

# Caracterización del sistema de detección utilizado en el estudio de la reacción $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$



Trabajo Fin de Máster

Máster Interuniversitario en Física Nuclear

Autor:  
Alejandro Vegas Díaz

Dirigido por el Doctor Juan Pablo Fernández García

Universidad De Sevilla

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



# Resumen

---

En el estudio de reacciones nucleares la detección, identificación y caracterización de los productos resultantes de las mismas son las principales fuentes de información que permiten comprender los procesos que tienen lugar.

En este trabajo se busca caracterizar los detectores empleados en el experimento S1847 para obtener una correcta identificación de los resultados de la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$  a la energía de  $22.5\text{ MeV}$ . Para ello, se llevará a cabo un proceso de optimización de la geometría del sistema de detección, con el que se logrará conocer, con una mayor exactitud, la posición que ocupaban los detectores al realizarse el experimento. Con la geometría ajustada se calibrarán en energía los distintos detectores, determinando así la respuesta energética de los mismos. En último lugar, se caracterizará el espesor de los detectores empleados haciendo un análisis de los datos recopilados, tanto en la reacción de un haz de  $^{12}\text{C}$  sobre  $^{197}\text{Au}$ , como los obtenidos con una fuente triple- $\alpha$ . Aunque se contaban con cuatro telescopios en el experimento, el telescopio D fue excluido del análisis debido a la baja estadística obtenida con el mismo.

Todos los procesos realizados en este trabajo se traducen en una mejora sustancial en la identificación de los productos de reacción obtenidos durante el experimento S1847 y, por lo tanto, ayudarán a comprender mejor la dinámica de reacciones inducidas por núcleos exóticos como el  $^{11}\text{Li}$ .

# Índice general

---

<b>Resumen</b>	<b>1</b>
<b>Introducción</b>	<b>4</b>
<b>1 Conceptos básicos</b>	<b>7</b>
1.1. Interacción de partículas cargadas . . . . .	7
1.2. Detectores de Semiconductor . . . . .	8
1.3. Sistema de telescopios . . . . .	10
1.4. Dispersión Rutherford . . . . .	11
<b>2 Experimento S1847</b>	<b>14</b>
2.1. Motivación del experimento . . . . .	14
2.2. Sistemas de detectores . . . . .	15
2.3. Geometría del sistema de detección . . . . .	17
2.4. Reacciones . . . . .	20
<b>3 Optimización de la Geometría</b>	<b>22</b>
3.1. Método de optimización . . . . .	22
3.2. Geometría ajustada . . . . .	26
<b>4 Calibración</b>	<b>31</b>
4.1. Calibración del detector trasero DSSSD . . . . .	31
4.2. Calibración del detector delantero SSSSD . . . . .	35
<b>5 Caracterización del espesor</b>	<b>41</b>
5.1. Método de caracterización . . . . .	41
5.2. Cálculo del espesor . . . . .	43

---

*Índice general*

---

<b>6 Resultados</b>	<b>47</b>
<b>7 Conclusiones</b>	<b>51</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>54</b>

# Introducción

---

Desde que E. Rutherford en 1911 postulase la existencia de los núcleos en la estructura atómica, basándose en los resultados del experimento realizado por H. Geiger y E. Marsden en 1909 [1], así como en sus propios resultados [2], el estudio de los núcleos ha atraído la atención y dedicación de un gran número de investigadores. Para la realización de estos estudios, en los que se investigan tanto la estructura nuclear, como la interacción entre núcleos, y multitud de características nucleares, se pueden emplear métodos pasivos, como la observación de la radiación emitida en desintegraciones, o métodos activos, como la inducción de reacciones nucleares.

Las reacciones nucleares ocurren en cada momento en medios estelares e incluso, actualmente, en laboratorios en la propia Tierra. La primera reacción de dispersión nuclear documentada fue la que llevó a cabo E. Rutherford en 1919, cuando bombardeó una lámina de  $^{14}\text{N}$  con partículas  $\alpha$  dando lugar a la reacción:  $^{14}\text{N} (^4\text{He}, p)^{17}\text{O}$  [3]. Actualmente, con el desarrollo de los aceleradores, se ha ampliado cuantiosamente el rango de energías a las que se pueden hacer interactuar las partículas, así como los núcleos que pueden intervenir, llegándose incluso a producir haces radiactivos de núcleos inestables con vidas medias muy cortas. Estas especies nucleares, muy alejadas del valle de la estabilidad y que decaen en tiempos tan cortos, se denominan núcleos exóticos.

Los núcleos exóticos cobran un papel fundamental en los procesos que acontecen en los medios estelares, como el proceso-r en la nucleosíntesis estelar, y su estudio, aquí en la Tierra, nos permite comprobar la validez de los modelos empleados con núcleos estables en estas especies, de cara a comprender mejor estos procesos estelares. Dentro de los núcleos exóticos se encuentran los denominados núcleos halo, los cuales presentan una estructura extensa y difusa constituida por nucleones de valencia que se encuentran débilmente ligados al núcleo interno o *core*.

Para ampliar el conocimiento que se tiene sobre los núcleos halo se estudia cómo interactúan con otros núcleos, produciendo reacciones nucleares. Los sistemas de detectores que se empleen en estos experimentos deben de cubrir la mayor región espacial posible, así como permitir identificar los productos de la reacción. Como los núcleos resultantes de las reacciones están cargados se emplean sistemas de telescopios que permiten separar en carga y masa las partículas detectadas. Estos sistemas están compuestos por dos detectores de distintos espesores, uno delgado y otro grueso, concatenados, de forma que las partículas cargadas al incidir pierden parte de su energía en el detector delantero, de espesor reducido, y la energía restante en el detector trasero, de mayor espesor.

Los detectores más empleados para estas medidas son los de semiconductor, concretamente los detectores de silicio, debido a que éstos pueden ser producidos con una amplia área activa y con un espesor muy reducido. De este modo se pueden construir telescopios que cubren una extensa región espacial, la cual puede ser discretizada con detectores segmentados, tanto verticalmente como horizontalmente, y con una excelente resolución para identificar los diferentes fragmentos de reacción.

Al cubrir un área tan extensa y tratándose de detectores de grosor muy reducido, la uniformidad de dicho grosor no está garantizada [4]. Esta falta de uniformidad no afecta radicalmente a la resolución de energía del sistema, ya que variaciones en el grosor del detector delantero influye en la energía perdida por la partícula en dicho detector, mas, como en el detector trasero pierde la energía restante, la energía total medida, suma de la depositada en ambos detectores, permanecerá inalterada [5]. Otra situación se daría en el caso de querer hacer una separación en masa y carga, objetivo último de estos sistemas de telescopios, donde la resolución energética del detector delantero, y por lo tanto su grosor, juega un papel esencial [5-7].

El trabajo que se desarrolla a continuación está dividido en 6 capítulos. En el primer capítulo se explicarán diferentes conceptos básicos que serán tratados a lo largo del presente trabajo, como la interacción radiación-materia, los detectores de semiconductor, sistemas de telescopios o la dispersión Rutherford. Seguidamente, en el capítulo 2, se describirán distintos aspectos del experimento S1847, desde la motivación de éste hasta las distintas reacciones llevadas a cabo, pasando por el sistema de detección empleado y la geometría del mismo. Con la descripción del experimento finalizada se procederá, en el capítulo 3, a explicar cómo se ha optimizado la geometría de los detectores en las

distintas reacciones y se presentarán los resultados de las geometrías ajustadas. En el capítulo 4, se detallará el proceso de calibración de los detectores una vez que se conocen las geometrías ajustadas de éstos. Con los detectores calibrados y las geometrías ajustadas, en el capítulo 5, se desarrollará el proceso de caracterización del espesor de los detectores empleados. En el capítulo 6 se presenta el resultado que tiene la caracterización de los detectores sobre los datos obtenidos en el experimento. Finalmente, en el capítulo 7, se expondrán las conclusiones.



# Conceptos básicos 1

---

## 1.1. Interacción de partículas cargadas

Para poder detectar y medir partículas cargadas hay que estudiar y comprender cómo interaccionan las mismas con el resto de materia, concretamente, en el caso de reacciones nucleares, con el material del que esté formado el detector y el blanco.

La principal interacción que experimentan las partículas cargadas se produce con el resto de partículas con carga, mediante las fuerzas de Coulomb. Sin embargo, esta interacción no será igual si se consideran partículas cargadas ligeras, como electrones, o partículas más pesadas, como protones, partículas  $\alpha$  u otros iones. En el caso de partículas ligeras se contemplan numerosas maneras de interacción, como la radiación de Bremstrahlung o dispersiones elásticas e inelásticas. Sin embargo, en este trabajo se busca medir y estudiar partículas cargadas pesadas, como los núcleos de  $^{11}\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  o  $^{12}\text{C}$ , los cuales interaccionan principalmente por dispersiones elásticas e inelásticas con los electrones y núcleos del medio material.

Al atravesar un material, debido a la interacción coulombiana con los electrones y los núcleos de los átomos que constituyen el medio, las partículas cargadas pesadas pierden energía. En el caso de estos últimos, los núcleos atómicos, también se pueden producir reacciones en las que intervenga la fuerza nuclear, pero para ello deben tener energía suficiente como para superar la barrera de potencial coulombiano.

