



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ANÁLISIS TEÓRICO Y EXPERIMENTAL DEL SISTEMA
 ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$: LA FUSIÓN A ENERGÍAS CERCANAS A LA
BARRERA COULOMBIANA.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

LUIS FERNANDO GONZÁLEZ DE JESÚS

ASESORES:

DR. JUAN CARLOS MORALES RIVERA
DR. ENRIQUE MARTINEZ QUIROZ

Toluca, México; abril de 2025



Índice general

Índice	I
Índice de Figuras	III
Índice de Tablas	VI
Resumen	VII
Introducción	VIII
1 Conceptos generales	1
1.1 Reacciones nucleares	1
1.1.1 Reacciones directas	1
1.1.2 Reacciones de núcleo compuesto	2
1.1.3 Reacción de fusión nuclear	3
1.2 Rayos gamma y técnica de rayos gamma	3
1.3 Espectrometría gamma	5
1.4 Eficiencia de un detector	5
1.4.1 Curva de eficiencia	6
1.5 Ángulo sólido	7
1.6 Códigos computacionales	8
1.6.1 UPAK (DAMM)	8
1.6.2 PACE2	9
1.6.3 LILITA	9
1.6.4 CASCADE	10
1.6.5 CCDEF	10
1.6.6 SIMNRA	11
1.7 Sección eficaz total de fusión	12
1.8 Incertidumbres	13
2 Instalaciones y operación del acelerador Tandem Van der Graaff del ININ	14
2.1 Etapas del acelerador y manipulación del haz	14
2.2 Preparación del blanco y producción del haz	15
2.3 Sistemas de detección	15
2.4 Arreglo experimental y condiciones de operación	16

2.5	Medición para la curva de eficiencia	17
3	Cálculos y parámetros experimentales	18
3.1	Cálculo de curva de eficiencia	18
3.2	Cálculo del ángulo sólido y número de proyectiles	21
3.3	Cálculo del número de átomos en el blanco	22
4	Análisis de resultados del experimento de 2017	24
4.1	Espectros de fusión	24
4.2	Secciones eficaces de fusión	28
5	Análisis de resultados del experimento de 2013	38
5.1	Espectros de fusión	38
5.2	Sección eficaz de fusión	41
	Conclusiones	44
	Bibliografía	46
	Anexo 1: determinación experimental de la curva de eficiencia absoluta	49
	Anexo 2: archivos de entrada y salida de los códigos computacionales	55
	Anexo 3: participación en congreso	60
	Anexo 4: artículo como producto de este trabajo de tesis	62

Índice de figuras

1.1	Proceso de fusión-evaporación	4
1.2	Diagrama de los procesos de decaimiento gamma en un núcleo excitado . .	4
1.3	Forma característica de la curva de eficiencia del detector de germanio. . .	7
1.4	Definición del ángulo sólido entre una fuente isótropa puntual y un detector con una apertura circular	8
2.1	Esquema del Laboratorio del Acelerador Tandem [27].	15
2.2	a) Detector de germanio hiperpuro (HpGe). b) Detector de silicio de barrera superficial (SSB) [29].	16
2.3	Representación esquemática de arreglo experimental.	16
3.1	Integración de los fotopicos de la fuente calibrada de ^{152}Eu obtenidos mediante los softwares DAMM e Interspec.	19
3.2	Curva de eficiencia absoluta medida en 2013.	20
3.3	Curva de eficiencia absoluta medida en 2017	20
3.4	Espectros de partículas cargadas (2013).	21
3.5	Espectros de partículas cargadas (2017).	21
3.6	Configuración geométrica del experimento, donde se considera el ángulo de incidencia α , el ángulo de salida β y el ángulo de dispersión θ . Los ángulos α y β se definen en relación con la normal N a la superficie, representada por una línea punteada delgada.	22
4.1	Diagrama jerárquico de los canales de desintegración del sistema $^7\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ mediante el proceso de fusión-evaporación. Se ilustran las distintas rutas de emisión de partículas (α , p , n) que conducen a la formación de núcleos residuales.	25
4.2	Espectros de rayos γ (2017) medidos a distintas energías, se escalaron para una buena comparación.	27
4.3	Espectro identificado de rayos γ (2017), en un intervalo de energía de 0 keV a 1900 keV	27
4.4	Espectro identificado de rayos γ (2017), en un intervalo de energía de 1900 keV a 4000 keV	28
4.5	Secciones eficaces de fusión en función de la energía en el sistema del centro de masa. Se grafican los datos experimentales obtenidos, junto con cálculos realizados con el modelo CCDEF.	29
4.6	(a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código PACE2 (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).	30

4.7	(a) Sección eficaz recalculada. (b) Comparación de la sección eficaz ajustada con los cálculos teóricos obtenidos mediante el código computacional CCDEF.	31
4.8	Secciones eficaces de fusión en función de la energía en el sistema del centro de masa. Se grafican los datos experimentales obtenidos junto con los valores reportados por otros autores y los cálculos realizados con el modelo CCDEF. La línea vertical indica la barrera coulombiana estimada para el sistema estudiado.	32
4.9	(a-b) Sección eficaz por núcleo residual. Los valores en color negro representan la suma total de todas las secciones.	33
4.10	(a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código PACE2 (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).	34
4.11	(a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código CASCADE (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).	34
4.12	(a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código LILITA (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).	35
4.13	Comparación de las secciones eficaces totales (SUM) y de los núcleos residuales ^{32}P , ^{29}Si , y ^{32}S entre los modelos teóricos PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea punteada).	36
4.14	Comparación de las secciones eficaces de los datos experimentales, para los núcleos residuales ^{29}Al y ^{33}P calculadas con los modelos teóricos PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea punteada).	36
4.15	Multiplicidades de partículas emitidas obtenidas a partir de los cálculos con los modelos teóricos PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea punteada).	37
5.1	Espectros de rayos γ (2013) medidos a distintas energías, se escalaron para una buena comparación.	39
5.2	Espectro identificado de rayos γ (2013), en un intervalo de energía de 0 keV a 1900 keV.	40
5.3	Espectro identificado de rayos γ (2013), en un intervalo de energía de 1900 keV a 4100 keV.	40
5.4	(a) Sección eficaz total. (b) Comparación de la sección eficaz ajustada con los cálculos teóricos obtenidos mediante el código computacional CCDEF.	41
5.5	Secciones eficaces de fusión en función de la energía en el sistema del centro de masa. Se grafican los datos experimentales obtenidos de 2013 y 2017, junto con los valores reportados por otros autores y los cálculos realizados con el modelo CCDEF. La línea vertical indica la barrera coulombiana estimada para el sistema estudiado.	42
5.6	(a-b) Sección eficaz por núcleo residual. Los valores en color negro representan la suma total de todas las secciones.	43
5.7	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{133}Ba (2013).	50
5.8	Espectro de rayos gamma de la fuente $^{137}\text{Cs} + ^{60}\text{Co}$ (2013).	51
5.9	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{152}Eu (2013).	51

5.10	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{241}Am (2013).	52
5.11	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{133}Ba (2017).	52
5.12	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{137}Cs (2017).	53
5.13	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{60}Co (2017).	53
5.14	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{152}Eu (2017).	54
5.15	Espectro de rayos gamma de la fuente ^{241}Am (2017).	54
5.16	Archivo de entrada del código PACE2.	55
5.17	Archivo de salida del código PACE2.	56
5.18	Archivo de salida del código PACE2.	56
5.19	Archivo de entrada del código CASCADE.	57
5.20	Archivo de salida del código CASCADE.	58
5.21	Archivo de entrada del código LILITA.	58
5.22	Archivo de salida del código LILITA.	59
5.23	Póster presentado en el <i>46th Symposium on Nuclear Physics</i> .	61

Índice de tablas

2.1	Actividades de las fuentes calibradas utilizadas, junto con sus incertidumbres relativas y fechas de certificación.	17
3.1	Fuentes de calibración, sus gammas, intensidades correspondientes y sus incertidumbres [30].	18
3.2	Cálculo del número de partículas o proyectiles que llegan al blanco para diferentes energías en los años 2013 y 2017.	22
3.3	Número de átomos por centímetro cuadrado calculado para diferentes grosores del blanco en 2013 y 2017.	23
4.1	Datos experimentales (2017), tiempo de bombardeo y corriente promedio alcanzada en el blanco a distintas energías	26
4.2	Resumen de energías gamma e intensidades para diversos núcleos residuales.	26
4.3	Energías de rayos γ que van de niveles excitados directos al estado base.	28
4.4	Secciones eficaces de fusión en función de las energías en el sistema de referencia del centro de masa.	29
4.5	Secciones eficaces de fusión en función de las energías en el sistema de referencia del centro de masa, omitiendo las contribuciones de los núcleos de ^{28}Si y ^{26}Mg	31
4.6	Sección eficaz (mb) por núcleo residual a diferentes energías	32
5.1	Datos experimentales (2013), tiempo de bombardeo y corriente alcanzada en el blanco a distintas energías.	38
5.2	Resumen de energías gamma e intensidades para diversos núcleos residuales.	39
5.3	Energías de rayos γ que van de niveles excitados hacia el estado base.	40
5.4	Secciones eficaces de fusión en función de las energías en el sistema de referencia del centro de masa.	41
5.5	Sección eficaz (mb) por núcleo residual a diferentes energías.	42
5.6	Actividades de las fuentes calibradas calculadas para las fechas de los experimentos (A_f) (09/12/2013 y 24/07/2017) a partir de la fecha de certificación (A_0).	49
5.7	Decaimientos gamma de las fuentes certificadas y sus respectivas eficiencias.	49

Resumen

En este trabajo, se presenta el análisis del sistema ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ a energías cercanas a la barrera Coulombiana. Las mediciones se realizaron en el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), específicamente en el Laboratorio del Acelerador Tandem Van der Graaff. Durante el experimento, se emplearon técnicas de detección de rayos gamma con el propósito de estudiar los núcleos residuales producidos durante el proceso de fusión-evaporación.

Se realizaron dos análisis del experimento, uno con un arreglo experimental en 2013 y otro en 2017, cada uno con sus respectivas condiciones y enfoques experimentales particulares. Esto permitió evaluar la reproducibilidad y consistencia de los resultados obtenidos a diferentes intervalos temporales y energéticos.

El análisis de los productos de reacción y la determinación de las secciones eficaces del sistema ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ se llevaron a cabo mediante el uso de diversos programas computacionales. Se utilizó el código LILITA para simular las características de los núcleos residuales y determinar los canales de reacción más probables. Adicionalmente, se emplearon los códigos PACE2 y CASCADE para modelar las desintegraciones de los núcleos compuestos y así comparar los resultados simulados con los experimentales. Estas herramientas permitieron evaluar la producción de diferentes isótopos en función de la energía incidente del proyectil.

Los datos experimentales obtenidos fueron procesados con ayuda de Interspec y UPAK, y comparados con los resultados teóricos para obtener las secciones eficaces del sistema. Estos resultados son fundamentales para comprender los mecanismos de fusión en sistemas de masa ligera y su dependencia con la energía.

Introducción

La fusión nuclear es un proceso fundamental que implica la unión de dos núcleos atómicos para formar un núcleo más pesado [1]. Este fenómeno es omnipresente en el universo, desde el corazón de las estrellas hasta los reactores de fusión diseñados por el ser humano como una fuente potencial de energía limpia y sostenible.

Entre las numerosas combinaciones de núcleos que pueden experimentar fusión, la interacción entre el ${}^7\text{Li}$ y ${}^{27}\text{Al}$ ha surgido como un tema de investigación intrigante. La fusión de estos núcleos ligeros presenta peculiaridades fascinantes que ofrecen una ventana única para explorar los procesos nucleares en diferentes condiciones energéticas, contribuyendo al desarrollo de la Ciencia Básica.

El estudio de la fusión de ${}^7\text{Li}$ en ${}^{27}\text{Al}$ es particularmente intrigante debido a la estructura nuclear única de estos isótopos y las implicaciones que esto tiene en los mecanismos de reacción, además proporciona información crucial sobre los procesos nucleares a energías bajas y moderadas, así como de la influencia de los diferentes grados de libertad en la dinámica de la fusión nuclear [2].

El trabajo estará estructurado en cuatro capítulos principales, cada uno enfocado en distintos aspectos del experimento y su análisis.

En el Capítulo 1, se presentan los conceptos generales necesarios para comprender el fenómeno de la fusión nuclear y los principios físicos detrás de las reacciones nucleares, se discuten temas como la interacción entre núcleos, se explica el funcionamiento de los programas LILITA, PACE2 y CASCADE para modelar las reacciones nucleares, y el uso de técnicas de detección de rayos gamma para estudiar los productos de reacción.

El Capítulo 2 se centra en el arreglo experimental. Se describe en detalle el experimento realizado en el Laboratorio del Acelerador Tandem del ININ. La producción del haz de ${}^7\text{Li}$, el blanco de ${}^{27}\text{Al}$ así como los detectores utilizados para medir los rayos gamma y otros productos de la reacción.

En el Capítulo 3 se describen los cálculos realizados para determinar algunos de los parámetros experimentales, como la curva de eficiencia, el número de proyectiles y el ángulo sólido.

Finalmente, los Capítulos 4 (para el experimento de 2017) y capítulo 5 (para el experimento de 2013), se aborda el análisis del sistema ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$. En estos capítulos se presentan los datos experimentales obtenidos. Se analizan los núcleos residuales producidos y se compara los resultados teóricos con los datos experimentales.

Capítulo 1. Conceptos generales

1.1. Reacciones nucleares

Las reacciones nucleares son procesos en los cuales se producen cambios en el núcleo de un átomo. A diferencia de las reacciones químicas, que implican la reorganización de electrones en los enlaces químicos, las reacciones nucleares involucran interacciones entre los protones y neutrones del núcleo, lo que puede resultar en la transformación de un elemento en otro, la liberación de energía, o ambos [3]. Existen diferentes tipos de reacciones nucleares, como la fisión, la fusión y el decaimiento radiactivo. La forma general de representar una reacción nuclear es:



donde:

- a: Representa el primer núcleo reactante (proyectil), que puede ser un isótopo o un núcleo ligero.
- b: Representa el segundo núcleo reactante (blanco), que puede ser un núcleo más pesado o también ligero.
- A: Representa el núcleo resultante de la reacción, que puede ser un núcleo nuevo formado por la fusión o un núcleo modificado.
- B: Puede representar partículas adicionales que son liberadas durante la reacción, como neutrones, protones u otro tipo de radiación.

Las reacciones nucleares se dividen en varias categorías, cada una con características y mecanismos específicos. Entre ellas, las más relevantes son las *reacciones directas* y las *reacciones de núcleo compuesto*. Las reacciones directas son aquellas en las que el proyectil interactúa de manera inmediata con el núcleo blanco, mientras que en las reacciones de núcleo compuesto, el proyectil se combina con el núcleo blanco para formar un estado intermedio que puede desintegrarse en productos finales.

1.1.1. Reacciones directas

Las reacciones directas son procesos nucleares caracterizados por una interacción rápida y localizada entre un proyectil y un núcleo blanco. Estas reacciones ocurren en tiempos

extremadamente cortos, del orden de 10^{-22} segundos y pueden involucrar la transferencia o el intercambio de una o pocas partículas, entre otros procesos [4].

Tipos de reacciones directas

Transferencia de partículas: Las reacciones de transferencia implican el intercambio de una o más partículas entre el proyectil y el núcleo blanco. Este mecanismo permite estudiar configuraciones nucleares específicas y niveles de energía del núcleo. Dentro de las reacciones de transferencia, se distinguen dos subcategorías principales: *stripping* y *pickup*.

Stripping: En este tipo de reacción, una partícula del proyectil es absorbida por el núcleo blanco, mientras el resto del proyectil continúa su trayectoria. Por ejemplo, en la reacción (d, p) , un deuterón (d) transfiere un neutrón al núcleo blanco, liberando un protón (p).



Pickup: En esta reacción, el proyectil captura una partícula del núcleo blanco, alterando su configuración. Un ejemplo típico es la reacción (p, d) , donde un protón (p) recoge un neutrón del núcleo blanco, convirtiéndose en un deuterón (d).



Dispersión inelástica: En este caso, el proyectil interactúa con el núcleo blanco y le transfiere energía, excitándolo a un estado de mayor energía (X^*) sin intercambiar partículas. Este tipo de reacción permite estudiar modos colectivos del núcleo, como vibraciones o rotaciones.



Reacciones de intercambio: Estas reacciones implican que el proyectil y el núcleo blanco intercambian un protón por un neutrón o viceversa. Por ejemplo, parte del proyectil puede combinarse con el núcleo y dar lugar a nuevos productos con diferentes combinaciones de nucleones. Un ejemplo típico es (a, B) , donde el proyectil a y el núcleo X generan B y D .



1.1.2. Reacciones de núcleo compuesto

El concepto de núcleo compuesto, introducido por Niels Bohr [5], describe un sistema temporalmente estable en el cual varios nucleones participan en una colisión, excitando múltiples grados de libertad (energía, momento angular, y proporción neutrón-protón). Este estado intermedio, se forma durante un tiempo típico de 10^{-16} a 10^{-18} segundos [6].

Las reacciones de núcleo compuesto ocurren en dos etapas principales:

- **Formación:** El núcleo compuesto se forma al absorber la energía del proyectil y redistribuirla entre sus nucleones.
- **Desexcitación:** Este proceso depende exclusivamente de las características del núcleo compuesto y puede involucrar emisión de partículas, radiación gamma, o fisión.

Los tipos de reacciones se clasifican según la energía del proyectil y el parámetro de impacto:

- Energías bajas (< 10 MeV/u): reacciones de captura y fusión.
- Energías intermedias (10–100 MeV/u): fusión incompleta y reacciones profundamente inelásticas.
- Energías altas (> 100 MeV/u): fragmentación y espalación.

1.1.3. Reacción de fusión nuclear

La fusión nuclear es un proceso en el que dos núcleos atómicos ligeros se combinan para formar un núcleo más pesado, liberando una considerable cantidad de energía. La fusión nuclear se produce bajo condiciones específicas de temperatura, presión y densidad [7], que permiten que los núcleos atómicos superen la repulsión electrostática que los separa.

El impacto de un núcleo proyectil “ a ” sobre un núcleo blanco “ X ” produce un núcleo compuesto, generalmente excitado, que tras la fusión, se desintegra, dando lugar a diferentes posibilidades o canales de salida, dependiendo de la probabilidad de ocurrencia de cada uno.



donde:

- a : El núcleo proyectil
- X : El núcleo blanco
- C^* : El núcleo Compuesto excitado
- Y : El núcleo resultante
- b : Canales de evaporación (α, n, p, γ)

1.2. Rayos gamma y técnica de rayos gamma

Antes de hablar de la técnica de rayos gamma, es fundamental explicar más a detalle el proceso de *fusión-evaporación* y el concepto de un rayo γ ; Cuando un proyectil A de alta energía impacta un núcleo blanco B, los nucleones del proyectil se fusionan con los del núcleo blanco, creando un núcleo compuesto NC excitado y temporal. Este núcleo, en

su estado de alta energía, pierde energía a través de la emisión de partículas ligeras, como neutrones, protones o partículas alfa, en un proceso conocido como evaporación como se menciona en la sección 1.1.2. Una vez que el núcleo compuesto no posee la energía suficiente para seguir evaporando partículas, se forma un núcleo residual, el cual para llegar a su estado base, emite rayos γ como se observa en la figura 1.1.

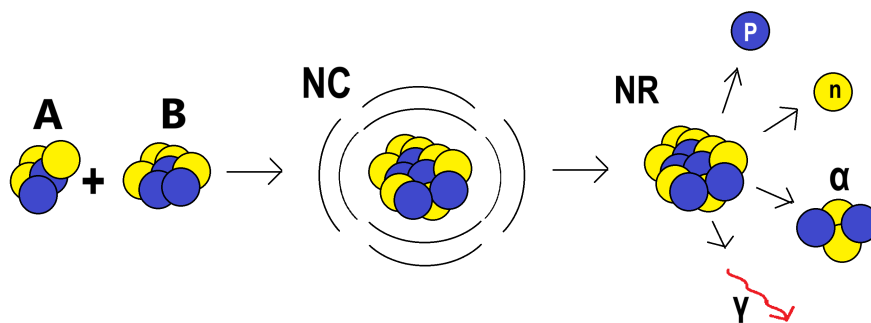


Figura 1.1: Proceso de fusión-evaporación

Los rayos γ son radiación electromagnética de alta energía emitida durante las transiciones entre niveles energéticos en el núcleo de un átomo. Estas transiciones se producen cuando un núcleo excitado pierde energía y se estabiliza en un nivel de menor energía como se observa en la figura 1.2. Los núcleos tienen niveles energéticos cuantizados, por lo que los rayos gamma emitidos durante estas transiciones tienen energías características y específicas de cada núcleo [8].

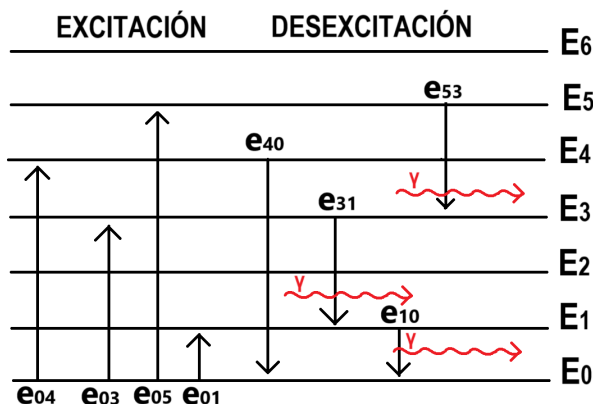


Figura 1.2: Diagrama de los procesos de decaimiento gamma en un núcleo excitado

La técnica de rayos gamma es un enfoque experimental clave para investigar las propiedades nucleares de los productos que resultan de diversas reacciones nucleares. Este método se basa en el estudio de la radiación gamma emitida por núcleos residuales desde transiciones directas (van de estados energéticos altos, al estado base e_{x0}) después de procesos como la fusión-evaporación. Estas emisiones son especialmente útiles para el análisis porque la energía de los rayos gamma está directamente relacionada con los niveles

energéticos del núcleo. Cada núcleo tiene un conjunto único de niveles, lo que permite que la energía de los rayos gamma sirva como una “firma” que identifica de forma precisa al núcleo residual.

1.3. Espectrometría gamma

La espectrometría gamma es una técnica analítica utilizada para identificar y cuantificar radionúclidos mediante la detección de los rayos gamma que emiten. Los rayos gamma son fotones de alta energía generados durante las transiciones nucleares, y la capacidad de estos fotones para atravesar grandes espesores de material sin ser absorbidos completamente los hace particularmente útiles en la caracterización de procesos nucleares [9, 10].

El principio de la espectrometría gamma se basa en el uso de detectores que convierten la energía de los rayos gamma en señales eléctricas proporcionales, lo que permite analizar la distribución de energías de los fotones emitidos. Entre los detectores más comunes se encuentran los de germanio hiperpuro (HpGe) y los centelladores de yoduro de sodio dopado con talio (NaI(Tl)). Los detectores de germanio se caracterizan por su alta resolución, lo cual es esencial para distinguir entre energías gamma muy cercanas, mientras que los detectores de NaI(Tl) se emplean en aplicaciones donde la resolución no es tan crítica, pero se busca un método más económico.

El resultado del análisis mediante espectrometría gamma es un espectro, en el cual se representa el número de rayos gamma detectados (en el eje vertical) frente a su energía (en el eje horizontal). Cada pico en el espectro corresponde a una energía específica de los fotones gamma emitidos, lo que permite identificar el radionúclido correspondiente, ya que cada núcleo tiene un conjunto único de energías de emisión.

