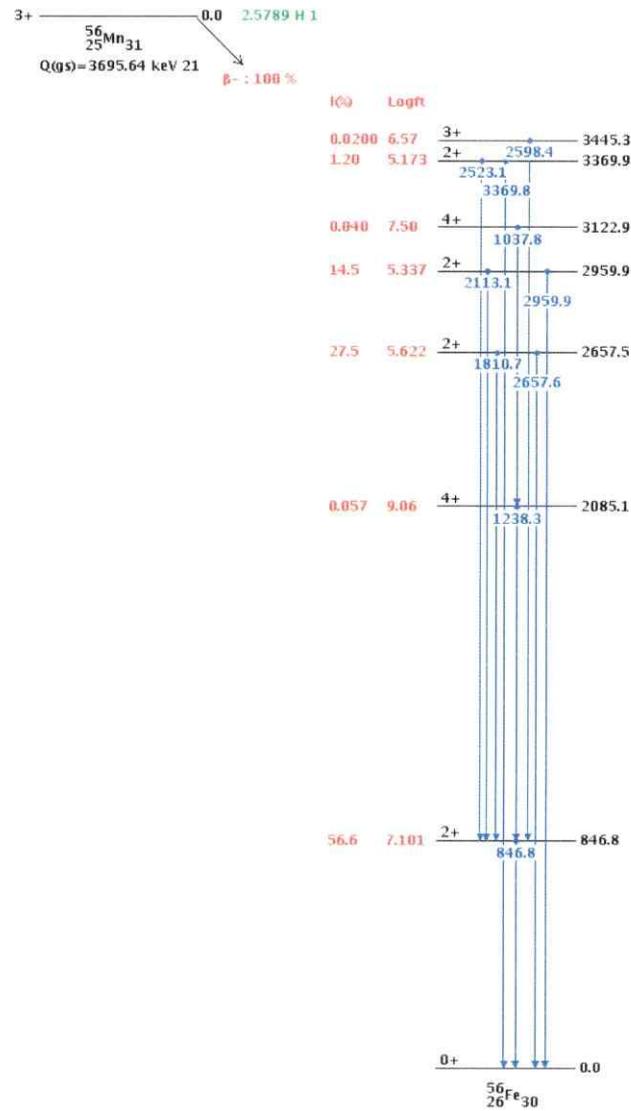


Figura 60: Esquema de la desintegración β^- del ^{56}Mn .

B.3. Esquemas de Desintegración para NI01

La desintegración del ^{65}Ni se muestra en la figura 61. Las desintegraciones del estado metaestable y fundamental del ^{58}Co se muestran en las figuras 62 y 63, respectivamente.

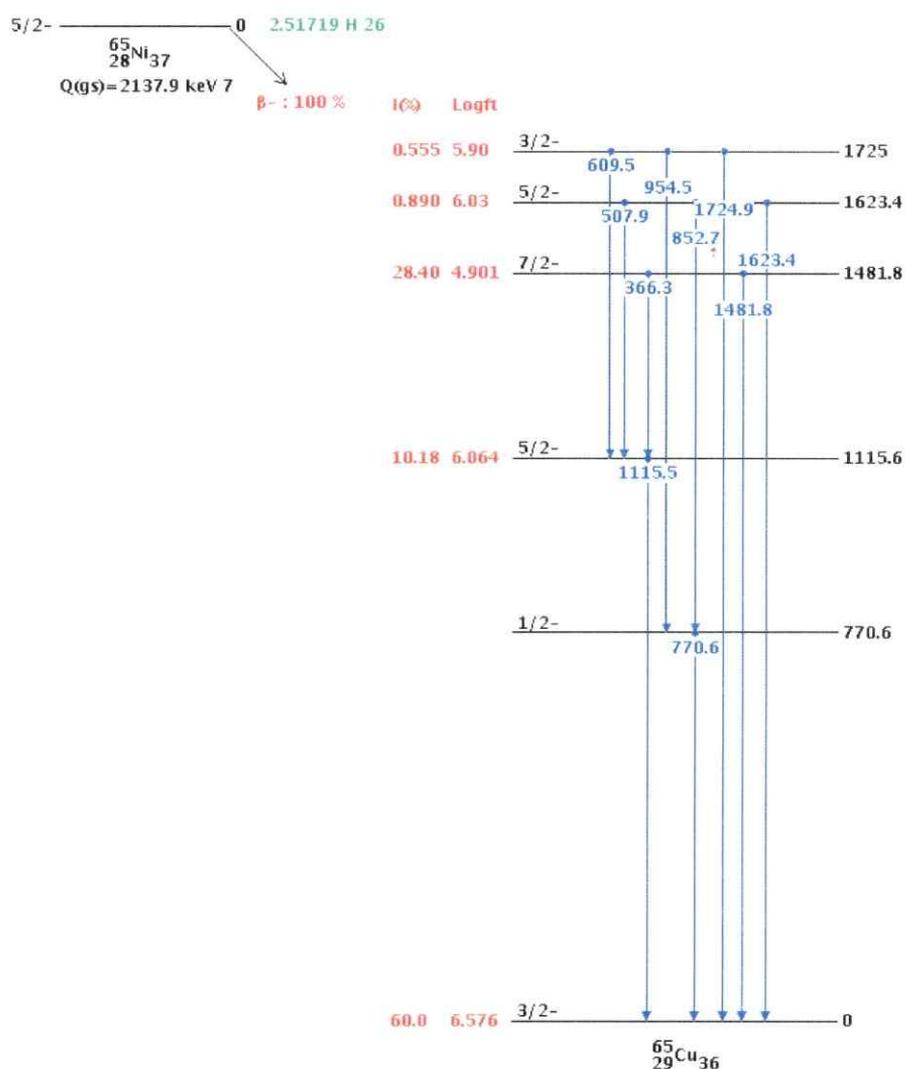


Figura 61: Diagrama de la desintegración β^- del ^{65}Ni .

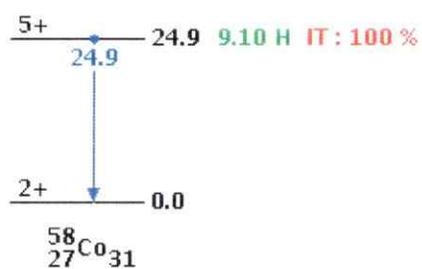


Figura 62: Diagrama de la transición interna del estado metaestable del ^{58}Co .

