

Facultad  
de  
Ciencias

**Medida del flujo neutrónico de una fuente  
moderada con parafina**

(Measurement of neutron flux from a paraffin-moderated source)

Trabajo de Fin de Grado  
para acceder al

**GRADO EN FÍSICA**

Autor: Paula Liaño González

Director: Jesus Manuel Vizán García

Fecha 13/06/2025



# Agradecimientos

La vida es larga, y si tienes suerte, coincides con personas maravillosas: algunas marcan una etapa, otras te acompañan todo el camino.

Yo durante estos años de carrera he conocido a gente increíble, con la que he compartido días en la biblioteca, fiestas, comidas, risas, lloros... Algunos se vienen conmigo, y otros, se quedan en el recuerdo de los que fueron mis años de Universidad. Y aunque esto era algo que hace unos años me costaba mucho aceptar, he ido aprendiendo que la vida es así, y que es parte de lo que la hace especial. El hecho de saber que hay personas que llegan a tu vida cuando las necesitas, y que, aunque se van, siempre estarán en tu recuerdo. Por eso, quiero agradecer a todos mis compañeros que han vivido conmigo esta experiencia, y que al final se han convertido en amigos, por ayudarme, escucharme, aconsejarme y sobre todo, por hacerla infinitamente mejor.

Además de mis compañeros, los docentes de la universidad también han desempeñado un papel crucial durante mis años de carrera, pues nos han transmitido parte de sus conocimientos, y en especial su pasión por la física. Concretamente me gustaría agradecer a Jesús Vizán, por guiarme en este tramo final de la carrera. Por dejarme entrar en su rama, aprender de él, ayudarme siempre, perder su tiempo por invertirlo en mí, y sobre todo por su trato, porque es una persona maravillosa, que siempre da lo mejor de sí. Y también me gustaría agradecer a Francisco González Fernández, Paco, por ser mi tutor de prácticas y un gran consejero, y no solo en temas relacionados con la carrera, sino también de la vida, porque da gusto encontrarse gente tan buena, que se preocupa por la persona que hay detrás del alumno.

Y por último, pero no menos importante, me gustaría agradecer a todas las personas que ya traía conmigo antes de comenzar la carrera y que continúan a mi lado, a mi familia, pareja y amigos. Porque ellos son el promotor de mi vida, los que me impulsan a continuar incluso cuando no me creo capaz de hacerlo y los que confían en mí hasta cuando yo pierdo la fe.

En especial a mis padres y mi hermana, porque sin ellos no sería quien soy hoy, porque siempre están a mi lado, dándome todo por mí y queriéndome incondicionalmente. Lo que ellos no saben, porque no se lo digo nunca, es que gracias a ellos estoy un paso más cerca de ser física, porque me han enseñado lo que significa el sacrificio, el trabajo, la predisposición, y porque mi padre desde me pequeña me ha inculcado el amor que él siente por las ciencias. Y ya que estoy quería recordarles que los quiero infinito y que estoy super orgullosa de las personas que son.

Para terminar, me gustaría dedicar este TFG a mis abuelos, especialmente a mi abuelo Fernando, que, aunque hoy no me pueda acompañar, sé que está conmigo, guiándome y ayudándome a continuar cada día. Ojalá estes tan orgulloso de mí como yo lo estoy de ti. Te quiero, hoy y siempre.

# Resumen

El objetivo principal del presente TFG es comprender mejor el flujo de neutrones térmicos proporcionado, en una posición específica, por una fuente de neutrones de Am-Be, moderada con parafina y situada en la facultad de Ciencias de la Universidad de Cantabria. En concreto, esta posición, correspondía con la ubicación de una muestra acuosa en un TFG previo, el cual se basaba en determinar mediante técnicas de activación neutrónica su contenido en boro.

Para ello, se recurrió a una lámina auxiliar de indio con una sección de absorción de neutrones térmicos conocida, situada (para un montaje experimental equivalente al del TFG precedente) a la entrada de dicha muestra acuosa. De forma que, midiendo la radiación emitida durante la desintegración de dicha lámina como resultado del bombardeo con neutrones provenientes de la fuente, mediante espectroscopía gamma utilizando detectores centelleadores de yoduro de sodio, era posible calcular el flujo de neutrones térmicos que activaba la lámina, y, por consiguiente, en ausencia de la misma, el flujo de neutrones térmicos que incidía sobre la muestra acuosa.

Esto, no solo permitía determinar el valor experimental del flujo, sino también analizar posibles fuentes de errores sistemáticos, no considerados hasta el momento, y que podrían afectar al cálculo de esta magnitud. Relacionados con aspectos como el criterio empleado para seleccionar la región de interés de un pico del espectro, la distancia muestra-detector, el detector utilizado y el tiempo de activación, de espera y de cuentas.

De manera que, considerando todo esto, se obtiene un valor final del flujo de neutrones térmicos de  $\phi = (7200 \pm 100(\text{estadístico}) \pm 1400(\text{sistemático}))\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

# Abstract

The main objective of this TFG is to better understand the thermal neutron flux provided, at a specific position, by an Am-Be neutron source moderated with paraffin and located in the Faculty of Sciences at the University of Cantabria. Specifically, this position corresponded to the location of an aqueous sample in a previous Bachelor's Thesis, which was based on determining its boron content through neutron activation techniques.

To achieve this, an auxiliary indium foil with a known thermal neutron absorption cross-section was used. It was placed (in an experimental setup equivalent to that of the previous thesis) at the entrance of said aqueous sample. By measuring the radiation emitted during the decay of this foil, as a result of bombardment with neutrons from the source, using gamma spectroscopy with sodium iodide scintillation detectors, it was possible to calculate the thermal neutron flux that activated the foil and, consequently, in the absence of the foil, the thermal neutron flux incident on the aqueous sample.

This not only allowed for the determination of the experimental value of the flux but also for the analysis of possible sources of systematic errors not considered until now, which could affect the calculation of this quantity. These are related to aspects such as the criterion used to select the region of interest of a peak in the spectrum, the sample-detector distance, the detector used, and the activation, waiting, and counting times.

Taking all this into account, a final value of the thermal neutron flux was obtained:  $\phi = (7200 \pm 100 \text{ (statistical)} \pm 1400 \text{ (systematic)}) \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Contextualización . . . . .	1
1.2	Objetivo . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Fundamento teórico</b>	<b>3</b>
2.1	Fuente de neutrones . . . . .	3
2.1.1	Fuentes de radioisótopos ( $\alpha,n$ ) . . . . .	3
2.1.2	Fuente experimental de neutrones . . . . .	4
2.2	Flujo de neutrones . . . . .	5
2.2.1	Activación Neutrónica . . . . .	6
2.2.2	Espectroscopía de Rayos gamma . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Montaje experimental</b>	<b>14</b>
3.1	Montaje experimental de la etapa de activación . . . . .	14
3.2	Montaje experimental de la etapa de toma de datos . . . . .	16
3.2.1	Detector gamma de centelleo de yoduro de sodio dopado con talio . . . . .	16
3.2.2	Características físicas de los detectores empleados en la práctica . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Procedimiento experimental</b>	<b>19</b>
4.1	Procedimiento . . . . .	19
4.1.1	Etapa de activación . . . . .	19
4.1.2	Etapa de toma de datos . . . . .	20
4.2	Parámetros de medición . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Resultados y análisis</b>	<b>24</b>
5.1	Análisis . . . . .	24
5.2	Flujo de neutrones TFG anterior . . . . .	26
5.2.1	Región de interés ( <i>region of interest</i> ) . . . . .	28
5.2.2	Distancia muestra-detector . . . . .	32
5.2.3	Detector . . . . .	39
5.2.4	Tiempo . . . . .	45
<b>6</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>48</b>
	<b>Referencias</b>	<b>50</b>
	<b>Apéndice</b>	<b>1</b>



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Contextualización

En el presente TFG se aborda el estudio teórico y experimental de distintos tipos de radiación y su interacción con la materia. Definiéndose en este contexto la radiación como la emisión, propagación y transferencia de energía en forma de ondas electromagnéticas o partículas [1]. La energía, como factor fundamental en este campo, es el criterio principal para clasificar los diferentes tipos de radiación, permitiendo así su división en dos grandes categorías según su nivel energético. Por un lado, las radiaciones no ionizantes, que carecen de la energía necesaria para romper enlaces atómicos y provocar ionización; y por otro lado, las radiaciones ionizantes, que poseen la energía necesaria para ionizar los átomos de la materia que atraviesan [2].

Este último tipo de radiación desempeña un papel fundamental en el método de análisis por activación de neutrones, que consiste en transformar, mediante el bombardeo con neutrones, los átomos presentes en una muestra en isótopos radiactivos. De este modo, a partir del análisis de la radiación emitida durante la desintegración de dichos isótopos radiactivos, utilizando su correspondiente patrón de rayos gamma, es posible caracterizar la muestra en cuestión, identificando y cuantificando los elementos presentes en dicha muestra. Ya que, la posición de los picos en el eje de energía es distintiva de cada isótopo radiactivo, y la altura de tales picos, proporcional a la concentración de los mismos [3][4]. Esto brinda un extenso abanico de posibilidades en áreas como la medicina, geología, minería, arqueología, seguridad nuclear... [5][6].

Sin embargo, la efectividad de esta técnica en tales campos está directamente relacionada con la fuente de neutrones empleada, pues factores específicos de la misma, como la magnitud del flujo y la distribución de energía, son determinantes en la activación nuclear y la sensibilidad del análisis [7].

Un ejemplo de esto, es el caso de un TFG presentado en junio de 2024, cuyo objetivo era determinar la concentración de boro en medios acuosos mediante la técnica de análisis por activación de neutrones, es decir a partir del bombardeo con neutrones provenientes de una fuente, que en este caso correspondía a la fuente de neutrones de la Facultad de Ciencias. Para ello, era indispensable conocer el flujo de neutrones térmicos en las dos posiciones más relevantes dentro del tanque de parafina en el que se encontraba dicha fuente, las cuales correspondían al punto de entrada y salida de la muestra acuosa [8].

## 1.2. Objetivo

El objetivo principal del presente TFG es estimar el flujo de neutrones térmicos en la región correspondiente a las proximidades de la muestra acuosa en el TFG previo [8]. Utilizando para ello una técnica, basada en la activación de láminas de indio con secciones térmicas de absorción de neutrones conocidas, y el posterior estudio de la radiación emitida como consecuencia de dicha activación, mediante la captación, con detectores de yoduro de sodio, de los siete rayos gamma característicos de la desintegración del  $^{116m1}In$ .

Asimismo, además de estudiar en detalle la medida del flujo, se analizaron las incertidumbres asociadas a dicha medida, concretamente las experimentales, pues en este caso las incertidumbres teóricas, como las derivadas del conocimiento preciso de las secciones eficaces y de las distribuciones de energía de los neutrones que incidían en las proximidades de la muestra, no se consideraron, puesto que el trabajo tiene una vocación experimental.

El desarrollo de este análisis se debe a la necesidad de profundizar en un estudio que, en el Trabajo de Fin de Grado anterior, fue abordado únicamente de forma preliminar, pues no se trataba del objetivo principal del mismo. Lo cual justifica que, en dicho análisis, a pesar de que se identificaran ciertas inconsistencias en los resultados en relación a esto, no se llegara a profundizar en las mismas [8].

Siendo, por tanto, la presencia de dichas inconsistencias, las que motivaron el desarrollo de un nuevo TFG, basado en mejorar la precisión de la medida y estudiar con más detalle las incertidumbres que la afectan.

# Capítulo 2

## Fundamento teórico

### 2.1. Fuente de neutrones

El papel que desempeña la fuente de neutrones en el presente TFG instauro la necesidad de detallar las características específicas de la fuente empleada, así como comprender los fundamentos teóricos que sustentan este tipo de instrumentos.

Los cuales dependen principalmente del método empleado para su producción, pues existen diversas técnicas, que en este contexto se reducen a 4 basadas en la fisión espontánea y en reacciones nucleares, y en función de la que se trate el comportamiento de la fuente varía [9].

En concreto estas 4 técnicas son la fisión espontánea, las reacciones inducidas por partículas cargadas aceleradas, las fuentes de fotoneutrones y las fuentes de radioisótopos ( $\alpha, n$ ), siendo esta última, la técnica en la que se basa la fuente de neutrones empleada en la práctica, y por tanto, la que se detalla en los siguientes apartados [9].

#### 2.1.1. Fuentes de radioisótopos ( $\alpha, n$ )

Esta técnica de producción de neutrones se basa en crear una fuente de neutrones autónoma al mezclar un isótopo emisor de partículas alfa con un material objetivo adecuado. De modo que, cuando las partículas alfa, generadas durante el proceso de desintegración del isótopo en cuestión, colisionan con el núcleo del material objetivo, son absorbidas por este, transformando por tanto el núcleo objetivo en uno nuevo, y, como consecuencia de esta interacción, se emiten neutrones [7][9].

Aunque se pueden emplear diversos materiales como material objetivo, en este caso se utiliza berilio, pues mediante este, y a partir de la siguiente reacción, se obtiene el mayor rendimiento de neutrones [9].



Asimismo, con el fin de incrementar el rendimiento de la fuente de neutrones, es conveniente, además de seleccionar el material objetivo, elegir el emisor de partículas alfa y como este se distribuye con dicho material objetivo. Pues seleccionando emisores alfa con actividades específicas relativamente altas, como por ejemplo  ${}^{241}\text{Am}$ , que tiene una vida media de 433 años [7] y un esquema de desintegración como el que se muestra en la figura 2.1, y distribuyéndolo homogéneamente por todo el berilio en una pequeña concentración relativa, se incrementa el rendimiento neutrónico de la fuente sin necesidad de aumentar su tamaño [8].

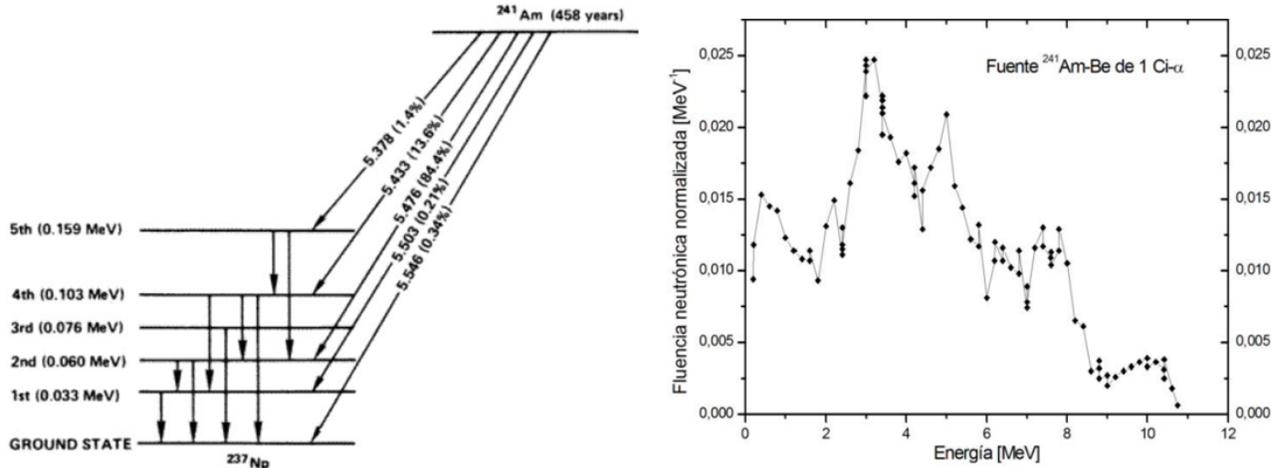


Figura 2.1: La imagen de la izquierda explica el origen de las partículas alfa, emitidas durante la desintegración del  $^{241}\text{Am}$  hacia niveles excitados del  $^{237}\text{Np}$ , las cuales pueden interactuar con Be para producir neutrones. Y la imagen de la derecha muestra el resultado de esa interacción: la producción de neutrones y su distribución energética. [9][10].

### 2.1.2. Fuente experimental de neutrones

Debido a los motivos previamente expuestos, la fuente radiactiva empleada en la práctica es el Americio-Berilio, que produce un neutrón y un carbono-12, como resultado de la interacción entre la partícula alfa generada por la desintegración del isotopo  $^{241}_{95}\text{Am}$  y el berilio-9 [7].



Sin embargo, tal y como se muestra en la imagen de la derecha de la figura 2.1, que corresponde al espectro de emisión de energía de una fuente Am-Be, los neutrones generados no son homogéneos en términos de energía, y por consiguiente tampoco interactúan de igual forma con los núcleos, pues en general, cuanto mayor es la energía de los neutrones menor es la probabilidad de que sean absorbidos por estos [7]. Por lo tanto, es fundamental reducir la energía de los neutrones del orden del MeV al rango térmico, con el fin de optimizar la probabilidad de interacción con los núcleos y, en consecuencia, mejorar la eficiencia del análisis.

Para lograr esto se recurre a la moderación de neutrones, que consiste en introducir la fuente en un medio moderador, como un tanque de parafina ( $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$ ), para termalizar los neutrones (25 meV) mediante múltiples colisiones [7]. De ese modo, los neutrones quedan termalizados antes de su absorción por el medio, principalmente por el hidrógeno de la parafina, ya que presenta una mayor sección eficaz de absorción para energías térmicas que el carbono.  $\sigma_{abs}(H) = 0.332$  barn frente a  $\sigma_{abs}(C) = 0.0034$  barn [11].

Sin embargo, existen neutrones, denominados neutrones epitermales que, a pesar de atravesar el moderador, no alcanzan estas energías, presentando por tanto energías superiores a las de los neutrones térmicos pero inferiores a las de los neutrones rápidos [12]. Lo cual establece la necesidad de aislarlos mediante el método Cd-In [13], que consiste en separar los neutrones térmicos de los

epitérmicos basándose en las diferentes secciones eficaces que presentan dichos materiales, las cuales se muestran en la figura 2.2.

Por un lado, el indio presenta una sección eficaz de absorción que le permite capturar ambos tipos de neutrones, en consecuencia, realizar una medición con indio solo permite obtener la tasa de neutrones totales que activan el indio [14].

Por otro lado, el cadmio posee una sección eficaz de absorción alta para los neutrones térmicos, que disminuye rápidamente en el rango epitermal, de este modo, al realizar una medición con láminas de indio recubiertas con cadmio, es posible determinar específicamente el número de neutrones epitermales. Ya que la elevada sección eficaz de absorción térmica del cadmio, hace que este, absorba todos los neutrones térmicos, dejando así únicamente pasar hacia el indio los neutrones epitermales, que posteriormente son absorbidos por el mismo, debido a que presenta una sección eficaz de absorción con una resonancia importante en el rango epitérmico, por lo que analizando el indio se puede determinar el flujo de neutrones epitérmicos [14].

Por consiguiente, restando las tasas de activación obtenidos cuando el indio esta solo y cuando esta recubierto con cadmio se puede obtener la tasa de neutrones térmicos que activan el material según el rango de energía, consiguiendo así finalmente separar los neutrones en función de su energía.

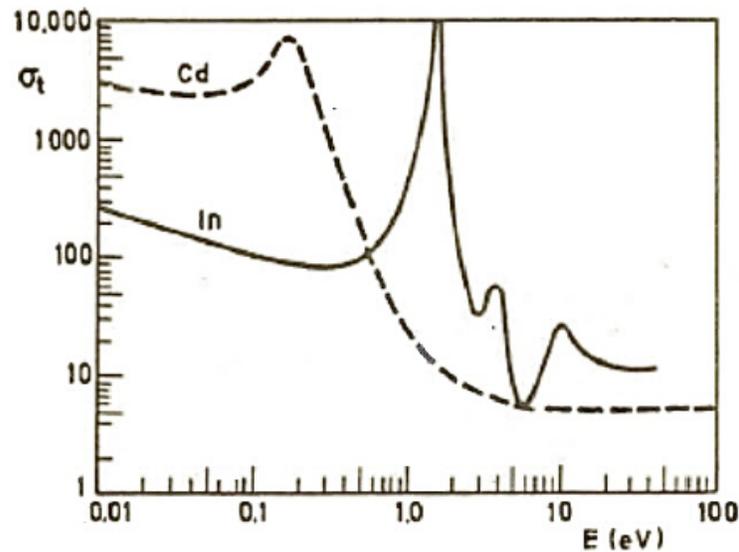


Figura 2.2: Sección eficaz de absorción de neutrones del cadmio e indio en función de la energía [13].

## 2.2. Flujo de neutrones

Uno de los parámetros fundamentales para caracterizar una fuente de neutrones es el flujo, definido como el número de neutrones que atraviesan una superficie determinada por unidad de tiempo y de área.

Sin embargo, la medición directa de esta variable presenta dificultades, debido a que la falta de carga eléctrica de los neutrones impide que se produzca ionización en la materia que atraviesan.

Estas limitaciones han impulsado a lo largo de la historia el desarrollo de métodos que facilitan la detección de neutrones y permiten medir con precisión tanto sus energías como las características del flujo. Entre estos métodos se encuentra la activación neutrónica, que se basa en la capacidad de los neutrones para producir isótopos radiactivos al ser absorbidos por átomos de elementos estables, de modo que el grado de actividad inducido en una sustancia actúa como indicador del número de neutrones que ha capturado; o el conteo de protones de retroceso, que consiste en determinar el flujo neutrónico a partir de los protones que se desplazan como consecuencia del paso de neutrones por sustancias que contienen este elemento... [15].

### 2.2.1. Activación Neutrónica

Entre las diversas técnicas disponibles para el estudio del flujo de neutrones emitido por una fuente, esta práctica en concreto se fundamenta en el método de activación neutrónica, que, como se ha comentado previamente, consiste en calcular el flujo de neutrones de una fuente a partir de la radiactividad inducida en ciertos materiales, producto de sus interacciones con los neutrones.

En este caso el material empleado es el indio natural, que está compuesto principalmente por dos isótopos "estables", tal y como se registra en la tabla 2.1. El  $^{113}\text{In}$ , que es completamente estable y constituye el 4,29% de la abundancia isotópica; y el  $^{115}\text{In}$ , que representa el 95,67% de la abundancia isotópica, el cual, a pesar de ser radiactivo, se considera estable en la escala de tiempo humana ya que su vida media es de  $4,41 \cdot 10^{14}$  años [16][17][18].

La respuesta del indio natural a la irradiación depende de la proporción de cada isótopo, y a su vez la respuesta de cada isótopo depende de propiedades específicas del mismo, como el periodo de desintegración y la sección eficaz de captura de neutrones.

Por un lado, en relación al isótopo  $^{113}\text{In}$  existen dos respuestas diferentes a la captura neutrónica. Una de ellas, en la que el isótopo  $^{113}\text{In}$  transita directamente al isótopo  $^{114}\text{In}$ , el cual es inestable y presenta una vida media de 72 segundos; y la otra, en la que el núcleo  $^{113}\text{In}$  forma un estado metaestable  $^{114m}\text{In}$ , con una vida media de 50 días, que posteriormente decae al isótopo  $^{114}\text{In}$ . Sin embargo, el tiempo de vida de los isótopos que intervienen en tales reacciones, demasiado breve para el primer caso y extenso para el segundo, combinados con sus bajas secciones eficaces de captura de neutrones, de 3 y 4,5 barn respectivamente, convierten estas reacciones en despreciables para el presente análisis [13][16][18][19].