Un aspecto crucial es la corrección de los efectos de atenuación y la calibración del sistema. Los fotones gamma pueden ser parcialmente absorbidos tanto por el material del detector como por los elementos que se encuentran entre el blanco y el detector, lo que influye en la eficiencia del sistema. Para obtener resultados precisos y confiables, es esencial determinar la eficiencia absoluta del detector, lo cual se realiza a través de la calibración con fuentes radiactivas conocidas. Esta eficiencia considera tanto la eficiencia intrínseca del detector como los factores geométricos y de absorción presentes en el arreglo experimental, garantizando así la calidad de los datos recolectados.

1.4. Eficiencia de un detector

La eficiencia intrínseca de un detector se define como la relación entre el número de eventos detectados y el número de eventos emitidos [11]. En términos más formales, la

eficiencia absoluta ϵ se puede expresar como:

$$\epsilon = \frac{N_{detectados}}{N_{emitidos}} \quad (1.7)$$

donde:

- $N_{detectados}$ es el número de partículas o fotones que el detector registra
- $N_{emitidos}$ es el número total de partículas o fotones emitidas

De esta manera, obtenemos una idea básica de cuán efectivo es el sistema de detección para registrar la radiación que le llega. Sin embargo, para un cálculo más específico de la eficiencia, podemos desglosar los componentes que influyen en este proceso [12]. Esto nos lleva a considerar la siguiente ecuación:

$$\epsilon(E) = \frac{N(E)}{t_c \cdot I \cdot A} \quad (1.8)$$

donde:

- $N(E)$: es el número de cuentas en el fotopico de energía E
- t_c : tiempo de conteo durante el cual se realizan las mediciones
- I : es la probabilidad de emisión del rayo gamma
- A : Actividad de la fuente

1.4.1. Curva de eficiencia

La curva de eficiencia es un gráfico que muestra cómo cambia la capacidad de un detector para registrar radiación en función de la energía de los fotones o partículas incidentes [13]. Generalmente, a energías muy bajas, la eficiencia es reducida, ya que la radiación no posee suficiente energía para interactuar de manera efectiva con el detector, lo que resulta en pocos eventos detectados. A medida que la energía aumenta, la eficiencia tiende a incrementarse, alcanzando un máximo en un intervalo específico. Este punto máximo refleja la mejor capacidad del detector para registrar eventos. No obstante, después de este pico, la eficiencia puede comenzar a disminuir a energías más altas, debido a factores como la dispersión de la radiación o la dificultad del detector para captar adecuadamente radiaciones de mayor energía como se observa en la figura 1.3, cabe destacar que, para medir la curva de eficiencia, ya se toman en consideración los efectos geométricos del arreglo experimental.

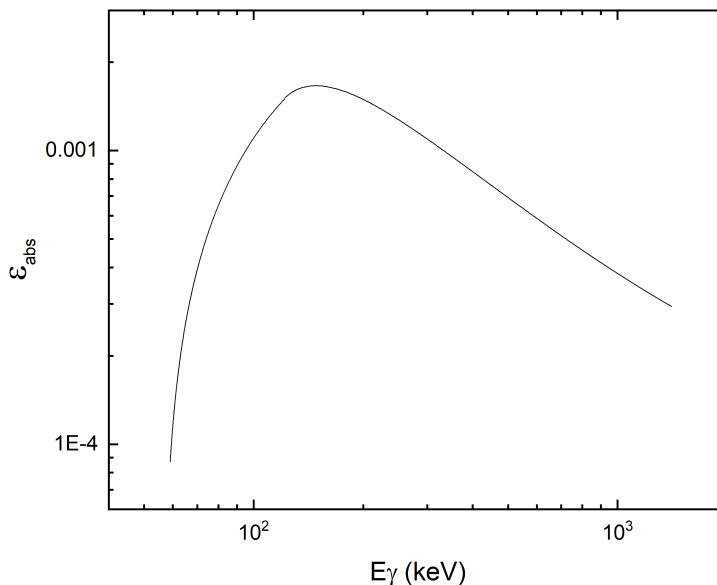


Figura 1.3: Forma característica de la curva de eficiencia del detector de germanio.

1.5. Ángulo sólido

El ángulo sólido es una medida tridimensional que describe la porción del espacio subtendido por una superficie desde un punto de observación. Este concepto es fundamental en el análisis de la distribución espacial de partículas emitidas por una fuente y es comúnmente expresado en esteradianes (sr), la unidad estándar para ángulos sólidos en el Sistema Internacional de Unidades (SI).

Para ilustrar este concepto, en la figura 1.4 se puede considerar una fuente puntual isotrópica, la cual emite partículas con igual probabilidad en todas las direcciones. Si se coloca un detector a una cierta distancia de la fuente d , solo una fracción de las partículas emitidas llegará al detector. Esta fracción depende del ángulo sólido subtendido por el detector en la posición de la fuente [14]. El ángulo sólido Ω es definido como:

$$\Omega = \frac{A}{d^2} = \frac{\pi \cdot R^2}{d^2} \quad (1.9)$$

donde:

- d : Es la distancia de la fuente al detector
- R : El radio del detector

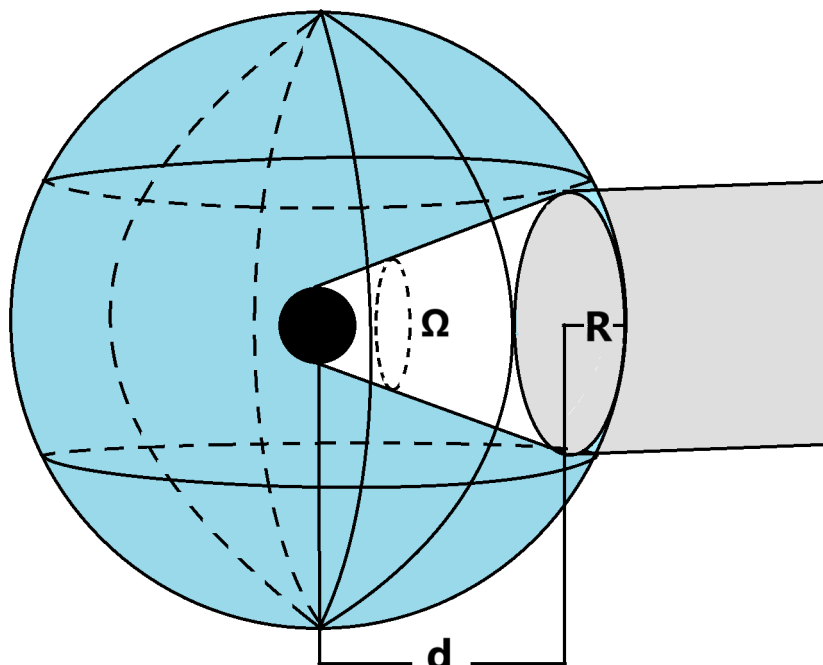


Figura 1.4: Definición del ángulo sólido entre una fuente isotrópica puntual y un detector con una apertura circular

1.6. Códigos computacionales

1.6.1. UPAK (DAMM)

UPAK es un software desarrollado en Oak Ridge National Laboratory, Estados Unidos, y actualmente también asociado a ORRUBA, utilizado para analizar y procesar datos experimentales de física nuclear. Facilita la identificación y el manejo de eventos detectados en experimentos, formado por bloques de códigos específicos como: scanor, damm y lemor. UPAK es parte de la infraestructura de ORRUBA que permite la interpretación y visualización de los datos recolectados, mejorando el análisis y la interpretación de resultados experimentales en estudios nucleares.

El software DAMM es parte del paquete UPAK y se usa principalmente en el análisis de datos de espectros nucleares y de física de alta energía [15]. DAMM está diseñado para trabajar con datos experimentales, específicamente en la adquisición y manipulación de espectros en forma de histogramas o matrices multidimensionales. Este software permite almacenar, visualizar y analizar diferentes espectros. DAMM es útil para representar datos de manera interactiva y evaluar diferentes parámetros asociados a espectros de energía.

1.6.2. PACE2

PACE2 (*Projection Angular-Momentum Coupled Evaporation*), desarrollado por A. Gavron [16], basado en la fórmula de Hauser-Feshbach, emplea el método de Monte Carlo para calcular la probabilidad de evaporación de partículas en un sistema nuclear. Para ello, utiliza datos como las propiedades del proyectil, el blanco y la energía de excitación del núcleo compuesto, que depende de la energía del proyectil. El coeficiente de transmisión T_l , que representa la probabilidad de que un tipo específico de partícula sea evaporado, se calcula inicialmente para el núcleo compuesto y luego se ajusta para los decaimientos posteriores. El programa revisa de forma constante si la energía del núcleo residual permite seguir emitiendo partículas, repitiendo este ciclo hasta alcanzar el núcleo residual final.

La sección eficaz parcial $\sigma(l)$ para un momento angular l a una energía de bombardeo específica mide la probabilidad de que ese momento angular contribuya a la formación de un núcleo residual, se calcula por medio de la ecuación (1.10):

$$\sigma_l = \pi\lambda^2(2l + 1)T_l \quad (1.10)$$

donde T_l esta dado por:

$$T_l = \left[1 + \exp\left(\frac{l - l_{max}}{\Sigma}\right) \right]^{-1} \quad (1.11)$$

donde λ es la longitud de onda y T_l es el coeficiente de transmisión, la sección eficaz total es calculada por medio de:

$$\sigma_f = \sum_{l=0} \sigma_l \quad (1.12)$$

1.6.3. LILITA

LILITA es un software desarrollado por Jorge Gomez del Campo [17] que modela la descomposición en equilibrio de productos resultantes de colisiones de iones pesados. Sus dos aplicaciones principales son: la predicción de rendimientos relativos, espectros de energía y distribuciones angulares de residuos de evaporación y partículas ligeras en reacciones nucleares; y el modelado de la descomposición de fragmentos excitados tras colisiones de dos cuerpos, como en la dispersión cuasielástica o inelástica profunda. Para calcular estos resultados, LILITA también utiliza la fórmula de Hauser-Feshbach y el método de Monte Carlo. Los resultados pueden presentarse en histogramas o en un formato evento por evento, según las necesidades del usuario. El software también aborda las aproximaciones necesarias para aplicar la fórmula, la entrada de datos y los cálculos de eventos, incluyendo el procesamiento de archivos para reacciones de fusión y colisiones inelásticas.

La probabilidad de emisión de las partículas (p, n, α) es:

$$P_{\alpha, l_{\alpha}}^j = \sum_{S_{\alpha} I_{\alpha}} \int \rho(\epsilon, I_{\alpha}) T_{l_{\alpha}}(\epsilon) d\epsilon \quad (1.13)$$

donde:

- α son los canales de evaporación
- j es el momento angular
- S_{α} es el spin en el canal de entrada
- I_{α} es el momento angular intrínseco del núcleo residual
- ϵ es la energía de la partícula evaporada
- $\rho(\epsilon, I_{\alpha})$ es la densidad de nivel del núcleo residual

1.6.4. CASCADE

CASCADE es un software desarrollado por F. Puhlhofer [18] específicamente para calcular la distribución de residuos de evaporación, considerando tanto la masa como el número atómico de los productos resultantes. El programa simula la evolución de un núcleo compuesto excitado con un momento angular definido y evalúa las posibles secuencias de desintegración. Calcula las probabilidades relativas de emisión de neutrones, protones, partículas alfa y rayos gamma, y genera matrices que representan la población de los núcleos hijo en función de la energía de excitación y el momento angular.

El proceso se repite de manera automática hasta que la energía de excitación cae por debajo del umbral de emisión de partículas. CASCADE permite definir parámetros, como el tamaño del paso de energía y la consideración de la paridad, ajustando así el nivel de detalle y la precisión de los resultados. Es una herramienta útil para modelar y predecir el comportamiento de núcleos excitados tras una reacción nuclear.

1.6.5. CCDEF

El código computacional CCDEF (Coupled-Channel Deformation Effects Fusion) es una herramienta simplificada de canales acoplados para el cálculo de secciones eficaces de fusión en reacciones de iones pesados, considerando deformaciones estáticas en los núcleos [19]. Este programa permite analizar cómo las deformaciones estáticas, las vibraciones colectivas y otros canales de reacción afectan las secciones eficaces de fusión y las distribuciones de espín de los núcleos compuestos. Estas características resultan cruciales en estudios de dinámica nuclear, especialmente en interacciones entre núcleos deformados.

En CCDEF, las secciones eficaces de fusión y las distribuciones de espín se calculan en el límite súbito, asumiendo que el tiempo de interacción es corto en comparación con

el periodo de rotación de los sistemas deformados. Este enfoque permite considerar las orientaciones relativas de las formas nucleares como “congeladas” durante la colisión. Se consideran únicamente formas axiales simétricas, caracterizadas por parámetros de deformación cuadrupolar (β_2) y hexadecapolar (β_4). El radio de un núcleo deformado, $R(\theta)$, se expresa en función de estos parámetros como se representa en la ecuación (1.14):

$$R(\theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)], \quad (1.14)$$

donde θ es el ángulo con respecto al eje de simetría del núcleo y R_0 es el radio de referencia, dado por:

$$R_0 = 1.233A^{1/3} - 0.98A^{-1/3}, \quad (1.15)$$

siendo A el número de masa del núcleo.

El potencial de interacción nuclear entre el proyectil y el blanco deformado se modela mediante un potencial dependiente de la orientación, $U_N(r, \theta_p, \theta_t)$, definido como:

$$U_N(r, \theta_p, \theta_t) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R(\theta_p, \theta_t)}{a}\right)}, \quad (1.16)$$

donde V_0 es la profundidad del potencial, r es la distancia entre los núcleos y a es el parámetro de difusividad. La distancia efectiva $R(\theta_p, \theta_t)$ entre el proyectil y el blanco depende de las orientaciones θ_p y θ_t de sus ejes de simetría, y está dada por:

$$R(\theta_p, \theta_t) = R_p(\theta_p) + R_t(\theta_t) + 0.29. \quad (1.17)$$

Además, la interacción coulombiana entre núcleos también depende de las orientaciones relativas y se calcula mediante una expansión de términos monopulares y multipolares.

El programa CCDEF realiza promedios de los resultados de los canales acoplados para todas las orientaciones relativas de los núcleos deformados, permitiendo obtener secciones eficaces de fusión totales y distribuciones de onda parcial que consideran estas deformaciones.

1.6.6. SIMNRA

SIMNRA es un programa diseñado para la simulación de espectros de energía de partículas cargadas y rendimientos de rayos gamma, utilizado en el análisis de haces de iones con energías del orden de MeV. Es capaz de simular espectros de energía de partículas cargadas empleando secciones eficaces de retrodispersión de Rutherford (RBS), secciones eficaces de retrodispersión Elástica (EBS), reacciones nucleares (NRA), detección de retroceso elástico (ERDA) con iones incidentes ligeros y pesados, y dispersión de iones de energía media (MEIS). También puede simular los rendimientos de emisión de rayos gamma inducidos por partículas (PIGE) [20].

SIMNRA permite calcular espectros para cualquier combinación de proyectiles y blancos, incluyendo iones pesados, y manejar diversas geometrías experimentales, como retrodispersión, dispersión hacia adelante y geometrías de transmisión. El programa puede trabajar con láminas multicapa arbitrarias colocadas frente al detector, así como con ventanas multicapa, como las utilizadas en haces externos.

El software cuenta con varios conjuntos de datos de poder de frenado, y calcula el ensanchamiento de la pérdida de energía, aplicando correcciones a la teoría de Bohr, además de tener en cuenta la propagación del ensanchamiento en capas gruesas. También puede calcular de manera aproximada los efectos del esparcimiento múltiple de ángulos pequeños y grandes, así como la rugosidad de la superficie y el sustrato.

1.7. Sección eficaz total de fusión

La sección eficaz de fusión es un concepto fundamental en la física nuclear, que describe la probabilidad de que ocurra una reacción de fusión entre dos partículas [21]. Esta probabilidad se expresa como un área efectiva, generalmente medida en barns ($1 \text{ barn} = 1 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Para que la fusión nuclear ocurra, los núcleos deben superar la repulsión electrostática conocida como la barrera de Coulomb, lo que requiere una gran cantidad de energía cinética, generalmente alcanzada a temperaturas extremadamente altas. La sección eficaz de fusión no es constante; a bajas energías, es pequeña debido a la dificultad de superar la repulsión, mientras que a energías adecuadas, especialmente al alcanzar una energía alta, la probabilidad de fusión aumenta significativamente [22].

Para el cálculo de la sección eficaz total de fusión [23], se realiza por medio de:

$$\sigma_{fus} = \frac{N_{\gamma}}{N_a \cdot N_p \cdot \epsilon_{abs}} \quad (1.18)$$

donde:

- N_{γ} : es el número de gammas para cada núcleo residual medidos por el detector
- N_a es el número de átomos en el blanco
- N_p es el número de proyectiles incidentes
- ϵ_{abs} es la eficiencia absoluta del sistema de detección

1.8. Incertidumbres

En cualquier trabajo experimental, la incertidumbre en los resultados es un aspecto fundamental que determina la calidad y la confiabilidad de los datos obtenidos. Las incertidumbres pueden tener diferentes orígenes, tales como la precisión de los instrumentos de medida, la estabilidad de las condiciones experimentales, o incluso factores humanos. Es crucial estimar adecuadamente estas incertidumbres para poder cuantificar el nivel de confianza en los resultados y evaluar la validez de las conclusiones.

Los coeficientes de sensibilidad son una medida que describe cómo varía el resultado de un sistema respecto a los cambios en una de sus variables de entrada [24]. En el contexto de la evaluación de incertidumbres, los coeficientes de sensibilidad permiten cuantificar el impacto que tiene cada parámetro sobre el resultado final. Esto es particularmente útil para identificar qué fuentes de incertidumbre contribuyen más al error total, facilitando así la optimización del experimento y la minimización de errores.

Matemáticamente, el coeficiente de sensibilidad c_i está relacionado con la derivada parcial de la función resultado respecto a cada variable independiente. Si la función y depende de varias variables x_1, x_2, \dots, x_n , entonces el coeficiente de sensibilidad para la variable x_i se expresa como:

$$c_i = \frac{\partial y}{\partial x_i} \quad (1.19)$$

La incertidumbre combinada $u(y)$ del resultado y se calcula mediante la combinación de las incertidumbres individuales $u(x_i)$, ponderadas por los coeficientes de sensibilidad, de acuerdo con la expresión:

$$u(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^n (c_i \cdot u(x_i))^2} \quad (1.20)$$

Capítulo 2. Instalaciones y operación del acelerador Tandem Van der Graaff del ININ

En el desarrollo experimental de esta investigación, si bien no participé directamente en la realización de los experimentos, puedo proporcionar una descripción detallada del procedimiento seguido. El experimento fue diseñado y ejecutado por el equipo encargado del Laboratorio del Acelerador Tandem en el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares en México. Este conjunto experimental se llevó a cabo en dos etapas: la primera en el año 2013 y la segunda en el año 2017, con el objetivo de comparar los resultados y verificar la reproducibilidad del experimento. Durante ambas ejecuciones, se emplearon las mismas técnicas de medición, lo cual permitió analizar la consistencia de los datos obtenidos a lo largo del tiempo.

El Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) cuenta con un avanzado acelerador de partículas Tandem, considerado el acelerador de mayor energía que actualmente opera en el país, cuya función es incrementar la velocidad y energía de partículas cargadas (electrones, protones o núcleos atómicos) a través de campos eléctricos y magnéticos. Este proceso permite alcanzar velocidades cercanas a la de la luz, facilitando colisiones que revelan las propiedades fundamentales de la materia [25].

2.1. Etapas del acelerador y manipulación del haz

El Laboratorio del acelerador esta dividido en varias salas como se observa en la figura 2.1. El sistema de aceleración comienza en la fuente de iones, donde se generan partículas negativas del elemento en estudio. Posteriormente, los iones se introducen en el tanque del acelerador, donde pasan por dos fases: primero, son dirigidos hacia el centro del tanque mediante un gradiente de potencial; luego, atraviesan láminas delgadas de carbono, conocidas como “*strippers*”, que eliminan los electrones de valencia y convierten los iones en partículas positivas. Una segunda fase de aceleración aumenta su energía mediante otro gradiente de potencial.

El acelerador incluye un sistema de selección del haz, en el cual un electroimán deflector desvía los iones de carga adecuada en un ángulo de 90 grados, asegurando que las

partículas alcanzarán al blanco con la energía apropiada. Los cuadrupolos enfocan el haz para concentrar las partículas en un plano perpendicular a su trayectoria. La línea del haz, construida en acero inoxidable, se mantiene a un vacío profundo de 10^{-6} torr, lo cual minimiza la dispersión. El tanque del acelerador tiene dimensiones de 10 metros de longitud, 2.5 metros de diámetro y está presurizado con una mezcla de gases (80 % nitrógeno y 20 % dióxido de carbono) que además de optimizar la eficiencia de aceleración, funciona como un dieléctrico al reducir el riesgo de descargas eléctricas, permitiendo el manejo seguro de los altos voltajes requeridos para la operación [26].

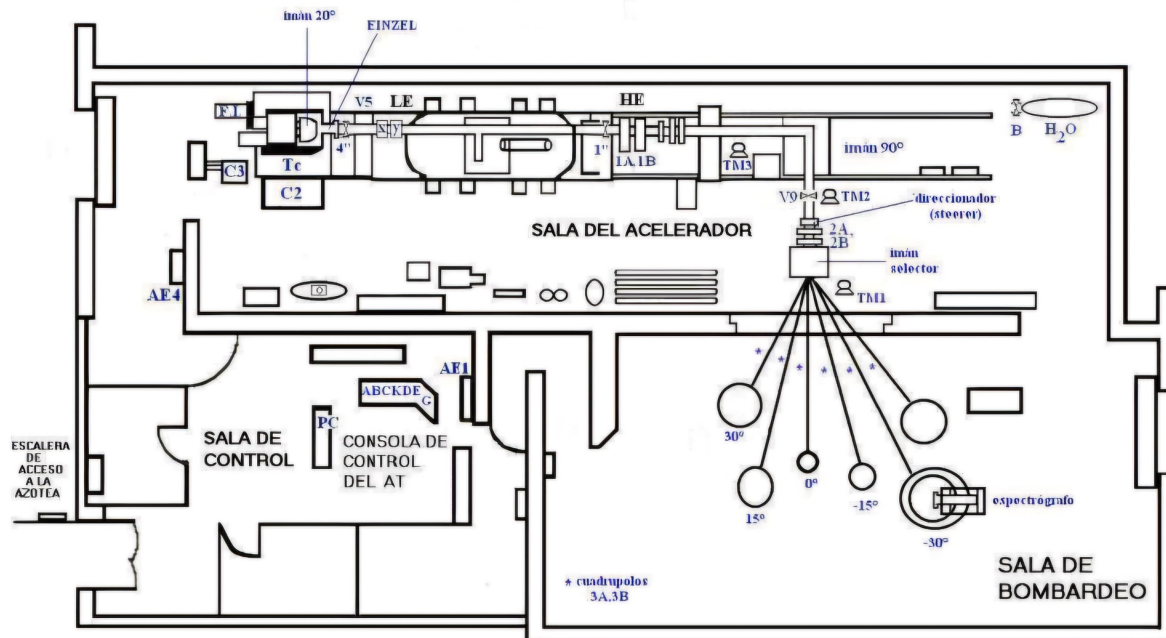


Figura 2.1: Esquema del Laboratorio del Acelerador Tandem [27].