En cada interacción la partícula incidente cede parte de su energía cinética, disminuyendo así su velocidad, pero sin variar su trayectoria, al menos hasta el final de su recorrido, ya que, como en el material interacciona simultáneamente con gran cantidad de electrones, se producen colisiones, en promedio, en todas direcciones. Como resultado de esta simultaneidad de interacciones, puede cuantificarse la pérdida de energía

con el *potencial de frenado lineal*, que sigue la fórmula de Bethe-Bloch [8]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\text{máx}}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right], \quad (1.1)$$

donde  $r_e$  y  $m_e$  son el radio clásico del electrón y su masa, respectivamente,  $N_a$  es el número de Avogadro y  $Z$ ,  $A$  y  $\rho$  hace referencia al número atómico, al número másico y a la densidad del material, respectivamente; mientras que  $z$  y  $v$  son la carga y la velocidad del proyectil.  $W_{\text{máx}}$  es la energía máxima transferida en una colisión e  $I$  se refiere al potencial de ionización medio, para el cual se toma un valor experimental. Por último  $\delta$  y  $C$  son la corrección de densidad y la corrección de capa.

En el caso de que las partículas sean no relativistas, como es el caso que estamos tratando, la ecuación (1.1) se reduce a:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right) \right]. \quad (1.2)$$

La energía cedida en cada colisión a los electrones se puede emplear, dependiendo de la cantidad de energía transferida, en promocionar el electrón a niveles energéticos superiores de la estructura atómica, o, si la energía es suficientemente alta, en arrancarlo del átomo, es decir, ionizar el átomo.

Hay numerosos tipos de detectores, detectores gaseosos, centelleadores, semiconductores, etc, y el principio de detección de cada uno está basado en los diferentes procesos de interacción de la radiación con la materia. Los más empleados para la detección de partículas cargadas pesadas son los de semiconductor, descritos en la siguiente sección.

## 1.2. Detectores de Semiconductor

Los detectores de semiconductor son los más empleados en la medida de partículas cargadas debido a su alta eficiencia y resolución energética.

La principal característica de los materiales semiconductores en general, y el silicio en particular, es la escasa energía requerida para promocionar electrones de la capa de valencia a la de conducción<sup>1</sup> dentro de la configuración energética de la red cristalina. Cuando se promociona un electrón a la capa de conducción queda una vacante en la capa de valencia, denominada hueco, con características similares a un electrón con carga positiva. La creación de estos pares electrón-hueco, es la base de la detección de partículas con semiconductores.

---

<sup>1</sup>En el caso del silicio son 3.6 eV.

Los detectores de semiconductor están conformados por una unión P-N, término empleado para denominar al contacto entre un semiconductor dopado con impurezas con un exceso de electrones (semiconductor N) con respecto al silicio, como se muestra en la Figura 1.1a, y uno dopado con impurezas con un defecto de electrones (semiconductores P), como se muestra en la Figura 1.1b. De esta forma se consigue una región compuesta de átomos aceptadores de electrones (región P) y una compuesta por donadores (región N).

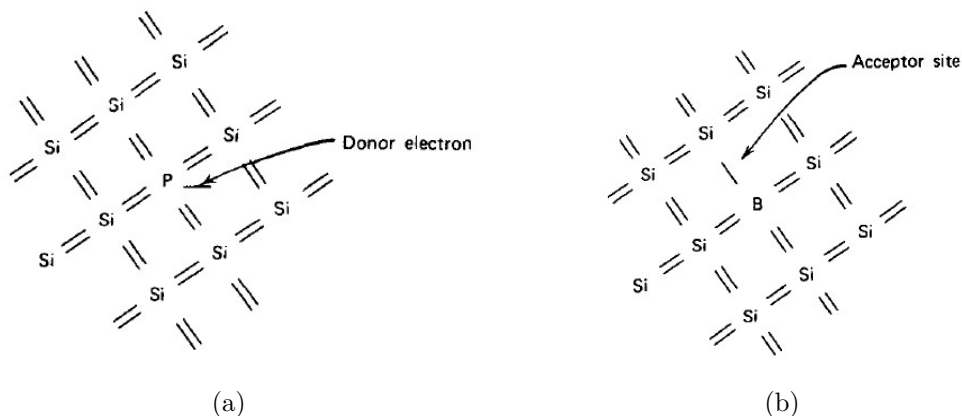


Figura 1.1: Representación de un semiconductor N, donador de electrones, dopado con impurezas de fósforo (a) y de un semiconductor P, aceptador de electrones, dopado con impurezas de boro (b) [8].

De forma natural, al poner en contacto un semiconductor tipo P y uno tipo N se produce una redistribución de cargas en la que los electrones se concentran en la región P y los huecos en la región N (Figura 1.2). Como consecuencia, al tener dos zonas cargadas, se genera un campo eléctrico intrínseco permanente en la zona de unión, denominada zona de deplexión.

Para aumentar esta zona de deplexión se aplica una diferencia de potencial, opuesta al campo intrínseco, creando así un flujo de electrones de la región P a la región N. Como resultado, se tiene una disminución de la concentración de huecos en la región N y de electrones en la región P, dando lugar a un aumento de la zona de deplexión. Aunque con la zona de deplexión intrínseca ya era suficiente como para detectar las partículas que llegan, al incrementarla se consigue aumentar el volumen activo de detección, incrementando la eficiencia del detector.

Cuando las partículas llegan a la zona de deplexión ceden energía creando pares electrón-hueco. Estos pares sufren una difusión, los huecos a la zona N y los electrones a la región P, generando así una señal de carga. La altura de la señal resultante dependerá

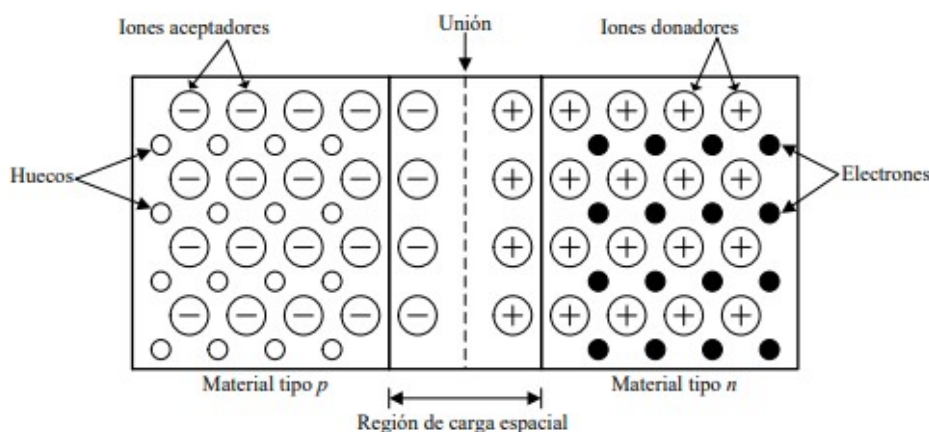


Figura 1.2: Esquema de la formación de la región de depleción, o de carga espacial, producido por la difusión de electrones en el contacto de materiales tipo P y N [9].

del número de pares electrón-hueco creados, el cual será proporcional a la energía que deposita la partícula; cuanto mayor es la energía depositada por la partícula, mayor es el número de pares electrón-hueco creados.

Estos detectores dan una respuesta espectrométrica, sin embargo, no permiten, de forma individual, identificar unívocamente las partículas detectadas. Para ello, se deben emplear sistemas de telescopios en los que se combinan varios de estos detectores.

### 1.3. Sistema de telescopios

Los sistemas de telescopios se emplean en la identificación de partículas cargadas, ya que permiten separar en carga y masa las partículas detectadas. Estos sistemas se componen simplemente de dos detectores concatenados; un primer detector delgado en el que las partículas cargadas incidentes pierdan parte de su energía sin llegar a detenerse, seguido de otro detector más grueso en el que la partícula sí lleguen a detenerse perdiendo toda su energía.

La pérdida de energía de las partículas cargadas pesadas al atravesar un medio material, como se explicó en la sección 1.1, se cuantifica con el *potencial de frenado lineal*. En el caso de tratarse de partículas no relativistas (ecuación (1.2)) puede advertirse que la pérdida de energía por unidad de longitud de material atravesado será proporcional a la masa de la misma y al cuadrado de la carga de la partícula, e inversamente proporcional a la energía de ésta. Por lo tanto, en una aproximación no relativista en la que la energía de la partícula incidente es  $E_{incidente} = \frac{1}{2}Mv^2$ , la energía depositada

al atravesar el detector delantero,  $dE$ , cumplirá

$$dE \propto \frac{MZ_p^2}{E_{incidente}}, \quad (1.3)$$

donde  $M$  y  $Z_p$  son la masa y el número atómico de la partícula incidente. Esta relación permite obtener una expresión analítica que relaciona la energía depositada en el detector delantero ( $dE$ ) y en el trasero ( $E$ ) [10]. De modo que, si se hace una representación bidimensional de  $dE$  frente a  $E + dE$  (energía total depositada), todas aquellas partículas que tengan tanto la misma masa como número atómico aparecerán en la misma región del diagrama bidimensional, a dichas regiones se les conoce como “bananas” (Figura 1.3).