Por otro lado, en relación al isótopo  $^{115}\text{In}$  existen tres respuestas a la captura neutrónica. Una de ellas, en la que el isótopo  $^{115}\text{In}$  transita directamente al isótopo  $^{116}\text{In}$ , cuya vida media es de 14 segundos, de modo que decae antes de que pueda ser detectado de manera significativa. Y las otras dos respuestas, que consisten en el tránsito del isótopo  $^{115}\text{In}$  al estado metaestable  $^{116m1}\text{In}$ , con la salvedad de que en una de las reacciones hay un paso intermedio por el estado metaestable  $^{116m2}\text{In}$ , el cual se puede despreciar ya que su vida media es demasiado breve, 2,16 segundos, para ser detectado experimentalmente. Por tanto, la combinación de las dos últimas respuestas del indio a la captura neutrónica constituye la reacción utilizada para el análisis, lo que justifica un estudio más preciso de la misma y que su sección eficaz de activación de neutrones sea la suma de ambas,  $\sigma_{ac} = 75$  barn para la formación directa de  $^{116m1}\text{In}$  y  $\sigma_{ac} = 87$  barn para la formación del  $^{116m2}\text{In}$  [13][16][18][19].

Isótopo	Reacción	Características
$^{113}\text{In}$ G=0,0429	$^{113}\text{In} \rightarrow ^{114}\text{In}$	$^{114}\text{In}$ es inestable ( $T_{1/2} = 72\text{s}$ )
	$^{113}\text{In} \rightarrow ^{114m}\text{In} \rightarrow ^{114}\text{In}$	Estado metaestable $^{114m}\text{In}$ ( $T_{1/2} = 50$ días)
$^{115}\text{In}$ G=0,9567	$^{115}\text{In} \rightarrow ^{116}\text{In}$	$^{116}\text{In}$ ( $T_{1/2} = 14$ s)
	$^{115}\text{In} \rightarrow ^{116m2}\text{In} \rightarrow ^{116m1}\text{In}$	Estado metaestable $^{116m2}\text{In}$ ( $T_{1/2}=2,16\text{s}$ )
	$^{115}\text{In} \rightarrow ^{116m1}\text{In}$	Estado metaestable $^{116m1}\text{In}$ ( $T_{1/2}=54,29\text{min}$ )

Tabla 2.1: Respuestas del Indio Natural al Bombardeo con Neutrones

Analizando detalladamente esta reacción, se identifican dos procesos que surgen como resultado del bombardeo con neutrones. Un primer proceso de activación, en el que el isótopo  $^{115}\text{In}$  captura un neutrón y se transforma en el estado metaestable  $^{116m1}\text{In}$ ; y otro de desintegración, en el que el estado metaestable  $^{116m1}\text{In}$ , con una vida media de aproximadamente 54 minutos, se transforma mediante un proceso de desintegración beta en un estado excitado del estaño  $^{116}\text{Sn}^*$ , que posteriormente decae a su estado fundamental mediante la emisión de rayos gamma [17].

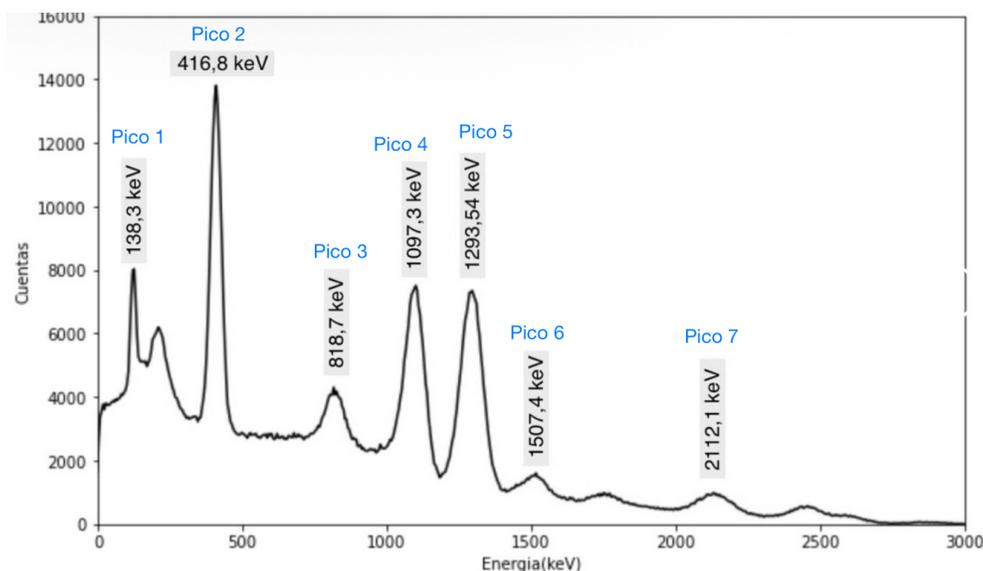


Figura 2.3: Tras la desintegración del  $^{116m1}\text{In}$  las energías están relacionadas con la estructura de niveles del  $^{116}\text{Sn}$

Dichos procesos, durante la irradiación de la muestra con neutrones, tienen lugar de manera simultánea, pues a medida que se van generando los núcleos metaestables, estos se van desintegrando progresivamente. Por ello, la tasa de cambio en el número de núcleos radiactivos presentes en la muestra viene definida, tal y como se muestra en la expresión matemática 2.5, por la diferencia entre la tasa de formación o de activación, que describe el incremento en el número de núcleos metaestables de indio debido a la irradiación con neutrones; y la tasa de desintegración, que representa la pérdida de núcleos metaestables por el decaimiento radiactivo [9].

$$\frac{dN}{dt_a} = -\lambda \cdot N + R \quad (2.5)$$

Donde  $\lambda$  es la constante de desintegración del  $^{116m1}In$ , que mide la probabilidad de que un núcleo se desintegre por unidad de tiempo;  $N$  el número de núcleos radiactivos presentes en la muestra en un instante de tiempo; y  $R$  la tasa de creación de núcleos radiactivos.

La resolución de dicha ecuación diferencial proporciona las siguientes expresiones para el número de núcleos radiactivos ( $N$ ) y la actividad ( $A$ ) [9].

$$N = \frac{R}{\lambda}(1 - e^{-\lambda \cdot t}) \quad A = \lambda \cdot N = R(1 - e^{-\lambda \cdot t}) \quad (2.6)$$

Donde la segunda de las ecuaciones describe como, para largos periodos de irradiación, la actividad de la lámina aumenta asintóticamente hacia un valor  $R$ , en el que se igualan la tasa de creación y de desintegración de los núcleos radiactivos. Este valor, denominado actividad de saturación, depende del flujo de neutrones,  $\phi$ , de la sección eficaz de activación de neutrones para el núcleo considerado,  $\sigma$ , y de la cantidad de material presente en la lámina, que viene definido por la expresión  $N = \frac{m \cdot N_A \cdot f}{M}$ , donde  $m$  es la masa en gramos de la muestra,  $N_A$  el número de Avogadro en  $mol^{-1}$ ,  $f$  la abundancia isotópica del isótopo en la muestra expresada en gramos y  $M$  la masa molar en g/mol, que para el caso del isótopo  $^{115}In$  tiene un valor de 114,9 g/mol.

$$R = N \cdot \phi \cdot \sigma \quad (2.7)$$

Cuando cesa la irradiación, comienza el segundo intervalo de tiempo, en el que únicamente interviene la desintegración radiactiva, ya que una vez se extrae la muestra de la fuente de neutrones finaliza la producción de átomos metaestables ( $R=0$ ). De manera que, la tasa de cambio en el número de núcleos radiactivos presentes en la muestra viene dada por la expresión matemática 2.8 [20].

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (2.8)$$

Cuya solución corresponde a la ley de decaimiento radiactivo [20].

$$N = N_o \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad A = \lambda \cdot N = \lambda \cdot N_o \cdot e^{-\lambda \cdot t} = A_o \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (2.9)$$

En este contexto, se puede determinar, a partir de las ecuaciones previamente establecidas, una expresión matemática que cuantifica el número de átomos desintegrados durante una medición, cuyo intervalo de tiempo se encuentra delimitado por el tiempo de espera,  $t_e$ , que representa el tiempo transcurrido desde que cesó la irradiación; y el tiempo de cuentas,  $t_c$ , que corresponde a la duración de dicha medida.

$$N_{des}(t_e, t_c) = \int_{t_e}^{t_c} A(t) dt = R(1 - e^{-\lambda \cdot t_a}) \int_{t_e}^{t_c} e^{-\lambda \cdot t} dt = \frac{R}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_c}) \quad (2.10)$$

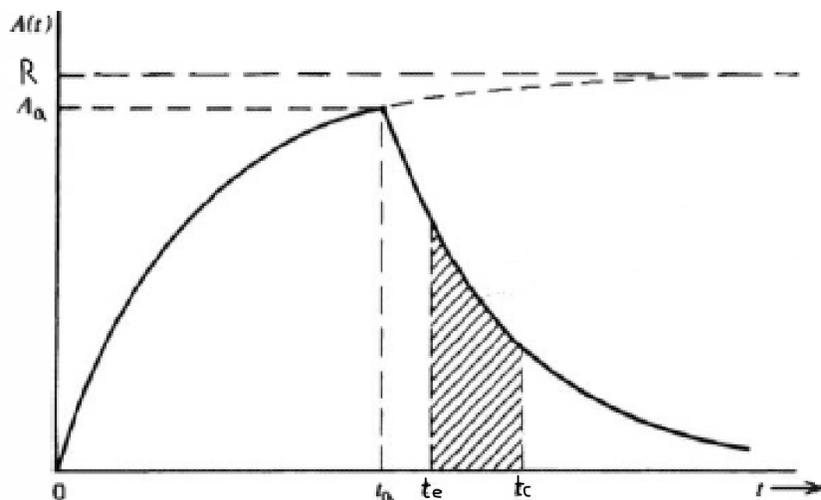


Figura 2.4: Figura que representa el proceso de activación y el de desintegración.

Asimismo, este parámetro se puede vincular con las cuentas netas obtenidas experimentalmente para un pico, estableciéndose una relación entre los parámetros teóricos y los resultados empíricos.

$$C_{net(i)} = N_{des} \cdot G \cdot P_{\gamma} \cdot \epsilon_{int,i} \quad (2.11)$$

Donde  $c_{net(i)}$  son las cuentas netas obtenidas experimentalmente para un pico del espectro gamma,  $P_{\gamma}$  la probabilidad de desintegración de dicho pico,  $\epsilon_{int}$  la eficiencia intrínseca, que determina la probabilidad de que si un rayo gamma llega al detector este lo detecte y G el factor geométrico, que para el caso de fuentes puntuales viene definido por la siguiente ecuación [9][21].

$$G = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + R^2}} \right) \quad (2.12)$$

Siendo d la distancia fuente-detector y R el radio del detector. Sin embargo, la versión más correcta no sería asumiendo una fuente puntual, sino una fuente extensa de 1 pulgada, colocada de forma coaxial con un cilindro de tres pulgadas, pues corresponde a la geometría exacta empleada en el presente TFG. De forma que el valor del factor geométrico a 3cm no sería 0,19 como se obtiene con la aproximación a una fuente puntual, sino  $G=0,18$ , tal y como se observa en la figura 9 de la práctica [11].

Asimismo, en relación a los parámetros empleados para los cálculos, en la siguiente tabla se recogen los valores de la eficiencia intrínseca de pico, obtenidos de la figura eficiencia intrínseca de pico vs energía recogida en el libro [22], y de la probabilidad de desintegración de pico [13].

Pico	$P_{\gamma,i}$	$\epsilon_{int,i}(0cm)$	$\epsilon_{int,i}(3cm)$
1	0,0329	0,9375	0,94
2	0,289	0,5	0,43
3	0,115	0,3125	0,275
4	0,562	0,21	0,175
5	0,844	0,18	0,15
6	0,1	0,16	0,13
7	0,155	0,125	0,09

### 2.2.2. Espectroscopía de Rayos gamma

Una manera de determinar experimentalmente la radiactividad inducida en una muestra como resultado del bombardeo con neutrones, sobre la cual se fundamenta el método de activación neutrónica, es mediante la detección de la radiación gamma emitida como producto de desintegración de los isótopos radiactivos generados por la activación con neutrones. En este contexto, la interacción de esta radiación con la materia desempeña un papel crucial en su detección, pues las características específicas de los rayos gamma, no tienen carga y no generan ionización ni excitación directa del material que atraviesan, convierten estas interacciones en imprescindibles para registrar su energía.[9]

La interacción de la radiación gamma con la materia en el interior del detector implica la transferencia de energía en un rango de 0,01 MeV a 10 MeV, a través de procesos de absorción y dispersión, los cuales tienen lugar mediante tres mecanismos principales: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares [17].

#### Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es un proceso de absorción que predomina en el caso de radiaciones gamma con energías inferiores a 0,1 MeV y en materiales absorbentes con un elevado número atómico  $Z$ . Este fenómeno consiste en la interacción entre un fotón gamma y un electrón fuertemente ligado a un átomo, es decir abarca al átomo en su totalidad y no puede tener lugar con electrones libres [17].

Como resultado de esta interacción, el fotón le transfiere toda su energía al electrón, provocando su desaparición y la expulsión del electrón de una de sus capas internas, dando lugar a una vacante que se llena o bien con la reorganización de electrones de los niveles energéticos superiores o bien a través de la captura de un electrón libre del medio, lo cual provoca la emisión de rayos X característicos. El electrón expulsado como resultado de esta interacción se convierte en un electrón libre con una energía cinética equivalente a la diferencia entre las energías del fotón incidente y de ligadura del electrón. Esta diferencia debe ser igual o mayor a cero para que el proceso sea viable, es decir, el fotón incidente debe tener una energía inicial que al menos iguale a la energía de ligadura del electrón para que el proceso pueda llevarse a cabo [17][18][23].

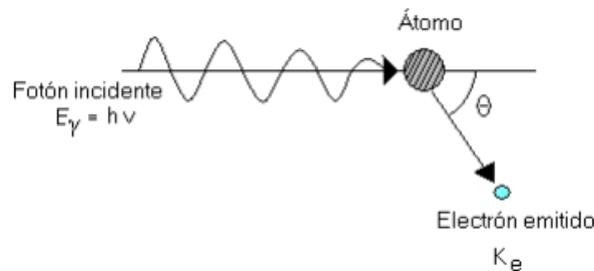


Figura 2.5: Representación gráfica del efecto fotoeléctrico [17].

#### Efecto Compton

El efecto Compton es un proceso de dispersión inelástica que predomina en el caso de radiaciones gamma con energías intermedias y en materiales con un número atómico  $Z$  bajo o intermedio. Este fenómeno consiste en la interacción entre un fotón y un electrón débilmente ligado o libre, de manera que el fotón transfiere una parte de su energía al electrón. En consecuencia, el primero

de ellos, denominado fotón dispersado, sufre una reducción de energía y un cambio en su dirección de propagación, mientras que el segundo, conocido como electrón de retroceso, es expulsado de su posición inicial con una energía cinética igual a la energía transferida [17][18].

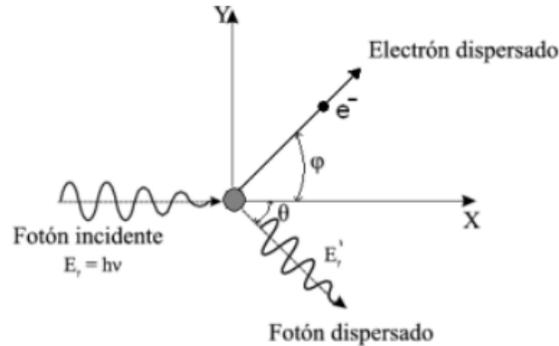


Figura 2.6: Representación gráfica del efecto Compton [17].

La distribución de energía entre el fotón dispersado y el electrón de retroceso depende del ángulo de dispersión, tal y como se refleja en la ecuación 2.13. Lo cual genera un espectro de energía Compton continuo que sigue un patrón característico en el que, a medida que aumenta el ángulo de dispersión, la energía transferida al electrón también se incrementa. En los dos casos límite se observa que, para ángulos pequeños ( $\theta \approx 0$ ) el fotón conserva casi toda su energía inicial, transfiriendo una cantidad mínima al electrón; En cambio, para ángulos grandes ( $\theta = \pi$  colisión frontal), el fotón incidente se retrodispersa hacia su dirección original, mientras que el electrón retrocede a lo largo de la dirección de incidencia con una energía transferida al electrón que alcanza su valor máximo [9][18].

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (2.13)$$

Siendo  $m_0c^2$  la energía de masa en reposo del electrón (0,511 Me V).

### Producción de pares

La producción de pares es un proceso de absorción de rayos gamma que tiene lugar cuando un fotón de alta energía interactúa con el campo eléctrico de un núcleo atómico o, en algunos casos, con un electrón. Como resultado de esta interacción, el fotón de rayos gamma incidente desaparece por completo, generando en consecuencia un par electrón-positrón [18][23].

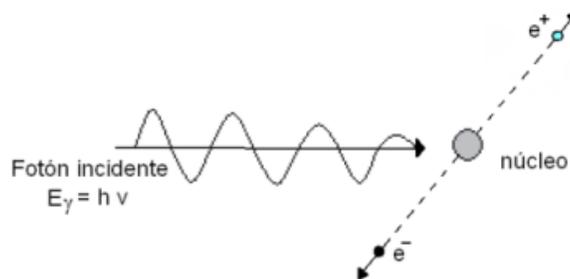


Figura 2.7: Representación gráfica de la creación de pares [17].

La formación de un par electrón-positrón requiere una energía de  $2m_0c^2$ , de modo que el fotón incidente debe tener una energía mínima de 1,02 MeV para que el proceso sea energéticamente posible. De manera que, si la energía de los rayos gamma incidentes supera este umbral, el excedente se traduce en energía cinética compartida entre el par electrón-positrón [17].

$$E_e^- + E_e^+ = h\nu - 2m_0c^2 \quad (2.14)$$

### Espectrómetro de rayos gamma

Para que un detector funcione como espectrómetro de rayos gamma, debe realizar dos funciones complementarias. En primer lugar, debe actuar como un medio de conversión en el que los rayos gamma incidentes tengan una probabilidad considerable de interactuar para producir uno o más electrones rápidos; y en segundo lugar, debe funcionar como un detector convencional para estos electrones secundarios, de forma que, debe presentar un tamaño de al menos un centímetro para evitar el escape de estos electrones y de la radiación de frenado generada durante su trayectoria [9].

Asimismo, en relación a las características físicas del detector para espectroscopía de rayos gamma, es importante seleccionar detectores fabricados por elementos que presentan un elevado número atómico. Pues esto influye en la probabilidad de las tres interacciones en las que se basan este tipo de instrumentos para la detección, especialmente en el efecto fotoeléctrico, que es el método preferible, y cuya probabilidad aumenta de manera directamente proporcional a la tercera potencia del número atómico. Por lo que la respuesta de un detector de rayos gamma depende de su tamaño, forma y composición, así como de los detalles geométricos de la fuente radiactiva [9].

Esta función respuesta del detector, puede a su vez, verse afectada por diversos eventos como: el escape de electrones secundarios, pues como ya se ha comentado anteriormente, si el detector no presenta un tamaño suficientemente grande, una fracción significativa de los electrones puede escapar de la superficie del mismo y por ende su energía (mayor cuanto mayor sea la energía de los rayos gamma incidentes) no ser captada completamente, cuyo efecto en el espectro produciría una cola hacia energías más bajas en el fotópico o la deformación del continuo Compton; el escape de electrones de Bremsstrahlung, que consiste en el escape de la radiación bremsstrahlung emitida como consecuencia de la desaceleración de los electrones secundarios al aproximarse al campo eléctrico de los núcleos, y cuyos efectos sobre la función respuesta son similares al caso anterior, es decir modifican ligeramente la forma de la función de respuesta, pero sin introducir picos adicionales. Y su efecto de nuevo se vuelve más pronunciado para rayos gamma incidentes con energías altas y para detectores con alto número atómico; escape de rayos X, que consiste en que el fotón de rayos X emitido por el átomo absorbente durante el proceso de absorción fotoeléctrica, en lugar de ser reabsorbido, escapa. De manera que el detector no registra toda la energía original del fotón gamma sino una cantidad menor, que es igual a la energía del fotón gamma menos la del rayo X que escapó, dando lugar a un nuevo pico, que tiende a ser más notable para bajas energías de rayos gamma incidentes y para detectores con una relación superficie-volumen elevada; radiaciones secundarias creadas cerca de la fuente, como los fotones de aniquilación, característicos de las fuentes de rayos gamma cuyo isótopo se desintegra mediante emisión de positrones. Pues, los positrones emitidos por la fuente se detienen debido al material que la encapsula, y posteriormente se aniquilan con electrones del medio circundante, produciendo dos fotones de 0,511 MeV, los cuales pueden alcanzar el detector y dar lugar a un pico adicional en el espectro a dicha energía; efecto de los materiales circundantes, ya que cualquier detector utilizado en espectroscopía de rayos gamma está rodeado de otros materiales que pueden tener una influencia medible en su respuesta; y por último, efectos

de suma, que ocurren cuando dos o más fotones gamma emitidos en cascada por una misma desintegración nuclear llegan al detector casi al mismo tiempo, de forma que este no los registra por separado, sino que suma sus energías generando un pico adicional en el espectro, denominado pico de suma.

Un tipo de espectrómetro de rayos gamma comúnmente utilizado es el detector de centelleo, destinado a detectar y medir la energía de los rayos gamma emitidos por materiales radiactivos basándose en el fenómeno de centelleo, que consiste en la emisión de luz por ciertos materiales cuando interactúan con radiación ionizante. Dentro de este tipo de instrumentos, destacan los espectrómetros de centelleo de yoduro de sodio, pues al presentar un elevado número atómico garantizan la relevancia de la absorción fotoeléctrica, y por ende una función respuesta con una elevada eficiencia de detección intrínseca. Además de su eficiencia, su facilidad de fabricación y reproducibilidad también les convierte en una opción muy práctica para la detección de rayos gamma, pues al poderse controlar con tolerancias muy pequeñas las dimensiones físicas de estos cristales, es posible garantizar que la probabilidad de interacción de los rayos gamma será idéntica para todos los cristales del mismo tamaño y forma [9].