2.2. Preparación del blanco y producción del haz

Para los experimentos, se utilizó un blanco de aluminio con una pureza del 99 %, un espesor de $9 \mu\text{m}$ para las mediciones del año 2013 y un blanco con un espesor de $6 \mu\text{m}$ para las mediciones de 2017. El haz de litio se genera con un cátodo de hidruro de litio (LiH), produciendo iones moleculares y puros, siendo los de mayor corriente los iones ${}^7\text{Li}^-$ y ${}^7\text{LiH}_2^-$. Para el experimento, solo se consideraron los iones en el estado de carga $3+$, asegurando la precisión en la aceleración y control del haz [27].

2.3. Sistemas de detección

El montaje experimental incluyó detectores específicos: un detector de germanio hiperpuro (HpGe) y un detector de silicio de barrera superficial (SSB), como se ilustra en la figura 2.2. El detector SSB mide las partículas cargadas retrodispersadas, mientras que el

HpGe detecta los rayos gamma provenientes de los núcleos residuales que emiten radiación tras liberar su energía excedente [28].

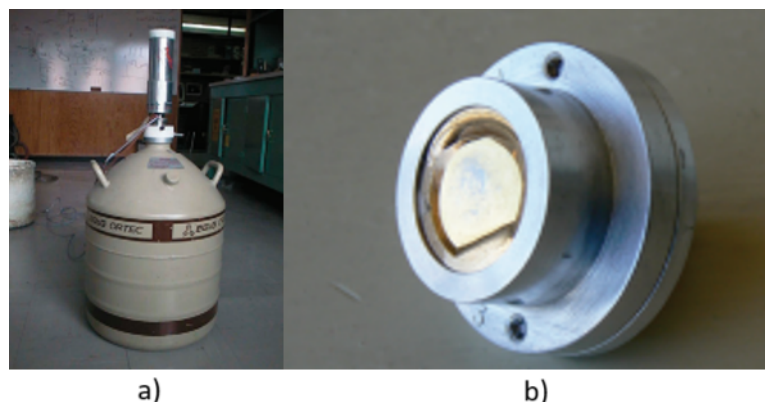


Figura 2.2: a) Detector de germanio hiperpuro (HpGe). b) Detector de silicio de barrera superficial (SSB) [29].

2.4. Arreglo experimental y condiciones de operación

El arreglo experimental se compone de una cámara de bombardeo con un diámetro interno de 24.8 cm, en la cual se posicionan el blanco de ^{27}Al y el detector de silicio SSB, a ángulos de 125° y 150° con respecto al haz. Para la detección de rayos gamma, un detector HpGe se coloca externamente a 125° como se observa en la figura 2.3. El sistema se evacúa mediante bombas mecánicas y turbomoleculares para alcanzar un vacío de 10^{-5} torr, asegurando un entorno óptimo para las mediciones precisas.

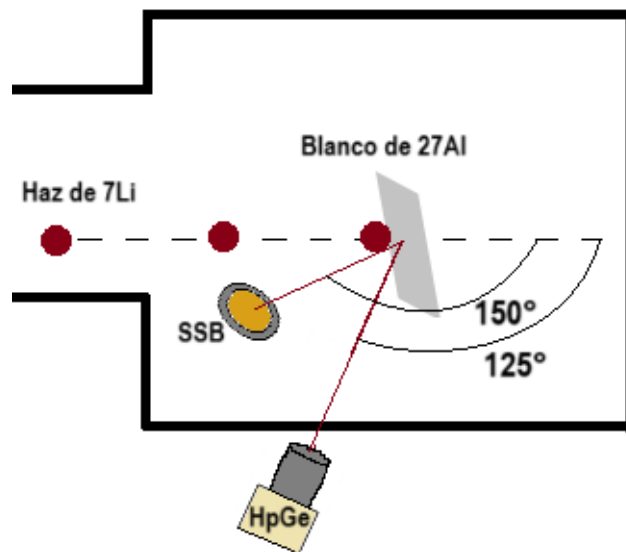


Figura 2.3: Representación esquemática de arreglo experimental.

2.5. Medición para la curva de eficiencia

Como se explicó en la sección 1.4.1 se abordó el tema de la eficiencia de los detectores y su relación con la medición de eventos. Es fundamental recalcar la importancia de calcular la eficiencia absoluta de un detector, ya que este parámetro no solo se vincula con el número de eventos que llegan al detector y aquellos que realmente son registrados, sino que también considera otros factores críticos.

La eficiencia absoluta se determina mediante el uso de fuentes radiactivas certificadas, lo que permite establecer un estándar de referencia. Posteriormente, se ajusta una función matemática que facilita el cálculo de esta eficiencia para diferentes energías. Este ajuste es fundamental, ya que proporciona una herramienta para predecir el comportamiento del detector en condiciones específicas de operación.

Las fuentes de calibración empleadas fueron ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu y ^{241}Am , las cuales emiten rayos γ en un intervalo de energía de 25 y 1500 keV. En la tabla 2.1 se resumen las actividades, incertidumbres y fechas de certificación de las fuentes antes mencionadas.

Tabla 2.1: Actividades de las fuentes calibradas utilizadas, junto con sus incertidumbres relativas y fechas de certificación.

Isótopo	Actividad	Incertidumbre	Fecha de Certificación
^{241}Am	11.160 μCi	5.0 %	Abril 11, 1986
^{133}Ba	10.540 μCi	4.8 %	Abril 11, 1986
^{60}Co	11.500 μCi	1.9 %	Abril 11, 1986
^{137}Cs	10.900 μCi	3.7 %	Abril 11, 1986
^{152}Eu	216.1 kBq	3.5 %	Mayo 18, 2001

Capítulo 3. Cálculos y parámetros experimentales

En este capítulo, se presentan los cálculos necesarios para interpretar y analizar los resultados obtenidos en los experimentos. Estos cálculos permiten determinar parámetros clave, como la eficiencia del sistema de detección, el ángulo sólido involucrado en las mediciones, el número de átomos presentes en el blanco, y otros factores experimentales esenciales. La correcta determinación de estos valores es fundamental para garantizar la validez y precisión de los resultados reportados en los análisis posteriores.

Cada sección de este capítulo aborda un aspecto específico del tratamiento de datos experimentales, describiendo tanto la metodología empleada como los valores obtenidos, que serán utilizados en capítulos subsiguientes para la interpretación física y la comparación con modelos teóricos.

3.1. Cálculo de curva de eficiencia

Los espectros de emisión de gammas se midieron con el mismo arreglo experimental, que se usó para medir cada fuente de calibración. Para calcular la eficiencia, se investigaron las emisiones gamma de las fuentes de la tabla 2.1 en la pagina del “*Laboratoire National Henri Becquerel*”[30]. Esto permitió identificar las emisiones gamma, sus energías e intensidades de emisión para cada radionúclido como se observa en la tabla 3.1.

Tabla 3.1: Fuentes de calibración, sus gammas, intensidades correspondientes y sus incertidumbres [30].

Fuentes certificadas	E_γ (keV)	Intensidad (%)
^{133}Ba	53.1622 (18)	2.14 (6)
	80.9979 (11)	33.31 (30)
	276.3989 (12)	7.13 (6)
	302.8508 (5)	18.31 (11)
	356.0129 (7)	62.05 (19)
	383.8485 (12)	8.94 (6)
^{60}Co	1173.228 (3)	99.85 (3)
	1332.492 (4)	99.98 (6)

Fuentes certificadas	E_γ (keV)	Intensidad (%)
^{137}Cs	661.655 (3)	85.01 (20)
^{152}Eu	121.7817 (3)	28.41 (13)
	244.6974 (8)	7.55 (4)
	344.2785 (12)	26.59 (12)
	367.7891 (20)	0.862 (5)
	411.1165 (12)	2.238 (10)
	778.9045 (24)	12.97 (6)
	867.380 (3)	4.243 (23)
	964.079 (18)	14.50 (6)
	1085.837 (10)	10.13 (6)
	1112.076 (3)	13.41 (6)
	1212.948 (11)	1.416 (9)
1408.013 (3)	20.85 (8)	
^{241}Am	26.3446 (2)	2.31 (8)
	59.5409 (1)	35.92 (17)

Se llevó a cabo la calibración de los espectros obtenidos a partir de las fuentes de calibración. Este proceso incluyó un análisis detallado de los espectros correspondientes a los experimentos realizados en 2013 y 2017. Durante la calibración, se identificaron tanto los picos característicos de las fuentes como los correspondientes al fondo natural. Las figuras que ilustran este análisis se encuentran en el Anexo 1.

Se analizaron los espectros obtenidos de las fuentes calibradas utilizando los programas DAMM e Interspec [31]. Se realizaron los ajustes correspondientes a los fotopicos e integraciones de las áreas bajo las curvas para cada uno de ellos como se observa en el ejemplo de la figura 3.1.

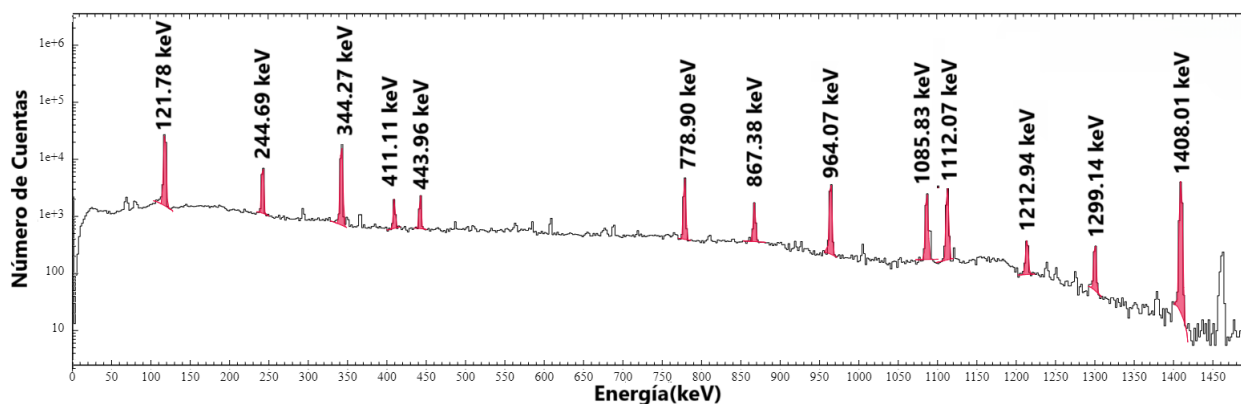


Figura 3.1: Integración de los fotopicos de la fuente calibrada de ^{152}Eu obtenidos mediante los softwares DAMM e Interspec.

Para calcular la curva de eficiencia, primero se obtuvo la eficiencia absoluta (véase anexo 1) y posteriormente se realizó el cálculo de la curva de eficiencia, en ambos experimentos se realizó el ajuste de la curva en 2 regiones, para el experimento del año 2013,

el ajuste se llevó a cabo en un intervalo de $0 \text{ keV} < E_\gamma < 59.54 \text{ keV}$, y el segundo intervalo desde 59.54 keV en adelante como se observa en la figura 3.2. Para el experimento del año 2017 el ajuste se hizo en un intervalo de $0 \text{ keV} < E_\gamma < 121.78 \text{ keV}$, y el segundo intervalo desde 121.78 keV en adelante como se observa en la figura 3.3.

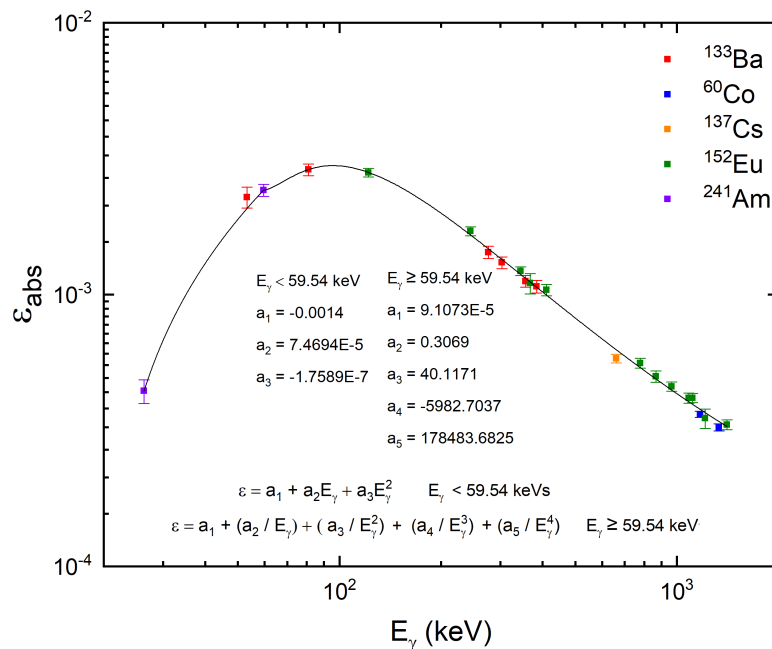


Figura 3.2: Curva de eficiencia absoluta medida en 2013.

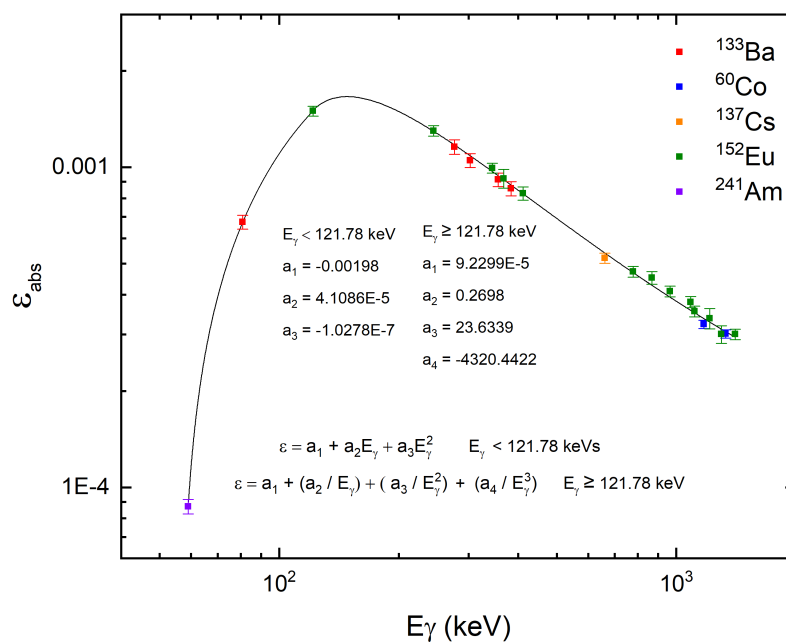


Figura 3.3: Curva de eficiencia absoluta medida en 2017

3.2. Cálculo del ángulo sólido y número de proyectiles

Para la medición dentro de la cámara de bombardeo, el haz de litio atraviesa un colimador de 0.5 cm de diámetro. A una distancia de 5.8 cm del colimador se ubica el detector de barrera superficial, alineado de manera paralela al colimador; haciendo el cálculo utilizando la ecuación (1.9), el ángulo sólido da un resultado de $\Omega = 0.005836$ sr. Para el análisis del número de proyectiles incidentes, se utilizó un detector de barrera superficial. En las figuras 3.4 y 3.5, se observan los espectros de partículas cargadas, donde se destaca una caída en la mitad del espectro, alrededor de 3000 keV, que corresponde a la energía en la que ocurre la retrodispersión en la superficie del blanco. A medida que aumenta la energía de bombardeo, dicha caída tiende a desaparecer, y en su lugar se observa una elevación en el espectro, que podría atribuirse al rompimiento del proyectil como se mencionó anteriormente en una α y un t , generando un exceso de partículas cargadas que contaminan el espectro de retrodispersión.

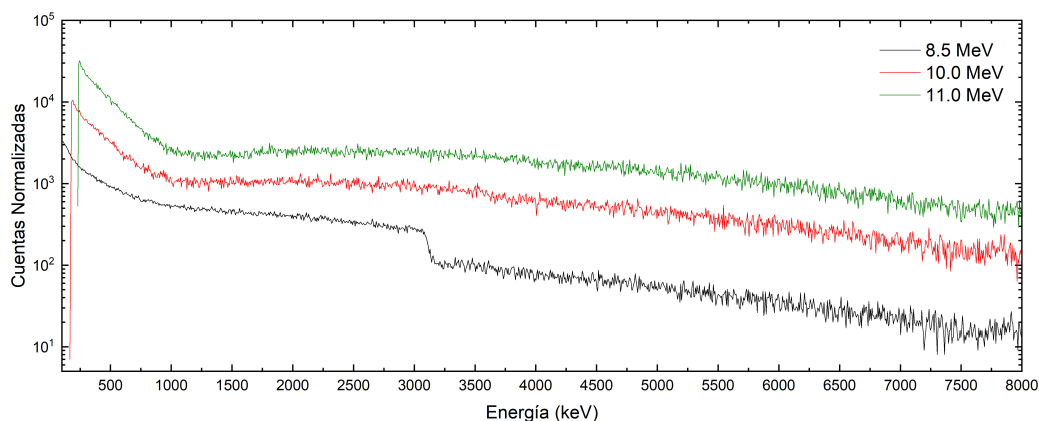


Figura 3.4: Espectros de partículas cargadas (2013).

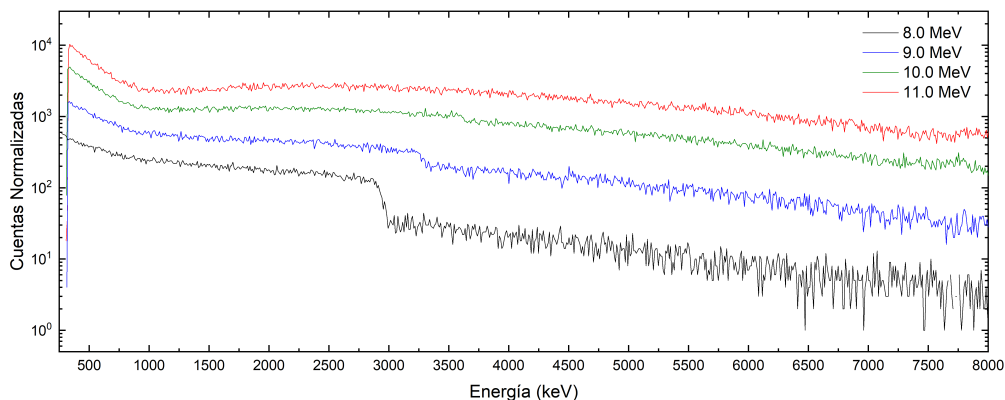


Figura 3.5: Espectros de partículas cargadas (2017).

El cálculo se realizó con el Software SIMNRA tomando en cuenta la geometría de la figura 3.6, donde el ángulo incidente $\alpha = 15^\circ$, el ángulo de salida $\beta = 15^\circ$ y el ángulo

de dispersión $\theta = 150^\circ$, para ambos arreglos experimentales de los años 2013 y 2017 respectivamente.

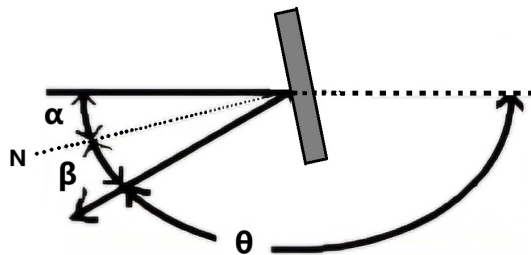


Figura 3.6: Configuración geométrica del experimento, donde se considera el ángulo de incidencia α , el ángulo de salida β y el ángulo de dispersión θ . Los ángulos α y β se definen en relación con la normal N a la superficie, representada por una línea punteada delgada.

Al ajustar los parámetros en el software, este genera el número de partículas por estereorradián (Particles*sr). Para obtener únicamente el número total de partículas, es necesario dividir este valor por el ángulo sólido subtendido por el detector de partículas cargadas previamente calculado. Como se observa en la tabla 3.2, el número de proyectiles incidentes en el blanco para los experimentos de 2013 y 2017, varía debido a diferencias en las condiciones experimentales, como la corriente del haz, el tiempo de bombardeo entre otros factores. Las corrientes alcanzadas en los dos experimentos fueron distintas debido a la operación del acelerador, lo que afectó la cantidad de proyectiles.

Tabla 3.2: Cálculo del número de partículas o proyectiles que llegan al blanco para diferentes energías en los años 2013 y 2017.

2013			2017		
Energía (MeV)	Partículas*sr	Número de partículas	Energía (MeV)	Partículas*sr	Número de partículas
8.5	1.60×10^{11}	2.75×10^{13}	8.0	4.55×10^{10}	7.81×10^{12}
10.0	9.60×10^{10}	1.65×10^{13}	9.0	7.12×10^{10}	1.22×10^{13}
11.0	9.00×10^{10}	1.54×10^{13}	10.0	1.78×10^{11}	3.05×10^{13}
			11.0	1.13×10^{11}	1.94×10^{13}

3.3. Cálculo del número de átomos en el blanco

Para el cálculo del número de átomos en el blanco, se partió del conocimiento de los grosores experimentales. En el caso del año 2013, el blanco tenía un grosor de $9 \mu\text{m}$, mientras que en 2017 su grosor era de $6 \mu\text{m}$. Estos valores se convirtieron a unidades de átomos por centímetro cuadrado (átomos/cm²) utilizando la relación (3.1):

$$N = \frac{\rho \cdot d \cdot N_A}{M} \quad (3.1)$$

donde N es el número de átomos por unidad de área, ρ es la densidad del material del blanco en g/cm³, d es el grosor en centímetros, N_A es el número de Avogadro

$(6.022 \times 10^{23}$ átomos/mol), y M es el peso molecular del material en g/mol.

Se realizaron los cálculos correspondientes con la ecuación anterior para obtener el número de átomos por centímetro cuadrado en ambos casos y los resultados se presentan en la tabla 3.3, donde se detallan los valores obtenidos para los años 2013 y 2017.

Tabla 3.3: Número de átomos por centímetro cuadrado calculado para diferentes grosores del blanco en 2013 y 2017.

Número de Átomos en el Blanco ($\text{Átomos}/\text{cm}^2$)	
2013	2017
5.41×10^{19}	3.67×10^{19}

Capítulo 4. Análisis de resultados del experimento de 2017

En este capítulo, se presentan los resultados experimentales obtenidos en el experimento realizado en 2017, junto con su análisis e interpretación en el contexto de los objetivos de este trabajo. Este experimento representa un punto clave en la investigación, ya que permitió superar las limitaciones encontradas en el experimento inicial realizado en 2013.

El experimento de 2013, aunque exhaustivo en su diseño y ejecución, presentó resultados que no fueron concluyentes debido a ciertas limitaciones en las mediciones y al análisis realizado en ese momento. Estas dificultades generaron incertidumbres significativas, lo que llevó a la decisión de no basar las interpretaciones principales de este trabajo en esos datos. La decisión de separar el análisis de los datos de 2013 en un capítulo posterior (Capítulo 5) responde a la necesidad de mantener un enfoque claro y organizado, dado que los resultados de ese experimento tienen un carácter preliminar y sirven como antecedente para los avances logrados en 2017.

A lo largo del capítulo, se incluyen los espectros de fusión medidos, las secciones eficaces calculadas, y su comparación con datos previos y modelos teóricos relevantes. Se discuten además las implicaciones de estos resultados dentro del marco del estudio, resaltando su relevancia en el contexto actual de la investigación.

4.1. Espectros de fusión

Primero, se llevó a cabo un análisis detallado del proceso de fusión-evaporación para identificar los posibles núcleos residuales generados tras la interacción del sistema ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$. Este estudio es esencial para interpretar los espectros de rayos γ obtenidos en los experimentos de fusión, ya que los núcleos residuales son responsables de las transiciones nucleares que emiten estas gammas características.