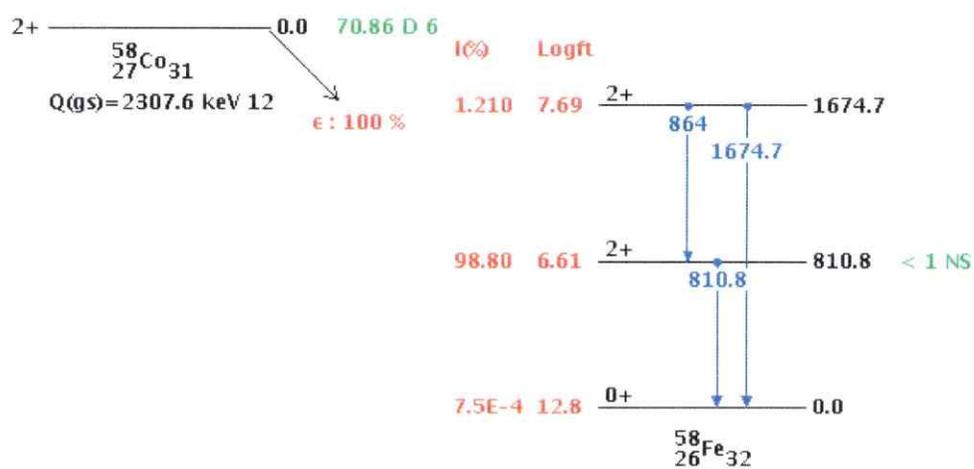


Figura 63: Diagrama de la desintegración β^- del estado fundamental del ^{58}Co .

B.4. Esquema de Desintegración para V03

La desintegración del estado fundamental del ^{52}V se muestra en la figura 64.

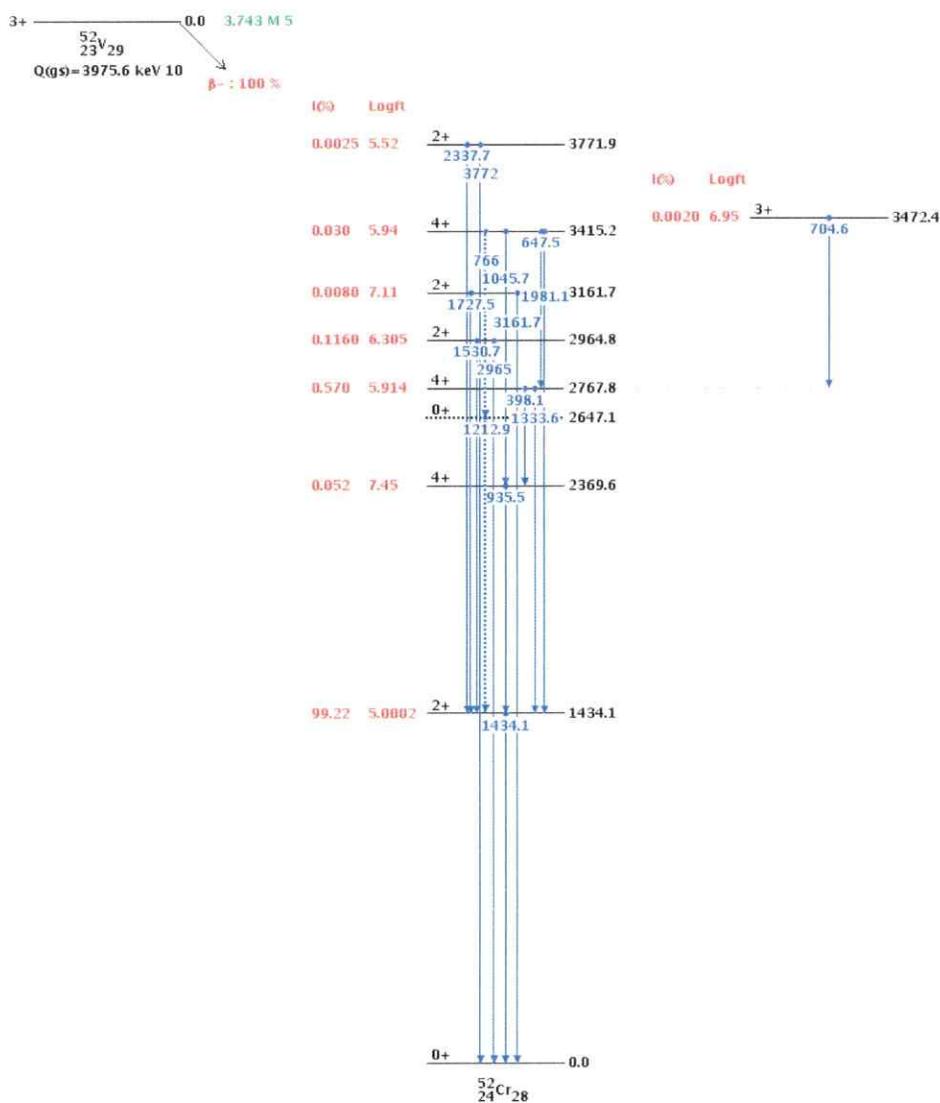


Figura 64: Diagrama de la desintegración β^- del estado fundamental del ^{52}V .

B.5. Esquema de Desintegración para CD01

La transición interna del estado metaestable al estado fundamental del ^{111}Cd se muestra en la figura 65. La desintegración del estado metaestable del ^{115}Cd se muestra en la figura 66. La desintegración β^- de ^{117}Cd se muestra en la figura 67. La transición interna del estado metaestable y la desintegración β^- del estado fundamental del ^{117}In se muestran en las figuras 68 y 69.

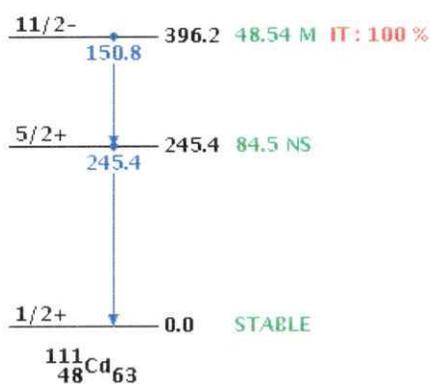


Figura 65: Diagrama de la transición interna del ^{111m}Cd .