Donde la eficiencia, previamente comentada, es el parámetro que indica la fracción de rayos gamma emitidos por una fuente que son detectados, y cuyos valores se presentan en forma de gráfico de eficiencia frente a la energía de los rayos gamma. Estos valores, además de depender de la energía, lo hacen también de otros factores, como el tamaño y la forma del cristal de centelleo, así como las características físicas y dimensionales de la fuente radiactiva. Y sus valores se pueden obtener mediante dos métodos. El primero de ellos, basado en realizar mediciones experimentales utilizando fuentes estándar de actividad conocida, lo cual permite construir las curvas de eficiencia concretas del detector en cuestión; y el segundo, que consiste en realizar cálculos teóricos, tanto utilizando expresiones analíticas en geometrías simples, como simulaciones por el método de Monte Carlo [9].

Sin embargo, cuando se habla de eficiencia, no solo importa cuántos rayos gamma se detectan, sino qué tipo de señales se están considerando, pues en caso de considerarse todas, se trata de eficiencia absoluta, y en caso de que solo se estén considerando los rayos gamma que entran al detector y entregan toda su energía, se habla de la eficiencia de pico [9].

Para poder aplicar los datos de eficiencia de pico de cualquier detector, es necesario determinar el área bajo los picos que representan estos eventos en el espectro. No obstante, esto no siempre resulta sencillo, pues incluso tras sustraer el fondo, la mayoría de estos picos se encuentran superpuestos en un continuo causado por los efectos complejos descritos anteriormente. De forma que, el área no se puede determinar sumando el contenido de cada canal entre los límites indicados (integración directa entre sus límites), como se haría en caso de que fuera un pico simple y aislado, ya que se estarían incluyendo algunos recuentos no deseados. Sino que se calcula sumando el contenido de cada canal y restándole al mismo la contribución del continuo, la cual se estima asumiendo una forma para dicho continuo dentro de la región bajo el pico, normalmente mediante el trazo de una línea recta (interpolación lineal) entre los niveles de fondo a ambos lados del pico [9].

No obstante, en ocasiones, los picos poco espaciados o superpuestos no permiten aplicar el método de suma directa, por lo que se requiere del uso de métodos más complejos basados en ajustar funciones matemáticas a los picos. Una opción común es usar una curva gaussiana, que es una campana simétrica, para describir cómo debería verse el pico si estuviera bien definido. De manera que, se ajusta esa curva a la parte clara del pico y se usa para estimar el resto [9].

## Capítulo 3

# Montaje experimental

A la hora de desarrollar la práctica en el laboratorio, esta se dividía en dos partes. La primera de ellas, consistía en activar una muestra mediante el bombardeo con neutrones, y la segunda, se centraba en recopilar los datos experimentales mediante el análisis de dicha muestra.

De manera que, para realizar experimentalmente cada una de estas etapas se empleaba un instrumental característico, el cual consistía, para el caso de la primera etapa, en una fuente de neutrones situada en el interior de un tanque de parafina y una sonda cilíndrica; y para el caso de la segunda, en dos detectores gamma de centelleo de yoduro de sodio dopados con talio, NaI(Tl).

Esto justifica la división de la explicación del montaje experimental de la práctica en las dos fases previamente mencionadas.

### 3.1. Montaje experimental de la etapa de activación

La configuración experimental de esta primera etapa del proyecto fue diseñada estratégicamente para reproducir el experimento original, correspondiente al TFG basado en detectar concentraciones de Boro en muestras acuosas [8].

Este montaje consistía en introducir la fuente de neutrones en el centro de un tanque de parafina, de dimensiones 60cm x 60cm x 75cm, el cual se encontraba, como medida de protección radiológica, enterrado bajo el suelo y recubierto por una capa de cadmio de 2mm de espesor, ya que la elevada sección eficaz de absorción para los neutrones térmicos que caracteriza a este material evitaba que los neutrones escapasen, quedando así controlado el flujo de neutrones y la exposición a radiación no deseada [8][13].

En relación a la envoltura del tanque es importante recalcar, que además de la capa de cadmio, el tanque de parafina estaba recubierto con una capa de 2mm de hierro y otra de 2mm de plástico, pues la combinación de ambos materiales constituía una barrera que absorbe la radiación secundaria [8][13].

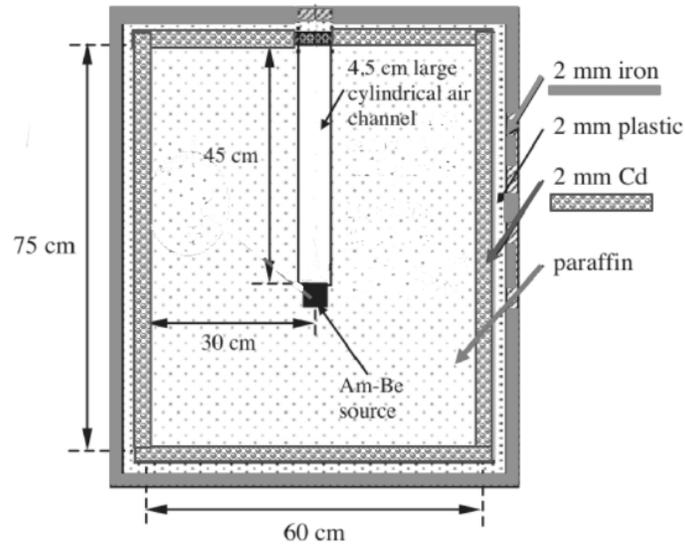


Figura 3.1: Fuente de neutrones experimental [13].

Asimismo, en la parte superior de dicha fuente de neutrones, es decir en el interior del tanque de parafina, se colocaba, a través de un canal vertical, una sonda cilíndrica extraíble de 40cm de longitud y 50mm de diámetro. Diseñada para cumplir la función de portamuestras durante la irradiación con neutrones.

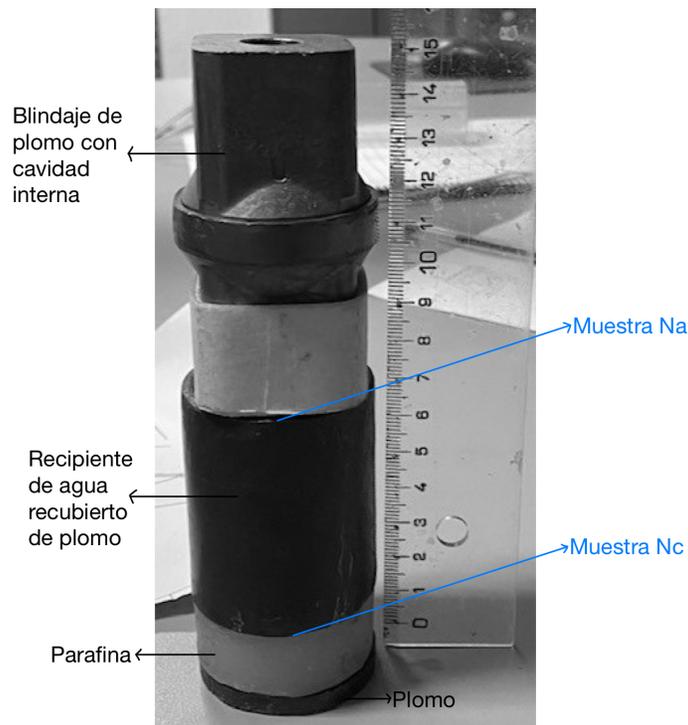


Figura 3.2: Disposición de las láminas en el interior del cilindro, el cual se utiliza como portamuestras durante la irradiación. Esta configuración consistía en un bloque de plomo, seguido de una capa de parafina, sobre la que se colocaba la lámina  $N_C$  de indio, posteriormente, un recipiente de agua recubierto de plomo, sobre el que se posicionaba la lámina  $N_A$  y por último un blindaje de plomo.

La disposición de las muestras en el interior de la sonda era análoga a la del TFG de referencia [8], de forma que se organizaba de la siguiente manera: en la parte inferior se disponía un bloque de plomo, seguido de una capa de parafina, sobre la cual se colocaba la lámina  $N_C$  de indio. Encima de la muestra se situaba un recipiente recubierto de plomo que, para el caso de la práctica relacionada con la concentración de boro, contenía boro junto a agua. Sin embargo, en este caso, contenía únicamente agua, pues, aunque la elevada sección eficaz de absorción de neutrones del boro afecta a la cantidad de neutrones que llegan a la lámina  $N_A$ , situada sobre dicho recipiente, así como a la lámina  $N_C$  debido a los neutrones que rebotan, en este caso no se querían considerar estas influencias, ya que se pretendía analizar el flujo de neutrones que activaba las muestras en condiciones estándar.

En relación con esto, se esperaría que la lámina  $N_A$  también se viese afectada por la presencia de la muestra  $N_C$ . Y aunque lo está, su influencia es despreciable, ya que el indio posee una sección eficaz de absorción de neutrones de varias órdenes de magnitud inferior a la del boro.

Por último, en la parte superior del cilindro se disponía un blindaje de plomo con una cavidad interna, donde, en la práctica de boro [8], se colocó el detector CZT, que es sensible a los  $\gamma$  de emisión instantánea.

Para las mediciones que requerían indio recubierto de cadmio, la configuración de las muestras dentro de la sonda era equivalente a la mencionada para el caso de indio solo, con la salvedad de que, en este caso, se incorporaba una lámina de cadmio por encima y otra por debajo de las muestras  $N_C$  y  $N_A$  de indio.

## 3.2. Montaje experimental de la etapa de toma de datos

La segunda etapa consistía en la toma de datos, para ello las muestras previamente irradiadas eran analizadas mediante dos detectores de radiación gamma, lo cual justifica la importancia de estos dispositivos en el presente TFG, y por ende la necesidad de analizar su configuración experimental.

Para ello, en primer lugar, se debe adoptar una perspectiva global sobre estos dispositivos, que permita conocer los detectores empleados en este proyecto y su fundamento teórico.

### 3.2.1. Detector gamma de centelleo de yoduro de sodio dopado con talio

Los principios teóricos que rigen el funcionamiento de este tipo de detectores se basan en convertir la energía de la radiación gamma incidente en luz visible, para así poder amplificarla y detectarla [24].

En términos más detallados, cuando el fotón gamma incide en el interior del centelleador, interactúa con el cristal de NaI(Tl) ubicado en su interior, a partir del efecto fotoeléctrico, el efecto Compton o la producción de pares. Como resultado de esta interacción, el fotón le transfiere su energía al cristal, quedando así, los electrones presentes en el material, excitados [7][24].

Dichos electrones tienden a regresar a su estado fundamental mediante la emisión de la energía sobrante en forma de fotones en el rango visible o ultravioleta cercano, lo cual se ve intensificado por la presencia de talio en el cristal. De este modo, la energía de los fotones incidentes se transforma en fotones ópticos, estableciéndose una relación prácticamente proporcional entre ambas magnitudes, que difiere de ser exacta por la conversión de parte de la energía en vibraciones. Aunque para el

caso del NaI(Tl) únicamente se convierte el 12 % de la energía, por lo que este material se considera eficiente para la detección [7][24].

Una vez transformada la energía de la radiación incidente en luz, los fotones en cuestión son dirigidos hacia el fotomultiplicador, cuyo propósito es convertir dicha luz en una señal eléctrica. Para ello, los fotones interactúan con el fotocátodo mediante el efecto fotoeléctrico, generando electrones conocidos como fotoelectrones. Estos, son posteriormente acelerados por un campo eléctrico hacia una serie de electrodos denominados dínodos, de forma que chocan con ellos sucesivamente, y en cada colisión se producen múltiples electrones secundarios, dando lugar a una cascada que finalmente es recogida en el ánodo, donde se genera un pulso de corriente proporcional a la cantidad de fotones incidentes y, por lo tanto, a la energía depositada en el centelleador por el fotón gamma original [7][24][25].

Este pulso es transformado en un pulso de voltaje a través de un circuito RC, para, a partir de este pulso y utilizando un analizador multicanal, obtener el espectro de energía de la radiación gamma incidente. Ya que este tipo de dispositivos cuenta con una memoria interna dividida en canales, donde, en cada uno de los cuales, se acumula el número de pulsos que llegan con una amplitud en voltios comprendida entre  $V$  y  $V + \Delta V$ , donde  $\Delta V$  representa la anchura del canal [24][25].

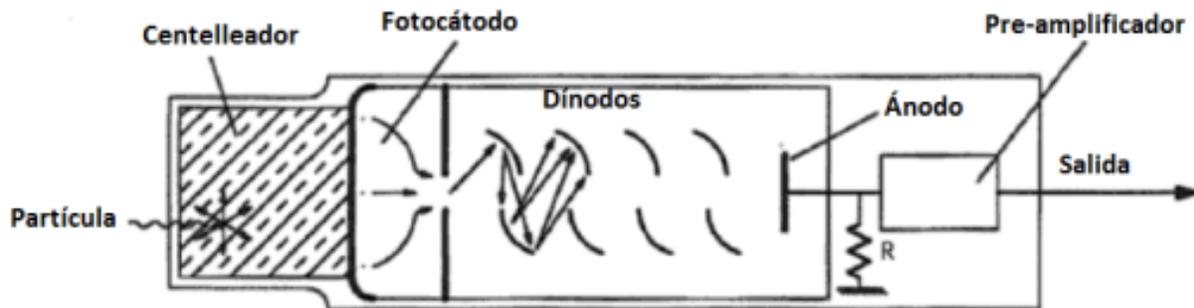


Figura 3.3: Descripción gráfica del funcionamiento de un detector gamma NaI(Tl) [26].

### 3.2.2. Características físicas de los detectores empleados en la práctica

Los dos detectores NaI(Tl) empleados en la práctica tienen la estructura que se muestra en la imagen 3.4. Es decir, constan de un cristal de 3 pulgadas de diámetro y 3 pulgadas de alto, de un fotomultiplicador y de un sistema de preamplificación.

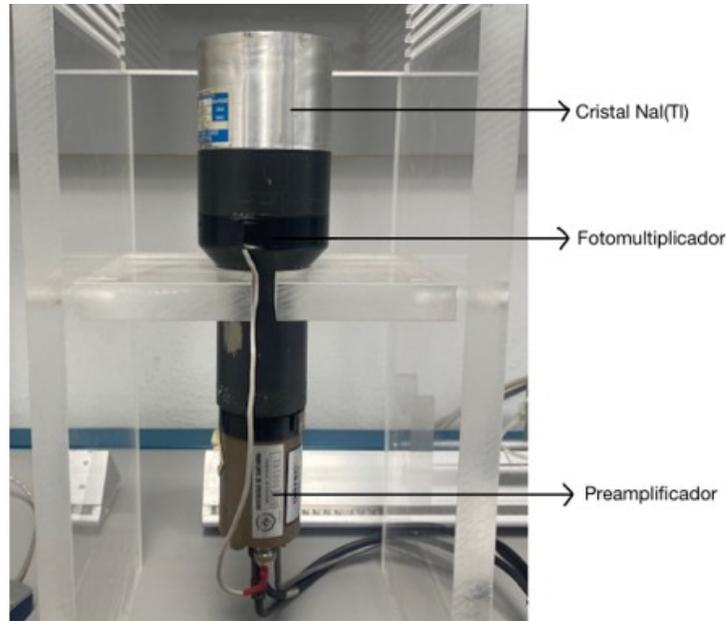


Figura 3.4: Detector gamma NaI(Tl).

Ambos detectores funcionan equivalentemente, pues, aunque tienen fabricantes distintos, uno de ellos Ortec y otro Canberra, se rigen por los mismos principios teóricos, siendo la única diferencia entre ellos, su blindaje. Por lo que para diferenciarlos, se hará referencia a ellos en función del color de dicho blindaje, denominándoles por tanto detector azul y detector gris.



Por un lado, el detector azul dispone de un blindaje más denso, lo que incrementa su capacidad de atenuación, haciéndole menos susceptible a la radiación ambiental, pero un tamaño más pequeño, favoreciendo la presencia de rebotes y fenómenos de retrodispersión dentro del blindaje. Por otro lado, el detector gris cuenta con un blindaje de menor densidad, lo que implica una protección inferior contra la radiación ambiental, pero un tamaño mayor, disminuyendo así los rebotes en el interior del blindaje. La configuración ideal sería una combinación entre ambos, de forma que el detector presentase el espesor del blindaje azul y el tamaño del blindaje gris. Sin embargo, esto resulta inviable económicamente, lo cual justifica trabajar con estos montajes, que son mucho más rentables.

# Capítulo 4

## Procedimiento experimental

### 4.1. Procedimiento

Siguiendo la división previamente detallada, la parte experimental del presente TFG se conforma por dos partes, una correspondiente a la etapa de activación y otra a la de toma de datos. Donde cada una de ellas, contaba con su propio procedimiento experimental, y fue llevada a cabo en un momento distinto del día.

#### 4.1.1. Etapa de activación

Por un lado, la primera parte correspondía a la etapa de activación de las muestras de indio mediante el bombardeo con neutrones. Para ello, dichas muestras se disponían, siguiendo la configuración experimental previamente detallada, en la sonda cilíndrica, pues esta presentaba un diseño específico que le permitía ser introducida en el interior del pozo de parafina.

De este modo, las muestras se situaban en las proximidades de la fuente, concretamente en las dos posiciones de interés del TFG de referencia [8], las cuales correspondían a la entrada y salida de la muestra acuosa, pudiéndose así estimar el flujo de neutrones en dichos puntos.

La posibilidad de manejar el tiempo que las láminas permanecían dentro del tanque de parafina permitía controlar experimentalmente el tiempo que las láminas eran irradiadas, es decir el tiempo de activación. Lo cual lleva a que, en el presente TFG, todos los casos experimentales, en lo que a este parámetro respecta, sean aproximadamente equivalentes, pues se seleccionan sistemáticamente tiempos de activación que superan tres veces la vida media del isótopo  $^{116m1}\text{In}$ , garantizándose así que una pequeña variación en el valor experimental del tiempo de activación no suponga un cambio significativo en la actividad alcanzada, que es próxima a la de saturación.

Esto queda demostrado teóricamente al modificar el valor de  $t_a$  en la expresión  $A = R(1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t_a})$ , obtenida al combinar la ecuación de la constante de desintegración  $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$  con la ecuación de la actividad de una muestra durante la etapa de irradiación para un tiempo  $t$ , definida por la expresión matemática 2.6.

$$\blacksquare t_a = n \cdot T_{1/2}$$

$$A = R \left( 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot n \cdot T_{1/2}} \right) = R(1 - e^{-n \cdot \ln 2}) = R \cdot \frac{2^n - 1}{2^n}$$

Por tanto, si  $n=1$ ,  $A=0,5R$ ; si  $n=2$ ,  $A=0,75R$ ; si  $n=3$ ,  $A=0,88R$ ; si  $n=4$ ,  $A=0,94R$ ; si  $n=5$ ,  $A=0,97R$ , quedando así justificado que el tiempo de activación no es uno de los parámetros principales a considerar en el laboratorio, pues basta con cerciorarse de que su valor es al menos tres veces mayor que la vida media del isótopo  $^{116m1}In$ , que es de aproximadamente 54 minutos, para garantizar que la actividad alcanzada este siempre entre el 90 % y el 100 % del valor de  $R$ .

Sin embargo, como ya se ha comentado anteriormente, en el laboratorio si se debía considerar la necesidad de filtrar el flujo de neutrones térmicos. De forma que las medidas se dividieron en dos días, el primero de ellos, correspondiente al indio aislado, y el segundo, al indio recubierto con cadmio.

#### 4.1.2. Etapa de toma de datos

Por otro lado, la segunda etapa, correspondía a la recopilación de datos experimentales. Para ello, tras la irradiación, ambas muestras eran extraídas del tanque de parafina y colocadas en unos portamuestras, que posteriormente se disponían sobre dos detectores, equipados con blindajes distintos, para comenzar las mediciones.

Estas medidas consistían en variar sistemáticamente ciertos parámetros relacionados con las mismas, con el objetivo de evaluar la consistencia de los resultados, para, en caso de no haberla, poder investigar su origen. Si este no se podía determinar experimentalmente, se procedía a asignar fuentes de incertidumbre sistemática que cubriesen dichas discrepancias.

Entre los parámetros que intervenían en esta fase y que por ende se deben analizar, se encuentran, la distancia entre la lámina y el detector, los tiempos de espera y de cuentas, el tipo de detector empleado... Sin embargo, la forma de modificar dichos parámetros dependía de la naturaleza de cada uno de ellos, por lo que se comentan de forma individual.

En primer lugar, en lo referente a la distancia, se llevaron a cabo múltiples medidas para dos distancias lámina-detector distintas, conseguidas al emplear, durante la adquisición de datos, dos portamuestras diferentes, uno diseñado para posicionar la lámina al ras del detector y el otro a 3 cm de distancia, de forma que, cada uno de ellos correspondía a una distancia característica.

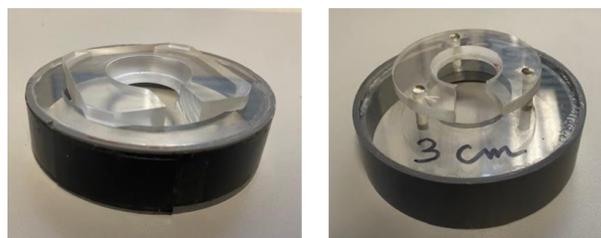


Figura 4.1: La figura de la izquierda corresponde al portamuestras de 0cm, y la de la derecha a 3cm.

Este análisis permitía comprobar la validez de las curvas de eficiencia, pues si midiendo a dos distancias diferentes los resultados eran consistentes significaría que las curvas de eficiencia intrínseca estándar utilizadas para dichas distancias se ajustaban al comportamiento de los detectores utilizados.

En segundo lugar, se analizó el parámetro del tiempo, debido a la influencia de los tiempos de cuentas y de espera en este tipo de experimentos. Para ello, se repitieron las medidas bajo múltiples condiciones temporales, de forma que cada una de ellas correspondía a unos parámetros distintos.

El control del tiempo de cuentas resultaba sencillo, pues bastaba con combinar mediciones de mayor y menor duración. Sin embargo, las dificultades asociadas con el control del tiempo de espera llevaron a que, en el caso de esta variable, se estableciera como criterio que el primer tiempo de espera de cada patrón de medición fuese, al menos, de 10 minutos, con el fin de evitar que las desintegraciones de otros isótopos del indio, con vidas medias muy pequeñas, afectasen al análisis. Y en lo que respecta al resto de medidas, bastaba con registrar para cada medición su correspondiente valor experimental del tiempo de espera.

Una vez establecido el procedimiento experimental para controlar los tiempos, es importante señalar la información que puede obtenerse a partir del análisis de los mismos.

Por un lado, el estudio del tiempo de espera permite identificar posibles efectos que se introducirían y afectarían a los resultados en caso de que la lámina presentase una elevada actividad inicial. Esto se debe a que dichos efectos tienden a atenuarse con el tiempo, ya que surgen como consecuencia de la elevada actividad inicial, la cual a medida que avanza el tiempo disminuye progresivamente debido al decaimiento radiactivo. Por lo que tomando datos para distintos tiempos de espera se puede comprobar si en algún momento, especialmente al inicio, existía algún factor que pudiese estar afectando a los resultados, tales como rebotes, picos de suma...