El esquema jerárquico de canales de evaporación de la figura 4.1, permite visualizar las diferentes vías de emisión de partículas (α, p, n) y su secuencia, lo que da lugar a una variedad de núcleos residuales. Estas rutas, determinadas por las probabilidades de emisión y los niveles de energía del núcleo compuesto, son claves para predecir las energías

gamma esperadas en los espectros experimentales. Este enfoque asegura una correlación directa entre los productos residuales identificados y las transiciones nucleares observadas en los espectros, facilitando la interpretación de los datos y su comparación con modelos teóricos.

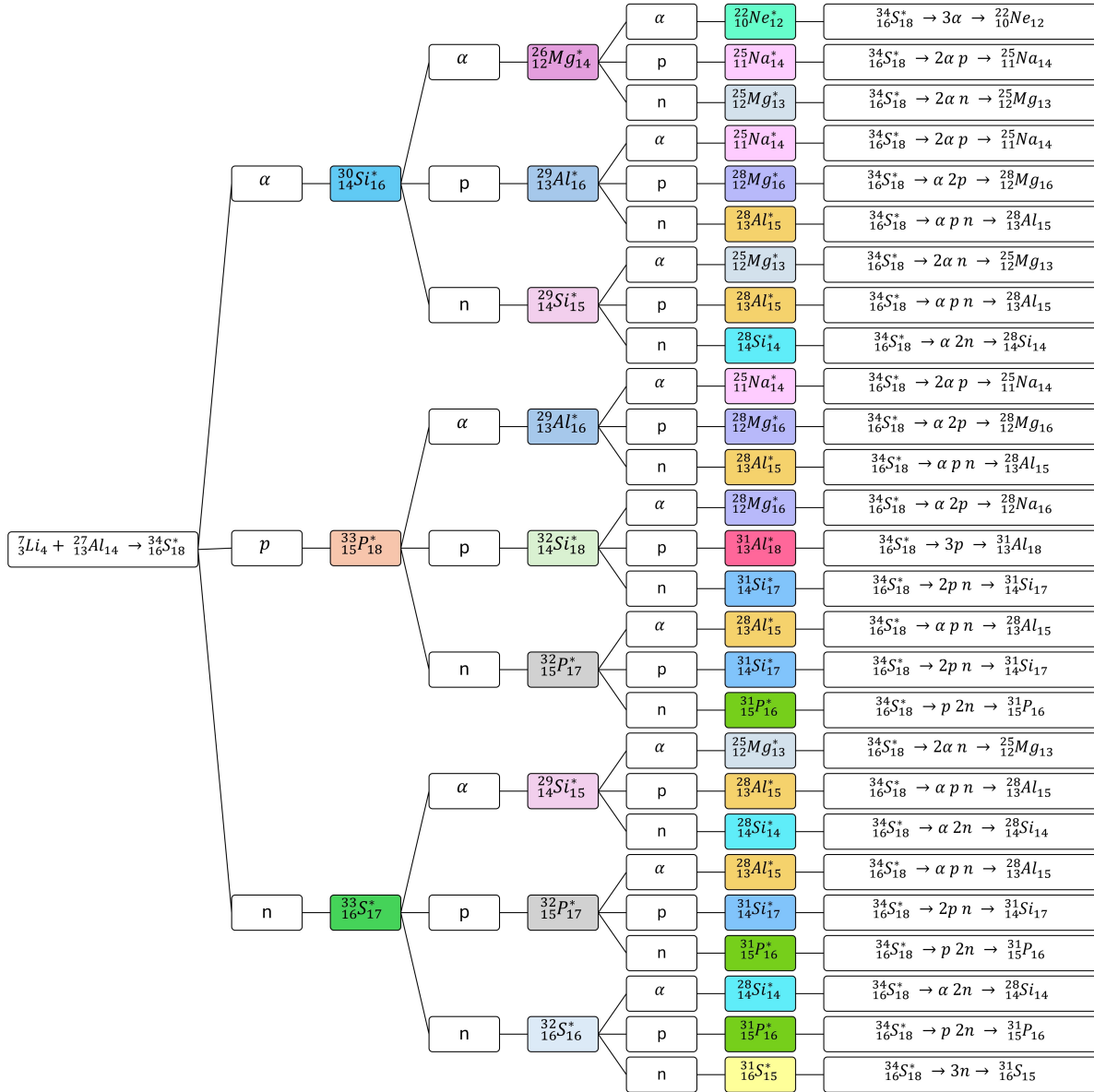


Figura 4.1: Diagrama jerárquico de los canales de desintegración del sistema ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ mediante el proceso de fusión-evaporación. Se ilustran las distintas rutas de emisión de partículas (α , p , n) que conducen a la formación de núcleos residuales.

Para medir la fusión, fue necesario analizar los datos experimentales de la reacción de fusión entre ${}^7\text{Li}$ y ${}^{27}\text{Al}$ a energías próximas a la barrera Coulombiana, con $B = 6.53$ MeV en el sistema centro de masas como se observa en la tabla 4.1.

Tabla 4.1: Datos experimentales (2017), tiempo de bombardeo y corriente promedio alcanzada en el blanco a distintas energías

E_{lab} (MeV)	$E_{c.m.}$ (MeV)	Tiempo de bombardeo (s)	Corriente I_t (nA)
8.0	6.35	3291	15
9.0	7.14	6158	12
10.0	7.94	4148	25
11.0	8.73	3696	14

Se llevó a cabo un análisis detallado de los espectros de rayos γ obtenidos, con el objetivo de identificar las emisiones γ originadas por la reacción de fusión. Para ello, como se muestra en la figura 4.2, se compararon los espectros de energía registrados con el espectro de fondo de rayos γ . Esta comparación permitió distinguir las posibles emisiones γ asociadas a la reacción de fusión, separándolas de aquellas atribuibles al ruido de fondo o a procesos no relacionados con la reacción principal. En la tabla 4.2 se presentan las energías de las emisiones γ analizadas, destacando aquellas que corresponden a la señal esperada de la fusión.

Tabla 4.2: Resumen de energías gamma e intensidades para diversos núcleos residuales.

ID	Núcleo residual	E_γ (keV)	Intensidad (%)	ID	Núcleo residual	E_γ (keV)	Intensidad (%)
1	^{32}P	78.05 (2)	100	24	^{29}Si	1631.0 (3)	100
2	^{33}P	353.00	<8.6	25	^{32}P	1676.89 (11)	100 (6)
3	^{29}Al	469.80	<2	26	^{32}P	1687.90 (7)	100.0 (13)
4	^{32}P	474.69 (12)	<4.3	27	^{32}P	1754.94 (11)	2.2 (6)
5	^{32}P	480.30 (3)	<2.9	28	^{28}Si	1778.96	100
6	^{32}P	512.69 (3)	100	29	^{29}Si	1793.83 (8)	100 (4)
7	^{29}Si	556.2 (2)	10.1 (12)	30	^{26}Mg	1808.68	100
8	^{33}S	602.50 (10)	<2	31	^{32}P	1826.10 (14)	100.0 (11)
9	^{32}P	636.68 (5)	100 (4)	32	^{33}P	1847.6 (2)	100.0 (5)
10	^{33}P	691.00 (4)	8.2 (12)	33	^{29}Si	2028.09 (7)	100.0 (6)
11	^{29}Si	754.84 (7)	6.4 (6)	34	^{33}S	2093.70	<6
12	^{33}S	840.974 (14)	100	35	^{32}P	2099.0 (3)	100 (10)
13	^{32}P	971.70 (14)	34.0 (5)	36	^{32}P	2139.65 (12)	20.8 (25)
14	^{29}Si	1038.89 (10)	21 (3)	37	^{32}P	2217.70 (12)	100 (4)
15	^{32}P	1126.10 (14)	29.9 (16)	38	^{29}Al	2224.0 (3)	100
16	^{29}Al	1208.90	20 (4)	39	^{32}P	2227.57 (7)	100 (15)
17	^{32}P	1244.75 (3)	68.4 (17)	40	^{32}S	2230.49 (15)	100
18	^{31}P	1266.1 (1)	100	41	^{29}Si	2425.73 (20)	100.0 (8)
19	^{29}Si	1273.361 (9)	100	42	^{32}S	2776.2 (12)	100.0 (5)
20	^{32}P	1322.81 (2)	100.0 (17)	43	^{29}Si	2806.3 (3)	100 (6)
21	^{29}Al	1398.0 (2)	100	44	^{32}P	2926.3 (9)	100.0 (10)
22	^{33}P	1431.7 (2)	100	45	^{33}S	3220.49 (3)	64 (3)
23	^{32}S	1595.5 (2)	100 (3)	46	^{32}P	3241.6 (15)	100 (3)

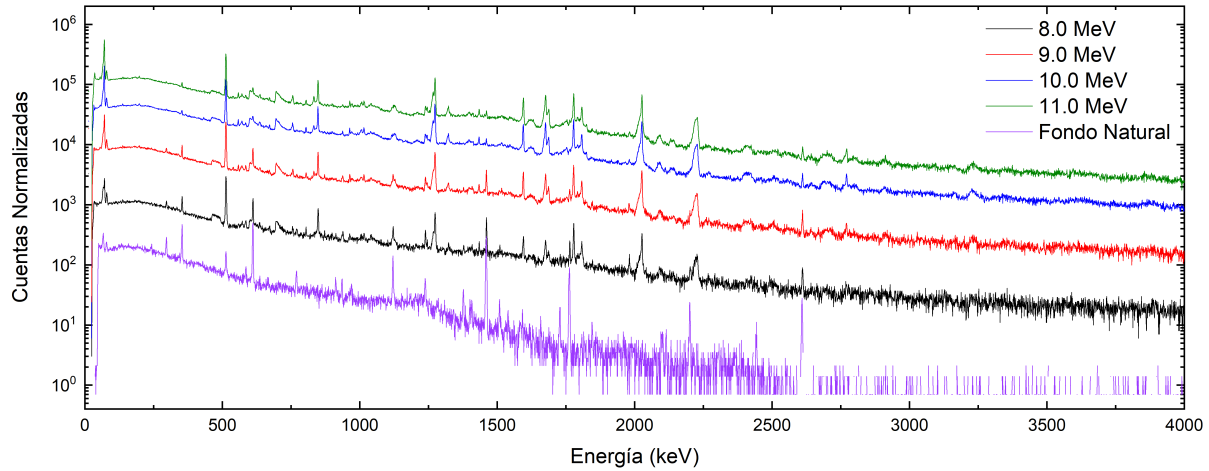


Figura 4.2: Espectros de rayos γ (2017) medidos a distintas energías, se escalaron para una buena comparación.

La identificación de los fotopicos de rayos gamma se realizó únicamente en un espectro representativo de cada experimento, ya que no se observaron picos nuevos ni cambios significativos en los espectros analizados. En este caso, se consideró identificar el espectro de de emisiones gamma a una energía $E_{lab} = 10.0$ MeV como se observa en las figuras 4.3 y 4.4.

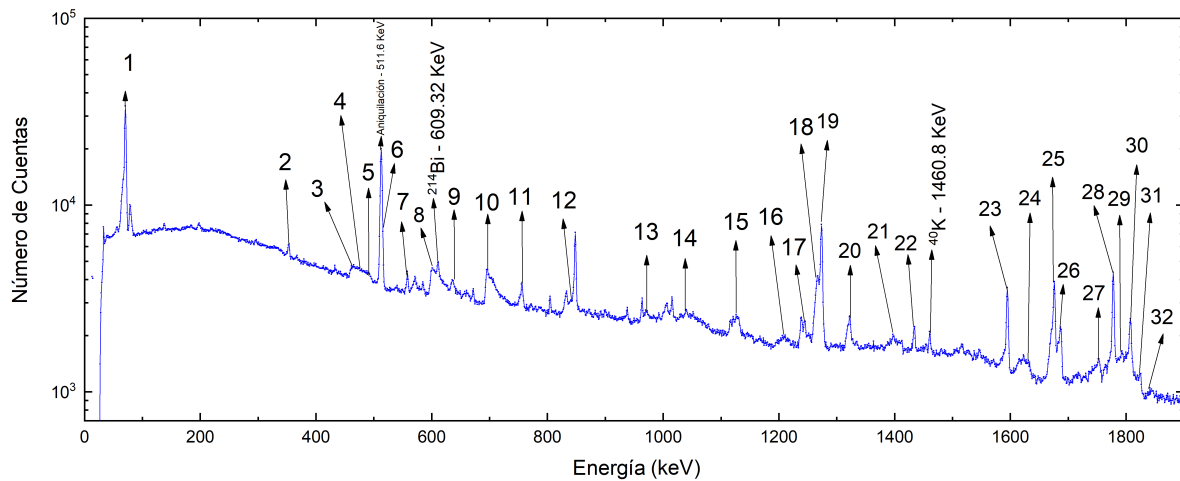


Figura 4.3: Espectro identificado de rayos γ (2017), en un intervalo de energía de 0 keV a 1900 keV

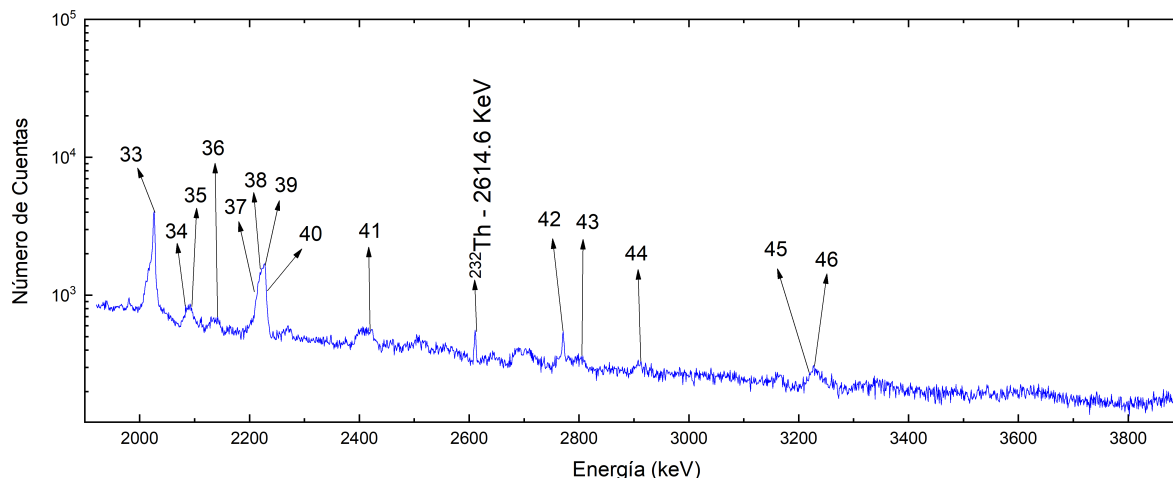


Figura 4.4: Espectro identificado de rayos γ (2017), en un intervalo de energía de 1900 keV a 4000 keV

Para el cálculo de la sección eficaz, como se mencionó en la sección 1.2, se seleccionaron únicamente los rayos γ que corresponden a las transiciones desde niveles excitados hacia el nivel base, tabla 4.3.

Tabla 4.3: Energías de rayos γ que van de niveles excitados directos al estado base.

Núcleo	Energía (keV)
^{32}P	78.05 (2)
^{31}P	1266.1 (1)
^{29}Si	1273.361 (9)
^{32}P	1322.81 (2)
^{33}P	1431.7 (2)
^{28}Si	1778.969 (11)
^{26}Mg	1808.68 (4)
^{29}Si	2028.09 (7)
^{32}P	2217.70 (12)
^{29}Al	2224.0 (3)
^{32}S	2230.49 (15)

4.2. Secciones eficaces de fusión

La sección eficaz fue determinada mediante la ecuación (1.18), considerando los parámetros experimentales calculados en el capítulo 3. Los resultados obtenidos para diferentes energías se presentan en la tabla 4.4.

Tabla 4.4: Secciones eficaces de fusión en función de las energías en el sistema de referencia del centro de masa.

$E_{c.m.}$ (MeV)	σ_{FUS} (mb)
6.35	132 ± 9
7.14	356 ± 23
7.94	467 ± 29
8.73	588 ± 37

Los resultados experimentales obtenidos para la sección eficaz de fusión, fueron comparados con los cálculos teóricos realizados utilizando el código computacional CCDEF, como se observa en la figura 4.5.

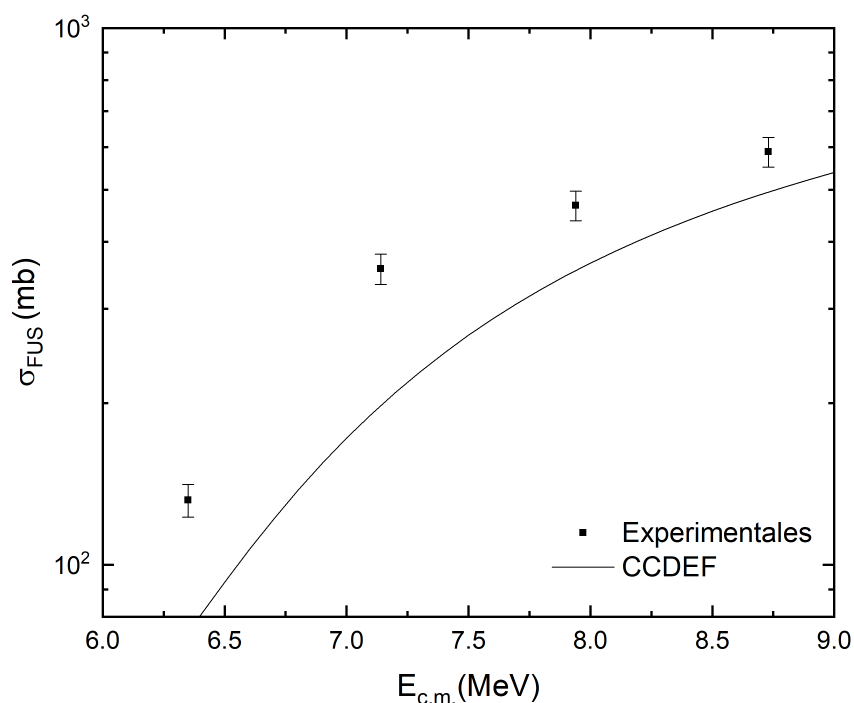


Figura 4.5: Secciones eficaces de fusión en función de la energía en el sistema del centro de masa. Se grafican los datos experimentales obtenidos, junto con cálculos realizados con el modelo CCDEF.

Los resultados experimentales mostraron que la sección eficaz medida se encuentra significativamente por encima de los valores calculados mediante el código computacional CCDEF, tal como se observa en la figura 4.5. Aunque se anticipaba que los datos experimentales excedieran las predicciones de CCDEF debido a las características del sistema estudiado, la discrepancia resultó ser considerablemente mayor de lo esperado. Para entender mejor esta diferencia, se procedió a graficar la sección eficaz en función de los núcleos residuales formados durante la reacción como se observa en la figura 4.6. Esto permitió una comparación más directa con modelos teóricos adicionales, como el código PACE2.

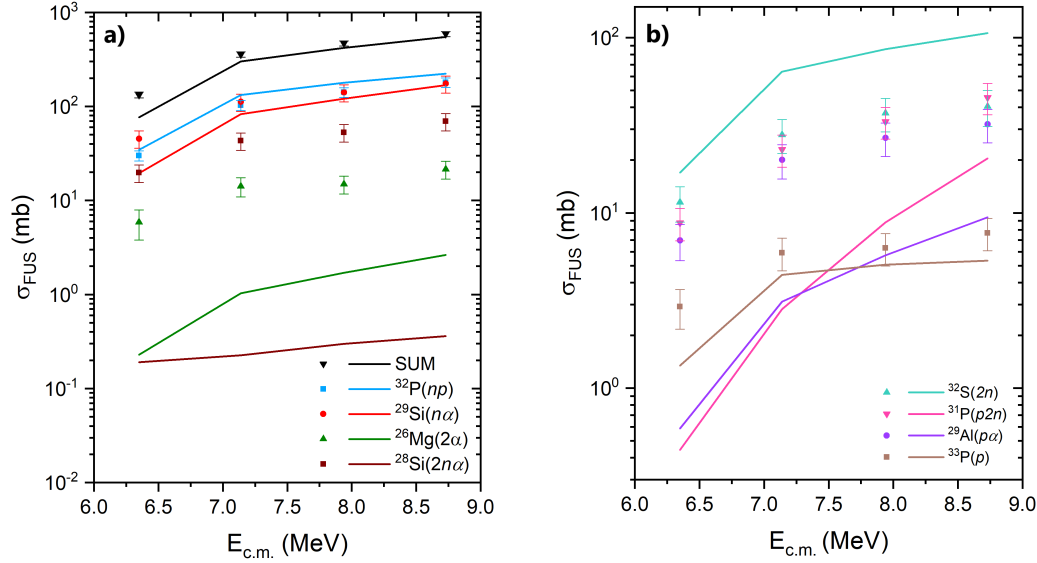


Figura 4.6: (a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código PACE2 (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).

Aunque PACE2 no reproduce con exactitud los resultados experimentales, proporciona una buena idea de los núcleos residuales esperados y su contribución a la sección eficaz. Al analizar los datos obtenidos, se observa un aumento considerable en las secciones eficaces correspondientes a ^{31}P y ^{29}Al . Este comportamiento posiblemente podría explicarse mediante procesos de fusión incompleta, donde el proyectil de ^7Li se fragmenta en un α y un t . Estas partículas resultantes pueden fusionarse con el blanco de ^{27}Al , dando lugar a núcleos residuales como ^{31}P (fusión de $\alpha + ^{27}\text{Al}$) y ^{30}Si (fusión de $t + ^{27}\text{Al}$). Este mecanismo podría explicar el exceso de producción de estos núcleos residuales respecto a las predicciones de PACE2.

Sin embargo, para el caso de ^{28}Si y ^{26}Mg , la discrepancia es aún más pronunciada, con secciones eficaces experimentales muy por encima de los valores calculados. Este comportamiento sugiere la participación de procesos adicionales, como la transferencia de partículas. En el caso de ^{28}Si , se plantea que podría generarse mediante un proceso de transferencia tipo “*stripping*”, en el cual el blanco de ^{27}Al absorbe un protón del proyectil de ^7Li . Por otro lado, la formación de ^{26}Mg podría explicarse por un proceso inverso “*Pickup*”, en el que el proyectil de ^7Li absorbe un protón del blanco de ^{27}Al .

Estas hipótesis plantean un escenario interesante que podría explorarse en estudios futuros, ya que no forman parte del objetivo principal de este trabajo. Dada esta hipótesis, se propone como paso siguiente excluir las contribuciones de ^{28}Si y ^{26}Mg de los análisis de la sección eficaz, con el fin de centrarse en los núcleos residuales generados principalmente por procesos de fusión.

En la tabla 4.5 se presentan los valores de sección eficaz recalculados, mostrando cómo el ajuste impacta en los resultados globales.

Tabla 4.5: Secciones eficaces de fusión en función de las energías en el sistema de referencia del centro de masa, omitiendo las contribuciones de los núcleos de ^{28}Si y ^{26}Mg .

$E_{c.m.}$ (MeV)	σ_{FUS} (mb)
6.35	105 ± 8
7.14	283 ± 20
7.94	385 ± 27
8.73	479 ± 33

Con los valores recalculados de la sección eficaz, se procedió a graficar los nuevos resultados, figura 4.7(a) para visualizar su impacto en la distribución global. En la figura 4.7(b), se presentan los datos ajustados y comparados con el modelo teórico CCDEF.