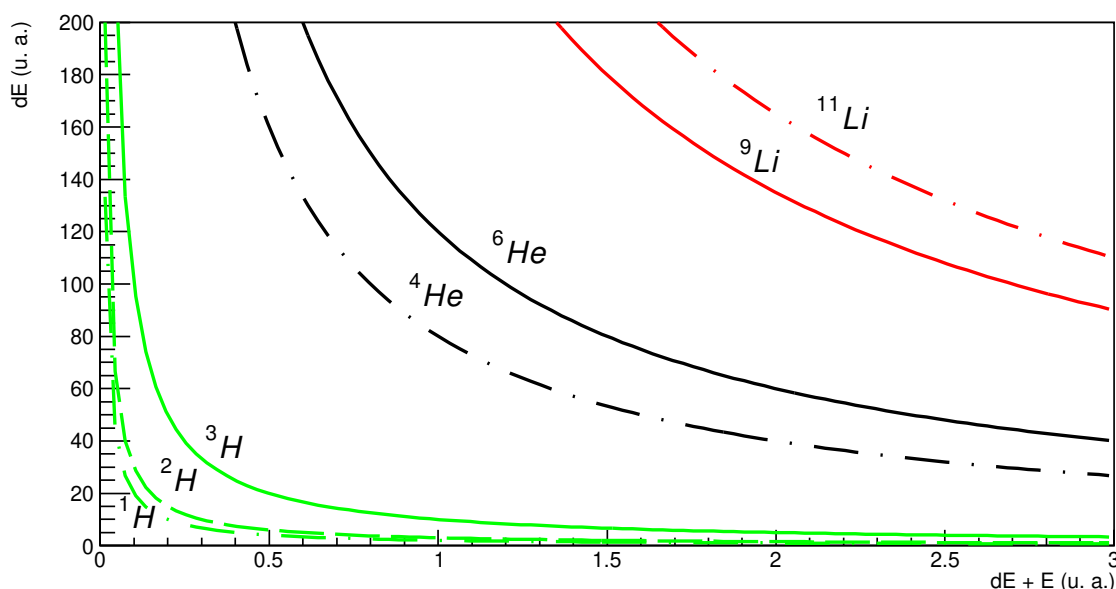


Figura 1.3: Esquema de histogramas  $dE$  frente a  $dE + E$  para diferentes núcleos. Se observa cómo se separan las distintas regiones de carga y masa, permitiendo identificar las distintas especies nucleares.

## 1.4. Dispersión Rutherford

Como ya se comentó en secciones anteriores, los núcleos, partículas cargadas pesadas, al incidir sobre un material pueden interactuar con los núcleos de los átomos que componen el mismo. Al estar ambas partículas cargadas positivamente experimentarán una fuerza de repulsión coulombiana proporcional al producto de sus cargas,  $Z_1e$  y  $Z_2e$ , e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que las separa:  $F_{Coul} = \frac{Z_1Z_2e^2}{r^2}$ ;

siendo  $Z_1$  el número atómico de la partícula incidente y  $Z_2$  el número atómico del material sobre el que incide. Como esta fuerza tiene una dependencia  $1/r^2$  la repulsión será más intensa cuanto menor sea la distancia que los separa, sin embargo, si los núcleos se acercan lo suficiente empieza a haber una atracción entre ellos debido a la fuerza nuclear. Como resultado, el potencial que gobierna la interacción entre ellos presenta una barrera, llamada *Barrera coulombiana*, cuya altura ( $V_c$ ) toma el valor aproximado de

$$V_c \sim \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R_B} \simeq \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \text{ MeV} , \quad (1.4)$$

donde  $Z_i$  y  $A_i$  son el número atómico y másico, respectivamente, de los núcleos implicados en la reacción y  $e^2 = 1.44 \text{ MeV fm}$  es la carga al cuadrado del electrón. La distancia a la que se alcanza el máximo de la barrera,  $R_B$ , se estima considerando que los dos núcleos están en contacto y que el radio nuclear cumple  $R = r_0 A^{1/3}$ , siendo  $r_0 \approx 1.4 \text{ fm}$ . Si la energía de la reacción en el sistema de referencia centro de masas se encuentra por debajo de la altura de la barrera, la fuerza que gobierna la interacción es la fuerza de Coulomb.

Para caracterizar las reacciones nucleares el principal parámetro empleado es la sección eficaz, la cual permite cuantificar la probabilidad de que se de una reacción. La sección eficaz de una reacción,  $\sigma_\beta$ , se define como el cociente de entre las cuentas detectadas de la reacción producida,  $N_\beta$ , y el producto de intensidad del haz incidente ( $I$ ), el tiempo de medida ( $t$ ) y la densidad superficial del blanco ( $\rho_s$ ) :

$$\sigma_\beta = \frac{N_\beta}{t \cdot I \cdot \rho_s} . \quad (1.5)$$

Se puede observar que las unidades que tiene esta cantidad son de área, pero normalmente se utiliza la unidad *barn* ( $1 \text{ barn} = 100 \text{ fm}^2$ ) [11].

De esta forma, el número de partículas emitidas de la reacción por unidad de tiempo y de ángulo sólido ( $d\Omega$ ) en una dirección determinada se denomina sección eficaz diferencial ( $d\sigma/d\Omega$ ). En el caso de tratarse de una dispersión puramente coulombiana, la sección eficaz diferencial, en función del ángulo dispersados en el centro de masas ( $\theta_{c.m.}$ ), sigue la expresión [11]:

$$\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} = \left( \frac{Z_p Z_b e^2}{4E_{c.m.}} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left( \frac{\theta_{c.m.}}{2} \right)} , \quad (1.6)$$

siendo  $Z_b$  y  $Z_p$  los números atómicos de blanco y proyectil, respectivamente, y  $E_{c.m.}$  la energía de la colisión en el sistema de referencia centro de masas.

---

## 1.4. *Dispersión Rutherford*

---

Esta dispersión coulombiana fue estudiada por primera vez en 1911 por E. Rutherford, quien determinó la expresión de la sección eficaz de la reacción de dispersión coulombiana en el caso no relativista (Ecuación 1.6), empleando la misma para interpretar los resultados de los experimentos con partículas  $\alpha$  con los que postuló la existencia del núcleo atómico [3]. Por esta razón, a esta dispersión coulombiana también se le conoce como dispersión Rutherford.

Cuando la energía de la colisión se encuentra en torno a la altura de la barrera coulombiana, o es superior a ésta, la fuerza nuclear empieza a cobrar más relevancia. En esta situación la interacción ya no es solamente una dispersión elástica; pueden abrir otros canales de reacción, como dispersiones inelásticas, reacciones de ruptura, reacciones de transferencia, etc. Algunos de estos canales de reacción se describen a continuación:

- **Dispersión inelástica:** En estas reacciones las particiones son las mismas, es decir, tras la reacción los núcleos resultantes son los mismos que los previos a la misma, pero al menos uno de ellos estos se encuentran en un estado excitada.
- **Reacción de ruptura:** En las reacciones de ruptura el núcleo incidente, generalmente poco ligado, se fragmenta al interaccionar con el núcleo blanco.
- **Reacciones de transferencia:** En esta reacciones hay una transferencia de uno o varios nucleones del proyectil al blanco.
- **Reacción de *knock-out*:** Este tipo de reacción se producen cuando el proyectil tiene energía suficiente como para arrancar uno o varios nucleones del blanco.
- **Reacción de fusión:** Esta reacción se produce cuando colisionan dos núcleos y se fusionan, dando lugar a un núcleo más pesado.

# Experimento S1847 2

---

Con la intención de ampliar el conocimiento sobre la estructura y la dinámica de reacción de los núcleos halo, en 2019 se llevó a cabo el experimento S1847 en las instalaciones de TRIUMF (*TRI-University Meson Facility*) en Vancouver, Canadá. Este experimento buscaba estudiar la reacción de  $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$  a energías cercanas a la barrera de Coulomb.

## 2.1. Motivación del experimento

El  $^{11}\text{Li}$  es un núcleo que presenta una estructura halo constituido por dos neutrones débilmente ligados, con energías de separación de solamente  $S_{2n} = 369.3(6) \text{ keV}$  [12]. Esto le confiere al  $^{11}\text{Li}$  una estructura extensa y difusa, la cual influye fuertemente en las distintas reacciones que puede sufrir el núcleo. Concretamente, el  $^{11}\text{Li}$  es un núcleo borromeo, que hace referencia a la característica de que el sistema  $^{11}\text{Li}$ , compuesto por  $^9\text{Li} + 2n$ , es un estado ligado, mientras que los subsistemas  $^9\text{Li} + n$  o  $n + n$  no constituyen estados ligados.

En las reacciones de dispersión, la estructura interna de los núcleos que interviene es fundamental, ya que la sección eficaz puede verse alterada por el fuerte acoplamiento a transiciones inelásticas u otros canales de reacción. Concretamente, en las reacciones con núcleos halo, al no tener, o tener pocos, estados excitados ligados, las excitaciones conducen a la ruptura del núcleo, como se ha comprobado con otros núcleos halo:  $^6\text{He}$  [13-16] y  $^{11}\text{Be}$  [17-19].

El experimento S1847 se realizó en las instalaciones de TRIUMF (*TRI-University Meson Facility*), el principal centro de aceleradores de partículas de Canadá. Concretamente el experimento se realizó en la línea ISAC (*Isotope Separator and Accelerator*),

---



que emplea la técnica ISOL (*Isotope Separation On-Line*) para la producción de iones exóticos [20].