Por otro lado, en cuanto al tiempo de cuentas, es importante ajustar su valor para compensar la pérdida de señal, es decir la reducción en el número de desintegraciones a medida que avanza el tiempo de espera. Para ello, se debía incrementar el tiempo de cuentas a medida que avanzaba el tiempo transcurrido desde que cesó la irradiación, con el fin de compensar esa bajada en la tasa de eventos.

Por último, con el objetivo de verificar si las mediciones eran independientes del equipo utilizado o, si, por el contrario, había sesgos asociados a un detector en particular, el mismo patrón de medición se llevó a cabo para dos detectores distintos, denominados detector azul y detector gris.

## 4.2. **Parámetros de medición**

Todas las razones previamente expuestas justifican la necesidad de combinar los distintos parámetros mencionados, con el fin de establecer un patrón de medición que considere todos ellos en conjunto. Y así poder determinar experimentalmente su contribución en los resultados.

Dicho patrón se dividía en 4 días, donde el primero y el tercero correspondían a la etapa del método cadmio-indio en la que las láminas de indio se encontraban aisladas, y el segundo y el cuarto a la etapa en la que se encontraban recubiertas por cadmio.

La analogía entre el primer y tercer día y el segundo y cuarto, llevo a que, las mediciones en estos días fueran equivalentes. De forma que, el patrón de medición de la lámina  $N_C$  era prácticamente idéntico para el primer y tercer día, coincidiendo así los tiempos de cuentas y la forma en la que se combinaban las medidas al ras del detector con las medidas a tres centímetros; y el patrón de

medición de la lámina  $N_A$ , aunque distinto al de la lámina  $N_C$ , también se mantenía ambos días. Siendo, por tanto, la única diferencia entre el primer y tercer día, el detector empleado, pues el primer día el detector azul se utilizó para medir la lámina  $N_C$  y el gris para la lámina  $N_A$  y el tercer día fue a la inversa.

Ocurrió igual en el segundo y cuarto día, de modo que, aunque el patrón de medición de cada lámina era diferente al empleado en el primer y tercer día, así como distinto entre una lámina y otra, cada lámina mantuvo su patrón característico ambos días. Es decir, durante el segundo y cuarto día, la única variable que cambió de un día a otro fue el detector utilizado para cada lámina.

Las medidas realizadas en los 4 días se describen en las siguientes tablas.

### Día 18/10/2024

#### LÁMINA DE INDIO

$$t_a = 4\text{h } 49\text{min } 15\text{s}$$

##### Muestra $N_C$

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	azul	0 cm	10	13:10
2	azul	3 cm	10	25:00
3	azul	3 cm	10	36:25
4	azul	3 cm	10	47:00
5	azul	0 cm	10	62:00
6	azul	3 cm	15	73:15
7	azul	3 cm	15	89:44
8	azul	0 cm	60	115:00

##### Muestra $N_A$

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	gris	3 cm	10	10:00
2	gris	3 cm	10	20:30
3	gris	0 cm	10	35:03
4	gris	3 cm	10	46:19
5	gris	3 cm	10	57:04
6	gris	3 cm	10	67:41
7	gris	0 cm	20	83:10
8	gris	3 cm	60	105:30

### Día 25/10/2024

#### LÁMINA DE CADMIO - INDIO - CADMIO

$$t_a = 5\text{h } 13\text{min } 7\text{s}$$

##### Muestra $N_C$

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	azul	0 cm	20	10:00
2	azul	3 cm	20	32:58
3	azul	0 cm	20	54:42
4	azul	3 cm	20	78:09
5	azul	0 cm	100	104:47

##### Muestra $N_A$

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	gris	3 cm	20	10:06
2	gris	0 cm	20	33:15
3	gris	3 cm	20	55:36
4	gris	0 cm	20	78:27
5	gris	3 cm	100	102:07

### Día 08/11/2024

#### LÁMINA DE INDIO

$$t_a = 5\text{h } 25\text{min}$$

Muestra  $N_C$ 

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	gris	0 cm	10	10:00
2	gris	3 cm	10	21:55
3	gris	3 cm	10	34:00
4	gris	3 cm	10	47:44
5	gris	0 cm	10	64:07
6	gris	3 cm	15	77:10
7	gris	3 cm	15	95:07
8	gris	0 cm	60	112:40

Muestra  $N_A$ 

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	azul	3 cm	10	10:01
2	azul	3 cm	10	21:16
3	azul	0 cm	10	34:57
4	azul	3 cm	10	49:27
5	azul	3 cm	10	63:42
6	azul	3 cm	10	75:53
7	azul	0 cm	20	88:59
8	azul	3 cm	60	110:10

Día 22/11/2024

## LÁMINA DE CADMIO - INDIO - CADMIO

$$t_a = 5h 1min 40s$$

Muestra  $N_C$ 

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	gris	0 cm	20	10:10
2	gris	3 cm	20	32:00
3	gris	0 cm	20	57:30
4	gris	3 cm	20	80:00
5	gris	0 cm	100	106:00

Muestra  $N_A$ 

Medida	detector	dist lam-detec	$t_c/min$	$t_e$
1	azul	3 cm	20	10:42
2	azul	0 cm	20	34:54
3	azul	3 cm	20	56:37
4	azul	0 cm	20	81:26
5	azul	3 cm	100	106:14

Aunque se realizaron mediciones tanto para la lámina de entrada ( $N_C$ ) como para la de salida ( $N_A$ ), en este caso el análisis se restringirá a la primera de ellas, pues se trata de la más interesante. No obstante, los datos obtenidos para la lámina de salida podrían utilizarse en un futuro para desarrollar un análisis equivalente.

# Capítulo 5

## Resultados y análisis

El presente TFG se basa en estimar, para la configuración de referencia establecida en el TFG anterior, el flujo de neutrones térmicos que incidía sobre una muestra acuosa con una cierta concentración de boro. Determinando para ello, el flujo de neutrones térmicos que activaba una lámina auxiliar de indio, con una sección eficaz de activación de neutrones térmicos conocida, situada justo a la entrada de dicho recipiente. Con el propósito de indagar en las inconsistencias observadas en el TFG de referencia relacionadas con este parámetro.

### 5.1. Análisis

Antes de comenzar con el análisis propiamente dicho, es necesario comprender el procedimiento que se va a llevar a cabo para su realización, es decir detallar los pasos a seguir para poder analizar los datos experimentales.

El primer paso, consistía en calibrar los detectores empleados en la práctica, registrando y representando gráficamente los valores de distintos canales junto con su energía, para posteriormente poder ajustarlos mediante una regresión lineal, que corresponde a la curva de calibración. En este caso, la expresión obtenida para el detector azul es:  $\text{energía} = -70,42 + 4,897 \cdot \text{canales}$ ; y para el detector gris:  $\text{energía} = -26,064 + 2,7675 \cdot \text{canales}$ .

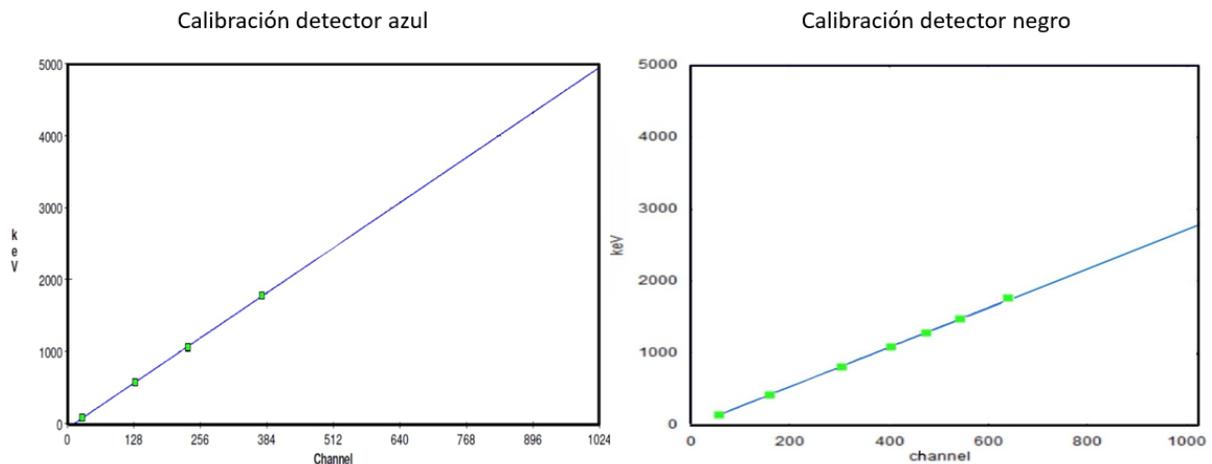


Figura 5.1: La figura de la izquierda corresponde a la calibración del detector azul y la de la derecha al detector negro

A partir de esta calibración se pudieron llevar a cabo todas las mediciones requeridas en el presente TFG, las cuales consistían en detectar, mediante la configuración de medida previamente establecida, la radiación gamma emitida como consecuencia de la activación. De forma, que los datos obtenidos se presentan en diferentes archivos de texto, uno por medida, donde cada línea representa un canal y lleva asociado su respectivo número de cuentas.

Mediante dichos archivos de texto y utilizando un código de Python propio, se podían obtener los espectros cuentas vs canal y energía vs canal de todas las medidas. Siendo por ejemplo los siguientes, los correspondientes a la primera medida del día 18/10/2024 de la muestra  $N_C$  con el detector azul, la cual llevaba asociada un tiempo de activación de 4h 49min 15s, un tiempo de cuentas de 10 min y un tiempo de espera de 13min 10s.

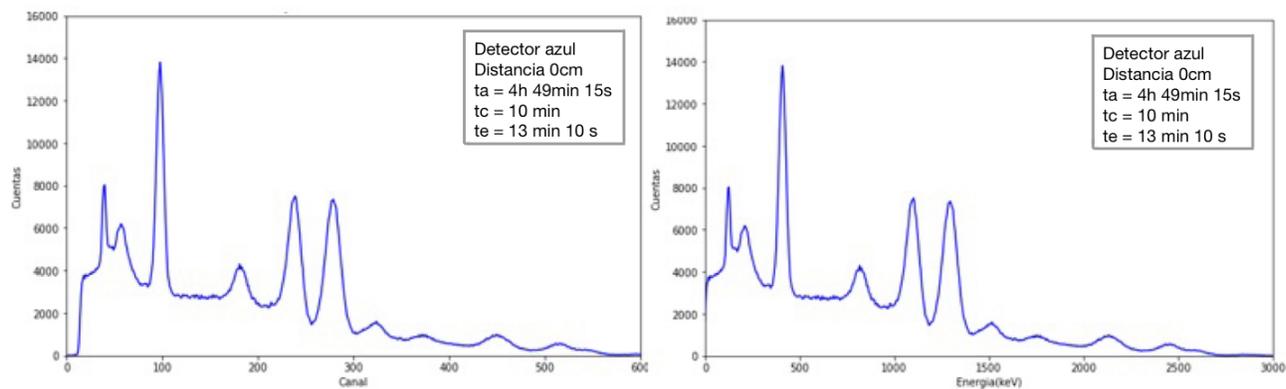


Figura 5.2: La figura de la izquierda corresponde al espectro cuentas vs canal y la de la derecha al espectro de energía.

En relación con el espectro de energía, resultaba interesante, además de representar el espectro en sí, representarle con el eje y en escala logarítmica, con el objetivo de visualizar mejor los picos de baja intensidad y el nivel del fondo.

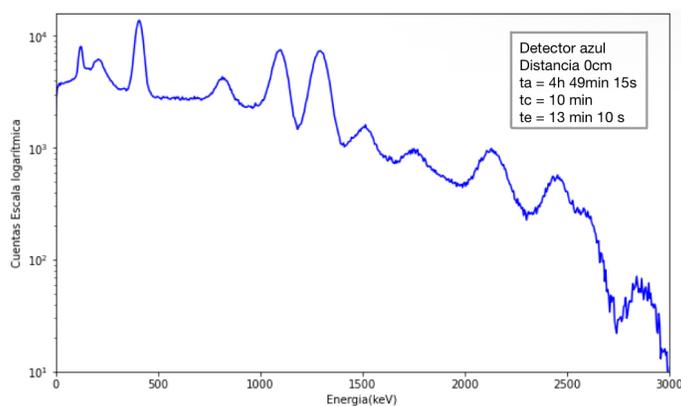


Figura 5.3: Espectro cuentas vs canal con el eje y en escala logarítmica.

Una vez recopilados todos los espectros de energía experimentales, se procede a su análisis mediante la aplicación Gamma Acquisition, con el propósito de obtener, para cada espectro, las cuentas netas de sus 7 picos. De manera que, seleccionando la región de interés de cada pico y anotando su respectiva área experimental, era posible determinar las cuentas netas de cada uno de ellos.

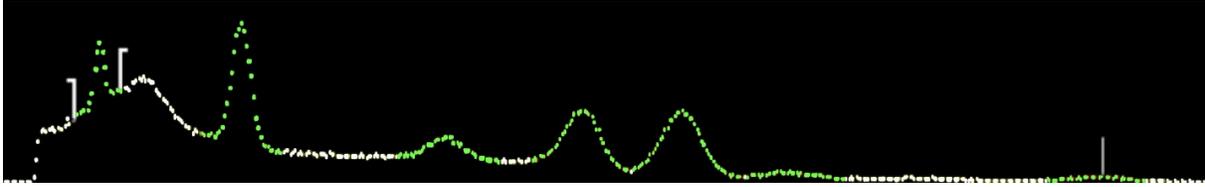


Figura 5.4: Selección cuentas netas de cada pico del espectro de energía.

A partir de estas cuentas, y aplicando la ecuación 2.11 se puede determinar experimentalmente para cada pico el número de núcleos desintegrados durante una medición, valor que a su vez está directamente relacionado, según la ecuación 2.10, con el parámetro  $R$ . Sin embargo, en relación a esta variable, es fundamental considerar la importancia de emplear el método cadmio-indio previamente descrito, ya que el objetivo de la práctica es calcular el flujo de neutrones térmicos, no el flujo de neutrones totales, debido a que este primer tipo de neutrones activa mejor cualquier material. Esto implica restar  $R$  total, calculado para la lámina que durante la irradiación se encontraba aislada, menos  $R$  epitérmico, calculado para la lámina que durante la irradiación se encontraba recubierta por cadmio, con el fin de determinar  $R$  térmico, y a partir de este y empleando la expresión 2.7, el flujo de neutrones térmicos.

Siguiendo esta metodología, se desarrolló un nuevo código en Python que permitía calcular, para los 7 rayos gamma característicos de la desintegración del indio, el flujo de neutrones térmicos que activaba una lámina de dicho material. Así como representar gráficamente tales valores frente a la energía teórica de los picos.

Además, ajustando el código de Python, se establecía la posibilidad de representar valores experimentales del flujo de neutrones correspondientes a distintas configuraciones de medida, con el objetivo de poder analizar gráficamente como los resultados se veían influenciados por parámetros externos, como la forma de seleccionar los picos, la distancia muestra-detector, el tipo de detector...

## 5.2. Flujo de neutrones TFG anterior

La gráfica del flujo de neutrones térmicos versus energía obtenida en el TFG previo, donde se aprecia una dependencia considerable entre el flujo de neutrones y el pico considerado para su cálculo, aparece en la figura 5.5.

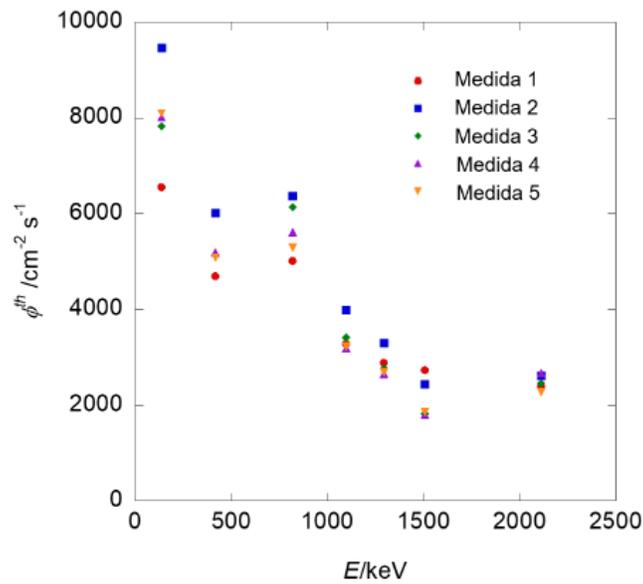


Figura 5.5: Gráfica experimental flujo vs energía que se obtuvo en el TFG precedente [8].

Dicha dependencia entre el flujo y la energía difiere de lo esperado teóricamente, ya que el flujo debería ser independiente del fotópico utilizado para medirlo. Por lo que, con el objetivo de encontrar el origen de tal inconsistencia, se calculó, para cada rayo gamma característico de la desintegración del  $^{116\text{m}}\text{In}$ , el flujo de neutrones térmicos que activaba la lámina de indio en cuestión, mediante los datos proporcionados en el TFG de referencia y el código de Python propio, cuya síntesis se ha detallado anteriormente. De forma que se obtuvo la siguiente gráfica, donde se representan dichos valores del flujo frente a las energías teóricas de los rayos gamma.

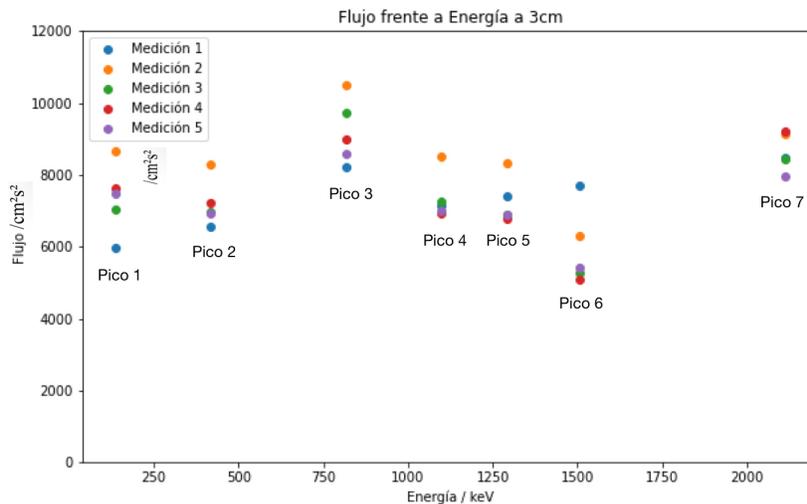


Figura 5.6: Gráfica experimental flujo vs energía obtenida con los datos del TFG precedente. Nótese que en esta figura se utiliza la misma notación que en la figura 2.3 para nombrar a los picos.

Para cada energía se obtuvieron múltiples valores del flujo, dado que el procedimiento, previamente detallado, se repitió, tal y como se hizo en el TFG precedente, para cinco parejas de espectros, con el fin de mejorar el análisis y encontrar tendencias en los resultados.

De este modo, se puede concluir que el comportamiento del flujo de neutrones obtenido en este nuevo estudio se ajusta mejor a las expectativas teóricas, ya que se observa sistemáticamente como las fluctuaciones del flujo en función de la energía han disminuido notablemente respecto a los resultados que se obtuvieron en el TFG de referencia y que se observan en la figura 5.5.

Por lo tanto, queda demostrado que la inconsistencia más llamativa observada en el TFG previo no se debía a los datos experimentales. Sin embargo, indagando en el origen del problema, tampoco parecía que este se encontrase en el procedimiento llevado a cabo para el cálculo del flujo de neutrones, pues resultaba coherente. Esto instauro la necesidad de analizar con más detalle todos los cálculos realizados en dicho TFG, hasta que se identificó un error en los valores teóricos de la eficiencia intrínseca de pico utilizados, ya que no correspondían con la curva teórica de la eficiencia intrínseca de pico, sino con la de la eficiencia absoluta.

No obstante, aún persisten fluctuaciones que se deben analizar para poder determinar su origen y aspectos relacionados con las medidas desconocidos, quedando justificado el desarrollo de este TFG.

### 5.2.1. Región de interés (*region of interest*)

Se conoce como *Region of interes* (ROI) a la región de interés de los picos del espectro y queda determinada por cómo se seleccionan los mismos. En condiciones ideales esto no debería afectar a las cuentas netas de los picos obtenidas para un espectro, ya que la propia aplicación Gamma Acquisition separa las cuentas del pico de las del fondo, y por tanto escoger una región más grande o más pequeña, siempre y cuando abarque el pico en su totalidad, no debería afectar. Sin embargo, resulta interesante corroborar si esto se cumple experimentalmente, pues de no hacerlo, existiría una incertidumbre asociada a la medida que no se está considerando. De forma que queda justificado que esta variable sea el primero de los parámetros a analizar.

Para ello, se van a emplear dos criterios de selección de las regiones de interés de los picos. El primero, basado en escoger ROI's pequeñas que abarquen únicamente el propio pico del espectro. Y el segundo, que consiste en optar por ROI's más extensas, que engloben el pico y parte del fondo. A priori, para picos bien aislados, se esperaría que la sustracción del fondo fuese más precisa para el segundo de los criterios, pues al seleccionar una región más amplia, la aplicación contaría con información adicional que le permitiría determinar mejor la forma del fondo y por tanto sustraerlo.

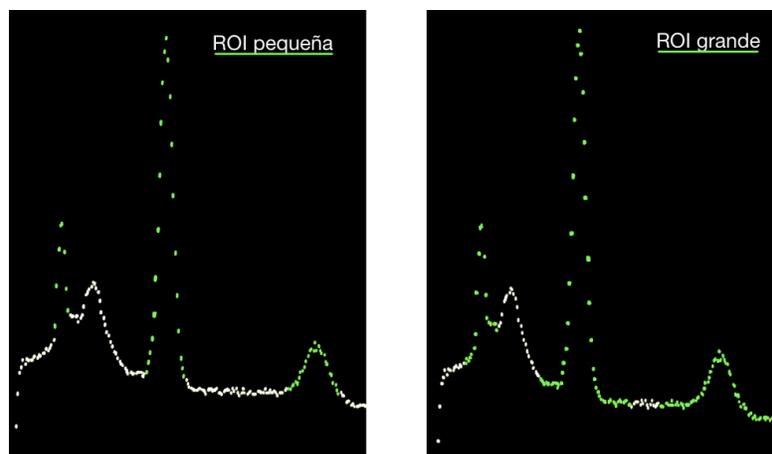


Figura 5.7: Comparativa de los dos criterios principales para seleccionar la ROI de un pico.

La posibilidad de comparar, para un mismo pico dentro de un mismo espectro, sus cuentas netas, y, por consiguiente, los resultados obtenidos mediante cada uno de los criterios; permitiría verificar si la aplicación gamma Acquisition realiza una adecuada sustracción del fondo; y, por ende, comprobar si la elección de la ROI influye en las cuentas netas obtenidas para el pico.

Con este propósito, se selecciona una pareja de espectros formada por un espectro correspondiente a una medida de indio (valores totales) y otro asociado a una medida de indio recubierto de cadmio (valores epitérmicos). De forma que, para cada uno de ellos se obtienen las cuentas netas de sus respectivos picos utilizando los dos criterios previamente detallados; y a partir de las mismas, el flujo de neutrones térmicos asociado a ambos criterios. Asimismo, dentro de cada criterio se realizaron pequeñas fluctuaciones en la ROI para evaluar su grado de estabilidad.