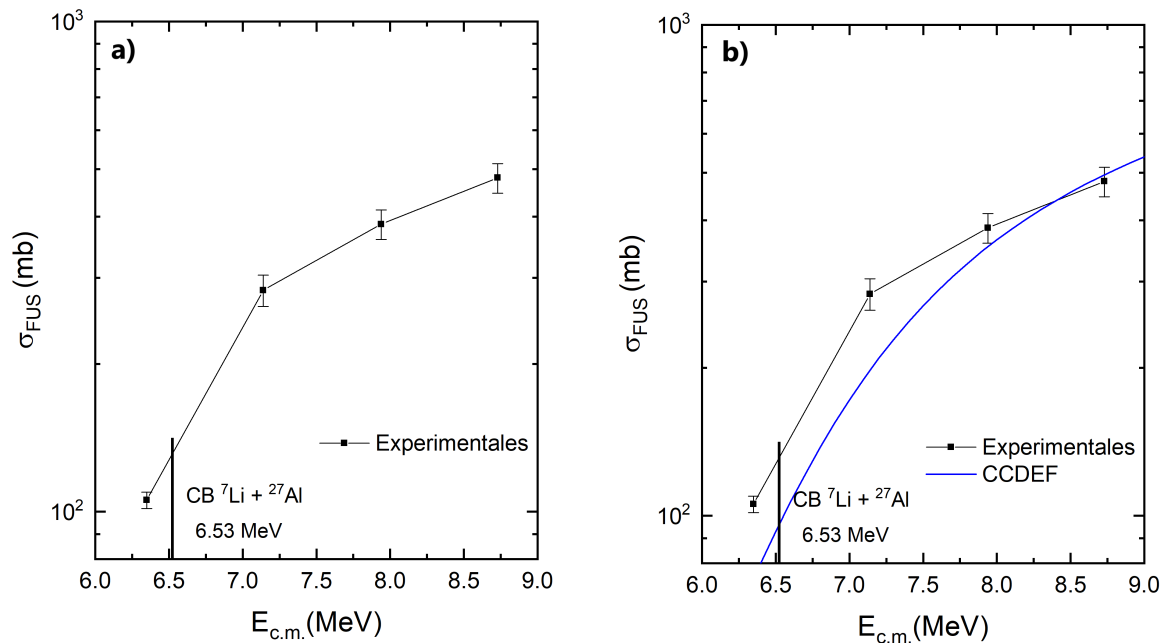


Figura 4.7: (a) Sección eficaz recalculada. (b) Comparación de la sección eficaz ajustada con los cálculos teóricos obtenidos mediante el código computacional CCDEF.

En la figura 4.8 se muestran las secciones eficaces experimentales en función de la energía. Al comparar estos valores con los reportados en estudios previos, se observa una buena concordancia dentro de las incertidumbres experimentales, lo que verifica la confiabilidad de la metodología realizada en este trabajo. Los datos experimentales se alinean bien entre sí, siguiendo la tendencia general reportada por otros autores y la predicción del modelo CCDEF. Tal como se esperaba, para energías cercanas a la barrera coulombiana, los valores experimentales se encuentran ligeramente por encima de los cálculos teóricos del modelo.

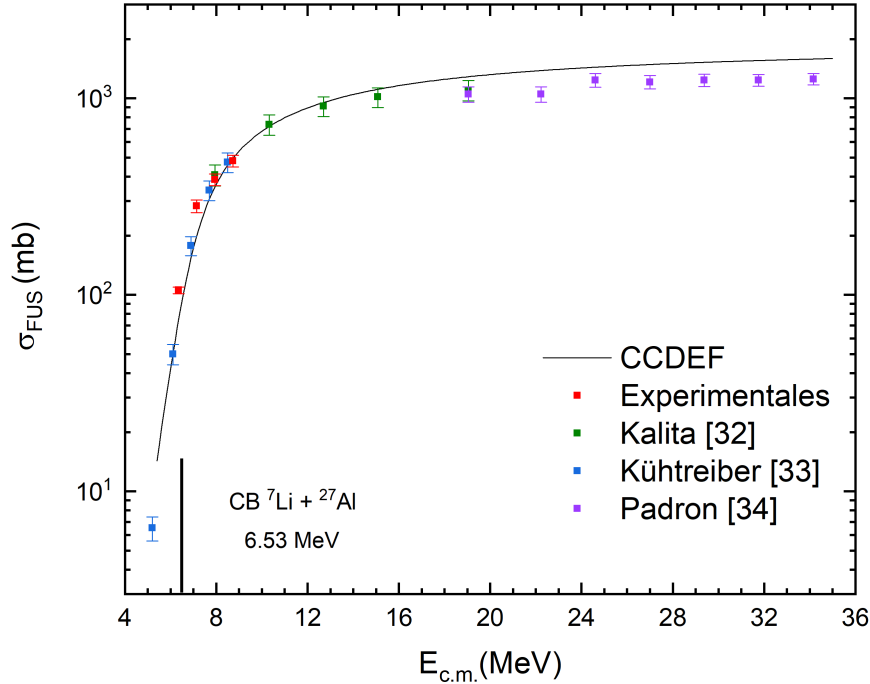


Figura 4.8: Secciones eficaces de fusión en función de la energía en el sistema del centro de masa. Se grafican los datos experimentales obtenidos junto con los valores reportados por otros autores y los cálculos realizados con el modelo CCDEF. La línea vertical indica la barrera coulombiana estimada para el sistema estudiado.

En la tabla 4.6 se presentan las secciones eficaces de los núcleos residuales ^{32}P , ^{29}Si , ^{33}P , ^{29}Al , ^{32}S y ^{31}P a diferentes energías, específicamente a 6.35, 7.14, 7.94 y 8.73 MeV. Los valores mostrados corresponden a los resultados experimentales o teóricos obtenidos para cada núcleo a las energías mencionadas.

Tabla 4.6: Sección eficaz (mb) por núcleo residual a diferentes energías

Núcleo Residual	E_{cm} 6.35 MeV	E_{cm} 7.14 MeV	E_{cm} 7.94 MeV	E_{cm} 8.73 MeV
^{32}P	30 ± 3	103 ± 9	142 ± 12	180 ± 15
^{29}Si	45 ± 7	105 ± 15	141 ± 21	174 ± 25
^{33}P	3 ± 1	5 ± 1	6 ± 1	8 ± 2
^{29}Al	7 ± 2	20 ± 4	26 ± 6	32 ± 7
^{32}S	11 ± 3	28 ± 6	37 ± 8	40 ± 9
^{31}P	9 ± 2	22 ± 5	33 ± 7	45 ± 9

En la figura 4.9 se presentan las secciones eficaces por núcleo residual, destacando que los núcleos residuales ^{32}P y ^{29}Si son los más intensos para ambos años de medición, representando aproximadamente el 70% de la sección eficaz total. El canal ^{32}P está asociado con la emisión combinada de un neutrón y un protón (np), mientras que ^{29}Si se relaciona con la emisión de un neutrón y una partícula alfa ($n\alpha$). Este comportamiento subraya la importancia de estos canales de desintegración como los más favorecidos en los mecanis-

mos de fusión observados.

Además, se observa que las emisiones que involucran neutrones son las más probables dentro de las reacciones estudiadas. Esto se evidencia en los canales correspondientes a ^{32}S ($2n$) y ^{31}P ($2np$), que presentan contribuciones significativas. Por otro lado, las emisiones de protones también tienen relevancia, como se aprecia en los canales ^{29}Al ($p\alpha$) y ^{33}P (p). En conjunto, estos resultados destacan que las emisiones por neutrones y protones dominan los mecanismos de desintegración, configurando el comportamiento característico de las reacciones nucleares observadas.

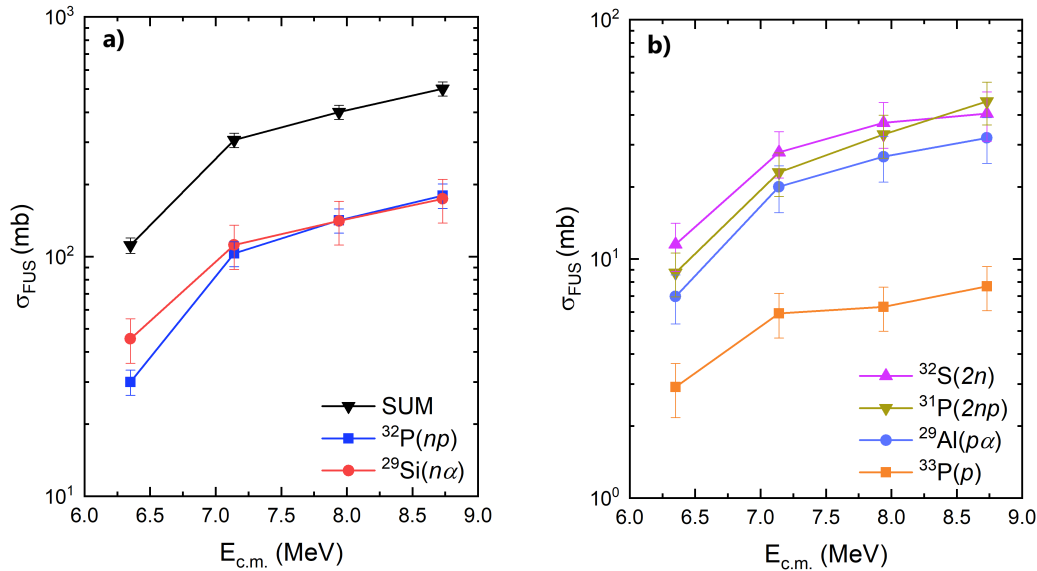


Figura 4.9: (a-b) Sección eficaz por núcleo residual. Los valores en color negro representan la suma total de todas las secciones.

Se realizaron cálculos utilizando el código de fusión-evaporación PACE2 para determinar las secciones eficaces correspondientes a los canales residuales. Los resultados obtenidos se compararon con los datos experimentales, como se muestra en la figura 4.10. Las líneas continuas representan los valores calculados con PACE2, mientras que los símbolos corresponden a los resultados experimentales. Se observa que los cálculos de PACE2 también predicen que los núcleos residuales ^{32}P y ^{29}Si serían los más producidos, en concordancia con los resultados experimentales. Sin embargo, para otros núcleos residuales, los cálculos de PACE2 subestimaron significativamente los valores experimentales, como es el caso de los núcleos ^{31}P y ^{29}Al , mientras que para el núcleo de ^{32}S existe una sobrestimación en la producción en comparación con los datos experimentales.

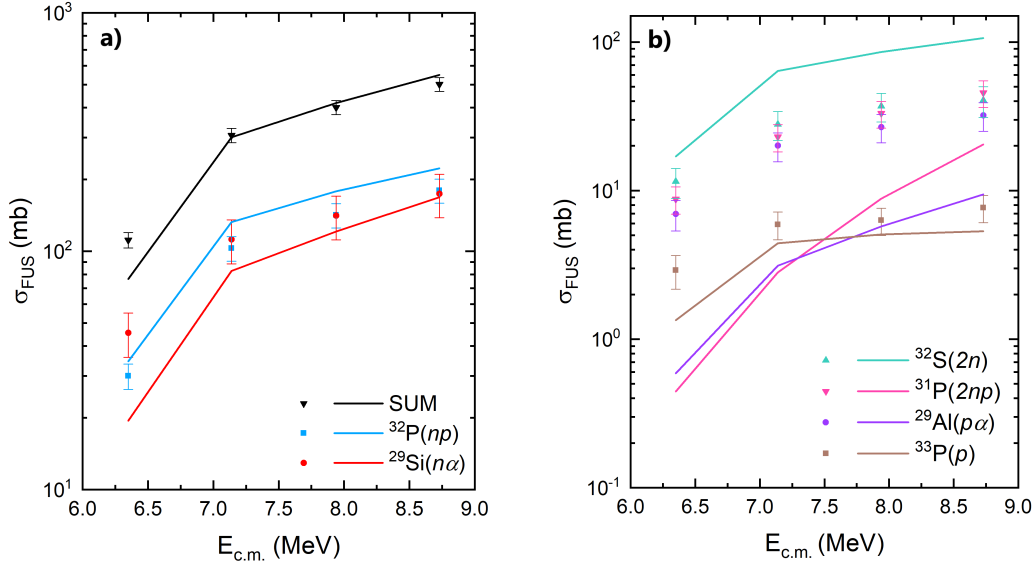


Figura 4.10: (a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código PACE2 (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).

Se realizó la comparación con los resultados obtenidos mediante el código de fusión-evaporación CASCADE, figura 4.11. Este modelo predijo una mayor producción para los núcleos residuales ^{32}P y ^{29}Si , en línea con los resultados experimentales. En el caso de ^{33}P , los cálculos teóricos de CASCADE estuvieron considerablemente por debajo de los valores medidos, mientras que para ^{31}P , los valores teóricos mostraron un buen nivel de concordancia con los datos experimentales. Por otro lado, para ^{29}Al , los valores experimentales fueron notablemente más altos que los predichos por CASCADE, evidenciando limitaciones del modelo en este caso.

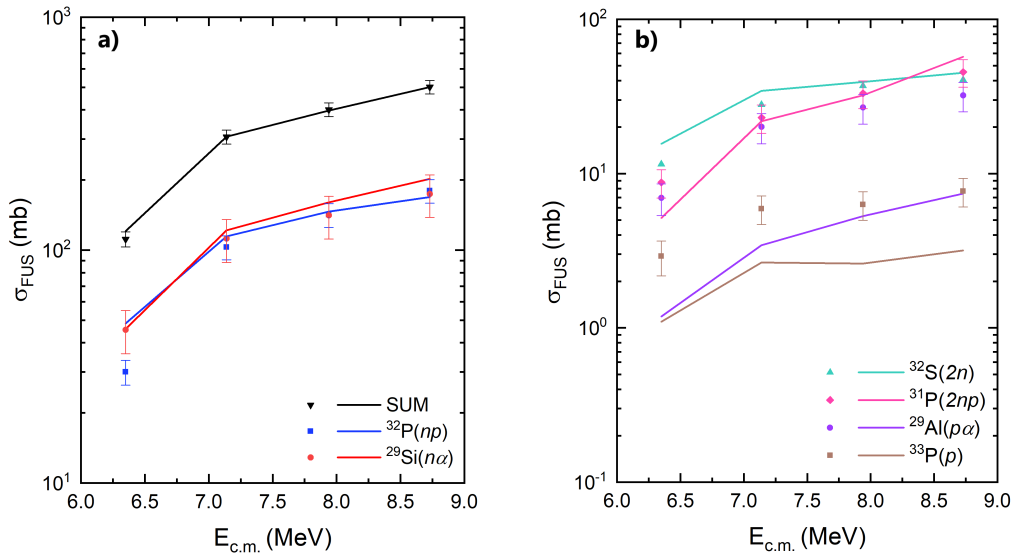


Figura 4.11: (a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código CASCADE (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).

Se compararon los resultados experimentales con las predicciones del código LILITA, figura 4.12. Este modelo identificó a ^{32}P y ^{29}Si como los núcleos residuales más abundantes, en concordancia con los datos experimentales. Sin embargo, para ^{29}Al y ^{32}S , sobrestimó considerablemente las producciones. En el caso de ^{33}P , las predicciones de LILITA excedieron los valores experimentales. Por otro lado, aunque LILITA predijo la producción de ^{31}P , los valores fueron tan pequeños que no representan adecuadamente su contribución real, quedando fuera de consideración.

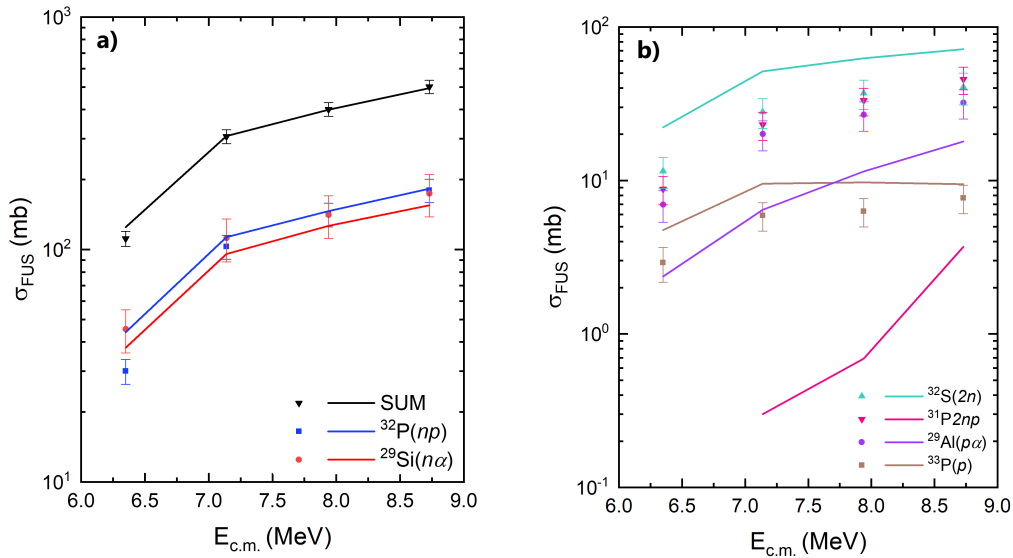


Figura 4.12: (a-b) Comparación de las secciones eficaces calculadas con el código LILITA (líneas continuas) y los datos experimentales por núcleo residual (símbolos).

En todos los códigos computacionales evaluados, se observó una predicción consistente en la producción mayoritaria de los núcleos residuales ^{32}P y ^{29}Si , que contribuyen con más del 60 % de la sección eficaz total. Las discrepancias identificadas en otros núcleos pueden atribuirse, como se mencionó anteriormente, a procesos asociados con la fusión incompleta, como por ejemplo la sobreproducción de ^{29}Al y ^{31}P observada en los resultados experimentales frente a los cálculos teóricos.

Entre los modelos CASCADE, PACE2 y LILITA, se observan similitudes y diferencias marcadas. Para ^{32}P , ^{32}S y ^{29}Si , los tres modelos muestran resultados muy cercanos entre sí y coherentes con los datos experimentales, indicando un buen desempeño en estos canales principales como se muestran en la figura 4.13. Sin embargo, para ^{29}Al y ^{33}P , figura 4.14, los cálculos de LILITA se encuentran ligeramente por encima de los resultados de PACE2 y CASCADE, mientras que estos últimos presentan valores bastante similares entre sí.

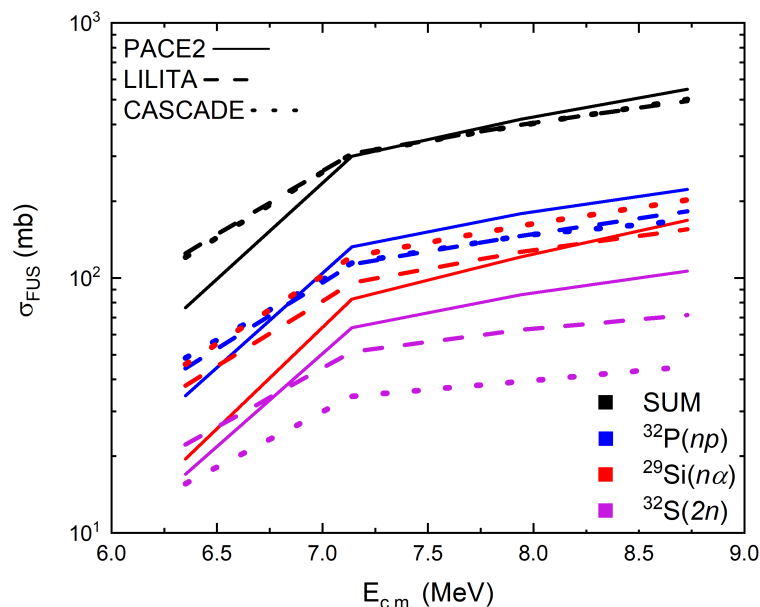


Figura 4.13: Comparación de las secciones eficaces totales (SUM) y de los núcleos residuales ^{32}P , ^{29}Si , y ^{32}S entre los modelos teóricos PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea punteada).

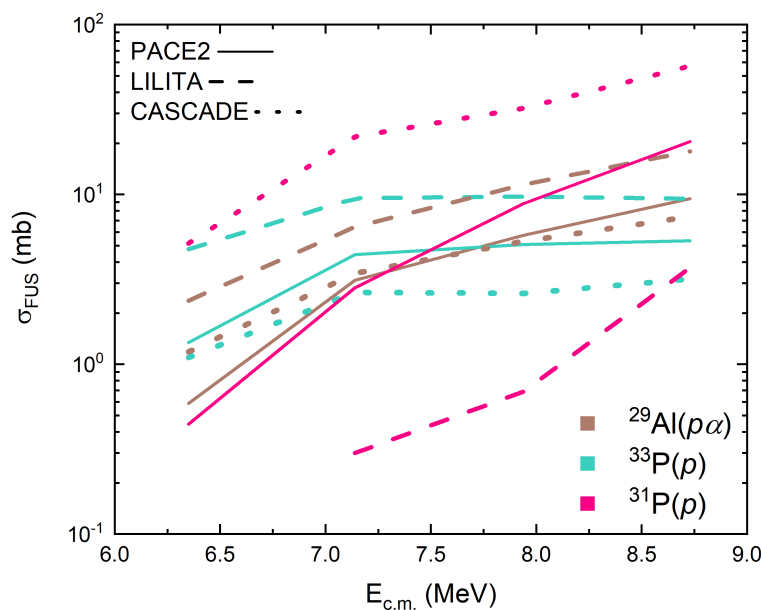


Figura 4.14: Comparación de las secciones eficaces de los datos experimentales, para los núcleos residuales ^{29}Al y ^{33}P calculadas con los modelos teóricos PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea punteada).

De los códigos computacionales se obtuvieron también las multiplicidades de partículas emitidas durante el proceso de fusión-evaporación, como se muestra en la figura 4.15. Estas multiplicidades permiten analizar los canales de emisión más probables y evaluar la

viabilidad de medir la sección eficaz a través de diferentes técnicas. Aunque las multiplicidades sugieren que el uso de neutrones sería el método más adecuado para determinar la sección eficaz, se optaría por emplear protones debido a las dificultades inherentes a la detección de neutrones. Estas complicaciones se deben principalmente a la falta de carga de los neutrones, lo que impide que interactúen directamente con los detectores convencionales, haciendo necesario el uso de técnicas más complejas y menos accesibles.

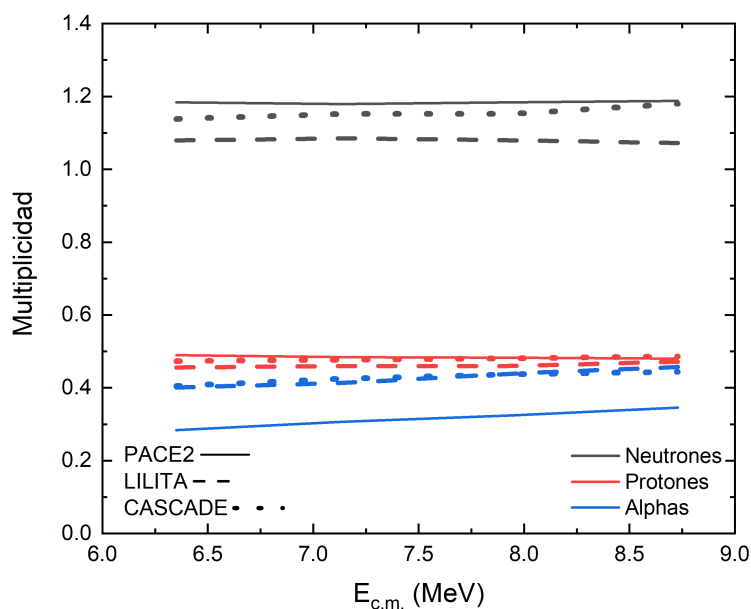


Figura 4.15: Multiplicidades de partículas emitidas obtenidas a partir de los cálculos con los modelos teóricos PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea punteada).