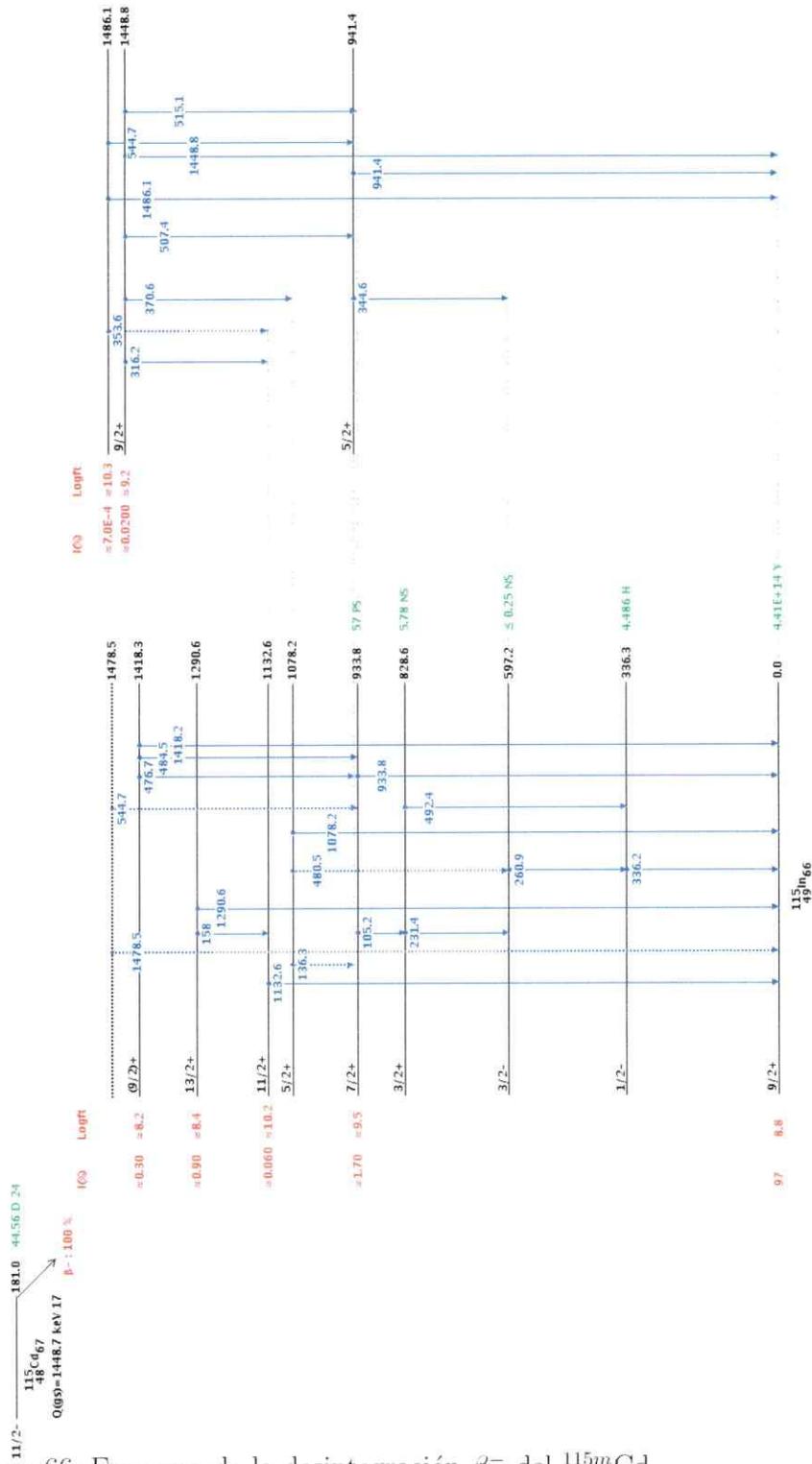


Figura 66: Esquema de la desintegración β^- del ^{115m}Cd .

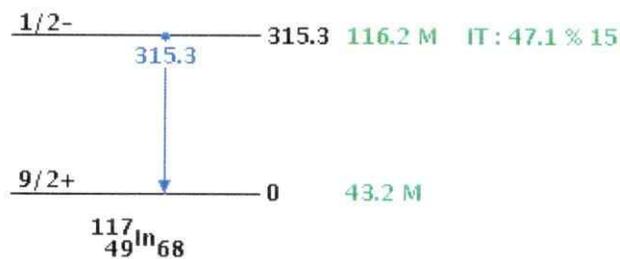


Figura 68: Esquema de la transición interna del ^{117m}In .

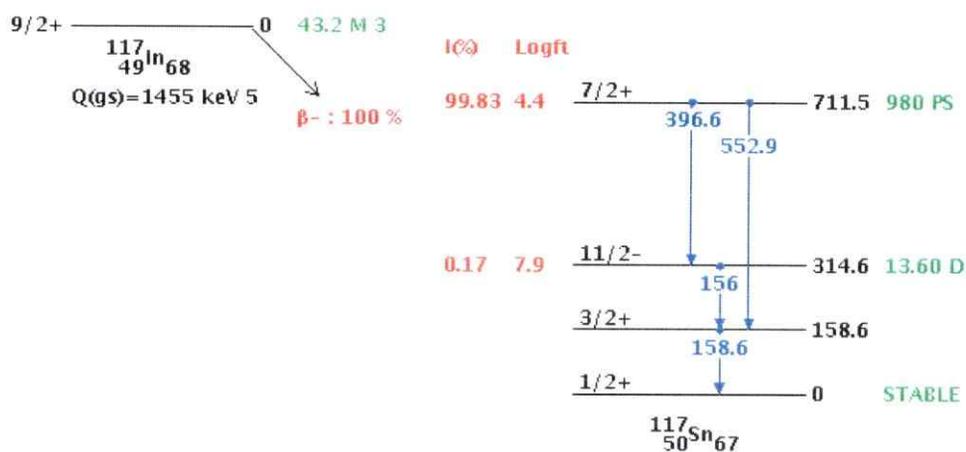


Figura 69: Esquema de la desintegración β^- del ^{117}In .