### Análisis experimental ROI

La pareja de espectros a analizar estaba formada por la primera medida del día 18/10/2024 de la muestra  $N_C$  (valores totales), y por la primera medida del día 25/10/2024 de la muestra  $N_C$  (valores epitérmicos). Conformándose así los dos espectros pertenecientes a esta pareja, de los cuales había que sustraer las cuentas netas de sus picos mediante los dos criterios de selección de ROI's.

Detallar todas las regiones de interés con sus respectivas cuentas netas no resulta práctico, pues implicaría un elevado número de tablas, con una gran cantidad de datos, lo cual dificultaría su interpretación. Es por ello, que en este caso se opta por presentar una tabla con los márgenes de los valores obtenidos experimentalmente, para poder observar de una forma clara y visual el rango de valores en los que se encuentran los datos para cada criterio.

#### Método 1, ROI pequeña

Pico	Indio		Cadmio-Indio	
	ROI	Cuentas	ROI	Cuentas
Pico 1	35-38 y 45-48	15191-17052	37-39 y 47-48	3739-3943
Pico 2	89-90 y 109-112	97025-99511	91-94 y 112-115	23889-24461
Pico 3	166-170 y 196-200	21528-27150	170-173 y 200-202	5532-5790
Pico 4	220-222 y 253-255	86262-89932	223-230 y 258-260	20039-22369
Pico 5	262-263 y 297-299	106046-110215	267-269 y 304-305	27615-28146
Pico 6	304-308 y 339-344	9933-10842	309-317 y 347-352	2104-2739
Pico 7	423-428 y 473-477	13667-15032	429-441 y 482-491	3209-4362

#### Método 2, ROI grande

Pico	Indio		Cadmio-Indio	
	ROI	Cuentas	ROI	Cuentas
Pico 1	26-32 y 49-53	10237-16628	29-33 y 52-54	3142-4357
Pico 2	78-81 y 122-126	93712-97887	81-87 y 124-129	22135-25222
Pico 3	155-159 y 206-211	26835-29639	157-166 y 211-215	7552-8524
Pico 4	214-219 y 254-257	90820-94791	217-223 y 260-265	22255-23992
Pico 5	259-263 y 300-303	108881-111318	265-269 y 308-310	27332-28397
Pico 6	306-307 y 345-352	11288-11796	313-316 y 356-359	2639-3139
Pico 7	413-422 y 486-490	14978-16323	425-427 y 498-499	4585-4689

Comparando ambas tablas o incluso analizando una en detalle, se puede observar cómo, en contra de lo esperado, la definición de las regiones de interés afecta a las cuentas netas de pico.

Esto se evidencia, por un lado, en la dispersión de los valores de las cuentas netas de un pico dentro de una misma tabla, pues en condiciones ideales dichos valores deberían coincidir, ya que, al repetir la selección de la ROI de un mismo pico, las únicas posibles variaciones serían el canal inicial y final, lo cual no debería afectar significativamente a las cuentas netas al tratarse únicamente de una modificación en la región de interés. Por otro lado, las discrepancias observadas al comparar las cuentas netas de un mismo pico entre los dos criterios empleados, es decir entre las dos tablas, refuerzan la idea de que las regiones de interés afectan a las cuentas netas obtenidas.

Al no verificarse el comportamiento ideal, es necesario llevar a cabo un estudio más detallado de los dos criterios mencionados, con el objetivo de determinar si alguno de ellos minimiza el impacto de este error, o bajo qué condiciones un criterio resulta más adecuado que el otro. Para ello, se calcula el flujo de neutrones térmicos para los dos criterios, tal y como se mencionó anteriormente, de forma que se obtienen las siguientes gráficas.

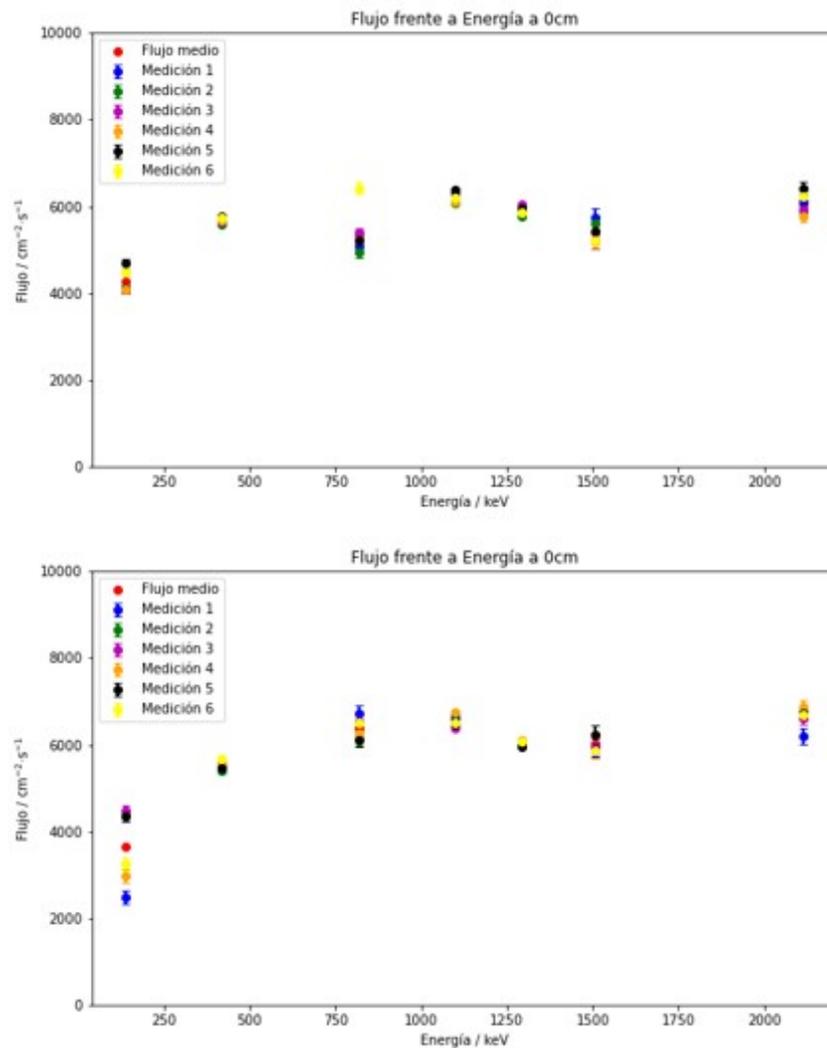


Figura 5.8: Gráfica flujo vs energía obtenida para una distancia de 0cm con el detector azul. La figura superior corresponde al primer criterio de selección de ROI's y la inferior al segundo. Los errores que se muestran en esta gráfica, al igual que como ocurrirá en el resto de casos, corresponden únicamente a la propagación de los errores de las cuentas netas, proporcionados por el Software adquisitivo.

En dichas gráficas aparecen múltiples valores del flujo para cada energía, pues, como ya se ha comentado anteriormente, para un mismo pico y siguiendo un criterio fijo, se seleccionaron en reiteradas ocasiones las regiones de interés de los picos. Esto permite comprobar cómo, hasta fijando un criterio, existen fluctuaciones en los valores del flujo de neutrones obtenidos, lo cual sugiere que pequeñas modificaciones de la ROI pueden tener un impacto considerable. Y aunque sería interesante poder definir con cuál de los dos criterios estas variaciones resultan menos significativas, no es posible. Pues existen picos para los cuales parece que fluctúa más en la primera gráfica, como en el caso de la energía de entorno a 800keV, y otros en la segunda, como ocurre con la energía de entorno a 100keV.

Asimismo, en las gráficas también aparecen los valores medios de los flujos obtenidos para una misma energía, los cuales se ajustan a un polinomio de grado 0, para evaluar como varían respecto al valor medio global; y a un polinomio de grado 1, para analizar su variación con la energía.

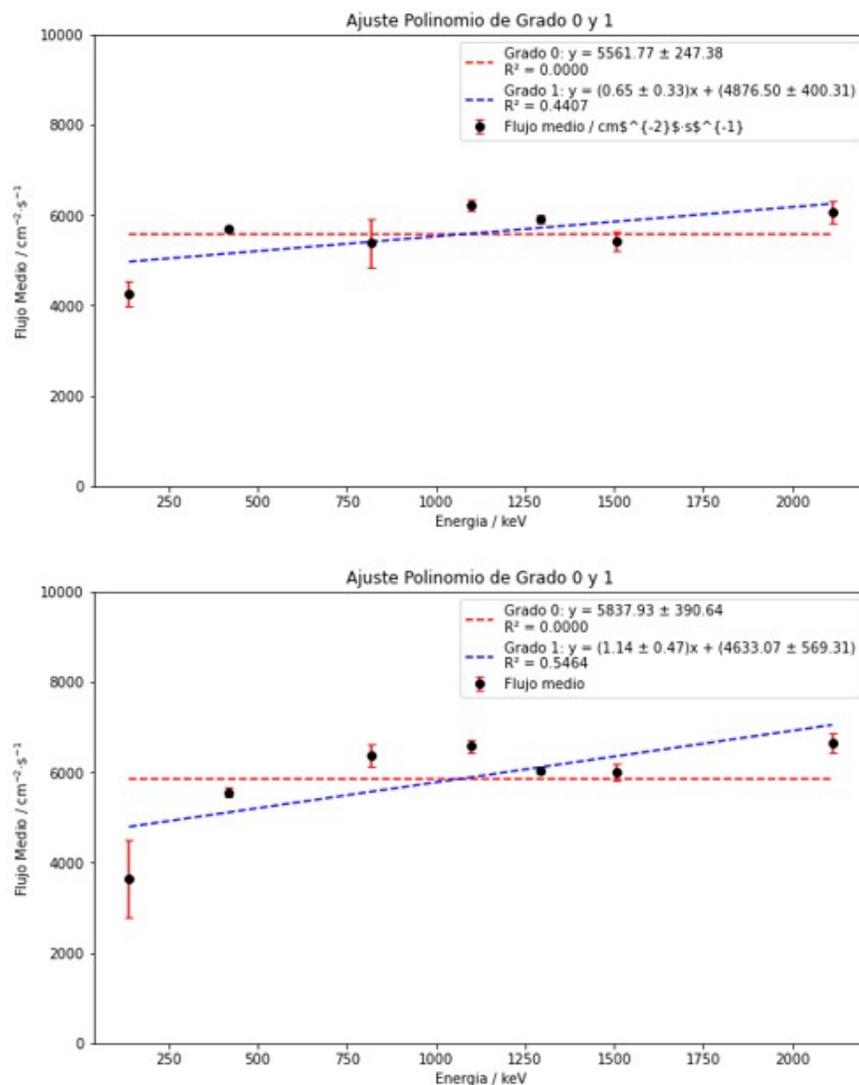


Figura 5.9: Gráfica experimental flujo medio vs energía, ajustada a un polinomio de grado 0 y a uno de grado 1, donde la imagen superior corresponde al primer criterio de selección de ROI's y la inferior al segundo. En esta gráfica en particular el tratamiento de los errores es diferente, pues las barras de error corresponden a la dispersión estadística de las diferentes medidas.

Sin embargo, los resultados obtenidos no son concluyentes, ya que presentan una gran similitud para ambos criterios, y por ende no permiten determinar que un criterio resulte mejor que el otro.

Esta similitud entre los resultados obtenidos para ambos criterios se manifiesta, por un lado, en el comportamiento del flujo. Pues los puntos que describen el valor del flujo para cada energía siguen la misma tendencia para ambos criterios, a excepción del tercero. Además, los valores del flujo medio obtenidos para ambos criterios a partir del ajuste con un polinomio de grado 0, son compatibles entre sí considerando el margen de error, ya que tienen unos valores de  $(5500 \pm 250) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  y de  $(5800 \pm 400) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  respectivamente.

Por otro lado, este parecido entre los resultados obtenidos para los dos criterios se mantiene en los ajustes realizados con un polinomio de grado 1. Ya que, aunque la pendiente del ajuste sea menor, y por ende más próxima a lo esperado teóricamente debido a que el flujo y la energía son independientes, para el caso del primer criterio de selección de ROI's. Esto no es determinante, pues las dos pendientes, considerando el error, son compatibles, reforzándose la idea de que los resultados obtenidos con ambos criterios son similares y por consiguiente no sirven para determinar claramente que un criterio sea más adecuado para la selección de las ROI's que el otro.

Dado que no se puede llegar a concluir con firmeza que criterio es mejor, y se observa que la elección de uno u otro afecta a los resultados, pues como ya se ha comentado, en un caso se obtiene un flujo medio de  $5500 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  y en el otro, de  $5800 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ; se adopta un criterio conservador, que consiste en considerar un error sistemático simétrico cuya magnitud corresponde a la diferencia entre los flujos medios obtenidos con cada criterio, es decir,  $\pm 300 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

### 5.2.2. Distancia muestra-detector

El segundo de los parámetros a analizar era la distancia muestra-detector. Para ello se dispuso de dos portamuestras distintos, los cuales permitían posicionar la lámina en dos ubicaciones diferentes dentro del blindaje del detector NaI(Tl). Uno de ellos la posicionaba al ras del detector y el otro a 3cm del mismo. De forma que, comparando experimentalmente la tendencia que seguía el flujo de neutrones térmicos en función de la energía en cada caso, se podía estudiar este parámetro.

No obstante, esta modificación en la distancia suponía un cambio en los valores teóricos del factor geométrico y de las eficiencias intrínsecas de pico, por lo que esto se debía considerar para poder realizar los cambios pertinentes en el código de Python desarrollado para este tipo de cálculos.

Por un lado, el valor del factor geométrico era, tal y como se ha comentado anteriormente, de  $G=0,5$  para la distancia muestra-detector de 0cm, y  $G=0,18$  para la distancia muestra-detector de 3cm. Y por otro lado, los datos correspondientes a la eficiencia intrínseca de pico, recogidos en la tabla que aparece en la introducción teórica, se obtuvieron mediante las curvas de eficiencia intrínseca de pico para un detector NaI(Tl) recogidas en el libro [22].

Entre las diversas curvas que aparecían en el libro en cuestión correspondientes a distintos cristales cilíndricos NaI, en este caso se utilizaron específicamente las curvas asociadas a un detector NaI de 3x3 pulgadas, pues coincidía con las características del detector empleado en las mediciones. Dentro de estas curvas se utilizaron las dos correspondientes a una distancia muestra-detector de 3cm y 10cm. Donde esta última se empleó como una primera aproximación para el caso de 0 cm, debido a la ausencia de una curva específica para esta distancia, y asumiendo que el recorrido de los rayos

gamma dentro del detector era similar para ambas distancias.

Estos ajustes en el factor geométrico y en las eficiencias intrínsecas de pico corrigen las posibles diferencias entre los resultados obtenidos para  $d=0\text{cm}$  y  $d=3\text{cm}$ , de forma que, según lo que indica la teoría, los resultados deberían coincidir. Esto permite comprobar si las curvas de eficiencia intrínseca utilizadas se ajustan a las condiciones experimentales, y en caso de no hacerlo, investigar sobre la posible existencia de un factor externo que afecte a las medidas.

### **Análisis experimental distancia muestra-detector**

Con el objetivo de obtener resultados más consistentes y buscar tendencias en los mismos, se llevaron a cabo dos análisis equivalentes, cada uno basado en un conjunto de datos independiente. Donde cada conjunto estaba formado por dos parejas de espectros, correspondientes a las dos distancias muestra-detector utilizadas en el presente TFG. A su vez, cada pareja incluía dos espectros: uno correspondiente a mediciones con indio aislado (valores totales) y otro con indio recubierto de cadmio (valores epitérmicos).

A continuación, se detallan todos los espectros utilizados.

- Distancia muestra-detector 0cm
  - Análisis 1 → Primer espectro del día 18/10/2024 (valores totales) y primer espectro del día 25/10/2024 (valores epitérmicos).
  - Análisis 2 → Quinto espectro del día 18/10/2024 (valores totales) y tercer espectro del día 25/10/2024 (valores epitérmicos).
- Distancia muestra-detector 3cm
  - Análisis 1 → Segundo espectro del día 18/10/2024 (valores totales) y segundo espectro del día 25/10/2024 (valores epitérmicos).
  - Análisis 2 → Sexto espectro del día 18/10/2024 (valores totales) y cuarto espectro del día 25/10/2024 (valores epitérmicos).

Una vez definidos los espectros empleados en cada caso, se presentan los resultados obtenidos a partir de los mismos en la figura 5.10. Donde la imagen superior corresponde al primer análisis, y la inferior al segundo.

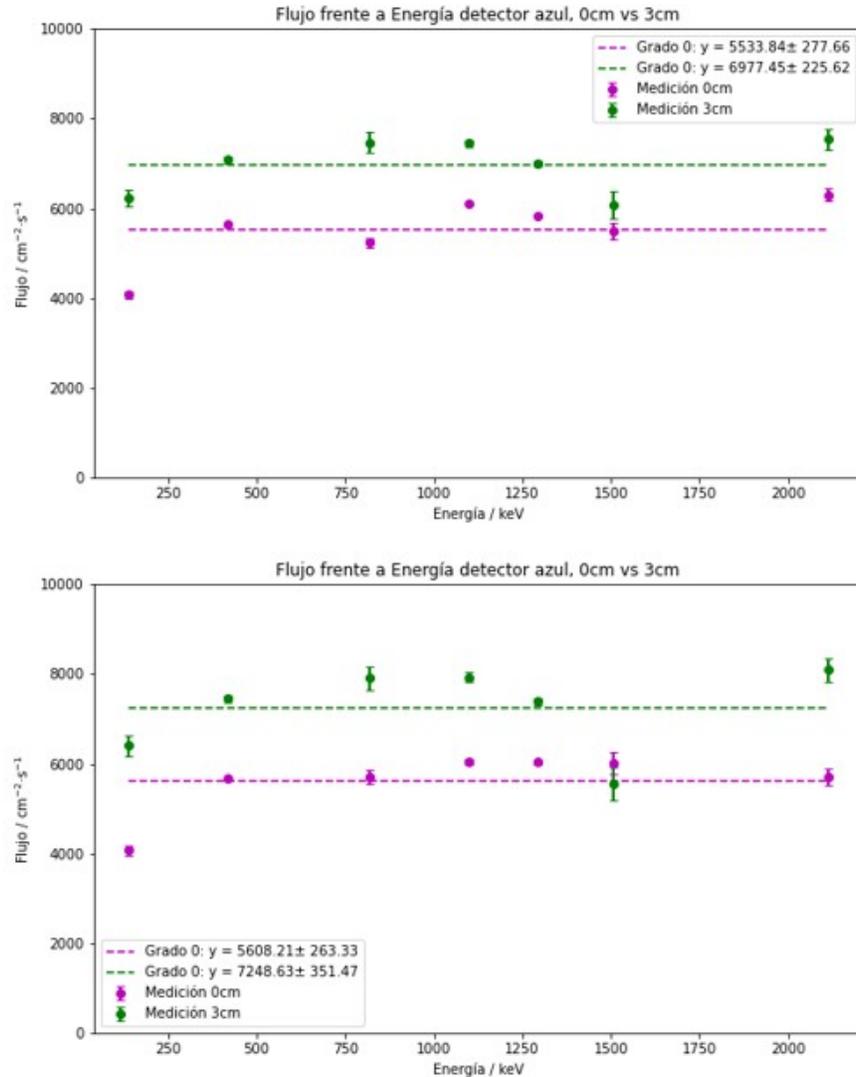


Figura 5.10: Gráfica experimental flujo vs energía obtenida con el detector azul. En la cual se comparan las distancias muestra-detector de 0 y 3cm mediante los resultados obtenidos para los dos análisis previamente comentados. Donde la figura superior corresponde al primer análisis y la inferior al segundo.

En las dos gráficas se observa una diferencia considerable entre el flujo de neutrones térmicos para una distancia muestra-detector de 3cm y el flujo de neutrones térmicos para una distancia de 0cm, pues presentan valores medios de  $6977 \pm 225 cm^{-2}s^{-1}$  y  $5533 \pm 278 cm^{-2}s^{-1}$  respectivamente para el caso del primer análisis; y de  $7248 \pm 351 cm^{-2}s^{-1}$  para la distancia de 3cm y  $5608 \pm 263 cm^{-2}s^{-1}$  para la de 0cm, para el caso del segundo análisis. Además, la similitud entre los flujos obtenidos para una misma distancia en ambos análisis indica que estos resultados se reproducen de manera sistemática.

Esta reiteración en las inconsistencias observadas para ambas distancias, pues en contra de lo esperado teóricamente los resultados no coinciden, sugiere la existencia de una anomalía vinculada a dicho parámetro que afecta a las medidas. Sobre la cual, se profundizará más adelante, mediante correcciones más apropiadas para la eficiencia intrínseca de pico a 0cm, basadas en referencias

bibliográficas especializadas. Ya que, preliminarmente se utilizó la curva de eficiencia intrínseca de pico a 10cm para la distancia muestra-detector de 0cm con el objetivo de estudiar las tendencias entre picos, mientras se buscaban dichos valores bibliográficos.

Continuando con la comparación entre ambos análisis es interesante comentar la tendencia que parece observarse en el primero de ellos respecto al flujo de neutrones térmicos para una distancia muestra-detector de 3 cm, pues se mantiene más constante con la energía. Es decir, para esta distancia, el comportamiento del flujo de neutrones parece aproximarse más a lo esperado teóricamente. Sin embargo, en el segundo análisis no se observa claramente esta tendencia, por lo que, al no repetirse sistemáticamente, no es posible concluir que los resultados obtenidos para esta distancia efectivamente sean más estables ni más próximos al comportamiento teórico que para los obtenidos a 0cm.

Asimismo, otra diferencia entre ambos estudios, se encuentra en el comportamiento del sexto pico para el caso de la distancia de 3cm. Debido a que, en el segundo análisis, el flujo obtenido para dicho pico, resultaba significativamente menor que el resto de los flujos obtenidos para esa misma distancia, lo cual resulta inconsistente con lo esperado teóricamente, pues el flujo debería mantenerse constante con la energía. Por lo que se establece la necesidad de profundizar en esto.

### **Anomalía sexto pico**

La irregularidad en el comportamiento del flujo de neutrones térmicos obtenido para el sexto pico, es decir para el rayo gamma con una energía de unos 1500keV, sugirió la presencia de un factor externo que podría estar afectando al pico en cuestión. En consecuencia, se consideró la necesidad de llevar a cabo un estudio más detallado del mismo, con el fin de identificar su origen.

Una primera suposición era que la aplicación Gamma Acquisition estuviera sobrestimando el fondo y por consiguiente el flujo de neutrones térmicos, al tratarse de un valor proporcional a las cuentas netas. Para comprobar si esto realmente era así, se calcularon manualmente las cuentas netas de pico, para posteriormente poder compararlas con las aportadas por la aplicación.