En el experimento anterior, realizado en TRIUMF, en el que se estudió la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  a las energías de 24.3 y 29.8 MeV, se observó una disminución de la sección eficaz de dispersión elástica, en favor de la reacción de ruptura [21-23], con respecto a los experimentos realizados para isótopos estables, como  $^6\text{Li}$  o  $^7\text{Li}$  [24]. Sin embargo, se observó que este efecto de ruptura es mucho más fuerte que en el caso del  $^6\text{He}$  y se da a distancias mucho mayores, donde la reacción está dominada por la interacción coulombiana [21-23, 25]. En este sentido, el experimento S1847 buscaba medir las secciones eficaces elástica y de ruptura de la reacción de  $^{11}\text{Li}$  con un núcleo blanco de masa media,  $^{64}\text{Zn}$ , a energías en torno a la barrera coulombiana. A diferencia del caso de la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ , al disminuir el número atómico del blanco se logra reducir el campo coulombiano provocado por el mismo, permitiendo así el estudio de la interacción entre la fuerza nuclear y coulombiana producida en dicha reacción.

## 2.2. Sistemas de detectores

Para la medida de las partículas cargadas resultantes de la reacción, como el  $^9\text{Li}$  producido en reacciones de ruptura o el propio  $^{11}\text{Li}$  dispersado elásticamente, se emplearon sistemas de telescopios constituidos por detectores semiconductores de silicio con una amplia área de detección segmentada. En total se hizo uso de cuatro telescopios, formados cada uno por dos detectores de diseño W1 de Micron Semiconductor Ltd. [26]; un detector delantero delantero SSSSD (*Single Side Silicon Strip Detector*) y un detector trasero DSSSD (*Double Sided Silicon Strip Detector*), descritos a continuación.

- SSSSD (*Single Side Silicon Strip Detector*): Detector de  $20\ \mu\text{m}$  de espesor con un área de  $50 \times 50\ \text{mm}^2$  [26]. Este detector está dividido en 16 tiras, o *strips*, de  $3 \times 50\ \text{mm}^2$  cada una, con un espacio de separación de  $0.1\ \text{mm}$  entre ellas. En la Figura 2.1 se muestra un esquema de este detector.
- DSSSD (*Double Sided Silicon Strip Detector*): Detector de  $1000\ \mu\text{m}$  de espesor y  $50 \times 50\ \text{mm}^2$  de área. Este detector está segmentado en 16 tiras, o *strips*, horizontales y 16 verticales, cada una con un área de  $3 \times 50\ \text{mm}^2$  y una separación de  $0.1\ \text{mm}$  entre ellas [26, 27]. Combinados, los *strips* proporcionan una segmenta-

ción del área de detección en un total de 256 píxeles de  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ . En la Figura 2.2 se muestra un esquema de este detector.

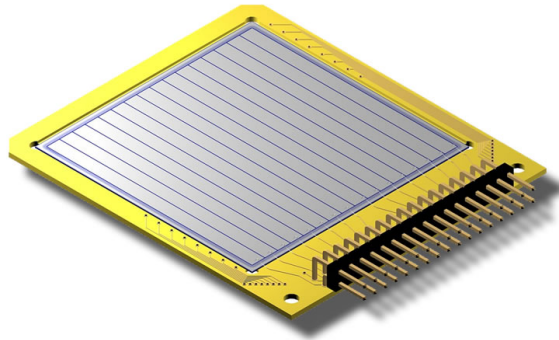


Figura 2.1: Esquema de detector *SSSSD* [26]

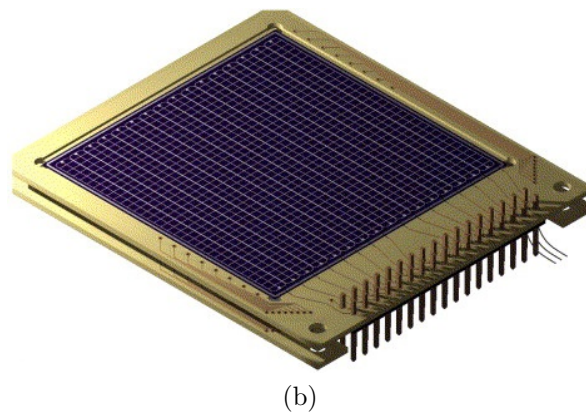
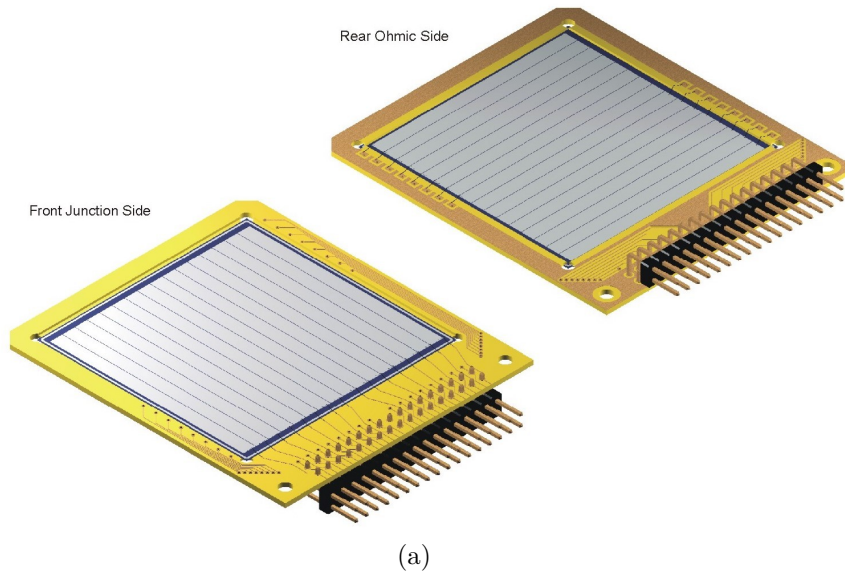


Figura 2.2: Esquema de la parte frontal y trasera del detector *DSSSD* (a) y esquema del montaje final del detector *DSSSD* (b) [28].

En la Figura 2.3 se muestra un esquema de la estructura de las capas de los detectores. Además de la zona de detección tiene cuatro capas muertas: el contacto de aluminio delantero y trasero, y las capas *N* y *P* del propio detector. Las zonas *N* del detector están formadas por silicio dopado con boro y las *P* por silicio dopado con fósforo.

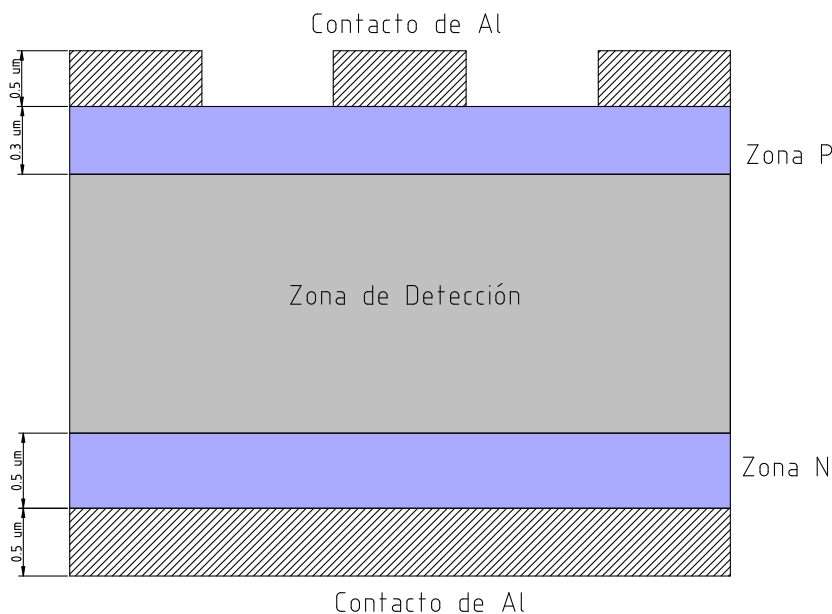


Figura 2.3: Esquema de las capas que conforman los detectores.

## 2.3. Geometría del sistema de detección

La Figura 2.4 muestra el montaje experimental que se estableció para llevar a cabo el experimento S1847. Los cuatro telescopios, descritos en la sección 2.2, se dispusieron a distintas distancias cubriendo un gran rango angular. En la Tabla (2.2) se especifican los valores nominales de las distancias y los rangos angulares cubiertos por cada telescopio, tomando como punto de origen el centro del blanco.

Debido a que los detectores están segmentados en *strips* verticales y horizontales, formando un total de 256 píxeles, es importante determinar el ángulo que forma cada píxel con la dirección del haz, ya que éste será el ángulo de dispersión de las partículas detectada por dicho píxel. Estas posiciones angulares pueden ser determinadas con las dimensiones de los *strips*, especificadas en la sección 1.3, y las disposiciones geométrica espaciales de la Tabla 2.2.