Capítulo 5. Análisis de resultados del experimento de 2013

En este capítulo, se presentan y analizan los resultados obtenidos en el experimento realizado en 2013. Aunque estos datos no fueron utilizados como base principal para las conclusiones de este trabajo debido a su carácter preliminar y a las limitaciones identificadas en su análisis, representan un punto de referencia importante para entender los avances metodológicos y experimentales implementados posteriormente en 2017.

Cabe aclarar, que ya no se explicara tan a detalle como en el capítulo anterior, ya que se le aplicó el mismo tratamiento a los datos del experimento de 2013. Se incluyen los espectros de fusión medidos en ese experimento, así como los cálculos iniciales de las secciones eficaces, que fueron comparados con modelos teóricos relevantes para la época. Sin embargo, los resultados obtenidos mostraron discrepancias significativas en algunos parámetros clave, lo que generó incertidumbre sobre la validez de las conclusiones iniciales.

5.1. Espectros de fusión

De la misma manera, para medir la fusión, fue necesario analizar los datos experimentales de la reacción de fusión a energías cercanas a la barrera Coulombiana, con $B = 6.53$ MeV en el sistema centro de masas como se observa en la tabla 5.1.

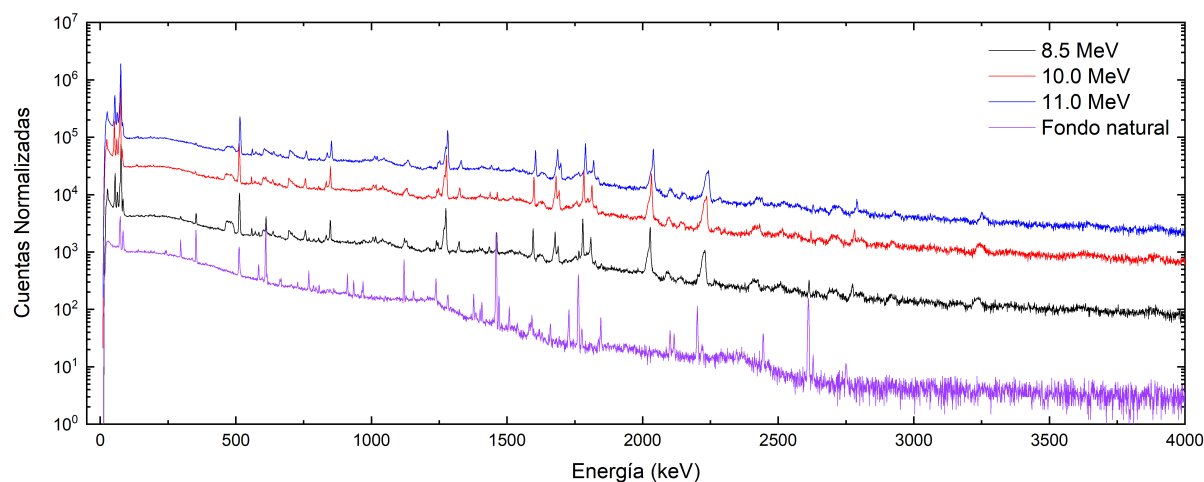
Tabla 5.1: Datos experimentales (2013), tiempo de bombardeo y corriente alcanzada en el blanco a distintas energías.

E_{lab} (MeV)	$E_{c.m.}$ (MeV)	Tiempo de bombardeo (s)	Corriente I_t (nA)
8.5	6.75	9136	5
10.0	7.94	3054	7
11.0	8.73	1867	20

Se llevó a cabo el análisis de las posibles emisiones γ como se observan en la tabla 5.2. De la misma manera se llevo acabo la comparación de los espectros de fusión con el espectro de fondo, figura 5.1, para separar las emisiones gamma de la reacción y del fondo natural.

Tabla 5.2: Resumen de energías gamma e intensidades para diversos núcleos residuales.

ID	Núcleo residual	E_γ (keV)	Intensidad (%)	ID	Núcleo residual	E_γ (keV)	Intensidad (%)
1	^{32}P	78.05 (2)	100	24	^{29}Si	1631.0 (3)	100
2	^{33}P	353.00	<8.6	25	^{32}P	1676.89 (11)	100 (6)
3	^{29}Al	469.80	<2	26	^{32}P	1687.90 (7)	100.0 (13)
4	^{32}P	474.69 (12)	<4.3	27	^{32}P	1754.94 (11)	2.2 (6)
5	^{32}P	480.30 (3)	<2.9	28	^{28}Si	1778.96	100
6	^{32}P	512.69 (3)	100	29	^{29}Si	1793.83 (8)	100 (4)
7	^{29}Si	556.2 (2)	10.1 (12)	30	^{26}Mg	1808.68	100
8	^{33}S	602.50 (10)	<2	31	^{32}P	1826.10 (14)	100.0 (11)
9	^{32}P	636.68 (5)	100 (4)	32	^{33}P	1847.6 (2)	100.0 (5)
10	^{33}P	691.00 (4)	8.2 (12)	33	^{29}Si	2028.09 (7)	100.0 (6)
11	^{29}Si	754.84 (7)	6.4 (6)	34	^{33}S	2093.70	<6
12	^{33}S	840.974 (14)	100	35	^{32}P	2099.0 (3)	100 (10)
13	^{32}P	971.70 (14)	34.0 (5)	36	^{32}P	2139.65 (12)	20.8 (25)
14	^{29}Si	1038.89 (10)	21 (3)	37	^{32}P	2217.70 (12)	100 (4)
15	^{32}P	1126.10 (14)	29.9 (16)	38	^{29}Al	2224.0 (3)	100
16	^{29}Al	1208.90	20 (4)	39	^{32}P	2227.57 (7)	100 (15)
17	^{32}P	1244.75 (3)	68.4 (17)	40	^{32}S	2230.49 (15)	100
18	^{31}P	1266.1 (1)	100	41	^{29}Si	2425.73 (20)	100.0 (8)
19	^{29}Si	1273.361 (9)	100	42	^{32}S	2776.2 (12)	100.0 (5)
20	^{32}P	1322.81 (2)	100.0 (17)	43	^{29}Si	2806.3 (3)	100 (6)
21	^{29}Al	1398.0 (2)	100	44	^{32}P	2926.3 (9)	100.0 (10)
22	^{33}P	1431.7 (2)	100	45	^{33}S	3220.49 (3)	64 (3)
23	^{32}S	1595.5 (2)	100 (3)	46	^{32}P	3241.6 (15)	100 (3)


 Figura 5.1: Espectros de rayos γ (2013) medidos a distintas energías, se escalaron para una buena comparación.

Teniendo las posibles emisiones γ , se identificó el espectro de fusión de una energía $E_{lab} = 8.5$ MeV, figuras 5.2 y 5.3, ya que no se encontraron cambios en los diferentes espectros. De la misma manera que en el capítulo anterior, para el cálculo de la sección eficaz, se seleccionaron únicamente las emisiones γ que corresponden a las transiciones desde niveles excitados hacia el nivel basal, tabla 5.3.

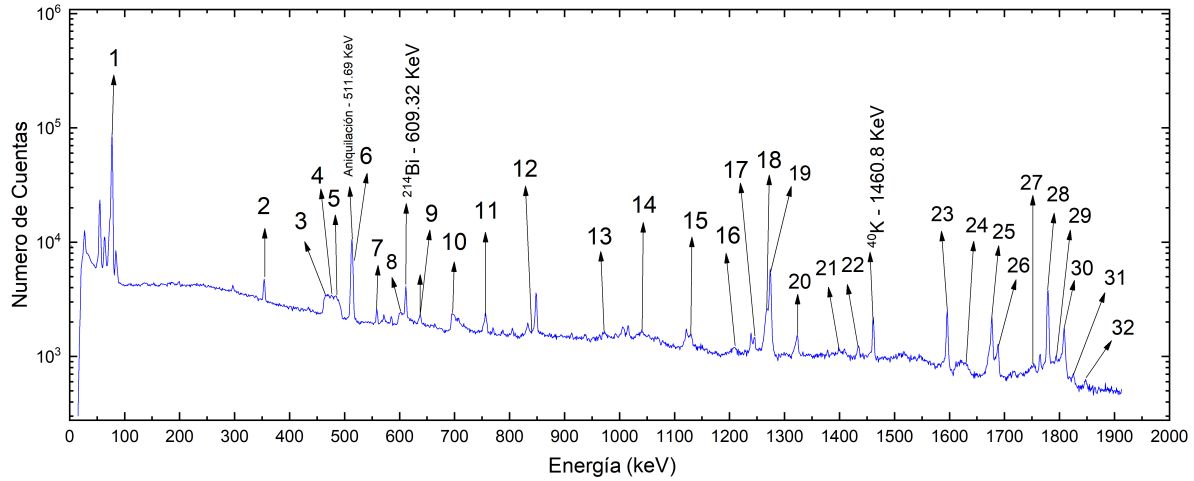


Figura 5.2: Espectro identificado de rayos γ (2013), en un intervalo de energía de 0 keV a 1900 keV.

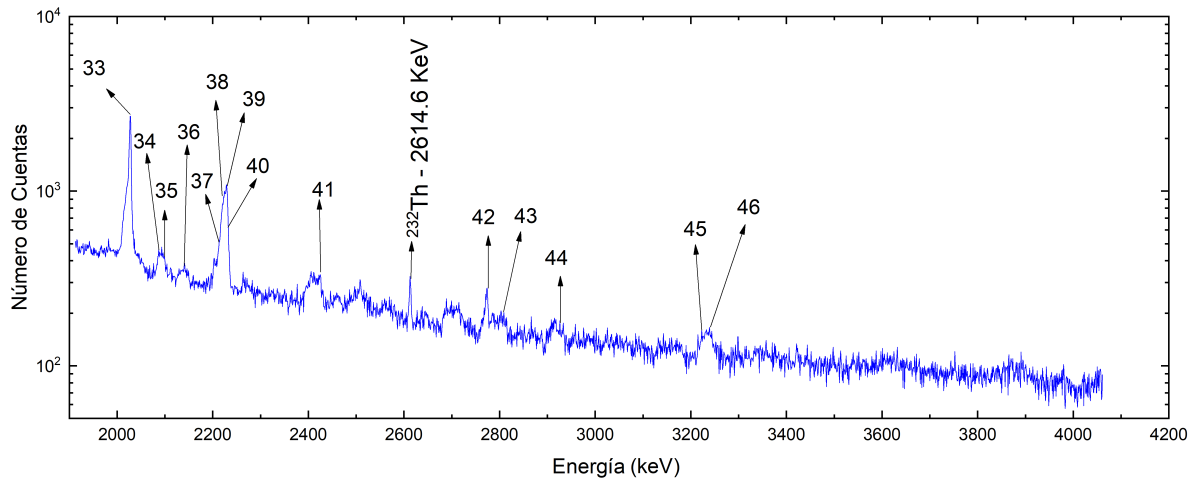


Figura 5.3: Espectro identificado de rayos γ (2013), en un intervalo de energía de 1900 keV a 4100 keV.

Tabla 5.3: Energías de rayos γ que van de niveles excitados hacia el estado base.

Núcleo	Energía (keV)
^{32}P	78.05 (2)
^{31}P	1266.1 (1)
^{29}Si	1273.361 (9)
^{32}P	1322.81 (2)
^{33}P	1431.7 -(2)
^{29}Si	2028.09
^{32}P	2217.7
^{29}Al	2224.0 (3)
^{32}S	2230.49

5.2. Sección eficaz de fusión

Se determinó la sección eficaz mediante la ecuación (1.18). Los resultados obtenidos para diferentes energías se presentan en la tabla 5.4.

Tabla 5.4: Secciones eficaces de fusión en función de las energías en el sistema de referencia del centro de masa.

$E_{c.m.}$ (MeV)	σ_{FUS} (mb)
6.75	187 ± 11
7.94	384 ± 22
8.73	466 ± 26

Se graficaron los resultados de la sección eficaz, figura 5.4(a) y en la figura 5.4(b), se presentan los datos ajustados y comparados con el modelo teórico CCDEF.

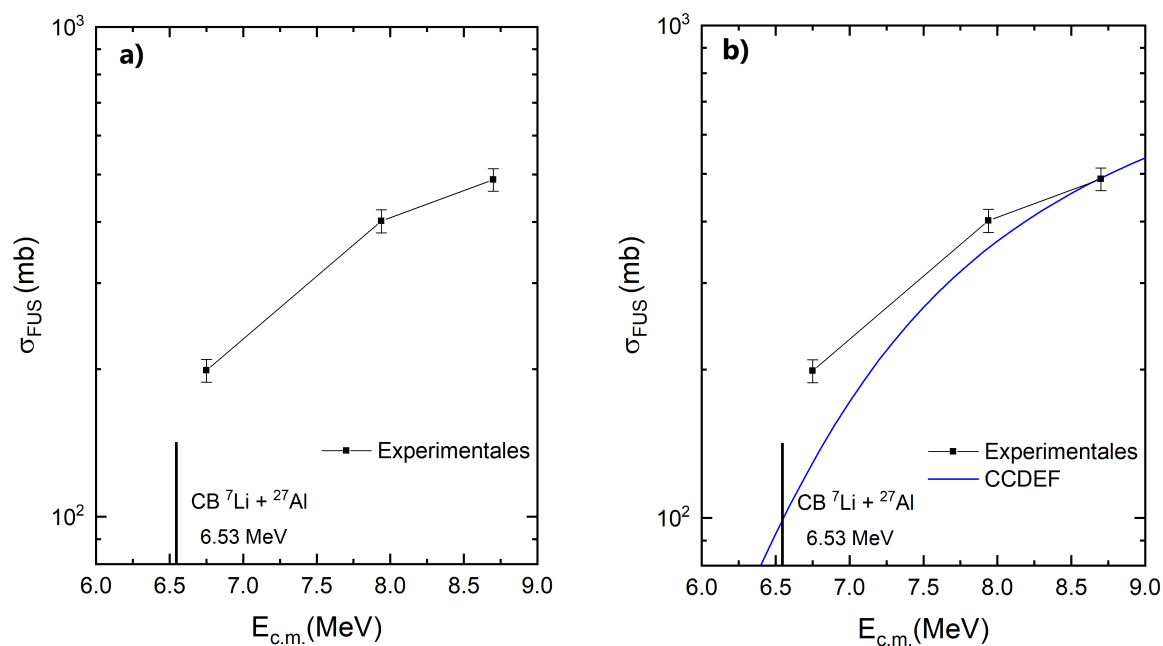


Figura 5.4: (a) Sección eficaz total. (b) Comparación de la sección eficaz ajustada con los cálculos teóricos obtenidos mediante el código computacional CCDEF.

Además, se graficaron los resultados de 2013 junto con los de 2017 y los otros autores como se observa en la figura 5.5.

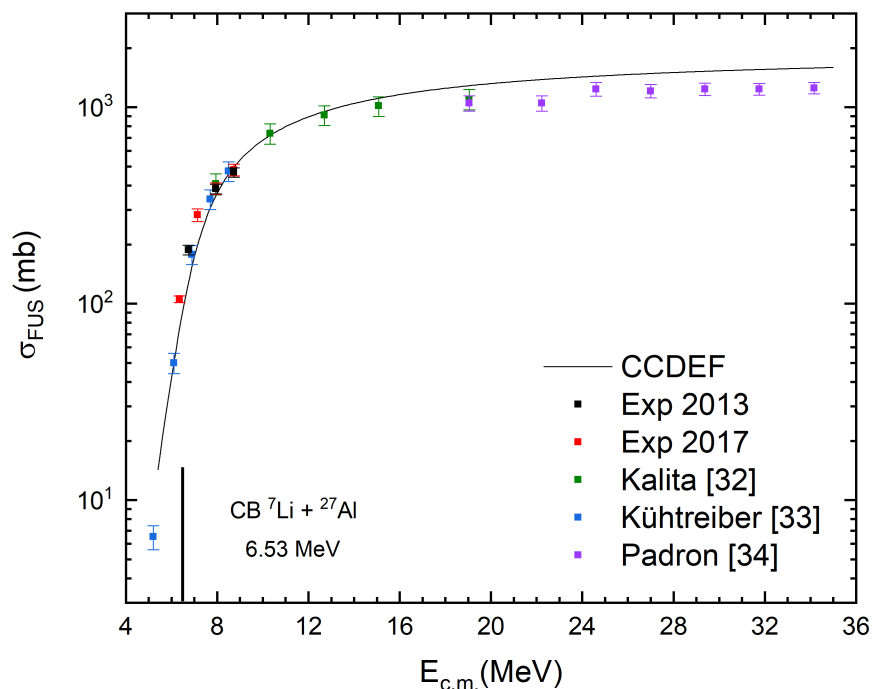


Figura 5.5: Secciones eficaces de fusión en función de la energía en el sistema del centro de masa. Se grafican los datos experimentales obtenidos de 2013 y 2017, junto con los valores reportados por otros autores y los cálculos realizados con el modelo CCDEF. La línea vertical indica la barrera coulombiana estimada para el sistema estudiado.

En la figura 5.5, se observa que los datos experimentales presentan una buena concordancia al alinearse con los resultados reportados por otros autores. Aunque los valores experimentales se encuentran ligeramente por encima de las predicciones de CCDEF en la región cercana a la barrera de Coulombiana, este comportamiento era de esperarse.

De la misma manera que en el capítulo 4, en la tabla 5.5 se presentan las secciones eficaces correspondientes a los núcleos residuales ^{32}P , ^{29}Si , ^{33}P , ^{29}Al , ^{32}S y ^{31}P a energías de 6.75, 7.94 y 8.73 MeV.

Tabla 5.5: Sección eficaz (mb) por núcleo residual a diferentes energías.

Núcleo Residual	$E_{c.m.}$ 6.75 MeV	$E_{c.m.}$ 7.94 MeV	$E_{c.m.}$ 8.73 MeV
^{32}P	81 ± 9	169 ± 18	203 ± 22
^{29}Si	68 ± 10	133 ± 19	162 ± 24
^{33}P	2 ± 1	3 ± 1	5 ± 1
^{29}Al	10 ± 2	26 ± 4	27 ± 4
^{32}S	13 ± 3	27 ± 4	32 ± 5
^{31}P	13 ± 2	26 ± 4	37 ± 5

En la figura 5.6 se presentan las secciones eficaces para los distintos núcleos residuales,

destacando nuevamente la importancia de los canales de emisión vinculados a ^{32}P y ^{29}Si con un aproximado de 65 % de la sección eficaz total.

Adicionalmente, se evidencia que las reacciones que involucran emisiones de neutrones, como las asociadas a ^{32}S ($2n$) y ^{31}P ($2np$), siguen teniendo un papel predominante. Estas contribuciones son complementadas por las emisiones de protones, que también se reflejan en canales como ^{29}Al ($p\alpha$) y ^{33}P (p). Este patrón resalta el protagonismo de los neutrones y protones en los mecanismos de fusión-evaporación.

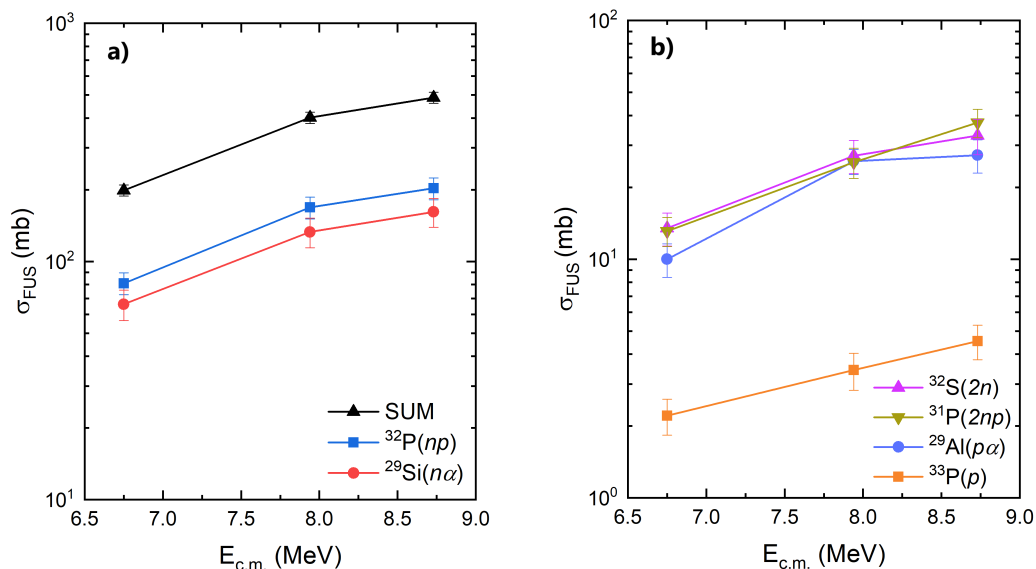


Figura 5.6: (a-b) Sección eficaz por núcleo residual. Los valores en color negro representan la suma total de todas las secciones.

Conclusiones

En este trabajo se analizaron y compararon los resultados experimentales obtenidos para la producción de núcleos residuales en reacciones de fusión- evaporación con las predicciones de los modelos computacionales PACE2, CASCADE y LILITA. Los códigos fueron utilizados para calcular las secciones eficaces y multiplicidades de partículas, permitiendo una evaluación exhaustiva del proceso de formación y desintegración de núcleos compuestos.

Los resultados obtenidos para la sección eficaz total de fusión mostraron una buena concordancia con los cálculos teóricos del modelo CCDEF y con los datos reportados por otros autores. Esta coincidencia valida tanto los procedimientos experimentales como los cálculos realizados, confirmando la confiabilidad de los resultados presentados. La tendencia general observada respalda las expectativas teóricas, especialmente en el intervalo de energías cercanas a la barrera de Coulomb, donde los datos experimentales se posicionan ligeramente por encima de los valores de CCDEF, como era de esperarse.

En todos los modelos se observó una predicción consistente de la mayor producción de ^{32}P y ^{29}Si , contribuyendo con más del 60 % de la sección eficaz total. Esta concordancia destaca la capacidad de los códigos para describir los canales principales de evaporación. Sin embargo, las discrepancias observadas en núcleos residuales como ^{29}Al , ^{33}P y ^{32}S reflejan las limitaciones en la modelización de canales secundarios. Estas diferencias pueden atribuirse, en parte, a procesos de fusión incompleta, donde la formación de núcleos compuestos como ^{31}P genera subproductos no previstos por los modelos.

Se observó una producción excesiva de los núcleos residuales ^{26}Mg y ^{28}Si , lo que no puede explicarse completamente a partir de los modelos utilizados. Se plantea la hipótesis de que este exceso podría estar relacionado con procesos de transferencia. En el caso de ^{28}Si , este núcleo podría formarse mediante un proceso de *stripping*, en el cual el blanco ^{27}Al captura un protón del proyectil ^7Li . Por otro lado, la formación de ^{26}Mg podría deberse a un proceso de *pick-up*, donde el proyectil ^7Li sustrae un protón del blanco ^{27}Al . Estos procesos de transferencia, aunque menos frecuentes, ofrecen una posible explicación para las discrepancias observadas y destacan la necesidad de considerar mecanismos adicionales en estudios futuros para describir con mayor precisión los resultados obtenidos.