Este cálculo manual consistía en restar a las cuentas totales de pico, proporcionadas directamente por la aplicación, las cuentas correspondientes al fondo, las cuales, al tratarse de un fondo más o menos plano, se podían estimar haciendo la media entre las cuentas netas del primer canal de la región de interés del pico y del último, y multiplicándolo por el número de canales que conformaban dicha región de interés.

En el caso de este espectro, correspondiente al segundo análisis, delimitado entre los canales 305 y 340, con 151 y 136 cuentas respectivamente, se estimó una contribución media del fondo de 143 cuentas por canal, lo que, considerando un total de 35 canales en el pico, resultó en 5005 cuentas de fondo.

A partir de estas cuentas y considerando que las cuentas totales proporcionadas por la aplicación eran 7332, se obtuvieron unas cuentas netas de 2327. Las cuales, en comparación con las 2099 registradas por la aplicación, demostraban que, tal y como se predijo inicialmente, el error en ese sexto pico tenía su origen en una indebida sustracción del fondo.

### Anomalía distancia

Como ya se ha comentado anteriormente, la diferencia entre los flujos obtenidos para las dos distancias, pone de manifiesto la existencia de un factor o fuente de error que afecta a los resultados y que hasta el momento se desconocía. El cual, en una primera hipótesis, se atribuyó a los valores teóricos de las eficiencias intrínsecas de pico a 0cm. Para comprobar esto, se repitió el cálculo de estos valores, pero mediante otro procedimiento más preciso.

Este, consistía en multiplicar la eficiencia absoluta total por el cociente entre la eficiencia absoluta de pico y la eficiencia absoluta total, denominado 'peak to total ratio'. De este modo se obtenía la eficiencia absoluta de pico, a partir de la cual se podía calcular la eficiencia intrínseca de pico utilizando la relación existente entre ambos parámetros.  $\epsilon_{int\ pico} = \epsilon_{abs\ pico}/G$

$$\epsilon_{abs\ pico} = \frac{\epsilon_{abs\ pico}}{\epsilon_{abs\ total}} \cdot \epsilon_{abs\ total} = \text{peak to total ratio} \cdot \epsilon_{abs\ total} \quad (5.1)$$

Por lo que, para realizar este cálculo, era necesario conocer tanto el procedimiento seguido para determinar los parámetros que intervenían en la ecuación 5.1, concretamente la eficiencia absoluta total y el peak to total ratio; como sus respectivos valores, obtenidos mediante este procedimiento, para las energías de los rayos gamma característicos de la desintegración del indio.

- Eficiencia absoluta total

La eficiencia absoluta total se calculó utilizando los tres métodos que aparecen a continuación, lo cual permitía verificar la validez de los resultados obtenidos.

- Figura 3 del Artículo Monte Carlo [27]

La primera técnica consistía en obtener la eficiencia absoluta total a partir de la figura 3 del Artículo de Monte Carlo, en la cual se representaba, mediante una curva de ajuste, la eficiencia absoluta total para un detector NaI(Tl) de 3×3 pulgadas en función de la energía, para una distancia muestra-detector de 0cm. Una reproducción de esta curva se observa en la figura 5.11 (curva roja).

La manera de determinar la eficiencia absoluta total correspondiente a una energía específica era evaluando el valor que tomaba la curva de ajuste para dicha energía.

- Gráfica eficiencia absoluta total vs energía recogida en el libro [22].

El segundo método consistía en utilizar la gráfica eficiencia absoluta total vs energía recogida en el libro [22], en la cual aparecían las curvas de eficiencia absoluta total asociadas a múltiples distancias, para un detector NaI(Tl) de 3x3 pulgadas.

La forma de obtener las eficiencias absolutas totales (eje y), para las energías correspondientes a los rayos gamma emitidos durante la desintegración del indio (eje x), era seleccionando la curva correspondiente a la distancia de 0cm, y anotando, para cada energía, el valor que tomaba la coordenada y en dicha curva. (La reproducción de la curva en cuestión corresponde a la curva azul oscura de la figura 5.11).

- Fórmula de la eficiencia absoluta total del libro [28]

Esta última técnica se basaba en emplear la siguiente ecuación para calcular la eficiencia absoluta total asociada a una energía.

$$T(E) = T_p(E) + \frac{L}{2} \cdot \frac{R^2}{r^2} + \frac{M}{3} \cdot \frac{R^4}{r^4}$$

Donde  $T_p(E)$  es la eficiencia puntual (cuando la fuente es puntual y está alineada con el eje del detector), R el radio de la fuente extendida, r el radio del detector y L y M coeficientes tabulados.

En este caso, la fuente radiactiva era una lámina circular de 1 pulgada de diámetro, es decir  $R=1,27\text{cm}$ ; y su radiación se medía con un detector NaI(Tl) de 3x3 pulgadas, por lo que  $r=3,81\text{cm}$  y  $t(\text{espesor})=7,62\text{cm}$ .

Estos dos últimos parámetros servían para determinar que las tablas que describían los valores de  $T_p(E)$ , L y M, en este caso, eran las cuatro primeras que aparecían en el apéndice 4 del libro [28].

Como en estas tablas únicamente se recogían los valores de estos parámetros para unas energías específicas, la forma de proceder consistía en calcular, aplicando la ecuación previamente descrita, el valor de  $T(E)$  para dichas energías, mediante los valores tabulados para  $d=0\text{cm}$  de  $T_p(E)$ , L y M y los valores de r y R previamente especificados.

De este modo, se obtenían diferentes valores de la eficiencia absoluta total para diversas energías, lo cual permitía su posterior representación gráfica. A partir de esta, era posible determinar la eficiencia absoluta total para cualquier energía, pues uniendo los puntos experimentales se obtenía una curva genérica que servía para definir estos valores, la cual corresponde a la curva verde de la figura 5.11.

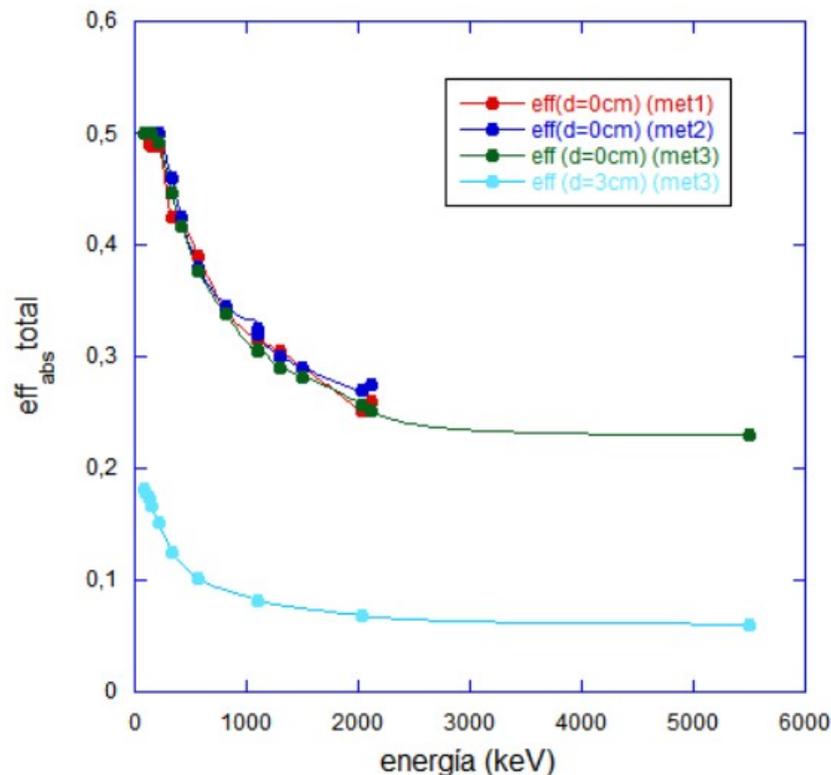


Figura 5.11: Curvas de eficiencia absoluta total para un detector NaI(Tl) de 3x3 pulgadas para las distancias muestra-detector de 0cm y 3cm, correspondientes a los 3 métodos previamente detallados.

Una vez detallados los tres mecanismos empleados para la obtención de la eficiencia absoluta de pico para las energías de interés, resultaba necesario especificar los valores obtenidos con cada uno de ellos, los cuales se recogen tabla 5.1.

E/keV	$\epsilon_{abs}total$ (Método1)	$\epsilon_{abs}total$ (Método2)	$\epsilon_{abs}total$ (Método3)	Variación máxima %
138,3	0,490	0,500	0,500	2,04
416,8	0,425	0,425	0,417	1,92
818,7	0,340	0,345	0,338	2,07
1097,3	0,315	0,325	0,305	6,56
1293,5	0,305	0,300	0,290	5,17
1507,4	0,290	0,290	0,282	2,84
2112,1	0,260	0,275	0,252	9,13

Tabla 5.1: En esta tabla aparecen los valores obtenidos para la eficiencia absoluta total de las energías de interés con los tres métodos previamente comentados para una distancia muestra-detector de 0cm.

Tanto en la gráfica 5.11 como en la tabla 5.1 se observa una buena similitud entre los resultados proporcionados con los tres métodos dentro de la región de interés, encontrándose las diferencias máximas entre métodos en un rango del 2 % al 9 %.

- Peak to total ratio

Dado que en el presente TFG se trabaja con eficiencias de pico no con eficiencias totales, es necesario recurrir al denominado *peak to total ratio*, que representa el cociente entre la eficiencia absoluta de pico y la eficiencia absoluta total.

- Scan de la práctica de  $^{137}\text{Cs}$  recogida en el libro [22]

Para obtener estos valores para las energías de interés, se recurre a una práctica de Cs que incluye una gráfica que muestra dicho cociente en función de la energía para un detector NaI(Tl) de 3x3 pulgadas, para dos distancias muestra-detector distintas, correspondientes a 3 y 10 cm.

Aunque no aparecía explícitamente una curva para la distancia de 0cm, era posible obtener los valores de peak to total ratio a partir de esta gráfica. Debido a que esta variable es una magnitud relativamente independiente de la geometría fuente-detector, lo que justifica que las curvas para 3cm y 10cm sean prácticamente idénticas, y por tanto, que se pueda suponer razonadamente que la curva para 0cm tampoco variará mucho con respecto a estas. De forma, que se puede utilizar cualquiera de ellas para estimar las eficiencias correspondientes a la distancia de 0cm. Optándose en este caso por la curva de 3cm, cuyos valores asociados a las energías de interés se recogen en la tabla 5.2.

Una vez establecidos los valores de la eficiencia absoluta total y del cociente peak to total ratio para las energías específicas de la desintegración del indio, era posible calcular la eficiencia absoluta de pico, mediante la ecuación 5.1, y a partir de este valor, la eficiencia intrínseca de pico.

E/keV	peak to total ratio	$\epsilon_{abs} \text{ pico}$	$\epsilon_{int} \text{ pico}$
138,3	0,98	0,478	0,956
416,8	0,71	0,300	0,599
818,7	0,47	0,160	0,330
1097,3	0,39	0,123	0,246
1293,5	0,36	0,108	0,217
1507,4	0,33	0,094	0,189
2112,1	0,26	0,068	0,135

Tabla 5.2: Esta tabla recoge los valores del cociente peak to total ratio correspondientes a las energías de los rayos gamma emitidos durante la desintegración del indio, para una distancia muestra-detector de 0cm (Factor geomético=0,5). Así como los valores de la eficiencia absoluta de pico calculados mediante el producto de estos y de la eficiencia absoluta (columna correspondiente al segundo método de la tabla 5.1). En esta tabla también se incluyen las eficiencias intrínsecas de pico calculadas a partir de dichos valores.

Con los nuevos valores de la eficiencia intrínseca de pico calculados con este segundo método, era posible repetir el primer análisis llevado a cabo para el parámetro de la distancia, en el que se comparaban los valores del flujo de neutrones térmicos obtenidos para dos distancias muestra-detector distintas. De manera que se obtiene la gráfica 5.12.

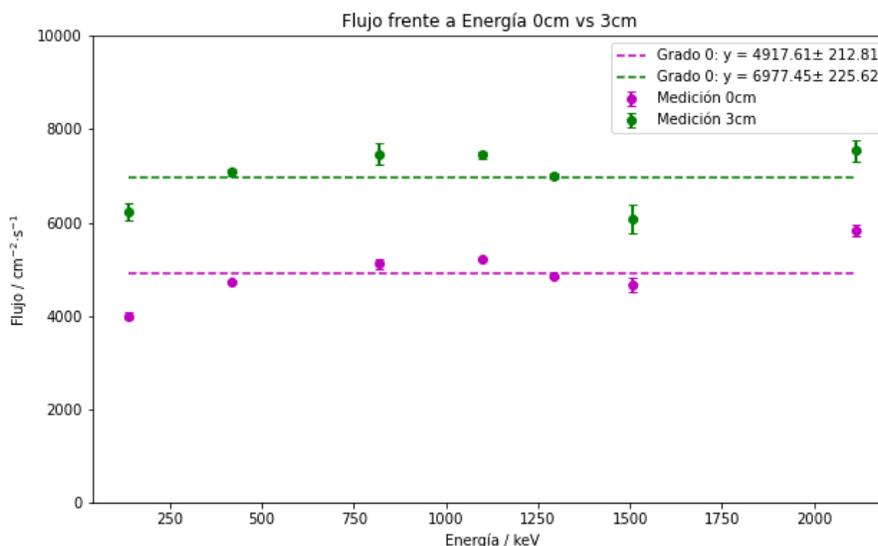


Figura 5.12: Representación del flujo de neutrones térmicos frente a la energía, obtenida a partir del nuevo código, en el que se han realizado ajustes en los valores de la eficiencia intrínseca de pico

La diferencia entre los flujos obtenidos para ambas distancias no ha desaparecido al realizarse un cálculo más preciso de las eficiencias intrínsecas de pico para la distancia de 0cm, sino al contrario, se ha vuelto más pronunciada.

### 5.2.3. Detector

El tercer parámetro a analizar era el detector empleado, ya que, a pesar de que todas las mediciones requeridas en el presente TFG se llevaron a cabo mediante dos detectores NaI(Tl), es decir el tipo de

detector coincidía; el detector en sí y su blindaje no eran idénticos. Por lo que resultaba interesante comprobar experimentalmente como esta modificación afectaba a los resultados.

Con este fin, se siguió el mismo patrón de medición para los dos detectores, de forma que las medidas que se realizaron los dos primeros días con el detector con blindaje azul, se repitieron los dos siguientes días con el detector con blindaje gris. Es decir, se continuaba con el procedimiento de mantener todos los parámetros constantes a excepción del que se quería analizar, para poder aislar su efecto sobre los resultados.

Esto permitía comparar los resultados obtenidos con ambos detectores, lo que a su vez permitía comprobar la eficiencia de detección de los mismos, pues en caso de que los flujos de neutrones térmicos obtenidos con los dos detectores no coincidieran, podría significar que la eficiencia de detección empleada para uno de ellos no se ajustaba a la realidad, y que por consiguiente con ese detector se estaba obteniendo un flujo de neutrones distinto al real.

La explicación detrás de esto se basaba en que, de acuerdo con la teoría, ambos detectores debían registrar el mismo flujo, dado que ambos medían la misma magnitud. En caso de que esto no ocurriese, era un indicador de la presencia de un error o factor externo que afectaba a los resultados. El cual, en primera instancia, podía deberse a las eficiencias de detección, pues si el valor utilizado para uno de los detectores no reflejaba con exactitud su comportamiento real, el flujo calculado resultaría superior o inferior al valor verdadero.

### **Análisis experimental detector**

Al igual que se hizo para el parámetro de la distancia, en este caso también se llevaron a cabo dos análisis equivalentes, cada uno de ellos con su propio conjunto de datos y ambos correspondientes a una distancia muestra-detector de 3cm. Cada conjunto estaba formado por dos parejas de espectros, correspondientes a los dos detectores utilizadas en el presente TFG. A su vez, cada pareja incluía dos espectros: uno correspondiente a mediciones con indio aislado y otro con indio recubierto de cadmio.

A continuación, se detallan todos estos espectros utilizados.

- Detector azul
  - Análisis 1 → Tercer espectro del día 18/10/2024 (valores totales) y cuarto espectro del día 25/10/2024 (valores epitérmicos).
  - Análisis 2 → Cuarto espectro del día 18/10/2024 (valores totales) y segundo espectro del día 25/10/2024 (valores epitérmicos).
  
- Detector gris
  - Análisis 1 → Tercer espectro del día 08/11/2024 (valores totales) y cuarto espectro del día 22/11/2024 (valores epitérmicos).
  - Análisis 2 → Cuarto espectro del día 08/11/2024 (valores totales) y segundo espectro del día 22/11/2024 (valores epitérmicos).

Una vez definidos los espectros empleados en cada caso, se presentan los resultados obtenidos a partir de los mismos en la figura 5.13.

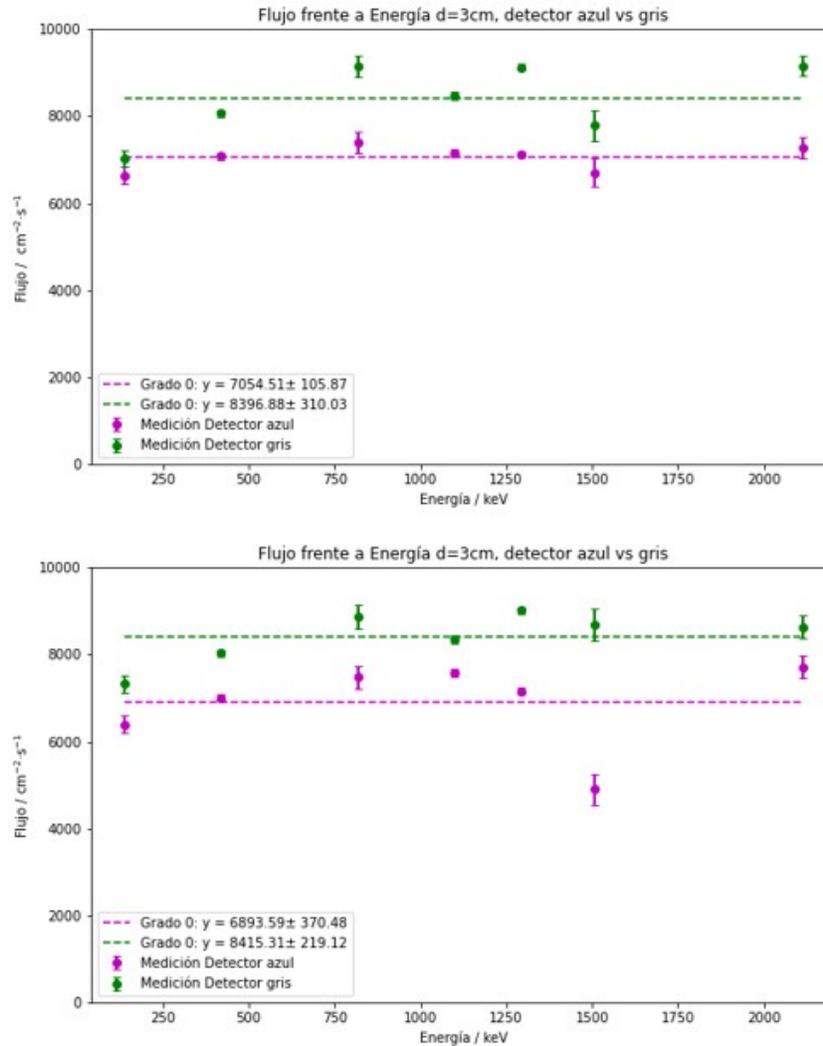


Figura 5.13: Gráfica flujo vs energía para una distancia de 3cm, para los dos detectores utilizados en la práctica. Donde la figura superior corresponde al primer análisis y la inferior al segundo.

En ambas figuras se aprecia una diferencia significativa entre los flujos de neutrones térmicos obtenidos con ambos detectores, registrando un flujo superior el detector gris con respecto al detector azul. Esta discrepancia no solo se evidencia gráficamente, sino también en los valores medios del flujo obtenidos mediante un ajuste polinómico de grado 0, pues para el caso del primer análisis, el detector gris registraba un flujo medio de  $8396 \pm 310 \text{ cm}^{-2}s^{-1}$ , mientras que el detector azul de  $7054 \pm 105 \text{ cm}^{-2}s^{-1}$ , y para el segundo análisis, los flujos promedios obtenidos eran de  $8415 \pm 219 \text{ cm}^{-2}s^{-1}$  y de  $6893 \pm 370 \text{ cm}^{-2}s^{-1}$  respectivamente. Esta disparidad entre los flujos medios obtenidos con ambos detectores, a pesar de que los puntos siguen una tendencia similar, sugiere la presencia de algún aspecto no tenido en cuenta que puede afectar a las medidas, ya que no es coherente obtener resultados distintos cuando los dos detectores se utilizaron para medir la misma magnitud.

Continuando con la comparación entre ambos análisis, resulta interesante comentar la tendencia que se observa en el primero de ellos, por la cual, el flujo de neutrones térmicos obtenido para el detector con blindaje azul era más constante con la energía que el obtenido con el detector gris. Sin embargo, este comportamiento no se reprodujo en el segundo análisis, por lo que no es concluyente.

Por último, en el segundo análisis se observa nuevamente una anomalía en el sexto pico. Y aunque esta no resulta significativa para el presente estudio, pues como ya se ha comentado anteriormente no tiene su origen en el detector en sí, sino en un error en la sustracción de las cuentas netas de pico por parte de la aplicación Gamma Acquisition, resulta interesante repetir el análisis para otro espectro, con el fin de reforzar la fiabilidad de dicha afirmación. Nuevamente se obtiene un mayor número de cuentas netas mediante el cálculo manual, 1956, en comparación con las registradas por la propia aplicación, 1737, por lo que queda justificado que el error en el sexto pico tenía su origen en una sobreestimación del fondo por parte de la aplicación.

### Anomalía detector

Una posible explicación de la discrepancia entre flujos obtenidos para ambos detectores, podría ser una diferencia en la eficiencia de detección de los mismos. De forma, que los valores bibliográficos empleados, que correspondían a detectores con las mismas características y, por tanto, se consideraron iguales para ambos, no se ajustaban, para al menos uno de ellos, a su detección real. En cuyo caso el valor del flujo de neutrones se vería afectado.

Para comprobar si realmente el error radicaba en una falta de concordancia entre las eficiencias teóricas y experimentales, se calculó tanto teórica como experimentalmente la eficiencia absoluta de pico para unas energías específicas,  $E_1 = 662keV$ ,  $E_2 = 1274,542keV$ ,  $E_3 = 1173,237keV$  Y  $E_4 = 1332,501keV$ , correspondientes a fotones gamma emitidos durante la desintegración de unas fuentes de calibración concretas, que correspondían a  $^{137}Cs$ ,  $^{22}Na$  y  $^{60}Co$ . Estas fuentes fueron seleccionadas por cuatro motivos: su disponibilidad en el laboratorio; la geometría de las fuentes disponibles, ya que se trataba de fuentes circulares delgadas de una pulgada de diámetro, lo cual permitía colocarlas en los mismos portamuestras que los empleados durante todo el análisis; el conocimiento previo de su actividad inicial; y la simplicidad de sus espectros de desintegración, que presentaban uno o dos picos como máximo, lo que facilitaba y optimizaba los cálculos.