B.6. Esquema de Desintegración para IN02

La desintegración del estado fundamental del ^{114}In se muestra en la figura 70. La desintegración β del estado fundamental del ^{114}In se muestra en la figura 71. La captura electrónica del estado fundamental del ^{114}In se muestra en la figura 72.

La desintegración del estado metaestable del ^{116}In se muestra en la figura 73. Las desintegraciones del estado fundamental del ^{116}In se muestran en las figuras 74 y 75.

Las desintegraciones del estado metaestable del ^{115}In se muestran en las figuras 76 y 77.

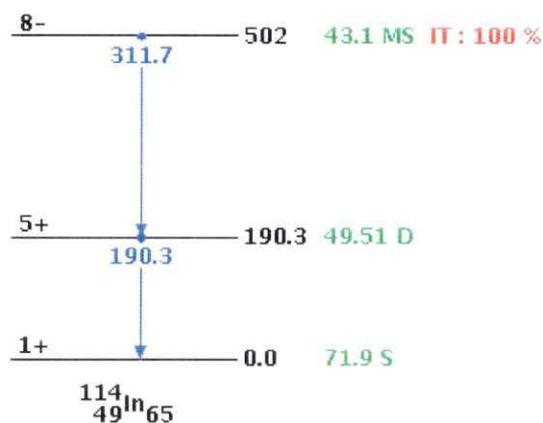


Figura 70: Diagrama de la transición interna del ^{114}In .

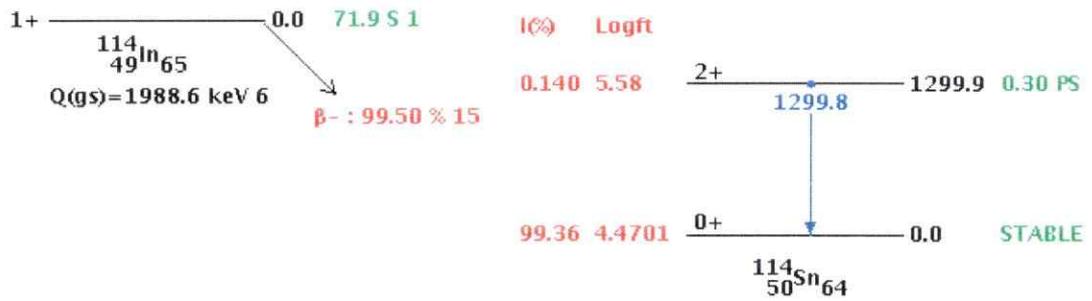


Figura 71: Diagrama de la desintegración β^- del ^{114}In .

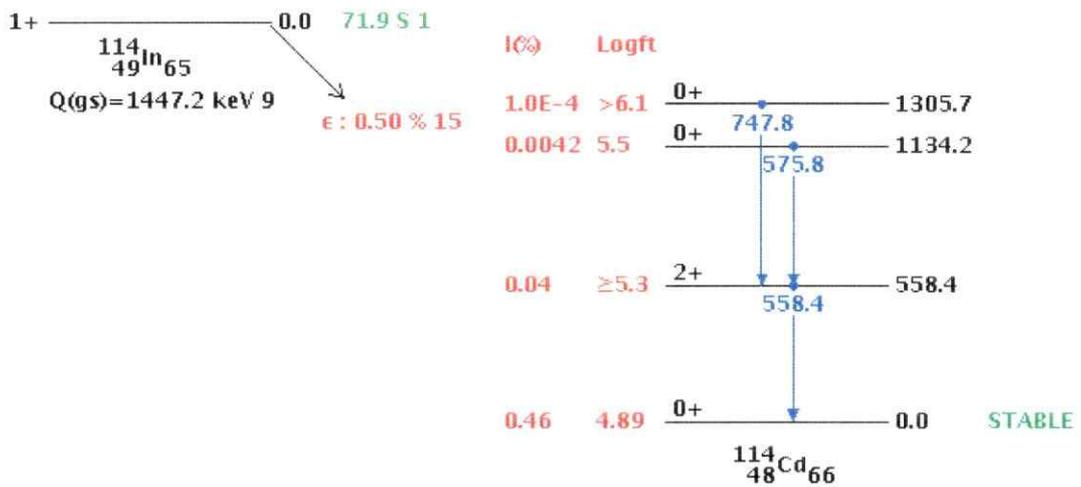


Figura 72: Diagrama de la captura electrónica del ^{114}In .