Comparando los resultados entre los diferentes códigos, se encontró que PACE2 y CASCADE presentan predicciones similares en la mayoría de los casos, mientras que LILITA

tiende a estar ligeramente por encima de ellos, especialmente en núcleos residuales como ^{29}Al y ^{33}P . Cabe destacar que, para ^{33}P , LILITA sobrestimó consistentemente los valores experimentales, mientras que CASCADE y PACE2 mostraron una mayor concordancia en otros núcleos como ^{32}P , ^{29}Si y ^{32}S . En el caso de ^{31}P , solo LILITA logró realizar predicciones, aunque estas fueron muy pequeñas y no describieron adecuadamente los datos experimentales.

Por otro lado, las multiplicidades de partículas calculadas con los modelos computacionales permitieron identificar que, si bien la medición de neutrones sería ideal para determinar las secciones eficaces debido a su alta producción, las dificultades inherentes a la detección de partículas neutras, como su falta de carga eléctrica, hacen que los rayos gamma sean una alternativa más práctica y accesible.

Bibliografía

- [1] ENERGÍA DE FUSIÓN. (2021). IAEA BULLETIN, 62(2).
<https://iaea.org/es/bulletin/62-2>
- [2] Patel, D. (2013). Elastic scattering and fusion cross-sections in ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ reaction. Pramana, 81(4), 587-602.
<https://doi.org/10.1007/s12043-013-0597-1>
- [3] Thompson, I. J. (2009). Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions. Cambridge: Cambridge University Press.
<https://doi.org/10.1017/cbo9781139152150>
- [4] Bertulani, C. A. (2007). Nuclear Physics in a Nutshell. En Princeton University.
<https://doi.org/10.1515/9781400839322>
- [5] Bohr, N. (1936). Neutron Capture and Nuclear Constitution. Nature, 137(3461), 344-348.
<https://doi.org/10.1038/137344a0>
- [6] Feshbach, H. (1992). Theoretical nuclear physics: Nuclear reactions. United States: John Wiley ampersand Sons, Inc.
https://inis.iaea.org/Search/search.aspx?orig_q=RN:27052550
- [7] Viswanathan, B. (2016). Nuclear fusion. En Elsevier eBooks (pp. 127-137).
<https://doi.org/10.1016/b978-0-444-56353-8.00006-x>
- [8] Krane, K. S. (1988). Introductory nuclear physics. Wiley.
- [9] Buchtela, K. (2014). RADIOCHEMICAL METHODS Gamma-Ray Spectrometry. En Elsevier eBooks.
<https://doi.org/10.1016/b978-0-12-409547-2.11333-2>
- [10] Qiao, J. (2018). Radionuclide monitoring. En Elsevier eBooks.
<https://doi.org/10.1016/b978-0-12-409547-2.14556-1>
- [11] Rizwan, U. (2015). A method for establishing absolute full-energy peak efficiency and its confidence interval for HPGe detectors. Nuclear Instruments And Methods In Physics Research Section A, 802, 102-112.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.08.071>

-
- [12] Parmentier, A. (2018). Absolute efficiency calibration of a coaxial HPGe detector for quantitative PGAA and T-PGAA. *Journal Of Physics Conference Series*, 1055, 012010.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1055/1/012010>
- [13] Švec, A. (2008). Analytical efficiency curve for coaxial germanium detectors. *Applied Radiation And Isotopes*, 66(6-7), 786-791.
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2008.02.070>
- [14] Tsoulfanidis, N. (2021). *Measurement and Detection of Radiation* (5th ed.)
<https://doi.org/10.1201/9781003009849>
- [15] Software – Home of ORRUBA and GODDESS. (s. f.).
<https://orruba.org/software/>
- [16] Gavron, A. (1980). Statistical model calculations in heavy ion reactions. *Physical Review C*, 21(1), 230-236.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.21.230>
- [17] Gomez del Campo, J. (1981). *Description and use of the Monte Carlo code LILITA (ORNL/TM-7295)*. United States
https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:12640325
- [18] Pühlhofer, F. (1977). On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions. *Nuclear Physics A*, 280(1), 267-284.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90308-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90308-6)
- [19] Fernández-Niello, J. (1989). CCDEF - A simplified coupled-channel code for fusion cross sections including static nuclear deformations. *Computer Physics Communications*, 54(2-3), 409-412.
[https://doi.org/10.1016/0010-4655\(89\)90100-8](https://doi.org/10.1016/0010-4655(89)90100-8)
- [20] Mayer, M. (2019). SIMNRA - Software for simulation of RBS, ERDA, NRA, MEIS and PIGE. SIMNRA.
<https://mam.home.ipp.mpg.de/index.html>
- [21] Tserruya, I. (1978). Total fusion cross section for the O16+O. *Physical Review C*, 18(4), 1688-1699.
<https://doi.org/10.1103/physrevc.18.1688>
- [22] Aguilera, E. F. (2009). Reaction cross sections for B8,Be7, and 6Li+58Ni near the coulomb barrier: Proton-halo effects. *Physical Review C*, 79(2).
<https://doi.org/10.1103/physrevc.79.021601>
- [23] Dasmahapatra, B (1982). Fusion cross sections for 12C + 12C, 12C + 13C and 13C + 13C at low energies. *Nuclear Physics A*, 384(1-2), 257-272.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(82\)90316-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(82)90316-5)
-

-
- [24] Williams, J. H. (2016). Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (the GUM). En Morgan y Claypool Publishers.
<https://doi.org/10.1088/978-1-6817-4433-9ch6>
- [25] Andrade, E. (2009) Aceleradores de Partículas. UNAM. México.
<https://nucleares.unam.mx/~bijker/emfn/Andrade.pdf>
- [26] J. C. Morales-Rivera (2019). Tesis Doctoral, Estudio teórico y experimental del sistema $9\text{Be} + 51\text{V}$ y sistemas similares. UAEMEX.
<http://hdl.handle.net/20.500.11799/99517>
- [27] Villaseñor P. (2006). Instalación de un Inyector para fuente SNICS del Acelerador Tandem. XVI Congreso Técnico Científico ININ-SUTIN, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, Centro Nuclear Dr. Nabor Carrillo .
https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/38/065/38065392.pdf
- [28] Investigaciones Nucleares, I. N. (s. f.). Detectores de radiación, los aliados de la seguridad radiológica. gob.mx. <https://www.gob.mx/inin/articulos/detectores-de-radiacion-los-aliados-de-la-seguridad-radiologica?idiom=es>
- [29] Ramírez F. (2010). Instrumentación electrónica nuclear. Departamento de Sistemas Electrónicos.
<https://www.inin.gob.mx/documentos/publicaciones/contridelinin/Cap%C3%ADtulo%2022.pdf>
- [30] Nuclear Data – Table – Laboratoire National Henri Becquerel. (s. f.).
<http://www.lnhb.fr/home/nuclear-data/nuclear-data-table/>
- [31] InterSpec. (s. f.). Sandialabs.
<https://sandialabs.github.io/InterSpec/>
- [32] Kalita, K. (2006). Elastic scattering and fusion cross sections for Be^7, Li^7 . Physical Review C, 73(2).
<https://doi.org/10.1103/physrevc.73.024609>
- [33] Kühtreiber, J. (2021). $\text{Li}(6,7) + \text{Al}^{27}$ reactions close to and below the Coulomb barrier. Physical Review. C, 103(6).
<https://doi.org/10.1103/physrevc.103.064605>
- [34] Padron, I. (2002). Fusion of stable weakly bound nuclei with ^{27}Al and ^{64}Zn . Physical Review C, 66(4).
<https://doi.org/10.1103/physrevc.66.044608>

Anexo 1: determinación experimental de la curva de eficiencia absoluta

En esta sección se presentan los cálculos de la eficiencia absoluta y los espectros de rayos gamma de las fuentes ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu y ^{241}Am , utilizados para el cálculo de la eficiencia absoluta del detector.

Se realizó el cálculo de la actividad como se observa en la tabla 5.6, de cada fuente calibrada considerando el tiempo transcurrido desde la fecha de certificación hasta el día en que se llevaron a cabo los experimentos. En particular, el experimento de 2013 se realizó el 9 de diciembre de 2013, mientras que el de 2017 tuvo lugar el 24 de julio de 2017.

Tabla 5.6: Actividades de las fuentes calibradas calculadas para las fechas de los experimentos (A_f) (09/12/2013 y 24/07/2017) a partir de la fecha de certificación (A_0).

Isótopo	Actividad Inicial(A_0)	Actividad Final A_f (2013)	Actividad Final (2017)
^{241}Am	11.160 μCi	10.68 μCi	10.61 μCi
^{133}Ba	10.540 μCi	1.707 μCi	1.345 μCi
^{60}Co	11.500 μCi	0.30 μCi	0.187 μCi
^{137}Cs	10.900 μCi	5.752 μCi	5.290 μCi
^{152}Eu	5.84 μCi	3.066 μCi	2.546 μCi

Posteriormente se procedió a calcular la eficiencia absoluta por medio de la ecuación (1.8) como se observa en la tabla 5.2.

Tabla 5.7: Decaimientos gamma de las fuentes certificadas y sus respectivas eficiencias.

E_γ (keV)	Eficiencia 2013	Incertidumbre	Eficiencia 2017	Incertidumbre
26.34	4.41×10^{-4}	4.44×10^{-5}	//	//
53.16	2.28×10^{-3}	2.00×10^{-4}	//	//
59.54	2.42×10^{-3}	1.23×10^{-4}	8.71×10^{-5}	4.44×10^{-6}
80.99	2.88×10^{-3}	1.41×10^{-4}	6.74×10^{-4}	3.32×10^{-5}
121.78	2.81×10^{-3}	1.02×10^{-4}	1.50×10^{-3}	5.19×10^{-5}
244.69	1.71×10^{-3}	6.52×10^{-5}	1.30×10^{-3}	4.84×10^{-5}
276.39	1.43×10^{-3}	7.39×10^{-5}	1.16×10^{-3}	5.92×10^{-5}
302.85	1.31×10^{-3}	6.50×10^{-5}	1.05×10^{-3}	4.94×10^{-5}

344.27	1.22×10^{-3}	4.46×10^{-5}	9.93×10^{-4}	3.50×10^{-5}
356.01	1.12×10^{-3}	5.54×10^{-5}	9.14×10^{-4}	3.93×10^{-5}
367.78	1.10×10^{-3}	9.51×10^{-5}	9.21×10^{-4}	6.21×10^{-5}
383.84	1.07×10^{-3}	5.60×10^{-5}	8.57×10^{-4}	4.38×10^{-5}
411.11	1.04×10^{-3}	5.07×10^{-5}	8.27×10^{-4}	3.95×10^{-5}
661.65	5.81×10^{-4}	2.16×10^{-5}	5.20×10^{-4}	1.90×10^{-5}
778.90	5.59×10^{-4}	2.27×10^{-5}	4.71×10^{-4}	1.79×10^{-5}
867.38	4.99×10^{-4}	2.42×10^{-5}	4.59×10^{-4}	2.08×10^{-5}
964.07	4.59×10^{-4}	1.77×10^{-5}	4.09×10^{-4}	1.55×10^{-5}
1085.83	4.16×10^{-4}	1.76×10^{-5}	3.79×10^{-4}	1.50×10^{-5}
1112.07	4.16×10^{-4}	1.67×10^{-5}	3.54×10^{-4}	1.37×10^{-5}
1173.22	3.62×10^{-4}	9.48×10^{-6}	3.22×10^{-4}	9.65×10^{-6}
1212.94	3.50×10^{-4}	2.87×10^{-5}	3.37×10^{-4}	2.52×10^{-5}
1332.49	3.24×10^{-4}	9.94×10^{-6}	3.01×10^{-4}	9.11×10^{-6}
1408.01	3.32×10^{-4}	1.39×10^{-5}	3.00×10^{-4}	1.13×10^{-5}

En las figuras que van de 5.7 - 5.15 se presentan los espectros de rayos gamma de las fuentes.

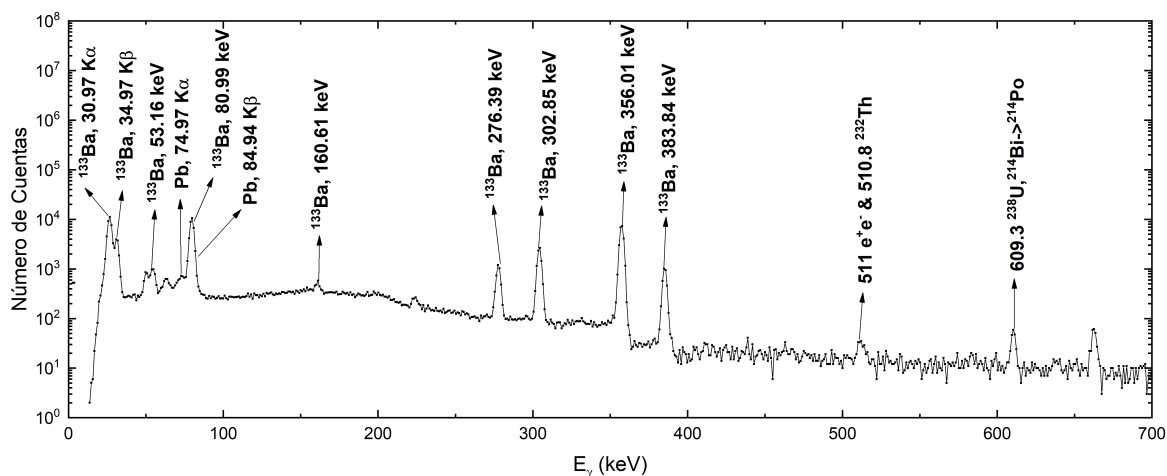


Figura 5.7: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{133}Ba (2013).

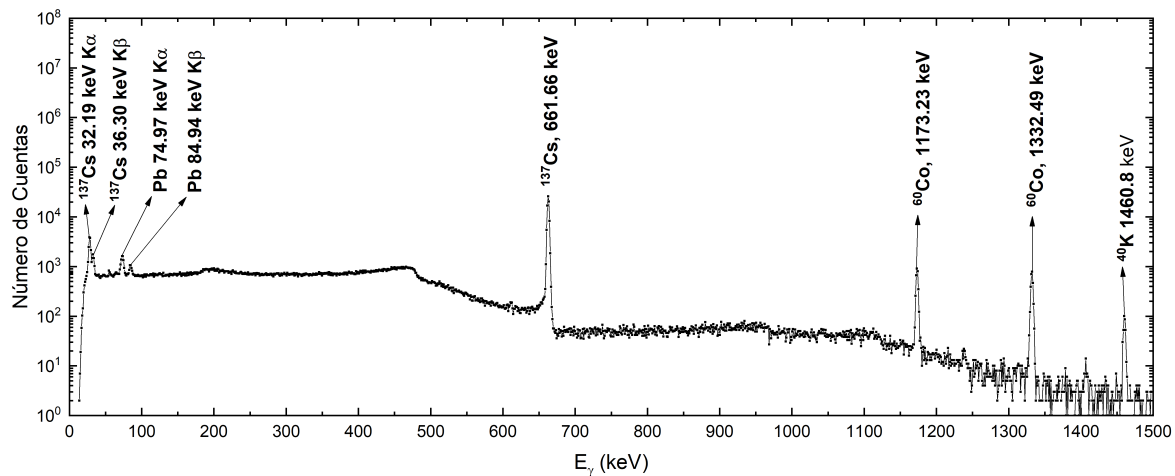


Figura 5.8: Espectro de rayos gamma de la fuente $^{137}\text{Cs} + ^{60}\text{Co}$ (2013).

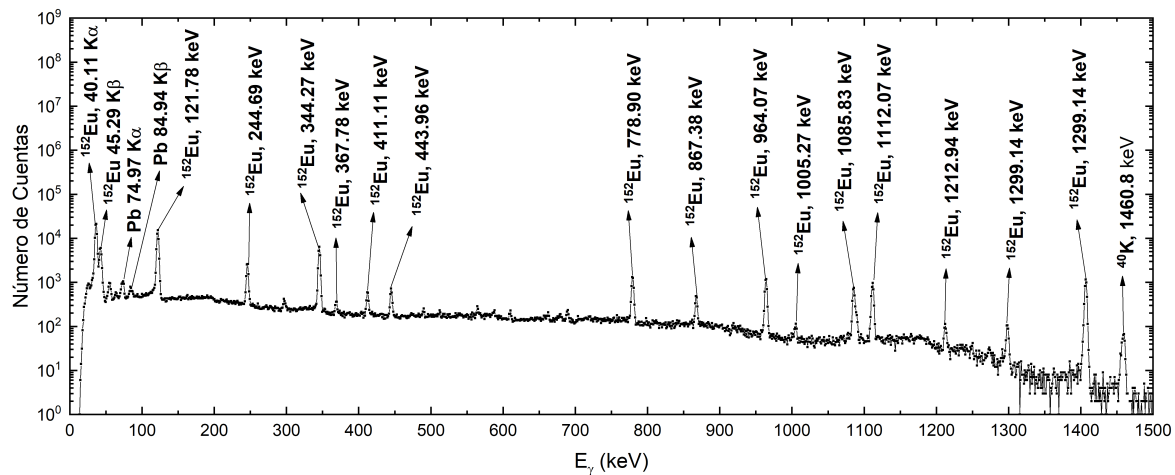


Figura 5.9: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{152}Eu (2013).

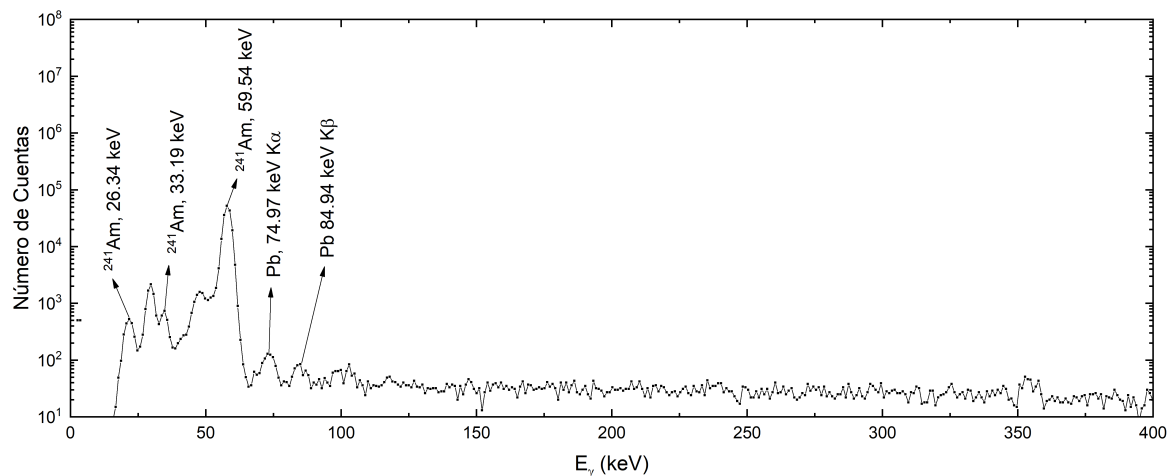


Figura 5.10: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{241}Am (2013).

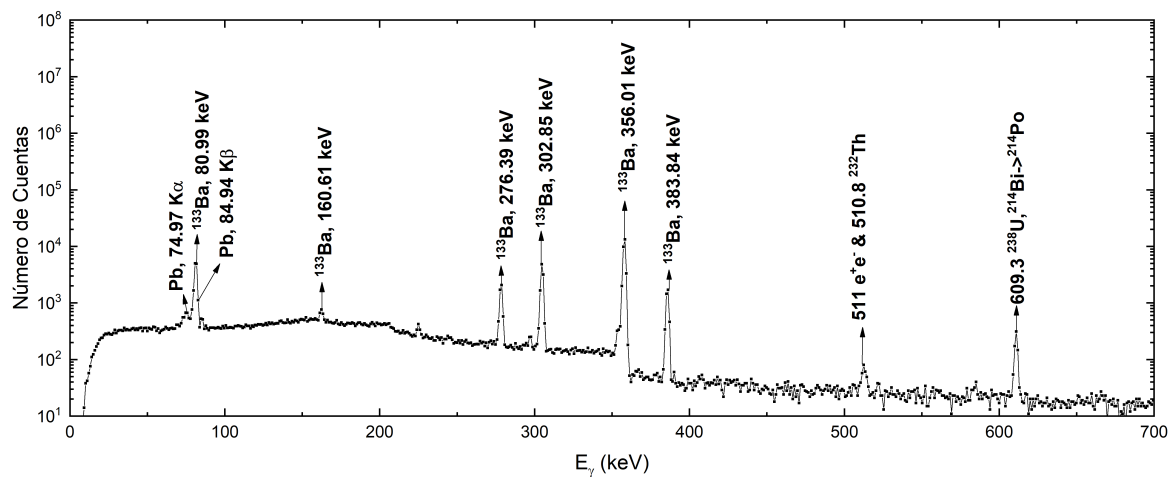


Figura 5.11: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{133}Ba (2017).

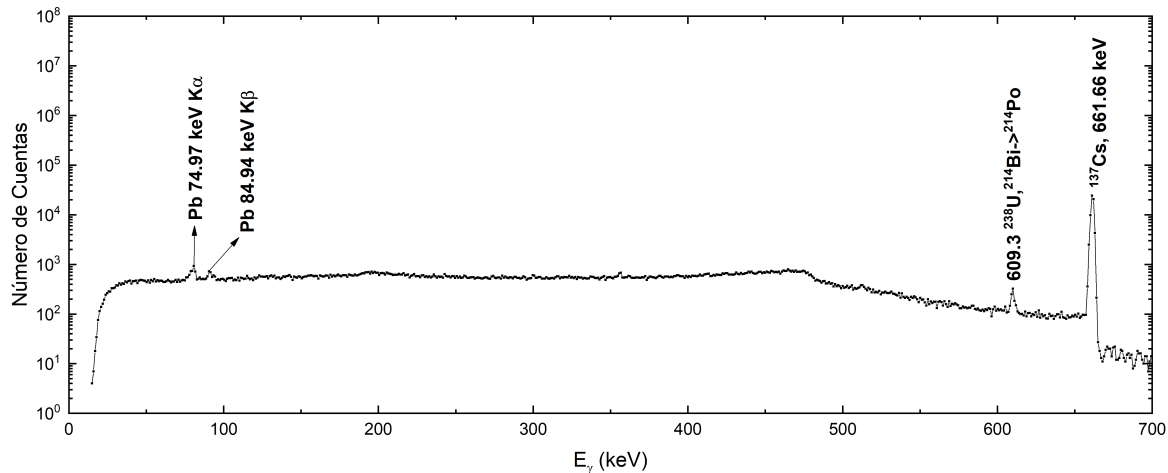


Figura 5.12: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{137}Cs (2017).