Por un lado, el cálculo teórico de la eficiencia absoluta de pico se realizó empleando la expresión  $\epsilon_{abs\ pico} = peak\ to\ total\ ratio \cdot \epsilon_{abs\ total}$ . Donde, al igual que en el caso previamente descrito para la distancia de 0 cm, los valores de peak to total ratio para las energías de interés se obtuvieron a partir de la gráfica peak to total ratio vs energía que aparece en la práctica de Cs; y los valores para la eficiencia absoluta total se obtuvieron calculando y representando gráficamente dicha eficiencia para unas energías genéricas mediante la expresión  $T(E) = T_p(E) + \frac{L}{2} \cdot \frac{R^2}{r^2} + \frac{M}{3} \cdot \frac{R^4}{r^4}$ , pues de este modo, uniendo todos los puntos, se obtenía una curva de ajuste (que corresponde a la curva azul cielo de la gráfica 5.11), a partir de la cual se podían estimar los valores de la eficiencia absoluta total para cualquier energía, y en particular para las cuatro energías requeridas en este caso.

A continuación, se muestra la eficiencia absoluta de pico para las 4 energías de interés, junto con los valores de eficiencia total y del cociente peak-to-total utilizados en su cálculo.

E/keV	peak to total ratio	$\epsilon_{abs\ total}$	$\epsilon_{abs\ pico}$
662	0,53	0,097	0,051
1274,5	0,365	0,078	0,029
1173,2	0,375	0,08	0,03
1332,5	0,35	0,077	0,027

Tabla 5.3: Valores del cociente peak to total ratio, de la eficiencia absoluta total y de la eficiencia absoluta de pico para las energías de los rayos gamma de desintegración del cesio, sodio y cobalto.

Por otro lado, el cálculo experimental se basaba en activar láminas de cesio, sodio y cobalto mediante el bombardeo con neutrones, para posteriormente poder medir, con los detectores en cuestión, la radiación emitida como consecuencia de dicha activación. De este modo se obtenían los espectros de desintegración de cada material y por tanto las cuentas netas asociadas a cada pico del espectro, es decir, a cada rayo gamma característico de la desintegración. A partir de las cuales se podía calcular la eficiencia absoluta de pico mediante la siguiente expresión.

$$\epsilon_{abs\ pico} = \frac{N_i}{t \cdot A \cdot P_{gamma}} \quad A = A_o \cdot e^{-\lambda \Delta t} \quad (5.2)$$

Donde  $N_i$  son las cuentas netas del pico,  $t$  el tiempo de cuentas de la medida,  $P_{gamma}$  la probabilidad de que una sola desintegración produzca el fotón gama específico y  $A$  la actividad de la fuente en el momento de la medición, que se obtiene con la expresión de la derecha, donde  $\Delta t$  es el tiempo que ha transcurrido desde la fecha en la que se calibró la fuente y  $\lambda$  la constante de desintegración,  $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ .

Los datos necesarios para realizar estos cálculos eran:

#### Actividades y fechas de calibración

#### Vida media

- $^{137}\text{Cs} \rightarrow A_0 = 1,009 \mu\text{Ci}$  a 01/11/1992
- $^{22}\text{Na} \rightarrow A_0 = 218 \text{ kBq}$  a 13/04/2011
- $^{60}\text{Co} \rightarrow A_0 = 402 \text{ kBq}$  a 01/12/2005
- $^{137}\text{Cs} \rightarrow T_{1/2} = 30,23$  años
- $^{22}\text{Na} \rightarrow T_{1/2} = 2,605$  años
- $^{60}\text{Co} \rightarrow T_{1/2} = 5,27$  años

Para cada fuente se realizaron cuatro mediciones de la radiación emitida, dos con cada uno de los detectores empleados en el presente TFG. De forma que, para cada una de estas mediciones se determinó la eficiencia absoluta de pico experimental mediante la ecuación 5.2. Donde las cuentas netas se obtuvieron manualmente, restando a las cuentas totales del pico, proporcionadas directamente por la aplicación, las cuentas de fondo, obtenidas seleccionando la misma ROI en un espectro medido sin fuente. De forma que los resultados experimentales se recogen en la tabla 5.4.

E/keV	Detector azul	Detector gris
$^{137}\text{Cs} \rightarrow 662$	Md1 $\rightarrow$ 0,0428	Md1 $\rightarrow$ 0,0426
	Md2 $\rightarrow$ 0,0425	Md2 $\rightarrow$ 0,0433
$^{22}\text{Na} \rightarrow 1274, 5$	Md1 $\rightarrow$ 0,0227	Md1 $\rightarrow$ 0,0230
	Md2 $\rightarrow$ 0,0222	Md2 $\rightarrow$ 0,0222
$^{60}\text{Co} \rightarrow 1173, 2$	Md1 $\rightarrow$ 0,0317	Md1 $\rightarrow$ 0,0297
	Md2 $\rightarrow$ 0,0312	Md2 $\rightarrow$ 0,0296
$^{60}\text{Co} \rightarrow 1332, 5$	Md1 $\rightarrow$ 0,0207	Md1 $\rightarrow$ 0,0233
	Md2 $\rightarrow$ 0,0208	Md2 $\rightarrow$ 0,0231

Tabla 5.4: En esta tabla aparecen las eficiencias absolutas de pico obtenidas experimentalmente para las energías correspondientes a la desintegración del Cs, Na y Co para los dos detectores empleados en el presente TFG.

Comparando las eficiencias obtenidas con ambos detectores para cada energía, se observan valores similares, cuyas ligeras discrepancias pueden atribuirse a las limitaciones en la precisión experimental. Por lo que se puede concluir que los detectores azul y gris presentan la misma eficiencia de

detección. Esto justifica que la diferencia observada entre los flujos obtenidos para los dos detectores no tiene su origen en los valores bibliográficos empleados, pues coincidían para ambos detectores, y por tanto reflejaban esa concordancia entre eficiencias. Por ello, se considera un criterio que toma un error simétrico cuya magnitud corresponde con  $\pm 1400 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Donde este valor, además de considerar la diferencia entre los flujos correspondientes a los dos detectores, abarca también las máximas diferencias observadas entre valores teóricos y experimentales a 3cm.

### Análisis blindaje

El último aspecto relacionado con los detectores que resulta interesante analizar es la influencia de su blindaje en los resultados. Para ello, se llevó a cabo un nuevo cálculo del flujo de neutrones térmicos que activaban la lámina de indio, el cual se basaba en utilizar las cuentas netas correspondientes a una única región de interés que albergaba el espectro completo, en lugar de las cuentas netas asociadas a cada pico. De este modo, era posible obtener una estimación de la influencia del blindaje en los resultados, pues este método considera los fotones rebotados en el blindaje como señal, y por consiguiente, comparando el flujo obtenido con este método, respecto al calculado con la técnica que analiza cada pico por separado, la cual no considera los rebotes como señal, era posible cuantificar la sobreestimación cometida como consecuencia de los rebotes, es decir la influencia del blindaje.

Sin embargo, a la hora de realizar este nuevo cálculo del flujo, es importante considerar que, aunque el fundamento teórico que respalda este método, coincide con el anterior, existen algunas modificaciones en las ecuaciones que se deben tener en cuenta. Estas modificaciones, tal y como se muestra en la ecuación 5.3, están relacionadas con las cuentas netas y la eficiencia del detector.

$$\phi = \frac{M \cdot R}{\sigma \cdot f \cdot m \cdot N_A} \quad R = \frac{c_{net,tot} \cdot \lambda}{\epsilon_{total} t (1 - e^{-\lambda t a}) e^{-\lambda t e} (1 - e^{-\lambda t c})} \quad (5.3)$$

Por un lado, la eficiencia, al no corresponder a un único pico individual, sino a todos en conjunto, se calcula mediante la expresión 5.4, de forma que se obtiene  $\epsilon_{0cm} = 0,687$  y  $\epsilon_{3cm} = 0,185$ . Y por otro lado, las  $c_{net,tot}$ , se calculan restando a las cuentas totales del espectro correspondiente a la desintegración del indio para una ROI que engloba todo el espectro, las cuentas de fondo correspondientes a la misma ROI pero para un espectro sin fuente.

$$\epsilon_{total} = \sum_{i=1}^7 P_{\gamma,i} \cdot \epsilon_{abs}(E_{\gamma i}) \quad (5.4)$$

El procedimiento para realizar este análisis consistía en calcular para cada pareja de espectros indio y cd-in-cd, diferenciando entre los correspondientes a una distancia muestra-detector de 0cm y 3cm, el flujo de neutrones térmicos mediante este nuevo método. Con el objetivo de comparar estos resultados con los obtenidos bajo las mismas condiciones para el método que analiza pico por pico.

Este análisis se realizó para los dos detectores, de forma que se obtuvieron, para el detector con blindaje azul, unos flujos de neutrones térmicos medios de  $7700 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  y  $11400 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para una distancia muestra-detector de 0cm y 3cm respectivamente; y equivalentemente para el detector con blindaje gris,  $7500 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para d=0cm y de  $10500 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para d=3cm. Estos resultados, tal y como cabría esperar, son superiores a los obtenidos con el método que analiza pico por pico, pues, se consideran los rebotes como señal, es decir existe una sobreestimación de la misma, la cual se vuelve más pronunciada para el detector con blindaje azul. Esto se observa por el incremento notable que ha sufrido el flujo de neutrones térmicos calculado para este detector respecto a su cálculo anterior y respecto al detector gris. No obstante, este cambio no resulta sorprendente, pues como ya se había

comentado al inicio del TFG, el blindaje de este detector era más pequeño, y por tanto este detector era más propenso a los rebotes dentro del mismo.

#### 5.2.4. Tiempo

El último parámetro que falta por analizar es el tiempo, con el objetivo de comprobar si el tiempo de activación, el tiempo de espera y el tiempo de cuentas están afectando a los resultados. O si, por el contrario, el flujo de neutrones térmicos obtenido experimentalmente es independiente de estos parámetros, es decir, si su comportamiento se rige por lo que indica la teoría.

Para ello, se recurre a dos variables que están directamente relacionadas con estos tiempos, pero que presentan una interpretación física más directa, las cuales corresponden a  $R_{Fraccion}$ , que refleja el cociente entre la actividad remanente en la lámina en el momento de comenzar la medición y la actividad máxima alcanzable si no hubiera pérdida por desintegración radiactiva durante el tiempo de espera, ni un tiempo de activación limitado; y a  $N_{des, Norm}$ , que refleja el número de desintegraciones que le corresponden a una medida, con respecto a la medida con máxima señal. De forma que, a partir de estas variables se analiza directamente si la actividad de la muestra y el número total de desintegraciones que tienen lugar durante una medida, afectan al flujo. Estas variables únicamente dependen de los tiempos de activación, de espera y de cuentas, tal y como se muestra a continuación en las ecuaciones 5.5 y 5.6.

- $R_{Fraccion}$

Actividad de saturación  $\rightarrow R=a1$  (Actividad max si se hubiera irradiado indefinidamente)

Actividad al comenzar una medida (medida con  $t_a$  y  $t_e$ )  $\rightarrow R(1-e^{-\lambda t_a})e^{-\lambda t_e} = a2$

$$R_{Fraccion} = \frac{a2}{a1} = (1 - e^{-\lambda t_a})e^{-\lambda t_e} \quad (5.5)$$

- $N_{des, Norm}$

$N_{des}(t_a, t_e, t_c) = R(1 - e^{-\lambda t_a})e^{-\lambda t_e}(1 - e^{-\lambda t_c})$

$$N_{des, Norm} = \frac{R(1 - e^{-\lambda t_a})e^{-\lambda t_e}(1 - e^{-\lambda t_c})}{N_{des, max}} \quad (5.6)$$

La manera de realizar este análisis consistía en seleccionar el mismo pico en todos los espectros, los cuales fueron elegidos premeditadamente para garantizar que eran idénticos respecto a todas las variables (distancia muestra-detector, detector...) a excepción de los parámetros temporales, para poder aislar su efecto sobre los resultados. Y calcular, mediante sus respectivas cuentas netas y el código de Python previamente detallado, el flujo de neutrones térmicos que se obtiene para cada uno de ellos; Así como el valor correspondiente a  $R_{Fraccion}$  y a  $N_{des, Norm}$  mediante las ecuaciones 5.5 Y 5.6 respectivamente.

#### Análisis experimental tiempo

Como ya se ha comentado anteriormente, el análisis experimental del tiempo se llevo a cabo mediante dos variables físicas que únicamente dependían de parámetros temporales,  $R_{Fraccion}$  y  $N_{des, Norm}$ .

Los datos empleados para dicho análisis correspondían a dos conjuntos de datos medidos con el detector gris, cada uno correspondiente a una distancia muestra-detector distinta, de forma que

el primer conjunto estaba conformado por el segundo, tercero, cuarto, sexto y séptimo espectro y correspondía a una distancia muestra-detector de 3cm y a un tiempo de cuentas de 600 segundos para los 3 primeros espectros y 900s para los demás; y el segundo conjunto estaba compuesto por el primer, quinto y octavo espectro, y correspondía a una distancia muestra-detector de 0cm y un tiempo de cuentas de 600 segundos, para los dos primeros espectros, y 3600 para el último.

Cada conjunto de datos se analizó por separado, pues era la única forma de garantizar que todas las variables se mantuvieran constantes excepto el tiempo. De manera que, la forma de analizar cada conjunto de datos era calculando para uno de los picos de todos los espectros que conformaban dicho conjunto, en este caso el segundo pico ( $E=416,8\text{keV}$ ), el flujo de neutrones térmicos,  $R_{Fraccion}$  y  $N_{des, Norm}$  y representando gráficamente dos a dos estas variables, de forma que se obtiene la gráfica 5.14.

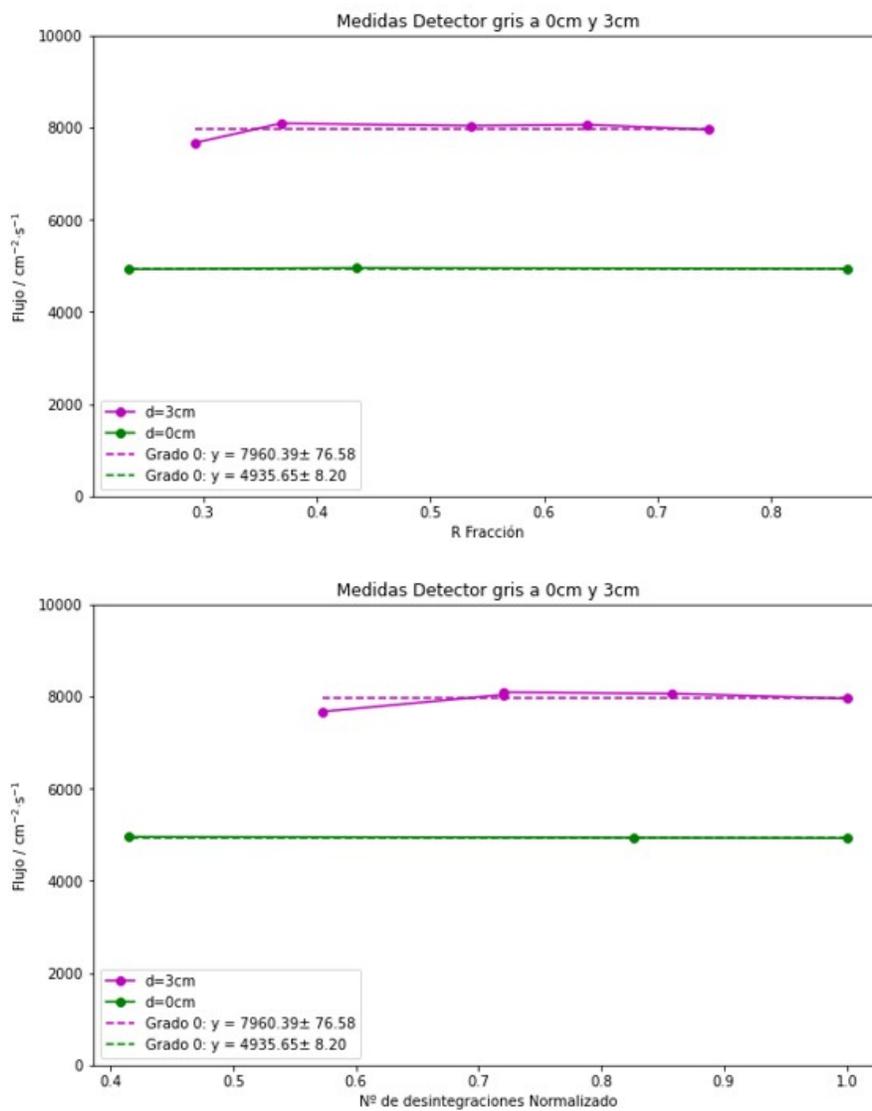


Figura 5.14: La gráfica superior corresponde a la representación gráfica flujo vs  $R_{Fraccion}$  y la inferior al flujo vs  $N_{des, Norm}$ , para una distancia de 3cm y medidos con el detector gris.

Analizando ambas gráficas se observa como para una distancia muestra-detector de 0cm el flujo de neutrones térmicos se mantiene constante en función de  $R_{Fraccion}$  y de  $N_{des, Norm}$ . Sin embargo, para una distancia de 3cm, aunque se aprecia un flujo prácticamente constante con ambas variables, existe una pequeña fluctuación de entorno a  $(300-350)cm^{-2}s^{-1}$ , la cual podría estar comprendida dentro del margen de error asociado a la selección de la ROI. Por lo que este análisis refuerza la tendencia teórica de que las medidas a distintos tiempos son consistentes.

También, se puede concluir que todas las medidas tienen suficiente estadística como para no fluctuar las cuentas netas significativamente una vez fijada la ROI, ya que se observa como el flujo queda prácticamente igual independientemente del valor de  $R_{Fraccion}$  y  $N_{des, Norm}$ . Lo cual significa que no solo para valores altos de estas variables los picos están bien definidos y por tanto la extracción de las cuentas netas es robusta, lo cual era de esperar pues  $R_{Fraccion}$  es proporcional a la actividad y por tanto una actividad inicial alta indica una señal al inicio más intensa y por ende más clara, y  $N_{des, Norm}$  es proporcional al número de desintegraciones que tienen lugar durante una medida, y si es alto significa que se emiten más rayos gamma, es decir más eventos y por ende mejor estadística y picos más claros; si no que los picos están bien definidos para todos los valores de estas variables.

## Capítulo 6

# Conclusiones

El objetivo del presente TFG era analizar el comportamiento del flujo de neutrones térmicos, procedentes de la fuente de neutrones de la facultad de ciencias de la UC, en un punto concreto, correspondiente a la entrada de una muestra acuosa en un TFG previo. Calculando para ello, el flujo de neutrones térmicos que activaba una lámina auxiliar de indio ubicada a la entrada de dicha muestra.

Se ha estudiado la fiabilidad de la medida de dicho flujo considerando diferentes parámetros experimentales, que en contra de lo esperado teóricamente, pero tal y como se ha demostrado a lo largo de todo el análisis, afectan a las mediciones. En concreto, estos parámetros son la distancia muestra-detector, el criterio empleado para seleccionar las regiones de interés y el detector utilizado. Sin embargo, la actividad inicial de la muestra o la duración de la medida, no tienen un impacto apreciable en los resultados, más allá del estadístico.

Considerando todo esto se obtiene un flujo de neutrones térmicos experimental  $\phi = (7200 \pm 100(\text{estadístico}) \pm 1400(\text{sistemático}))\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , el cual corresponde a la media ponderada de los flujos medios obtenidos con ambos detectores para una distancia muestra-detector de 3cm. Donde el error estadístico, corresponde a la incertidumbre asociada a la media ponderada utilizada para obtener el valor final del flujo, y a la aleatoriedad del proceso de detección (cuentas netas); y el error sistemático tiene en cuenta tanto las discrepancias derivadas de la comparación entre los resultados obtenidos con ambos detectores, como las fluctuaciones observadas como consecuencia de la definición de la ROI.

El valor final del flujo se obtiene a partir de las medidas de 3 cm, ya que existen referencias bibliográficas más directas para la eficiencia de detección, y esta se ha contrastado con medidas con fuentes de calibración. De validarse de forma similar los resultados a 0 cm con este tipo de radiosótopos, se justificaría combinar también ambas medidas.

Existen limitaciones relacionadas con la medida que serían interesantes de analizar en el futuro. Por ejemplo, podría estudiarse la discrepancia observada a una distancia de 0cm mediante un análisis análogo al realizado en este TFG para las muestras de calibración a 3cm. Asimismo, sería conveniente estudiar la discrepancia entre detectores, mediante un análisis similar al desarrollado en este trabajo, pero intercambiando los blindajes de los dos detectores; o ajustando sus ganancias de forma que las calibraciones sean similares. Por último, se podrían analizar otros criterios de extracción de señal, como por medio de ajustes a distribuciones que describan la forma de las señales y del fondo.

# Referencias

- [1] Consejo de Seguridad Nuclear. Las radiaciones, 2025.
- [2] Junta de Castilla y León. La radiación. tipos de radiación, 2025.
- [3] Wikipedia, la enciclopedia libre. Análisis por activación neutrónica, 2025.
- [4] J. E. Amaro. 2.1 análisis de activación por neutrones, 2006.
- [5] Organismo Internacional de Energía Atómica. Análisis por activación neutrónica, 2025.
- [6] Ralph M. Kniseley. Los radioisótopos al servicio del hombre: Medicina y biología, 1974.
- [7] Lenin Estuardo Cevallos Robalino. *Detección de sustancias mediante el uso de fuentes de neutrones*. Tesis doctoral, Universidad Politécnica de Madrid, 2019.
- [8] Iker Urrutia. Medida de concentraciones de boro mediante captura de neutrones y un detector cdznte, junio 2024.
- [9] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 4 edition, 2010.
- [10] Fotodesintegración: División de núcleos atómicos con luz, 2017.
- [11] Jesús Vizán. Detección de neutrones. medición del flujo de neutrones térmicos de una fuente de neutrones am-be mediante el método cd-in. Práctica de laboratorio, Departamento de Física Moderna, Universidad de Cantabria, 2025.
- [12] Ángel Mañanes y Domingo Lima Daniel Rábago, Susana Gómez. Caracterización de materiales para el blindaje frente a neutrones. *Revista Nuclear España*, 2017.
- [13] Alicia Vizán, Jesús y Calderón. Detección de neutrones y medida de la vida media del radioisótopo 116-metastable-1-indio. Departamento de Física Moderna, Universidad de Cantabria, 2024.
- [14] Luis Serra López. Técnica y análisis de los materiales para la determinación del flujo térmico en fuente ampliada de neutrones térmicos. Grado en Ingeniería en Tecnologías Industriales, Universidad Politécnica de Madrid, 2018.
- [15] Agencia Internacional de Energía Atómica. Mediciones neutrónicas, 1963.
- [16] I. Goicoechea. Ley de desintegración de una especie nuclear. Práctica de laboratorio, Departamento de Física Moderna, Universidad de Cantabria, 2013.