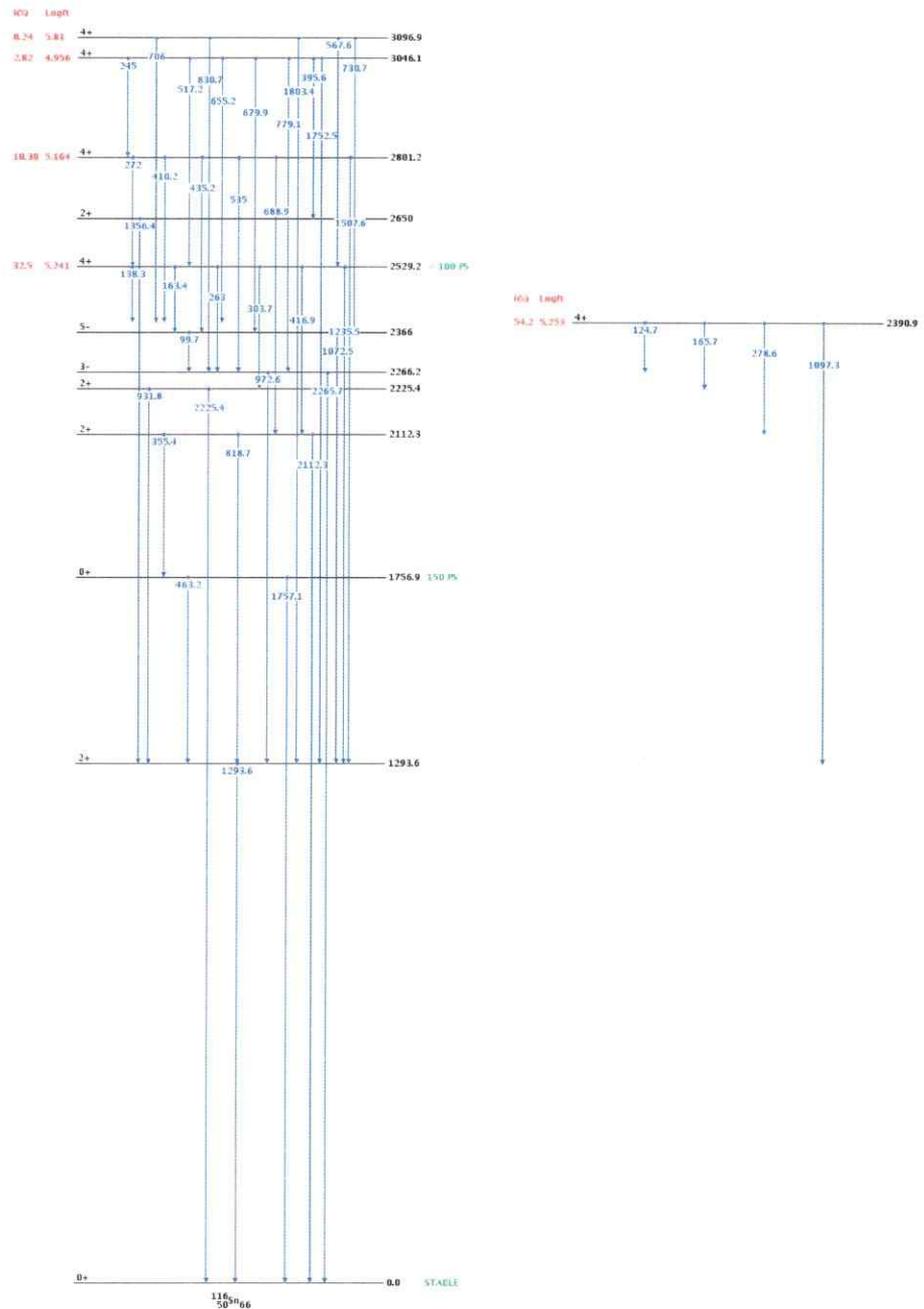
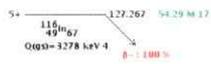


Figura 73: Esquema de la desintegración β^- del ^{116m}In .

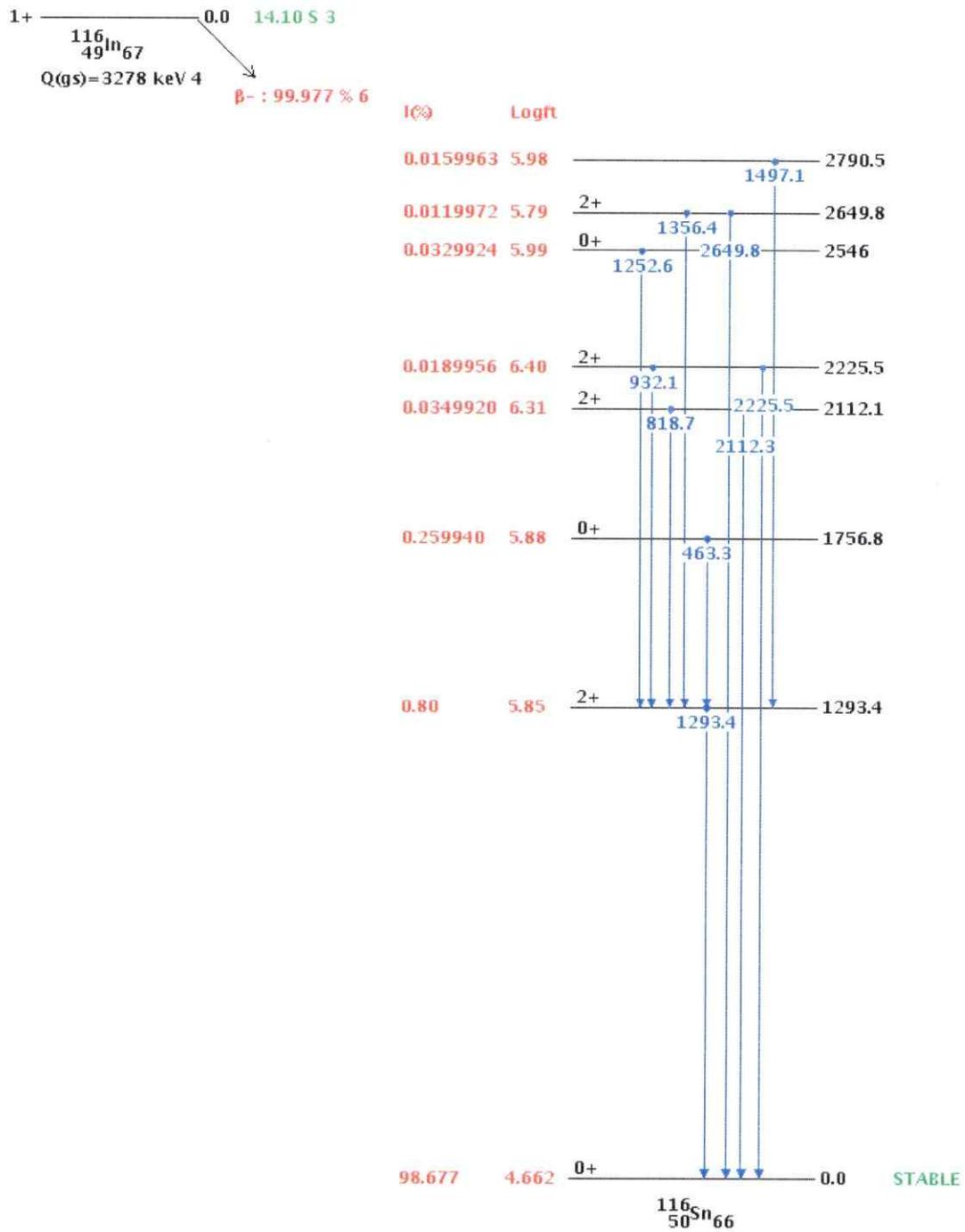


Figura 74: Esquema de la desintegración β^- del estado fundamental del ^{116}In .