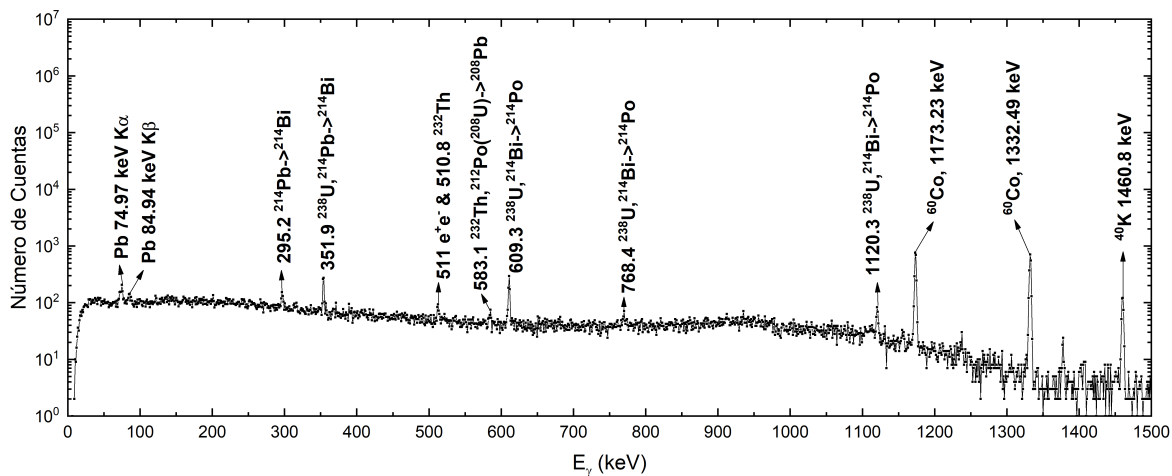


Figura 5.13: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{60}Co (2017).

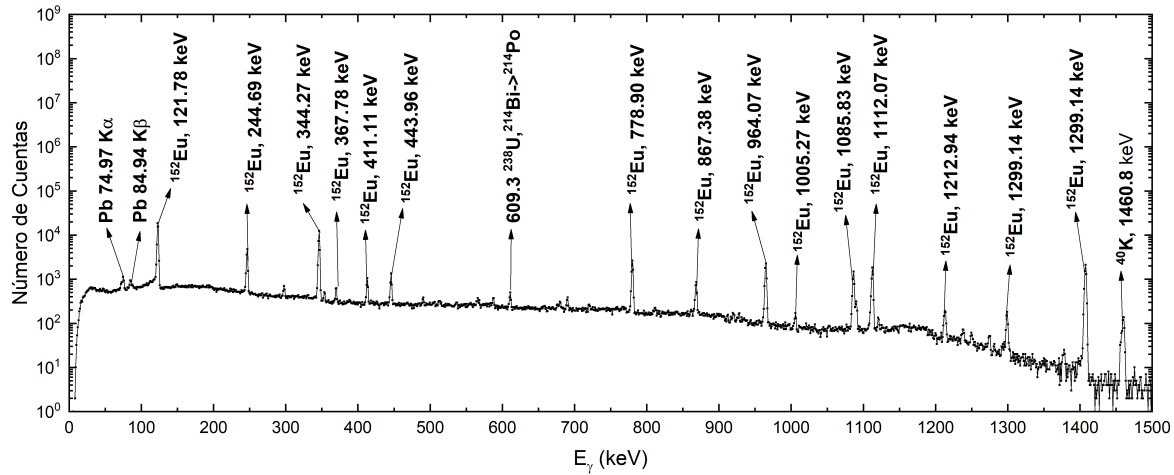


Figura 5.14: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{152}Eu (2017).

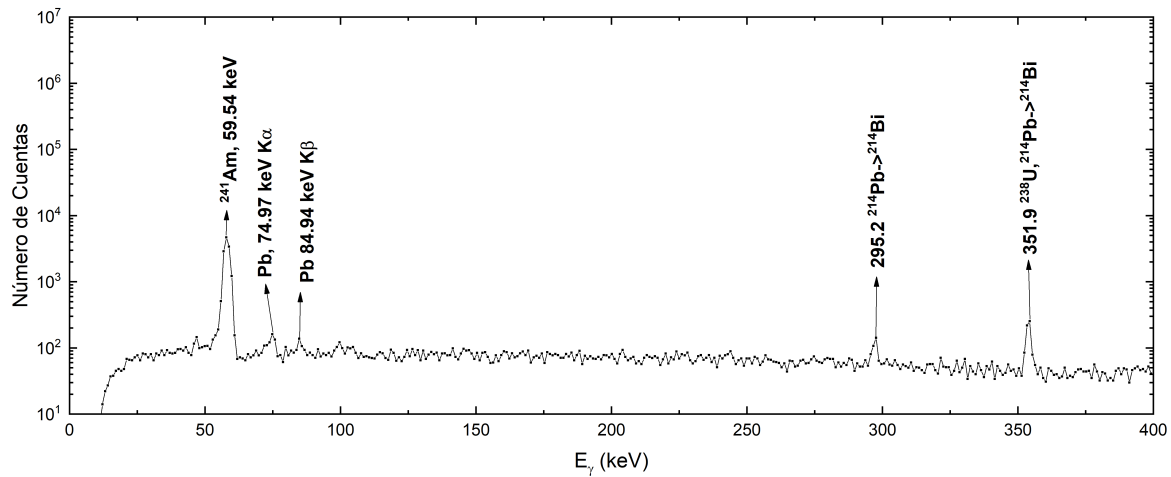


Figura 5.15: Espectro de rayos gamma de la fuente ^{241}Am (2017).

Anexo 2: archivos de entrada y salida de los códigos computacionales

En esta sección se presentan las entradas y salidas de los códigos computacionales de PACE2, CASCADE y LILITA.

PACE2

En la figura 5.16 se presenta el archivo de entrada de PACE2, se puede observar algunos parámetros para describir la reacción, como los números másicos y carga, el parámetro de densidad de niveles, la energía de bombardeo y la sección eficaz experimental obtenida.

```
1000000 1 1 1. 0 0 0 10.20 0 0
3 7 13 27 1.5 2.5 0.0
10.0 385 0. 0. 0

0. 0. 0. 0.
```

Figura 5.16: Archivo de entrada del código PACE2.

En las figuras 5.17 y 5.18, se presentan los archivos de salida de PACE2, se observan las contribuciones de los núcleos residuales a la sección eficaz y la sección eficaz calculada por el código.

```

***** p a c e 2 ***** modified julian
projection angular-momentum coupled evaporation monte-carlo code
vax - v.m.s. / i.b.m.      version.  avigdor,31 dec 1985
angular distributions obtained using m-states of angular momentum
sierk fission barriers
*****
starting conditions

                z          n          a          spin
projectile          3          4          7          1.5
target             13         14         27          2.5
compound nucleus   16         18         34

bombarding energy (mev)                10.000
center of mass energy (mev)            7.941

compound nucleus excitation energy (mev)    35.583
compound nucleus recoil energy (mev)        2.059
compound nucleus recoil velocity (cm/nanosec) 0.34207E+00
compound nucleus velocity/c                0.11402E-01
beam velocity (cm/nanosec)                0.16615E+01
beam velocity/c                            0.55383E-01
experimental fusion cross section (mb)      414.930
fusion l-grazing and l-diffuseness        4.760    0.300
yrast spin at maximum excitation energy    19
compound nucleus formation cross section (mb) 358.218

little-a sub-f / little-a sub-gamma        1.000
zero spin fission barrier                  38.99
little-a                                  mass /10.200

sierk diffuse surface nucleus yrast line used *****
                multiplied by factor of        1.00

ecm range for  neut   prot   alph   gamma (mev)
                0.01   1.51   3.32   0.00 min
                16.00  20.33  23.47  16.00 max

number of cascades                        999999
    
```

Figura 5.17: Archivo de salida del código PACE2.

```

output results for compound nucleus decay
*****
-----
                yields of residual nuclei
                z          n          a          events          percent          x-section(mb)
-----
                16         17         33 s    10695          1.070          3.83
                15         18         33 p    12084          1.208          4.33
                16         16         32 s   204942         20.494          73.41
                15         17         32 p   426072         42.607         152.63
                14         18         32 si   4957           0.496          1.78
                15         16         31 p   20999          2.100          7.52
                14         16         30 si  10539          1.054          3.78
                14         15         29 si  289231         28.923         103.61
                13         16         29 al  13527          1.353          4.85
                14         14         28 si   2906           0.291          1.04
                12         14         26 mg   4047           0.405          1.45
-----
                total    999999         100.000          358.22
-----
    
```

Figura 5.18: Archivo de salida del código PACE2.

CASCADE

En la figura 5.19 se presenta el archivo de entrada de CASCADE, se presentan los múltiples parámetros para correr el código.

```

7Li27Al110-1MeV          Prefix ----- inin
0                          IPLOT ----- inin
7Li+27Al fusion Elab= 11.0 MeV ! Highest fus energy in PRL 107,092701(2011)
3, 7, 13, 27, 11.0      IZP, IAP, IZT, IAT, ELAB
3, 5, 0, -1, 0, 0, 0, 0., 0. JP,JT,PI12,JCN, ITZT, IND1, INDIS, AMIX, BMIX
4, 0, 0, 0, 0, 0      KOPTK, IPS1, IPSMAX, NNX, NPX, NAX
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0 IZE4, IAE4, JE4, IPE4, EXC4, IZFF, DAF, FFB
0., 0.3, 479           CL0, DIFF, SIGMCN
0.85, 2                FTHETA, KOPTLD
10.20, 0, 0, 0, 0, 0, 1 DALDM, UTR, ULDM, UJTR, UJLDM, KOPTLQ, KOPTEB
0, 0, 0,                R0LDM, DEF, DEFS
.0001, .03, 5., 0, 0, 0, 1E-6, XYE1, XYM1, XYE2, CJG1, CJG2, XYENH, GMIN
.00002, .000002, 0, 0, 0, 0, WGR, CGR, CVCBE, CVCB, VK, CVK
0., 0., 0., 0, 0.5     EXRO, EXH, CJC, LCO, ESTEP
1, 100, 50, 1,         KOUTW, KOUTL, KEVAP, KGAMMA
0, 0, 0., 0., 0., 0., 0.
0, 0, 0.

```

Figura 5.19: Archivo de entrada del código CASCADE.

En la figura 5.20 se presenta la salida de CASCADE, CASCADE genera un tabla con las contribuciones a la sección eficaz por núcleo residual, también se observan las multiplicidades y la sección eficaz total calculada por el código.

Sum 572.120				236.270				214.222				mb				Sum 1447.321				mb				0.000				mb				fission			
1.181				0.488				0.442				Multiplicity				2.989				Multiplicity				0.000				Multiplicity							
1																																			
Nuclei of the decay cascade																																			
7Li+27Al fusion Elab= 11.0 MeV ! Highest fus ene																																			
IPS	IZ	IA	Ex-range (Min,L,S,Max)				J-range		Daughter nuclei				Binding E(N,P,A,4)				Trans	Fissn	Resid	Gmult															
1	16	34	4.9	4.9	36.4	36.4	0.0	14.0	2	3	11	0	11.4	10.9	7.9	0.0	484.29	0.00	0.01	1.00															
2	16	33	0.2	0.2	0.7	24.7	0.5	14.5	4	5	12	0	8.6	9.6	7.1	0.0	264.30	0.00	3.59	2.50															
3	15	33	0.2	0.2	0.7	24.2	0.5	14.5	5	6	13	0	10.1	9.5	10.6	0.0	137.68	0.00	3.09	2.62															
4	16	32	-0.2	-0.2	0.3	15.3	0.0	11.0	7	8	14	0	15.0	8.9	6.9	0.0	59.95	0.00	44.21	2.13															
5	15	32	-0.1	-0.1	0.4	13.4	0.0	12.0	8	9	15	0	7.9	8.6	9.9	0.0	200.54	0.00	165.11	1.81															
6	14	32	-0.1	-0.1	0.4	13.4	0.0	11.0	9	10	16	0	9.2	16.4	11.5	0.0	4.02	0.00	3.97	2.68															
7	16	31	0.0	0.0	-0.5	-1.0	0.5	7.5	21	22	26	0	13.1	6.1	9.1	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
8	15	31	0.2	0.2	0.7	4.7	0.5	7.5	22	23	27	0	12.3	7.3	9.7	0.0	55.93	0.00	55.93	0.69															
9	14	31	-0.0	-0.0	0.5	3.5	0.5	7.5	23	24	28	0	6.6	14.4	10.8	0.0	0.36	0.00	0.36	0.47															
10	13	31	-0.2	-0.2	-0.7	-5.2	0.5	7.5	24	25	29	0	7.2	13.4	11.9	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
11	14	30	0.2	0.2	0.7	26.7	0.0	14.0	12	13	17	0	10.6	13.5	10.6	0.0	81.74	0.00	1.07	3.75															
12	14	29	-0.2	-0.2	0.3	15.3	0.5	10.5	14	15	18	0	8.5	12.3	11.1	0.0	202.63	0.00	196.12	1.87															
13	13	29	-0.1	-0.1	0.4	11.4	0.5	10.5	15	16	19	0	9.4	10.5	11.3	0.0	7.25	0.00	7.25	1.57															
14	14	28	0.1	0.1	0.6	6.1	0.0	7.0	26	27	30	0	17.2	11.6	10.0	0.0	6.57	0.00	6.65	0.54															
15	13	28	-0.2	-0.2	0.3	1.3	0.0	7.0	27	28	31	0	7.7	9.6	10.9	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
16	12	28	0.2	0.2	-0.3	-0.8	0.0	7.0	28	29	32	0	8.5	16.8	11.5	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
17	12	26	-0.2	-0.2	0.3	13.3	0.0	9.0	18	19	20	0	11.1	14.1	10.6	0.0	1.64	0.00	1.73	2.68															
18	12	25	-0.0	-0.0	-0.5	1.5	0.5	7.5	30	31	33	0	7.3	12.1	9.9	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
19	11	25	-0.1	-0.1	-0.6	-3.1	0.5	7.5	31	32	34	0	9.0	10.7	11.7	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
20	10	22	-0.1	-0.1	-0.6	-0.1	0.0	7.0	33	34	35	0	10.4	15.3	9.7	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
21	16	30	0.2	0.2	-14.8	-15.3	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
22	15	30	0.1	0.1	-8.4	-8.9	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
23	14	30	0.2	0.2	-3.3	-3.8	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
24	13	30	-0.1	-0.1	-12.6	-13.1	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
25	12	30	0.2	0.2	-20.3	-20.8	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
26	14	27	0.2	0.2	-12.3	-12.8	0.5	7.5	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
27	13	27	-0.2	-0.2	-7.2	-7.7	0.5	7.5	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
28	12	27	-0.0	-0.0	-10.0	-10.5	0.5	7.5	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
29	11	27	0.2	0.2	-19.8	-20.3	0.5	7.5	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
30	12	24	-0.1	-0.1	-6.1	-6.6	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
31	11	24	0.2	0.2	-12.3	-12.8	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
32	10	24	-0.0	-0.0	-15.0	-15.5	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
33	10	21	-0.2	-0.2	-11.2	-11.7	0.5	7.5	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
34	9	21	-0.1	-0.1	-17.6	-18.1	0.5	7.5	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
35	8	18	0.0	0.0	-12.5	-13.0	0.0	7.0	0	0	0	0	30.0	30.0	30.0	0.0	0.00	0.00	0.00	1.00															
1																																			
Level density parameters																																			
7Li+27Al fusion Elab= 11.0 MeV ! Highest fus ene																																			

Figura 5.20: Archivo de salida del código CASCADE.

LILITA

En la figura 5.21 se presenta la entrada de LILITA, con parámetros más sencillos como PACE2, números mágicos del proyectil, el blanco y el núcleo compuesto, además el parámetro de densidad de niveles y el momento angular crítico para la fusión que fue obtenido de los resultados de PACE2.

```
fer_tls_7Li_27Al.bin
1 1
0 10 15
1000000 34 16
7. 27. 34. 3. 13. 11.0 0.0980 1. 0.
run for fusion of 7Li+27Al
at Elab = 11.0 MeV
0 1 1 12 0 0. 0. 0.
3
```

Figura 5.21: Archivo de entrada del código LILITA.

La figura 5.22 presenta las secciones eficaces absolutas y relativas correspondientes a cada núcleo residual generado durante el proceso de fusión-evaporación.

```

FOR EACH Z THERE ARE TWO LINES OF THE FUSION SECTION, THE FIRST IS THE ABSOLUTE VALUE WHILE
LATTER IS THE PERCENTAGE VALUE
Z 16 A 34 0.000 7.511 95.362 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 102.8730
0.000 1.141 14.481 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 15.6213
Z 15 A 33 12.585 243.370 3.709 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 259.6642
1.911 36.956 0.563 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 39.4301
Z 14 A 32 13.318 0.562 7.578 206.762 24.813 0.000 0.000 0.000 0.000 253.0320
2.022 0.085 1.151 31.397 3.768 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 38.4230
Z 13 A 30 0.000 23.910 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 23.9097
0.000 3.631 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 3.6307
Z 12 A 27 0.000 19.063 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 19.0628
0.000 2.895 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 2.8947
Z 11 A 25 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000
0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000
Z 10 A 23 0.000 0.001 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0013
0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0002
Z 9 A 21 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000
0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000
Z 8 A 19 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000
0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000
Z 7 A 17 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000
0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.0000

TOTAL EMISSION OF NEUTRONS,PROTONS,ALPHAS,PLUS M,Z CHANNELS
1 0 1 1 4 2
1072029 472766 457377
    
```

Figura 5.22: Archivo de salida del código LILITA.

Anexo 3: participación en congreso

Congreso Internacional:

- **Enero 2025** 46th Symposium on Nuclear Physics, *Fusion Cross Sections for the ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ System: Fusion at Energies Around the Coulomb Barrier*, L.F. Gonzalez, J.C. Morales-Rivera, E. Martinez-Quiroz and E.F. Aguilera, Cocoyoc, Morelos, México.



Fusion Cross Sections for the $7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ System: Fusion at Energies Around the Coulomb Barrier.

L.F Gonzalez^{1,2}, J.C. Morales-Rivera¹, E. Martínez-Quiroz^{2,*} and E.F Aguilera²

¹Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma del Estado de México

²Departamento de Aceleradores y Estudio de Materiales, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares



In this work we present the fusion excitation function for the $7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ system, measured at beam energies around the Coulomb barrier (from 8.0 MeV to 11 MeV). The experiment was performed at the Tandem Accelerator facility of ININ, Mexico. Gamma-ray analysis was used to identify the gamma's, produced in the reaction and determine the corresponding fusion excitation function. Fusion-evaporation calculations were performed using the PACE2, LILITA, and CASCADE codes and compared with experimental data. The obtained results show a good agreement with previously reported data. Furthermore, was observed production of ${}^{26}\text{Mg}$ and ${}^{28}\text{Si}$, probably produced through proton-transfer process.

The gamma spectrum, presented in Figure 1, was measured at a beam energy of 10 MeV. The relevant peaks associated to corresponding residual nuclei were identified and used to determine the experimental cross sections.

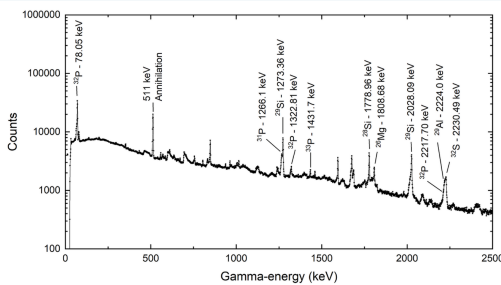


Figure 1: Gamma-ray spectrum measured at a beam energy of 10 MeV, showing the peaks used in the cross-section calculations. Relevant transitions are labeled.

The experimental cross sections determined for residual nuclei, shown in Figure 2, were analyzed and compared with theoretical predictions obtained using the LILITA code.

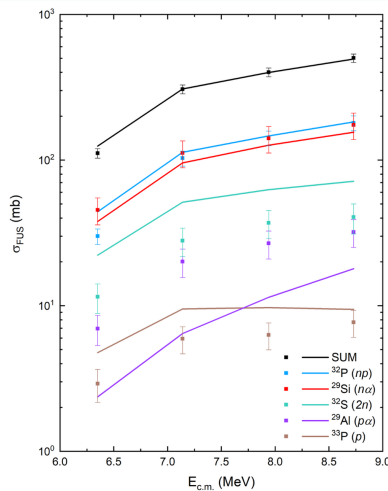


Figure 2: Comparison of residual nuclei cross sections: solid lines represent calculations using the LILITA code, while symbols correspond to experimental data.

Additionally, Figure 3 shows the comparison of predictions from PACE2, CASCADE, and LILITA codes. The experimental cross sections for several beam energies, summarized in Table 1, are compared with data from other authors in Figure 4.

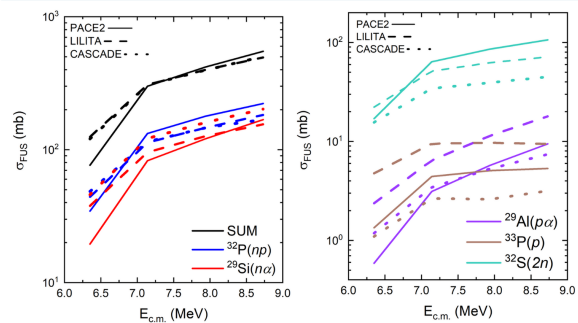


Figure 3: Residual nuclei cross sections: predictions from PACE2 (solid line), LILITA (dashed line), and CASCADE (dotted line) codes.

Table 1: Experimental cross sections determined for different beam energies based on gamma-ray spectrometry technique.

E_{lab} (MeV)	$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	σ_{FUS} (mb)
8.0	6.35	105 ± 8
9.0	7.14	283 ± 20
10.0	7.94	385 ± 27
11.0	8.73	479 ± 33

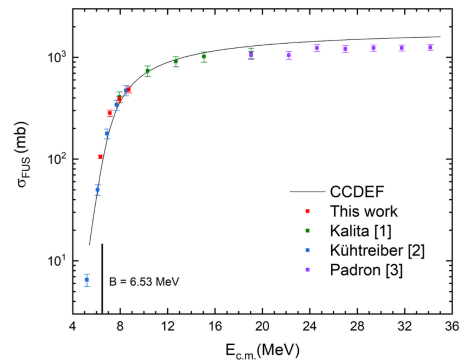


Figure 4: Experimental cross sections compared with data from other authors, including Kalita [1], Kührtreiber [2], and Padron [3], as well as theoretical predictions from the CCDEF code.

CONCLUSIONS

The results obtained for the total fusion cross section showed good agreement with the theoretical calculations from the CCDEF model and with data reported by other authors. All models consistently predicted higher production of ${}^{32}\text{P}$ and ${}^{29}\text{Si}$, which contributed to over 60% of the total fusion cross section. Additionally, the observed peaks for ${}^{26}\text{Mg}$ and ${}^{28}\text{Si}$ suggest that these nuclei also are produced through from proton-transfer processes, such as stripping for ${}^{28}\text{Si}$ and pick-up for ${}^{26}\text{Mg}$.

References

- [1] Kalita, K. (2006). Elastic scattering and fusion cross sections for $9\text{Be} + {}^{17}\text{Li}$. *Physical Review C*, 73(2).
- [2] Kührtreiber, J. (2021). $\text{Li}(6.7) + \text{Al}27$ reactions close to and below the Coulomb barrier. *Physical Review C*, 103(6).
- [3] Padron, I. (2002). Fusion of stable weakly bound nuclei with ${}^{27}\text{Al}$ and ${}^{64}\text{Zn}$. *Physical Review C*, 66(4).

Corresponding author: enrique.martinez@inin.gob.mx

Anexo 4: artículo como producto de este trabajo de tesis

Se elaboró un artículo derivado del presente trabajo de tesis, el cual fue enviado para su publicación en las memorias del XLVI Symposium on Nuclear Physics (Cocoyoc, México, enero 6–9, 2025), bajo la revista EPJ Web of Conferences.

- *Fusion cross sections for the ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ system: fusion at energies around the coulomb barrier*, Luis Fernando Gonzalez, Juan Carlos Morales-Rivera, Enrique Martinez-Quiroz, Eli Francisco Aguilera and Paulina Amador-Valenzuela.