- [17] A. Garcia. Determinación del perfil de flujos en función de la potencia en el dedal central del reactor triga mark iii, 2010.
- [18] Luna Aguilera Gloria Maribel. Aspectos dosimétricos en la implementación de dispositivos de rodio, plata e indio como herramienta complementaria en la terapia por captura neutrónica en boro (bnct) para el tratamiento del cáncer, 2017. Director: Ing. Juan M. Longhino; Co-Directora: Dra. María Alejandra Dagrosa.
- [19] Wikipedia. Anexo:isótopos de indio, 2025.
- [20] Álvarez, Ángel. Ley de desintegración radiactiva. periodo de semidesintegración. Recurso educativo en línea, 2025.
- [21] Alicia Vizán, Jesús y Calderón. Calibrado, eficiencia y resolución de un detector gamma de centelleo de ina(tl). actividad mínima detectable. Guía de prácticas de laboratorio, 2024.
- [22] K. Siegbahn. *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.
- [23] Pablo Muñoz Rueda. Diseño de un detector de neutrones ambientales, 2021. Directores: Gloria Luzón y Theopisti Dafni.
- [24] Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Espectroscopía de rayos con un centelleador de nai(tl). <http://nuclear.fis.ucm.es/LABORATORIO/guiones03/Gamma.pdf>, 2003. Guía de prácticas de laboratorio.
- [25] Carmen García Salgado. *Activación neutrónica cíclica para la determinación del contenido en fósforo en muestras de interés agroalimentario*. Tesis doctoral, Universidad de Oviedo, 2005. Directores: José Manuel Gómez Ariza y María Dolores Fernández de la Campa.
- [26] Fernando Finestres Zubeldia. *Protección en radiología odontológica*. Textos Docentes, n.º 369. Universidad de Barcelona, Barcelona, 2007.
- [27] Huseyin Ozan Tekin. Aplicación del código monte carlo mcnp-x para coeficientes de atenuación másica del hormigón a diferentes energías mediante la modelización de un detector nai(tl) de 3 × 3 pulgadas y comparación con xcom y datos monte carlo. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2016.
- [28] CarlEugene Crouthamel, FreddyCamielValentin Adams, and Richard Dams. *Applied Gamma-Ray Spectrometry*. International Series of Monographs in Analytical Chemistry, vol.41. Pergamon Press, Oxford; New York, 2 edition, 1970.

# Apéndice

## Código Python espectros

```
#Lo primero que tenemos que hacer es definir una funcion que lea el
    archivo de datos

def leer_archivo(ruta_archivo):
    """
    Lee un archivo .cnf y devuelve el numero de canales y sus cuentas
    correspondientes.

    Args:
        ruta_archivo (str): Ruta del archivo .cnf a leer

    Returns:
        tuple: (numero_canales, cuentas)
            numero_canales (int): Numero de canales
            cuentas (list): Lista de cuentas para cada canal
    """

    try:
        with open(ruta_archivo, 'r') as archivo:
            #comando para abrir un archivo modo lectura cuya ruta es
            ruta_archivo

            lineas = archivo.readlines()
            #lee un archivo de texto y devuelve cada linea como un
            elemento de una lista llamada lineas

            lineas_cuentas = lineas[2:]
            #en el archivo de texto relacionado con las medidas con el
            detector azul las dos primeras lineas no se debian
            considerar, por eso se utiliza este comando para empezar a
            contar desde el tercer elemento de la lista, de forma que
            se crea una nueva lista denominada lineas_cuentas.

            #Este procedimiento es similar para el detector gris salvo
            que para dicho detector las lineas que no se debian
            considerar eran las 12 primera y las 15 ultimas. Por lo
            que este comando pasa a tener la siguiente forma
            #lineas_cuentas = lineas[12:1036]

            cuentas = []
            #Lista vacia para almacenar las cuentas
```

```

for linea in lineas_cuentas:
#Para los calculos se recorre uno a uno los elementos de la
    lista (lineas_cuentas), y a cada elemento se le llama linea

    linea_limpia = linea.strip()
#Limpiar espacios blancos al inicio y final de la
    variable llamada linea

    cuenta = float(linea_limpia)
#Convertimos la linea limpea en un numero y le llamamos
    cuenta

    cuentas.append(cuenta)
#Introducimos este numero a la lista creada denominada
    cuentas

numero_canales = len(cuentas)
#Cada canal tiene un numero de cuentas y viceversa, de modo
    que, el numero de par metros de cuentas que tenemos
    coincide con el numero de canales. Por eso se utiliza el
    comando len(lista), que da el numero de elementos de lista
    y por ende el numero de canales

    return numero_canales, cuentas

except Exception as e:
    print(f"Error al leer archivo: {e}")
    return None, None

def plot_espectro(numero_canales, cuentas):
    """
    Crea un grafico de las energias en funcion del numero de canal.

    Args:
        numero_canales (int): Numero total de canales
        cuentas (list): Lista de energias correspondientes a cada canal
    """

    lista_energias = []
#Creamos una lista vacia para almacenar las energias

    for canales in range(1, numero_canales + 1):
        energia = -70.42 + 4.897 * canales
#Ecuacion de calibracion del detector, que sirve para transformar
        los canales en energia. Esta ecuacion en particular
        corresponde al detector azul.

        #Para el detector gris la ecuacion es
        #energia = -26.064 + 2.7675 * canales

        lista_energias.append(energia)
#Incluye los valores de energia calculados a la lista vacia

```

```

# Crear el grafico
plt.figure(figsize=(10, 6))
#Dimensiones de la figura

plt.plot(lista_energias, cuentas, 'b-')
#crea la grafica cuentas vs energia

plt.title(f'Cuentas por Canal (Total cuentas: {numero_canales})')
#Titulo grafica

plt.xlabel('Energia(keV)')
#nombre eje x

plt.ylabel('Cuentas')
#nombre eje y

plt.xlim(0, 3000)
#rango eje x

plt.ylim(0, 16000)
#rango eje y

def main():
    ruta_archivo =
        "C:\\Users\\Usuario\\Documents\\tfg\\laboratorio\\datos
        paula\\muestra Nc\\indio\\indio Nc (18_10_24) detector
        azul\\PLD01_0cm_tc10min_V01\\PLD01_0cm_tc10min_V01.TKA"
    #Ruta del archivo especifico del cual quieres obtener el espectro
    cuentas vs energia

    numero_canales, cuentas = leer_archivo(ruta_archivo)

    if numero_canales is not None and cuentas:
        print(f"Numero de canales especificado: {numero_canales}")
        plot_espectro(numero_canales, cuentas)
    else:
        print("No se pudo leer el archivo correctamente.")

if __name__ == "__main__":
    main()

```

## Código Python análisis parámetros

```
import matplotlib.pyplot as plt
import math
import numpy as np

# CALCULAR R a 0cm

def calcular_R_0cm(pico, c_net, error_c_net, t_a, t_c, t_e):
    """
    Calcula R a 0 cm para un pico determinado.
    Parametros:
        pico (int): Numero de pico (1-7).
        c_net (float): Numero de cuentas netas.
        t_a (float): Tiempo de activacion en segundos.
        t_c (float): Tiempo de cuentas en segundos.
        t_e (float): Tiempo de espera en segundos.
    Retorna:
        duple: Valor calculado de R y su error.
    """

    lambda_decay = 2.12e-4
    #Constante de desintegracion del indio

    factor_geometrico = 0.5
    #La funcion calcular_R_0cm corresponde a la distancia
    muestra-detector 0cm, por tanto G=0,5

    factor_t_a = 1 - math.exp(-lambda_decay * t_a)
    factor_t_e = math.exp(-lambda_decay * t_e)
    factor_t_c = 1 - math.exp(-lambda_decay * t_c)

    #Manera de definir valores de P_gamma y epsilon_int en funcion del
    pico.

    # 1-Poner los valores de cada pico de P_gamma y epsilon_int
    valores_pico = {
        1: {"P_gamma": 0.0329, "epsilon_int": 0.9375},
        2: {"P_gamma": 0.289, "epsilon_int": 0.5},
        3: {"P_gamma": 0.115, "epsilon_int": 0.3125},
        4: {"P_gamma": 0.562, "epsilon_int": 0.21},
        5: {"P_gamma": 0.844, "epsilon_int": 0.18},
        6: {"P_gamma": 0.1, "epsilon_int": 0.16},
        7: {"P_gamma": 0.155, "epsilon_int": 0.125},
    }

    # 2-Llamar a la lista de valores, de forma que llamando al pico te da
    directamente sus valores correspondientes de P_gamma y de
    epsilon_int
    P_gamma = valores_pico[pico]["P_gamma"]
    epsilon_int = valores_pico[pico]["epsilon_int"]
```

```

#Calcular la tasa de absorcion total y su error
R = (c_net * lambda_decay) / (factor_geometrico * P_gamma *
    epsilon_int *
                                factor_t_a * factor_t_e * factor_t_c)

error_R = (lambda_decay * error_c_net) / (factor_geometrico * P_gamma
    * epsilon_int *
                                factor_t_a * factor_t_e *
                                factor_t_c)

return R, error_R

# Una vez definida la funcion necesaria para calcular R total a 0cm
podemos llamarla para realizar nuestros calculos.

#De forma que para Calcular R total a 0cm llamamos a la funcion
previamente definida e introducimos los valores de pico,
c_net,error_c_net, t_a, t_c, t_e; correspondientes a un espectro
experimental de indio aislado, del cual queremos calcular el valor de
R para todos sus picos. Como la funcion calcular_R devuelve una dupla
(R,errorR), aqui nos devuelven R y error R calculado para nuestros
datos

Medida1_R_total = [
    calcular_R_0cm(1, 15191, 249, 17355, 600, 790),
    calcular_R_0cm(2, 98161, 461, 17355, 600, 790),
    calcular_R_0cm(3, 22558, 415, 17355, 600, 790),
    calcular_R_0cm(4, 86903, 477, 17355, 600, 790),
    calcular_R_0cm(5, 107333, 472, 17355, 600, 790),
    calcular_R_0cm(6, 10383, 290, 17355, 600, 790),
    calcular_R_0cm(7, 14776, 260, 17355, 600, 790)
]

# R epitermico 0cm, se calcula igual que R total a 0cm, solo que con los
datos correspondientes a una medida con indio recubierto de cadmio

Medida1_R_epitermico = [
    calcular_R_0cm(1, 3943, 154, 18787, 1200, 600),
    calcular_R_0cm(2, 24461, 227, 18787, 1200, 600),
    calcular_R_0cm(3, 5589, 219, 18787, 1200, 600),
    calcular_R_0cm(4, 22333, 243, 18787, 1200, 600),
    calcular_R_0cm(5, 28146, 239, 18787, 1200, 600),
    calcular_R_0cm(6, 2313, 151, 18787, 1200, 600),
    calcular_R_0cm(7, 3903, 136, 18787, 1200, 600)
]

# R termico

#Una vez obtenidos R total y R epitermico se calcula R termico restando
ambos valores. Y su correspondiente error se determina por propagacion
de errores mediante los errores de R total y R epitermico

```

```

Medida1_R_termico = []
#Lista vacia para almacenar los valores que se vayan calculando para R
termico

error1_R_termico = []
#Lista vacia para almacenar los valores de los errores que se vayan
calculando para R termico

for i in range(len(Medida1_R_total)):
    R_total1, error_R_total1 = Medida1_R_total[i]
    #Para hacer los calculos no podemos trabajar con la dupla (R, error
    R), por lo que hay que dividirla.
    #Para eso recorremos cada fila de la dupla con el for y creamos dos
    variables, una para R (R_total_1) y otra para el error de R
    (error_R_total1), de forma que los dos elementos conjuntos de la
    dupla se convierten en dos variables independientes

    R_epitermico1, error_R_epitermico1 = Medida1_R_epitermico[i]
    #De igual modo, dividimos en dos cada dupla que conforma la lista
    Medida1_R_epitermico.
    #Estos dos elementos seran R_epitermico1 y error_R_epitermico1

    R_termico1 = R_total1 - R_epitermico1
    err_termico1 = np.sqrt(error_R_total1**2 + error_R_epitermico1**2)

    Medida1_R_termico.append(R_termico1)
    error1_R_termico.append(err_termico1)
    #Para cada elemento de la lista Medida1_R_total calculamos R termico
    y el error de R termico, de manera que los valores obtenidos los
    introducimos en las listas vacias creadas al inicio para acumular
    estos resultados

# Calcular flujo termico

#Una vez calculado R termico podemos calcular el flujo de neutrones
termicos, mediante la ecuacion matematica que relaciona ambas variables

# Constantes fisicas que intervienen en dicha ecuacion
m_NC = 0.5554
#masa muestra Nc

N_avogadro = 6.022e23

abundancia_isotopica = 0.9567
#abundancia isotopica del isotopo de interes del indio, el 115In

sigma_termica = 1.62e-22
#seccion eficaz de absorcion de neutrones termicos del indio

peso_molar = 114.9

```

```

cte = peso_molar / (m_NC * N_avogadro * abundancia_isotopica *
    sigma_termica)

flujo1 = []
error_flujo1 = []

for i in range(len(Medida1_R_total)):
    flujo = Medida1_R_termico[i] * cte
    error_flujo = error1_R_termico[i] * cte

    flujo1.append(flujo)
    error_flujo1.append(error_flujo)

#El procedimiento es analogo al mencionado anteriormente, de forma
    que inicialmente creas dos listas vacias donde posteriormente
    meteras los resultados del flujo y de su error, denominadas flujo1
    y error_flujo 1.
#Despues inicias un bucle que vaya recorriendo toda la lista de
    elementos donde se encontraban los valores previamente calculados
    de R termico y de su error y para cada uno de ellos calculas el
    flujo de neutrones termicos y su error, y los introduces a las
    listas creadas al inicio

#El procedimiento para 3cm es equivalente, con la unica diferencia de que
    varia el valor del factor geometrico y de la eficiencia intrinseca de
    pico

def calcular_R_3cm(pico, c_net, error_c_net, t_a, t_c, t_e):
    """
    Calcula la tasa de absorcion total R a 3 cm y su error para un pico
        determinado.
    """
    lambda_decay = 2.12e-4
    factor_geometrico1 = 0.18

    valores_pico = {
        1: {"P_gamma": 0.0329, "epsilon_int1": 0.9375},
        2: {"P_gamma": 0.289, "epsilon_int1": 0.43},
        3: {"P_gamma": 0.115, "epsilon_int1": 0.275},
        4: {"P_gamma": 0.562, "epsilon_int1": 0.175},
        5: {"P_gamma": 0.844, "epsilon_int1": 0.15},
        6: {"P_gamma": 0.1, "epsilon_int1": 0.13},
        7: {"P_gamma": 0.155, "epsilon_int1": 0.09},
    }

    P_gamma = valores_pico[pico]["P_gamma"]
    epsilon_int1 = valores_pico[pico]["epsilon_int1"]

```

```

factor_t_a = 1 - math.exp(-lambda_decay * t_a)
factor_t_e = math.exp(-lambda_decay * t_e)
factor_t_c = 1 - math.exp(-lambda_decay * t_c)

R = (c_net * lambda_decay) / (factor_geometrico1 * P_gamma *
    epsilon_int1 *
                                factor_t_a * factor_t_e * factor_t_c)

error_R = (lambda_decay * error_c_net) / (factor_geometrico1 *
    P_gamma * epsilon_int1 *
                                factor_t_a * factor_t_e *
                                factor_t_c)

return R, error_R

# R total a 3 cm
Medida2_R_total = [
    calcular_R_3cm(1, 7141, 177, 17355, 600, 1500),
    calcular_R_3cm(2, 32753, 281, 17355, 600, 1500),
    calcular_R_3cm(3, 8928, 228, 17355, 600, 1500),
    calcular_R_3cm(4, 27475, 255, 17355, 600, 1500),
    calcular_R_3cm(5, 33159, 242, 17355, 600, 1500),
    calcular_R_3cm(6, 2795, 125, 17355, 600, 1500),
    calcular_R_3cm(7, 3845, 101, 17355, 600, 1500)
]

# R epitermico a 3 cm
Medida2_R_epitermico = [
    calcular_R_3cm(1, 1551, 105, 18787, 1200, 1978),
    calcular_R_3cm(2, 7207, 131, 18787, 1200, 1978),
    calcular_R_3cm(3, 2169, 115, 18787, 1200, 1978),
    calcular_R_3cm(4, 6343, 125, 18787, 1200, 1978),
    calcular_R_3cm(5, 7527, 120, 18787, 1200, 1978),
    calcular_R_3cm(6, 390, 67, 18787, 1200, 1978),
    calcular_R_3cm(7, 741, 53, 18787, 1200, 1978)
]

# R termico y error R termico a 3 cm
Medida2_R_termico = []
error2_R_termico = []

for i in range(len(Medida2_R_total)):
    R_total2, error_R_total2 = Medida2_R_total[i]
    R_epitermico2, error_R_epitermico2 = Medida2_R_epitermico[i]

    R_termico2 = R_total2 - R_epitermico2
    err_termico2 = np.sqrt(error_R_total2**2 + error_R_epitermico2**2)

    Medida2_R_termico.append(R_termico2)
    error2_R_termico.append(err_termico2)

# Calculo del flujo a 3 cm
flujo2 = []
error_flujo2 = []

```

```

for i in range(len(Medida2_R_total)):
    flujo = Medida2_R_termico[i] * cte
    error_flujo = error2_R_termico[i] * cte

    flujo2.append(flujo)
    error_flujo2.append(error_flujo)

# GRAFICA FLUJO vs ENERGIA
energia = [138.3, 416.8, 818.7, 1097.3, 1293.54, 1507.4, 2112.1]
#Introduces los valores teoricos de la energia, pues corresponden al eje
    x de la grafica

#Ajustar los datos a un polinomio de grado 0

#Datos para la distancia de 0cm

polinomio0, cov0 = np.polyfit(energia, flujo1, 0, cov=True)
#np.polyfit es una funcion de la biblioteca numpy que ajusta los datos a
    un polinomio.
#Es una funcion a la que se le da los siguientes datos:
#(valores eje x, valores eje y, grado del polinomio)

y0 = np.polyval(polinomio0, energia)
# Evalua la ecuacion en cada x, es decir en cada energia

error_polinomio0 = np.sqrt(cov0[0, 0])
# Error de la constante (pues se trata de un polinomio de grado 0)

#Para la distancia de 3cm se procede de igual manera
polinomio01, cov01 = np.polyfit(energia, flujo2, 0, cov=True)
y01 = np.polyval(polinomio01, energia)
error_polinomio01 = np.sqrt(cov01[0, 0])

# Crear la figura
plt.figure(figsize=(10, 6))

# Graficas con barras de error
plt.errorbar(energia, flujo1, yerr=error_flujo1, fmt='o', color='m',
    label='Medici n 0cm', elinewidth=2, capsiz=3)
plt.errorbar(energia, flujo2, yerr=error_flujo2, fmt='o', color='g',
    label='Medici n 3cm', elinewidth=2, capsiz=3)

```

```
# Lineas de ajuste
plt.plot(energia, y0, "m--", label=f"Grado 0: y = {polinomio0[0]:.2f}
      {error_polinomio0:.2f}")
plt.plot(energia, y01, "g--", label=f"Grado 0: y = {polinomio01[0]:.2f}
      {error_polinomio01:.2f}")

# Estetica
plt.title('Flujo frente a Energ a detector azul, 0cm vs 3cm')
plt.xlabel('Energ a / keV')
plt.ylabel('Flujo / cm-2 s-1')
plt.ylim(bottom=0, top=10000)

plt.legend()
# Mostrar la leyenda

plt.show()
```

## Código Python análisis tiempo

```
import matplotlib.pyplot as plt
import math
import numpy as np

# Datos de flujo de neutrones termicos para 3cm y 0cm
Flujo_termico_3cm = [7951.449, 8058.111, 8035.139, 8089.232, 7668.009]
Flujo_termico_0cm = [4932.523, 4951.154, 4923.272]

# R Fraccion experimental asociada a cada flujo termico previamente
  introducido
R_Fraccion_3cm = [0.7445849264, 0.638503347, 0.5361633743, 0.3687234545,
  0.2934545926]
R_Fraccion_0cm = [0.8664521777, 0.4353032512, 0.2347419715]

# En caso de querer calcular la grafica de flujo vs Ndes Normalizada,
  R_Fraccion_3cm y R_Fraccion_0cm se sustituirian por Ndes_Norm_3cm=[1,
  0.8575292412, 0.7201667037, 0.7200835731, 0.5731564512] y
  Ndes_Norm_0cm=[1, 0.825869562, 0.4149146537]. Ademas, cada vez que
  aparezcan en el codigo las variables R_Fraccion_3cm y R_Fraccion_0cm,
  se cambiaran por Ndes_Norm_3cm y Ndes_Norm_0cm respectivamente.

# Ajustar los datos a un polinomio de grado 0 (constante) para 3cm
polinomio01, cov01 = np.polyfit(R_Fraccion_3cm, Flujo_termico_3cm, 0,
  cov=True)
y01 = np.polyval(polinomio01, R_Fraccion_3cm)
error_polinomio01 = np.sqrt(cov01[0, 0])
# Error asociado al valor medio (constante), pues el polinomio al que se
  han ajustado los datos es de grado 0

# Ajustar los datos a un polinomio de grado 0 para 0cm
polinomio02, cov02 = np.polyfit(R_Fraccion_0cm, Flujo_termico_0cm, 0,
  cov=True)
y02 = np.polyval(polinomio02, R_Fraccion_0cm)
error_polinomio02 = np.sqrt(cov02[0, 0])

# GRAFICA

# Crear la figura y los ejes
plt.figure(figsize=(10, 6))

# Graficar datos y sus ajustes para d=3cm
plt.plot(R_Fraccion_3cm, Flujo_termico_3cm, marker='o', color='m',
  label='d=3cm')
plt.plot(R_Fraccion_3cm, y01, "m--", label=f"Grado 0: y =
  {polinomio01[0]:.2f} {error_polinomio01:.2f}")

# Graficar datos y sus ajustes para d=0cm
plt.plot(R_Fraccion_0cm, Flujo_termico_0cm, marker='o', color='g',
```

```
label='d=0cm')
plt.plot(R_Fraccion_0cm, y02, "g--", label=f"Grado 0: y =
{polinomio02[0]:.2f} {error_polinomio02:.2f}")

#Estetica
plt.title('Medidas Detector gris a 0cm y 3cm')
plt.xlabel('R Fracci n')
plt.ylabel('Flujo / cm-2 s-1')
plt.ylim(bottom=0, top=10000)

#Mostrar legenda y grafica
plt.legend()
plt.show()
```