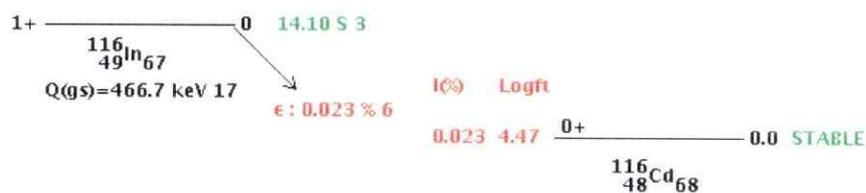


Figura 75: Esquema de la captura electrónica del estado fundamental del ^{116}In .

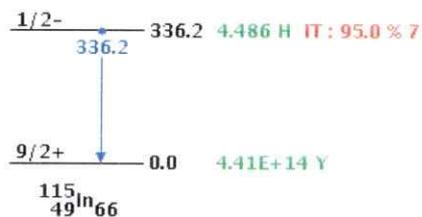


Figura 76: Esquema de la transición interna al del estado fundamental del ^{115m}In .

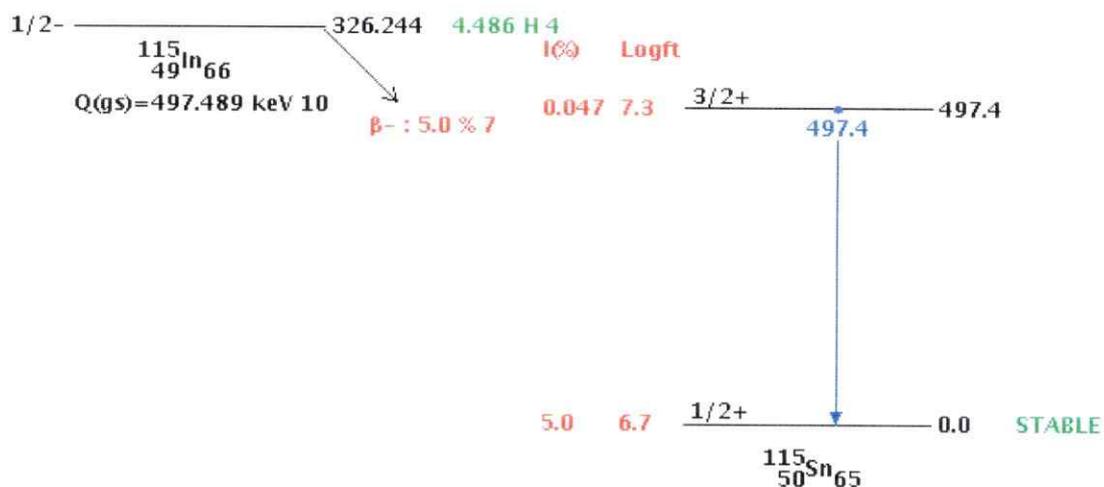


Figura 77: Esquema de la desintegración β^- del ^{115m}In .

Apéndice C

Programas Desarrollados.

C.1. El Formato CNF

En Genie 2000, los espectros se almacenan en archivos con extensión `.cnf`, este tipo de archivo guarda la información del espectro adquirido en formato binario. Los parámetros que se extrajeron de los archivos se muestran en la tabla C.1, donde se puede apreciar la posición de los bits, el lugar donde se guarda la información. Este mapeo de posiciones de la información en bits de los archivos CNF, es válido solamente para espectros medidos con una resolución de 32768 canales.

Bit Inicial	Bit Final	Información	Descripción
2824	2831	Fecha de Adquisición	Fecha de adquisición como un número entero de 8 bit. Cuenta los nanosegundos respecto de una fecha de referencia.
2832	2839	Real Time	Tiempo cronológico de la medición en nanosegundos en formato de 8-bit.
2840	2847	Live Time	Tiempo vivo de la medida en nanosegundos en formato de 8-bit.
39937	171008	Datos	Cuentas almacenadas en los canales de medición en formato de 4 bit.

Tabla C.1: Descripción de algunos de los parámetros almacenados en los archivos `.cnf`. Se muestra la posición del bit respecto del inicio del archivo de la información que se extrajo. Si bien los archivos en ocasiones tienen largo variable, los últimos 131072 bits corresponden a los datos en canales del espectro, es por ello que estos datos se leen en sentido inverso.

C.2. El programa SpectrumToTree-v1.cpp

Este programa se escribió para ser ejecutado usando el interprete de C++, **Root**. Este código fue programado para tomar un espectro o conjunto de espectros y guardarlos en un formato de **Tree** de **Root**. En el siguiente código se define la estructura con que se crea el **Tree**:

```
struct Cnf32k_t{
    Char_t NombreCnf[500];
    Char_t Codigo[500];
    Char_t PosicionDetector[500];
    Char_t Observaciones[1000];
    UInt_t Corrida;
    UInt_t Iteracion;
    UInt_t NIteracion;
    Double_t EnergyParameters[4];
    Double_t EEnergyParameters[4];
    Double_t EfficiencyParameters[6];
    Double_t EEfficiencyParameters[6];
    ULong_t Date; // 8 bytes
    ULong_t RealTime; // 8 bytes
    ULong_t LiveTime; // 8 bytes
    ULong_t Counts[32768]; // 4 bytes
};
```

Luego, en el siguiente código se define un **Branch** para el **Tree** [25]:

```

Cnf32k_t cnf;
TTree *tree= new TTree("T",label.c_str());
tree->Branch("CNF",&cnf.NombreCnf,
"NombreCnf [500]/C:
Codigo [500]/C:
PosicionDetector [500]/C:
Observaciones [1000]/C:
Corrida/i:
Iteracion/i:
NIteracion/i:
EnergyParameters [4]/D:
EEnergyParameters [4]/D:
EfficiencyParameters [6]/D:
EEfficiencyParameters [6]/D:
RealTime/l:
LiveTime/l:
Counts [32768]/l"
);

```

Luego de que el programa define las estructuras y los **Trees**, se extraen los datos de los archivos **.cnf**, se almacenan en **Tree**, y se guardan en un archivo **.root**.