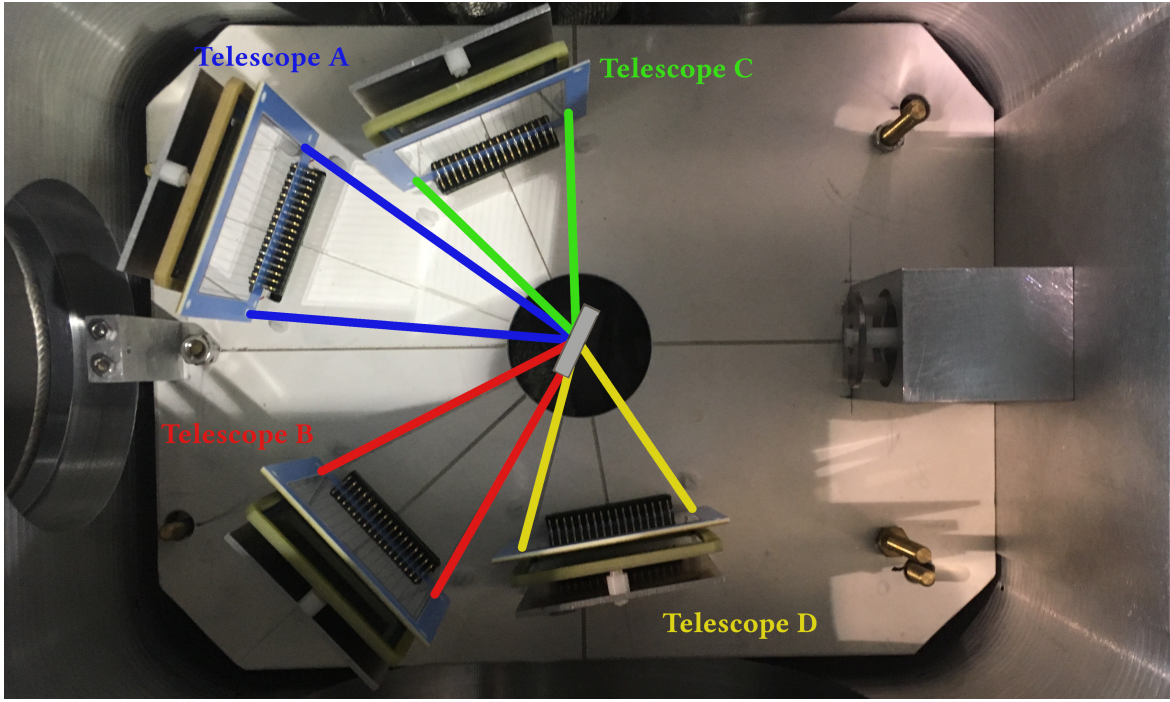


Figura 2.4: Montaje experimental del experimento S1847.

<i>Telescopio</i>	<i>Ángulo (°)</i>	<i>Rango Angular (°)</i>	<i>Distancia (mm)</i>
A	23	9-37	100.94
B	42	26-58	85.88
C	67	46-88	65.94
D	99	75-123	55.94

Tabla 2.2: Valores nominales de distancia y posición angular de los telescopios.

La configuración que se muestra en la Figura 2.4 se refiere al sistema de referencia del laboratorio, con origen en el blanco. Por lo tanto, los ángulos de los píxeles determinados anteriormente ( $\theta_{lab}$ ) están relacionados con los ángulos del sistema de centro de masas de la reacción ( $\theta_{c.m.}$ ). Esta relación sigue la expresión [11]:

$$\cos(\theta_{CM}) = -x \sin^2(\theta_{lab}) \pm \sqrt{\cos^2(\theta_{lab})(1 - x^2 \sin^2(\theta_{lab}))} \quad , \quad (2.1)$$

donde  $x = m_p/m_b$  es el cociente de la masa del proyectil,  $m_p$ , y del blanco,  $m_b$ . La dualidad de signos de la ecuación (2.1) hace referencia a que cuando  $\theta_{lab} > 90^\circ$  se toma el signo “+”, y cuando  $\theta_{lab} < 90^\circ$  se toma el signo “-”.

En la Figura 2.5 se muestran, en mapas de intensidad (*hitmaps*), un ejemplo de los ángulos subtendidos por cada píxel del telescopio con la dirección del haz en el sistema de referencia del centro de masas.

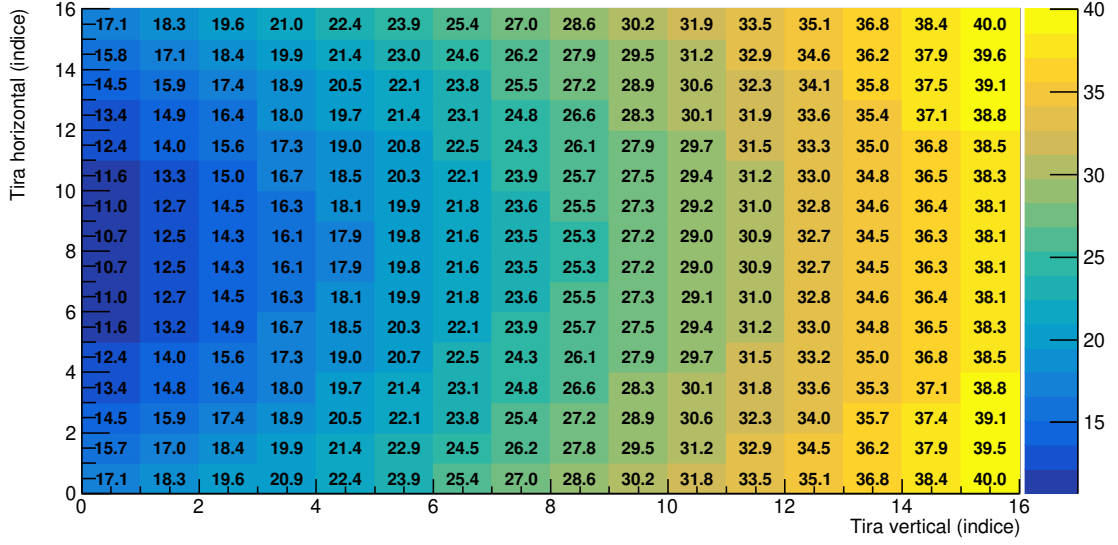


Figura 2.5: Distribución de ángulos cubiertos, expresados en grados, por cada píxel del telescopio A en el sistema de referencia del centro de masas.

El ángulo sólido que subtiende cada píxel,  $\Omega$ , puede ser determinado a partir del área efectiva del mismo,  $S$ , y la distancia al centro de referencia,  $R$ , por la relación:

$$\Omega = \frac{S}{R^2} . \quad (2.2)$$

donde el área efectiva viene determinada por el área del píxel ( $A$ ) y el ángulo comprendido entre el vector posición del píxel y el vector perpendicular al mismo:  $S = A \cos \alpha$ .

Al igual que con el ángulo descrito con la dirección del haz, el ángulo sólido en el sistema de referencia del laboratorio está relacionado con el ángulo sólido en el sistema de referencia del centro de masas. Para determinar esta relación, se hace uso de que el número de partículas que llegue a una detector no depende del sistema de referencia, de forma que

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.} (\theta_{c.m.}, \varphi_{c.m.}) d\Omega_{c.m.} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} (\theta_{lab}, \varphi_{lab}) d\Omega_{lab} . \quad (2.3)$$

Suponiendo simetría con respecto a la la dirección del haz,  $\varphi$ :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.} d(\cos \theta_{c.m.}) = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} d(\cos \theta_{lab}) . \quad (2.4)$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones (2.3) y (2.4), junto con la relación (2.1), se tiene que

$$\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{c.m.}} = \frac{d(\cos \theta_{c.m.})}{d(\cos \theta_{lab})} = \frac{\sqrt{1 - x^2 \sin^2 \theta_{lab}}}{\left( x \cos \theta_{lab} + \sqrt{1 - x^2 \sin^2 \theta_{lab}} \right)^2} . \quad (2.5)$$

## 2.4. Reacciones

Además de las reacciones de  $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$  a  $22.5\text{ MeV}$  también se llevaron a cabo reacciones como  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a energías de  $6\text{ MeV}$ ,  $12\text{ MeV}$  y  $30\text{ MeV}$ , para calibrar los detectores, o  $^9\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$  a  $22\text{ MeV}$ , para estudiar la dispersión elástica de este núcleo; constituyente del *core* del núcleo de  $^{11}\text{Li}$ . En la Tabla 2.3 se especifican las reacciones llevadas a cabo en el experimento S1847 junto a los tiempos y características del haz.

<i>Haz</i>	<i>Blanco</i>	<i>E (MeV)</i>	<i>Tiempo</i>
$^{12}\text{C}$	$^{197}\text{Au}$	6	3 h
$^{12}\text{C}$	$^{197}\text{Au}$	12	2 h
$^{12}\text{C}$	$^{197}\text{Au}$	30	1 día y 14 h
$^9\text{Li}$	$^{197}\text{Au}$	22	1 h
$^9\text{Li}$	$^{64}\text{Zn}$	22	2 días
$^{11}\text{Li}$	$^{197}\text{Au}$	22.5	3 h
$^{11}\text{Li}$	$^{64}\text{Zn}$	22.5	9 días

Tabla 2.3: Tabla de características de las reacciones realizadas en el experimento S1847.

El blanco empleado para realizar el experimento, el  $^{64}\text{Zn}$ , fue escogido debido a que éste material es empleado sistemáticamente en el estudio de reacciones con núcleos halo, o débilmente ligados [14, 18, 29], lo cual permite comparar los resultados obtenidos. El espesor del blanco de  $^{64}\text{Zn}$  era de  $990\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . El otro blanco utilizado, el  $^{197}\text{Au}$ , con una densidad de  $282\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , se empleó en las reacciones de calibración con  $^{12}\text{C}$ . En la Figura 2.6 se muestra una imagen de la torre de blancos.



Figura 2.6: Torre de blancos empleados en el experimento S1847.