C.3. El Programa Unir-v2.cpp

Este programa transforma el conjunto de espectros almacenados en estructura de **Tree** (ver Sección C.2) en un sólo espectro. El programa acepta como entrada un archivo **.root** donde se encuentran almacenados los espectros, y el rango de espectros de la serie a analizar.

Dado que son medidas sucesivas, el programa carga el último espectro y el primer espectro del rango solicitado. Al restar ambos espectros, la diferencia corresponde a los eventos detectados durante el rango establecido. Luego, el espectro obtenido se guarda en otro archivo **.root**, con la misma estructura con que se creó el **Tree**.

C.4. El Programa Ajustar-v2.cpp

Este código realiza ajustes numéricos a una región definida del espectro. Como entrada acepta una lista de regiones. Cada región se compone de un centro, un canal inferior y un canal superior. El canal inferior y superior representan el límite visual del fotopico a ajustar, se usa para evaluar el posible solapamiento de los picos. Si dos picos están muy juntos, el programa ajustará dos gaussianas en esa región, o todas las necesarias.

En la salida se obtiene un archivo de texto con el centro, ancho de media altura y área de los picos, con su respectivo error.

C.5. Base de Datos ENSDF

Para obtener la información contenida en las librerías de la base de datos nuclear ENSDF [26], de forma automatizada, se construyó un programa en C++ que incluye una serie de clases, definidas a continuación, con las cuales se puede acceder a la información básica de un isótopo, tales como $T_{1/2}$, energías γ asociadas a desintegraciones, niveles de energía, etc. Las declaraciones de las clases de muestran a continuación.

```

class Gamma{
private:
    char E[(19-10)+2], EE[(21-20)+2];
    char RI[(29-22)+2];
    char ERI[(31-30)+2];
    char M[(41-32)+2];
public:
    Gamma();
    Gamma(char *);
    ~Gamma();
    void set_E(char *);
    void set_EE(char *);
    void set_RI(char *);
    void set_ERI(char *);
    void set_M(char *);
    char* get_E();
    char* get_EE();
    char* get_RI();
    char* get_ERI();
    char* get_M();
    void reset();
};

class Norm_Nf
private:
    char NR[(19-10)+2], ENR[(21-20)+2];
    char NT[(29-22)+2], ENT[(31-30)+2];
    char BR[(39-32)+2], EBR[(41-40)+2];
    char NB[(49-42)+2], ENB[(55-50)+2];
    char NP[(62-56)+2], ENP[(64-63)+2];
public:
    Norm_Nf();
    Norm_Nf(char*);
    ~Norm_Nf();
    void set_NR(char*);
    void set_ENR(char*);
    void set_NT(char*);
    void set_ENT(char*);
    void set_BR(char*);
    void set_EBR(char*);
    void set_NB(char*);
    void set_ENB(char*);
    void set_NP(char*);
    void set_ENP(char*);
    char* get_NR();
    char* get_ENR();
    char* get_NT();
    char* get_ENT();
    char* get_BR();
    char* get_EBR();
    char* get_NB();
    char* get_ENB();
    char* get_NP();
    char* get_ENP();
    void reset();
};

class Levelf
private:
    char A[3+1], Z[3+1], Name[2+1];
    char E[(19-10)+2], EE[(21-20)+2];
    char J[(39-22)+2];
    char Halflife[(49-40)+2], EHalflife[(55-50)+2];
    char L[(64-56)+2];
    char S[(74-65)+2];
    char ES[(76-75)+2];
    char MStable[(79-78)+2];
    vector<Gamma> Gamas;
public:
    Levelf();
    Levelf(char*);
    ~Levelf();
    void set_A(char*);
    void set_Z(char*);
    void set_Name(char*);
    void set_E(char*), set_EE(char*);
    void set_J(char*);
    void set_Halflife(char*), set_EHalflife(char*);
    void set_L(char*);
    void set_S(char*);
    void set_ES(char*);
    void set_MStable(char*);
    void app_Gamas(Gamma);
    void edit_Gamas(int, Gamma);
    char* get_A();
    char* get_Z();
    char* get_Name();
    char* get_E();
    char* get_EE();
    char* get_J();
    char* get_Halflife();
    char* get_EHalflife();
    char* get_L();
    char* get_S();
    char* get_ES();
    char* get_MStable();
    vector<Gamma> get_Gamas();
    Gamma get_Gamas_last();
    Gamma get_Gamas(int );
    void reset();
};

class Norm_Pf
private:
    char NRBR[(19-10)+2], ENRBR[(21-20)+2];
    char NTRB[(29-22)+2], ENTBR[(31-30)+2];
    char NBBR[(49-42)+2], ENBBR[(55-50)+2];
    char NP[(62-56)+2], ENP[(64-63)+2];
public:
    Norm_Pf();
    Norm_Pf(char*);
    ~Norm_Pf();
    void set_NRBR(char*);
    void set_ENRBR(char*);
    void set_NTRB(char*);
    void set_ENTBR(char*);
    void set_NBBR(char*);
    void set_ENBBR(char*);
    void set_NP(char*);
    void set_ENP(char*);
    char* get_NRBR();
    char* get_ENRBR();
    char* get_NTRB();
    char* get_ENTBR();
    char* get_NBBR();
    char* get_ENBBR();
    char* get_NP();
    char* get_ENP();
    void reset();
};

```

```

class Xref{
private:
    char DSID[(39-10)+2];
    char DSSYM;
public:
    Xref();
    ~Xref();
    void set_DSID(char*);
    void set_DSSYM(char);
    char* get_DSID();
    char get_DSSYM();
    /* char* get_DSID_ptr();
};

```

```

class Process{
private:
    char DSID[(39-10)+2];
    vector<Level> Padre;
    vector<Gamma> Gammas;
    vector<Level> Hijos;
    vector<Norm_N> Normalizacion_M;
    vector<Norm_P> Normalizacion_NP;
public:
    Process();
    ~Process();
    void set_DSID(char*);
    void app_Padre(Level);
    void app_Gamas(Gamma);
    void edit_Gamas(int, Gamma);
    void app_Hijos(Level);
    void edit_Hijos(int, Level);
    void app_Norm_N(Norm_N);
    void app_Norm_NP(Norm_P);
    void edit_Norm_N(int, Norm_N);
    void edit_Norm_NP(int, Norm_P);
    char* get_DSID();
    vector<Level> get_Padre();
    vector<Level*> get_Padre_ptr();
    Level get_Padre_last();
    Level* get_Padre_last_ptr();
    vector<Gamma> get_Gamas();
    Gamma get_Gamas_last();
    vector<Level> get_Hijos();
    vector<Level*> get_Hijos_ptr();
    Level get_Hijos_last();
    Level* get_Hijos_last_ptr();
    vector<Norm_N> get_Norm_N();
    vector<Norm_P> get_Norm_NP();
    void reset();
};

```

```

class Nuclide{
private:
    char A[3+1], Z[3+1], Name[2+1], Nucid[5+1];
    vector<Level> Niveles;
    vector<Gamma> Gammas;
    vector<Xref> Xrefs;
    vector<Process> Procesos;
public:
    Nuclide();
    ~Nuclide();
    void set_A(char*);
    void set_Z(char*);
    void set_Name(char*);
    void set_Nucid(char*);
    void app_Niveles(Level);
    void app_Xrefs(Xref);
    void app_Procesos(Process);
    void app_Gamas(Gamma);
    void edit_Niveles(int, Level);
    void edit_Xrefs(int, Xref);
    void edit_Procesos(int, Process);
    void edit_Gamas(int, Gamma);
    char* get_A();
    char* get_Z();
    char* get_Name();
    char* get_Nucid();
    vector<Level> get_Niveles();
    vector<Level*> get_Niveles_ptr();
    Level get_Niveles_last();
    Level* get_Niveles_last_ptr();
    vector<Xref> get_Xrefs();
    Xref get_Xrefs_last();
    vector<Process> get_Procesos();
    vector<Process*> get_Procesos_ptr();
    vector<Process> get_Procesos_Decay(vector<Nuclide>);
    Process get_Procesos_last();
    Process* get_Procesos_last_ptr();
    vector<Gamma> get_Gamas();
    Gamma get_Gamas_last();
    void reset();
};

```

Referencias

- [1] <http://www.britannica.com/ebchecked/topic/421763/nuclear-reactor> (2014).
- [2] <http://www.cchen.cl> (2014).
- [3] J. E. Andalaft, editor, *Nucleotecnica* (Comisión Chilena de Energía Nuclear, Amunátegui 95, Casilla 188-D, Santiago de Chile, 1989), 17ª edición.
- [4] J. A. Grundl, Nucl. Sci. Eng. págs. 30–39 (1967).
- [5] Terrel, *Physics and Chemistry of Fission* (1965), Vol. 2.
- [6] IAEA, editor, *Technical Report* (1967), Vol. 107.
- [7] U. d'Utra Bitelli, F. P. G. Martins y R. Jerez, *Brazilian Journal of Physics* **39** (2009).
- [8] K. Kobayashi, S. Yamamoto, I. K. ad Ryota Miki y T. Itoh, editores, *Annual Report of Kinki University Atomic Energy Research Institute* (1988), Vol. 25, págs. 21–14.
- [9] M. Iqbal, A. Muhammad, T. Mahmood y N. Ahmed, editores, *Annals of Nuclear Energy* (2008), Vol. 35, págs. 209–215.
- [10] Zsolnay y Szondi, Experiences with the neutron spectrum unfolding code sandbp.

- [11] T. Taniguchi, Ann. Rep. Kinki Univ. Atom. Energy Res. Inst. 24 (1987).
- [12] M. Iqbal, S. Mirza y B. T. Kokhar, editores, *Nuclear Technology & Radiation Protection* (2009), Vol. 24, págs. 13-17.
- [13] I. A. Kinsella, P. B. O Hnnaidh y A. Dunne, American Journal of Physic 48, 172 (1980).
- [14] Z. Hu, R. Collatz, H. Grawe y E. Roeckl, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A págs. 121-131 (1998).
- [15] B. A. Roscoe y A. K. Furr, Nuclear Instruments and Methods págs. 401-404 (1977).
- [16] E. Cohen, Nuclear Instruments and Methods pág. 125 (1975).
- [17] D. R. Lide, editor, *Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press, 2003-2004), págs. 4-3 a 4-36, 84^a edición.
- [18] A. Dempster, N. Laird y D. Rubin, Journal of the Royal Statistical Society. Series B 39, 1 (1977).
- [19] J. L. Tain y D. Cano-Ott, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A págs. 728-738 (2007).
- [20] J. Magill, G. Pfennig, R. Dreher y Z. Sóti, *Carta de Nucleidos* (Nucleonica, Germany, 2012), 8^a edición.
- [21] Firestone, *Tabla de Nucleos* (John Wiley & Sons, Inc., 1996), 8^a edición.
- [22] I. Canberra Industries, *Standard Electrode Coaxial Ge Detectors (SEGe)* (2013).

- [23] G. R. Gilmore, *Practical Gamma-ray Spectrometry* (John Wiley & Sons Ltd, 2008), segunda edición.
- [24] <http://root.cern.ch/drupal/> (2014).
- [25] M. Goto, A. Gheata, M. Gheata, O. Couet, I. Antcheva, B. Bellenot, V. Onoutchin, G. Ganis, M. Ballintijn, V. Fine, V. Perevoztchikov, N. Buncic, S. Panacek, A. Naumann, A. Kreshuk, R. Maunder, T. Pocheptsov, S. Linev, S. Roiser, L. Moneta y W. Lavrijsen, *ROOT User's Guide* (2013).
- [26] J. K. Tuli, *Evaluated Nuclear Structure Data File, A Manual for Preparation of Data Sets* (2001).
- [27] C. Henríquez, O. Andonie, F. Leszczynski, X. Rojas, G. Navarro, C. Pereda, J. Riesle, J. Klein, D. Calderón, J. Medel, H. Torres, O. Mutis, J. Daie, L. Iturrieta, M. Loncomilla y J. Zambrano, Mediciones de flujo neutrónico en un núcleo configurado por elementos combustibles de bajo enriquecimiento (publicación interna cchen).