# Optimización de la Geometría 3

---

Aunque la geometría de los detectores permaneció fija durante todo el experimento, los valores nominales que se recogen en la Tabla 2.2 no son los valores exactos de la distancia y posición angular de los telescopios. Además, otros parámetros geométricos, como desplazamientos de los detectores a lo largo de los ejes cartesianos ( $dX$ ,  $dY$ ,  $dZ$ ), o rotaciones sobre los mismos ( $\alpha_X$ ,  $\alpha_Y$ ), no se precisan. Debida a la alta influencia de la configuración geométrica de los detectores en el cálculo de cantidades como el ángulo sólido subtendido o el ángulo cubierto por cada píxel, es necesario establecer con la mayor exactitud posible la geometría de los detectores, mediante el cálculo de estos parámetros geométricos

## 3.1. Método de optimización

Para establecer la posición de cada píxel se emplearon los resultados de las reacciones  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a 6 MeV, 12 MeV y 30 MeV. Con estas energías no se consigue superar la barrera de Coulomb de esta reacción, la cual tendrá un valor, dado por la ecuación (1.4), aproximado de  $V_c \approx 58 \text{ MeV}$ . Por esta razón, los núcleos interaccionarán sufriendo una dispersión Rutherford, con una sección eficaz gobernada por la ecuación (1.6). De esta manera, el número esperado de partículas dispersadas en la detección de un píxel,  $N_c$ , que cubre un ángulo sólido  $\Delta\Omega$  a un ángulo  $\theta_{c.m.}$ , cuando incide un haz de intensidad<sup>1</sup>  $I$ , sobre el blanco durante un tiempo  $t$ , será:

$$N_c = I \cdot t \cdot \rho_s \cdot \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} \Delta\Omega = I \cdot t \cdot \rho_s \cdot \left( \frac{Z_p Z_b e^2}{4E_{c.m.}} \right)^2 \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \left( \frac{\theta_{c.m.}}{2} \right)} = N \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \left( \frac{\theta_{c.m.}}{2} \right)}, \quad (3.1)$$

---



### 3.1. Método de optimización

donde  $\rho_s$  es la densidad superficial del blanco<sup>1</sup>. De la ecuación 3.1 se puede despejar el parámetro N:

$$N = \frac{N_c}{\Delta\Omega} \cdot \sin^4\left(\frac{\theta_{c.m.}}{2}\right) = I \cdot t \cdot \rho_s \cdot \left(\frac{Z_p Z_b e^2}{4E_{c.m.}}\right)^2. \quad (3.2)$$

Teniendo en cuenta que, para una reacción determinada, la intensidad del haz, el tiempo de detección y la energía de las partículas incidentes permanece constante para todos los píxeles de todos los detectores, se puede considerar que el parámetro  $N$  toma un valor constante para todos ellos.

Para determinar el número de núcleos dispersados elásticamente que detecta cada píxel o *strip*,  $N_c$ , se procede de forma diferente si se trata del detector delantero (SSSSD) o si es el trasero (DSSSD). En el caso del detector delantero la segmentación es en *strip* verticales, de forma que para cada *strip* se obtiene un espectro como el que se muestra en la Figura 3.1, donde se identifica un pico producido por los núcleos de  $^{12}C$  dispersados elásticamente. En este caso, el número de cuentas será la integral del pico, cuyo límite de integración se establece realizando un ajuste del pico a una función gaussiana y estableciendo un rango de  $3\sigma$  en torno al centroide.

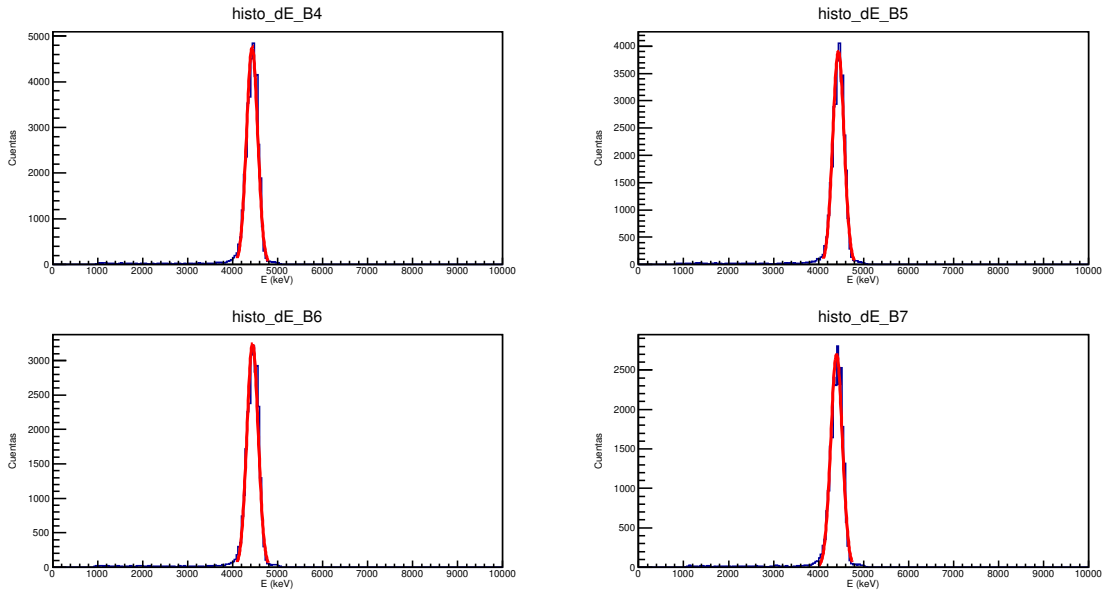


Figura 3.1: Ajustes de los picos de dispersión elástica en los espectros de cuatro *strips* verticales del detector SSSSD del telescopio B para la reacción  $^{12}C + ^{197}Au$  a  $6 MeV$ .

En el caso de los detectores traseros DSSSD solo habrá detección cuando los núcleos dispersados tengan energía suficiente como para atravesar el detector delantero, lo cual solo ocurre, en el caso de las reacciones  $^{12}C + ^{197}Au$ , a  $30 MeV$ . En estas situaciones se

<sup>1</sup>La notación utilizada es la misma que la empleada en la sección 1.4 para la Ecuación (1.5).

cuenta también con la información de la energía depositada en el detector delantero, de manera que se pueden representar histogramas bidimensionales  $dE$  frente a  $dE + E$ , como se comenta en la sección 1.3, donde se pueden identificar las partículas que han sido dispersadas elásticamente. Un ejemplo de estos histogramas se observa en la Figura 3.2.

Aunque las partículas dispersadas elásticamente se concentran en una zona bastante constreñida, hay cierta dispersión. Esto es debido a distintos fenómenos; por ejemplo la eficiencia y resolución de los distintos detectores, o la dispersión energética del haz incidente. Por esa razón hay que establecer límites de integración para determinar las cuentas que corresponden realmente a núcleos de  $^{12}\text{C}$  dispersados elásticamente. Estos límites de integración se realizan con el programa específico para el análisis de datos ROOT [30], como se muestra en la Figura 3.2.

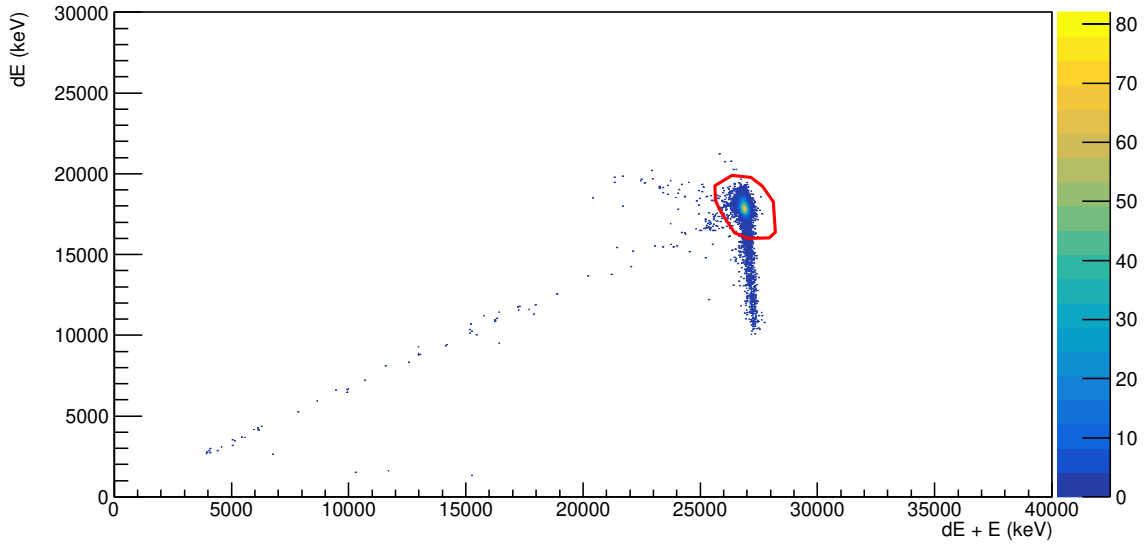


Figura 3.2: Límite de integración sobre el histograma bidimensional  $dE$  frente a  $dE + E$  para el *strip* vertical 1 del telescopio B en la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $30\text{ MeV}$ .

La geometría óptima de cada telescopio será aquella que minimice la desviación estándar de la distribución del parámetro  $N$ , la cual sigue la ecuación:

$$s_N = \sqrt{\frac{1}{A-1} \sum_{i=1}^A (N_i - \bar{N})^2}, \quad (3.3)$$

siendo  $A$  el número total de puntos considerados para la optimización y  $\bar{N}$  el valor medio del parámetro  $N$ . Este proceso de minimización se realiza variando los parámetros geométricos (distancia hasta el blanco,  $R$ , ángulo subtendido con el haz,  $\theta_{lab}$ , desplazamientos en los ejes cartesianos,  $dX$ ,  $dY$  y  $dZ$ , y movimientos angulares de los

### 3.1. Método de optimización

detectores,  $\alpha_X$ ,  $\alpha_Y$ ) de los telescopios. En la Figura 3.3 se presenta un esquema de los parámetros geometría.

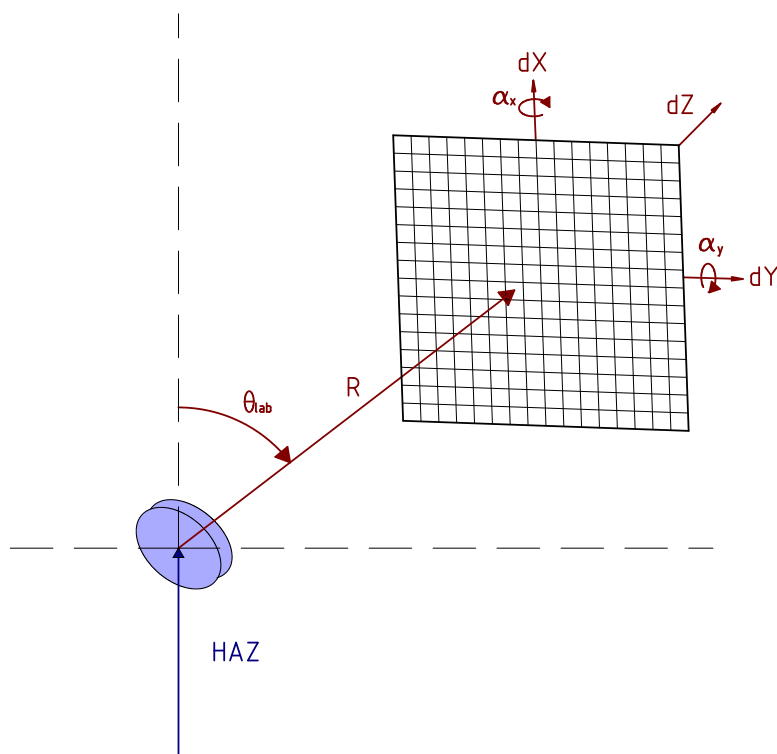


Figura 3.3: Esquema de los parámetros geométricos: Distancia hasta el centro del detector ( $R$ ), ángulo subtendido por el punto central del detector respecto a la dirección del haz ( $\theta_{lab}$ ), desplazamientos en los ejes cartesianos ( $dX$ ,  $dY$ ,  $dZ$ ) y rotaciones respecto a los ejes cartesianos ( $\alpha_X$ ,  $\alpha_Y$ ).

Para facilitar la optimización se realizan minimizaciones de  $s_N$  variando por parejas los parámetros a ajustar. En este sentido, primero se busca un mínimo variando  $R$  y  $\theta_{lab}$ , con los valores ajustados obtenidos de estos parámetros se ajustan  $dX$  y  $dY$ , y por último, con los anteriores parámetros ajustados, se ajustan  $\alpha_X$  y  $\alpha_Y$ . El parámetro  $dZ$  no se emplea ya que este desplazamiento solo supone variaciones en el parámetro  $R$ . Este proceso se repiten de forma iterativa hasta encontrar el valor de la geometría ajustada.

Otro factor a tener en cuenta a la hora de obtener la geometría optimizada es el punto de impacto en el blanco. Para establecer este valor se considera un mallado virtual del blanco en unidades de  $1\text{ mm}$ . Variando el punto de impacto en el mallado se puede minimizar  $s_N$ .

## 3.2. Geometría ajustada

En esta sección se presentan las geometrías ajustadas obtenidas para las tres reacciones de calibración de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$ ,  $12\text{ MeV}$  y  $30\text{ MeV}$ . En el caso de las reacciones a  $6\text{ MeV}$  y  $12\text{ MeV}$ , como los núcleos dispersados no tienen suficiente energía para atravesar el detector delantero, los parámetros ajustados obtenidos ( $R$ ,  $\theta$ ,  $dX$ ,  $dY$ ,  $\alpha_X$  y  $\alpha_Y$ ) corresponden al detector delantero. Sin embargo, en la reacción a  $30\text{ MeV}$  las partículas sí tienen energía suficiente como para atravesar el detector delantero, de manera que los parámetros ajustados corresponden al detector trasero, que se encuentra a cierta distancia del delantero.

En primer lugar se ajusta la geometría para la reacción a  $6\text{ MeV}$  y se emplean los mismos parámetros obtenidos para la reacción a  $12\text{ MeV}$ , donde la única variación es el punto de impacto en el blanco. Con estos parámetros ajustados se ajusta la geometría para la reacción a  $30\text{ MeV}$ . A esta energía los núcleos de  $^{12}\text{C}$  tienen energía suficiente como para llegar al detector trasero, de manera que la geometría considerada en este caso es la de dicho detector, el cual se encuentra a una cierta distancia, en paralelo, del delantero. Por ello, para obtener la geometría ajustada en esta situación sí se emplea el parámetro  $dZ$ . De esta forma, se mantienen los valores de  $R$  y  $\theta$ , obtenidos para las reacciones anteriores se busca un mínimo de  $s_N$  variando los parámetros  $dX$ ,  $dY$ ,  $dZ$ ,  $\alpha_X$  y  $\alpha_Y$ .

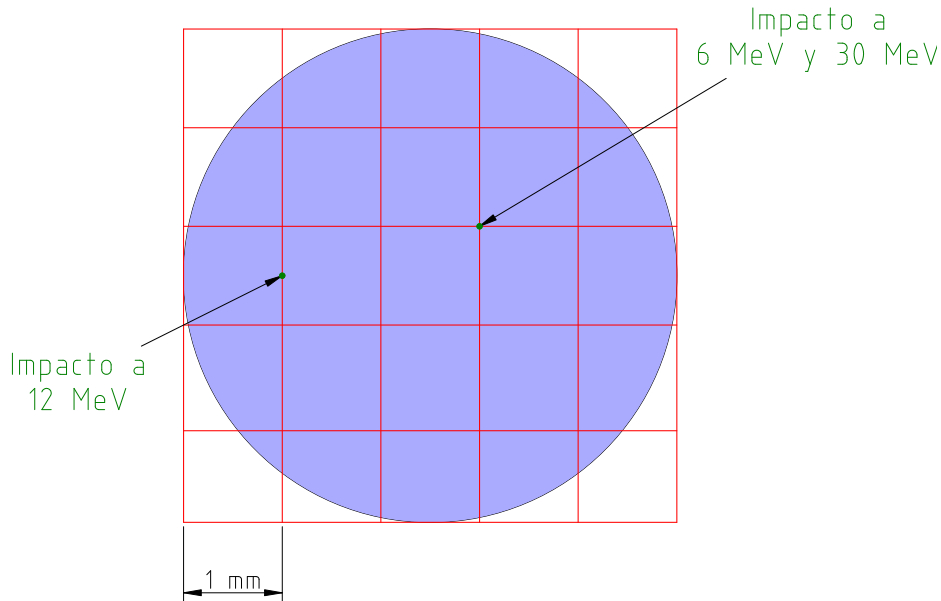


Figura 3.4: Punto de impacto del haz en el blanco para la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$ ,  $12\text{ MeV}$  y  $30\text{ MeV}$ .

### 3.2. Geometría ajustada

Finalmente, para hacer solapar los distintos sistemas de telescopios, ya que  $N$  debe tomar un valor constante para todos ellos, se ha variado el punto de impacto en el blanco. De esta forma se obtiene que el haz impactó en el punto (3,3) del mallado para la reacción de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$  y  $30\text{ MeV}$  y en el punto (1,2.5) a  $12\text{ MeV}$ . Las incertidumbres de estos resultados se estiman como el paso de variación del punto de impacto en el método de minimización, que fue de  $0.5\text{ mm}$ . En la Figura 3.4 se muestra el mallado y los puntos de impacto del haz.

En la Tabla 3.2 se presentan los valores de los parámetros geométricos, nominales y ajustados, de los distintos detectores en las distintas reacciones. Como en el método de minimización se varían los parámetros en pasos de 0.1, en las unidades correspondientes a cada parámetro, ésta es la incertidumbre que se le asocia a los valores obtenidos. Así mismo, en la Tabla 3.3 se muestran las desviaciones estándar relativas ( $\sigma_N = s_N/\bar{N}$ ) de la distribución de  $N$ , en cada caso, antes y después de ajustar la geometría. Se observa una clara disminución de la dispersión tras ajustar los parámetros geométricos

<b>Tel.</b>	$E\text{ (MeV)}$	$R\text{ (mm)}$	$\theta_{lab}\text{ (}^\circ\text{)}$	$dX\text{ (mm)}$	$dY\text{ (mm)}$	$dZ\text{ (mm)}$	$\alpha_X\text{ (}^\circ\text{)}$	$\alpha_Y\text{ (}^\circ\text{)}$
A	Nominal	100.96	-23.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	6	104.8	-19.5	0.0	0.2	0.0	0.7	-0.1
	12	104.8	-19.5	0.0	0.2	0.0	0.7	-0.1
	30	104.8	-19.5	-1.3	-0.2	8.8	3.8	-0.5
B	Nominal	85.88	42.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	6	90.7	41.8	0.2	-0.1	0.0	1.0	0.0
	12	90.7	41.8	0.2	-0.1	0.0	1.0	0.0
	30	90.7	41.8	0.0	2.8	4.8	-0.3	-2.8
C	Nominal	65.94	-67.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	6	66.4	-63.8	0.9	0.2	0.0	-4.9	0.7
	12	66.4	-63.8	0.9	0.2	0.0	-4.9	0.7
	30	66.4	-63.8	-3.5	-3.6	4.5	-2	0.3

Tabla 3.2: Valores de parámetros geométricos ajustados y nominales para los telescopios A, B y C en las distintas energías de la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ .

<b>Tel.</b>	$E$ (MeV)	$\sigma_N$ (%) Nominal	$\sigma_N$ (%) Ajustada
A	6	5.8	1.2
	12	3.2	1.6
	30	4.3	2.6
B	6	2.8	0.7
	12	3.3	1.1
	30	4.8	1.2
C	6	2.5	0.8
	12	3.9	1.2
	30	5.7	4.1

Tabla 3.3: Desviación estándar relativa de la distribución del parámetro  $N$  con la geometría nominal y la geometría ajustada para los tres telescopios en la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$ ,  $12\text{ MeV}$  y  $30\text{ MeV}$ .

En las Figuras 3.5, 3.6 y 3.7 se representa el parámetro  $N$  de cada detector en cada reacción con la geometría nominal y la ajustada. En estas figuras puede verse gráficamente cómo la dispersión del parámetro  $N$  disminuye al considerar la geometría ajustada. En el telescopio B se observa que, en el caso de la geometría nominal, hay una caída en el valor de  $N$  para ángulos grandes. Esto es debido a que en estas reacciones el blanco estaba girado  $25^\circ$ , como se muestra en la Figura 2.4, de forma que los *strips* que formaban ángulos más grandes del telescopio B quedaban en zona de sombra. Los datos de estos *strips* no fueron considerados para realizar el ajuste.

En el siguiente capítulo se realizará la calibración en energía de los detectores de cada telescopio. Para ello se van a emplear tanto una fuente triple- $\alpha$ , como los productos de reacción de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$  y  $12\text{ MeV}$ . En este último caso es necesario calcular la energía con la que llegan los productos a cada píxel, teniendo en cuenta la cinemática de la reacción y determinando las pérdidas de energía en el blanco y en las capas muertas del detector. Por lo tanto, conocer la geometría exacta de los detectores es de suma importancia, ya que la energía resultante de los productos de la reacción van a depender de la trayectoria de salida las partículas.

La calibración que se muestra en los histogramas dispuestos en este capítulo fue realizada como se comenta en el capítulo siguiente. Sin embargo, para esta calibración no se tuvo en cuenta pérdidas de energía de las fuentes empleadas en las capas muertas

### 3.2. Geometría ajustada

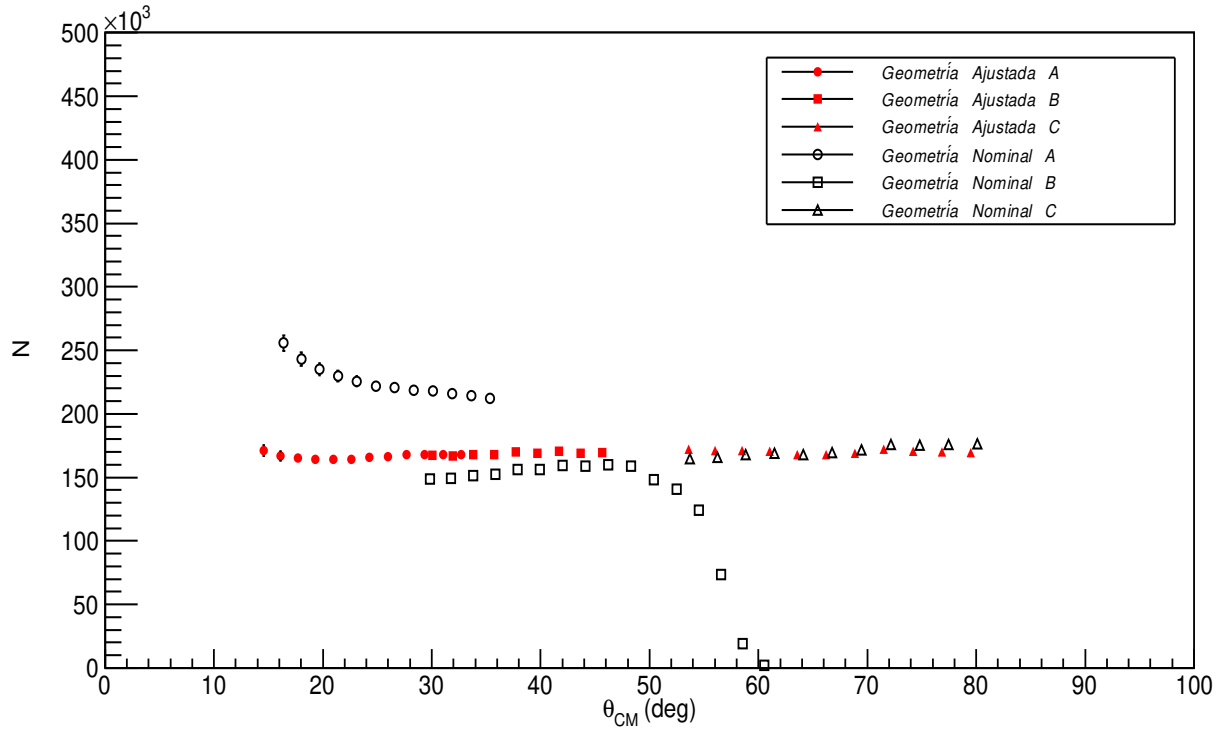


Figura 3.5: Parámetro  $N$  frente al ángulo central de cada *strip* vertical del detector SSSSD en el sistema de referencia centro de masas en la reacción  $^{12}C + ^{197}Au$  a 6 MeV.

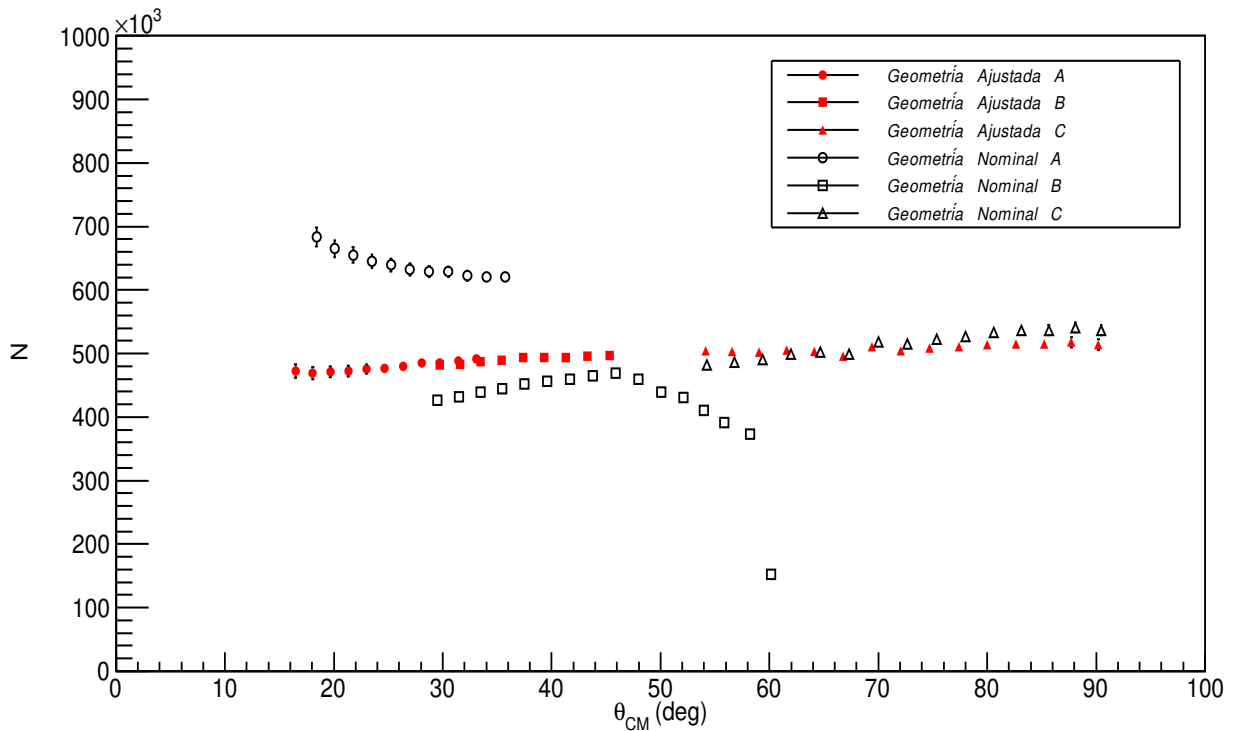


Figura 3.6: Parámetro  $N$  frente al ángulo central de cada *strip* vertical del detector SSSSD en el sistema de referencia centro de masas en la reacción  $^{12}C + ^{197}Au$  a 12 MeV.

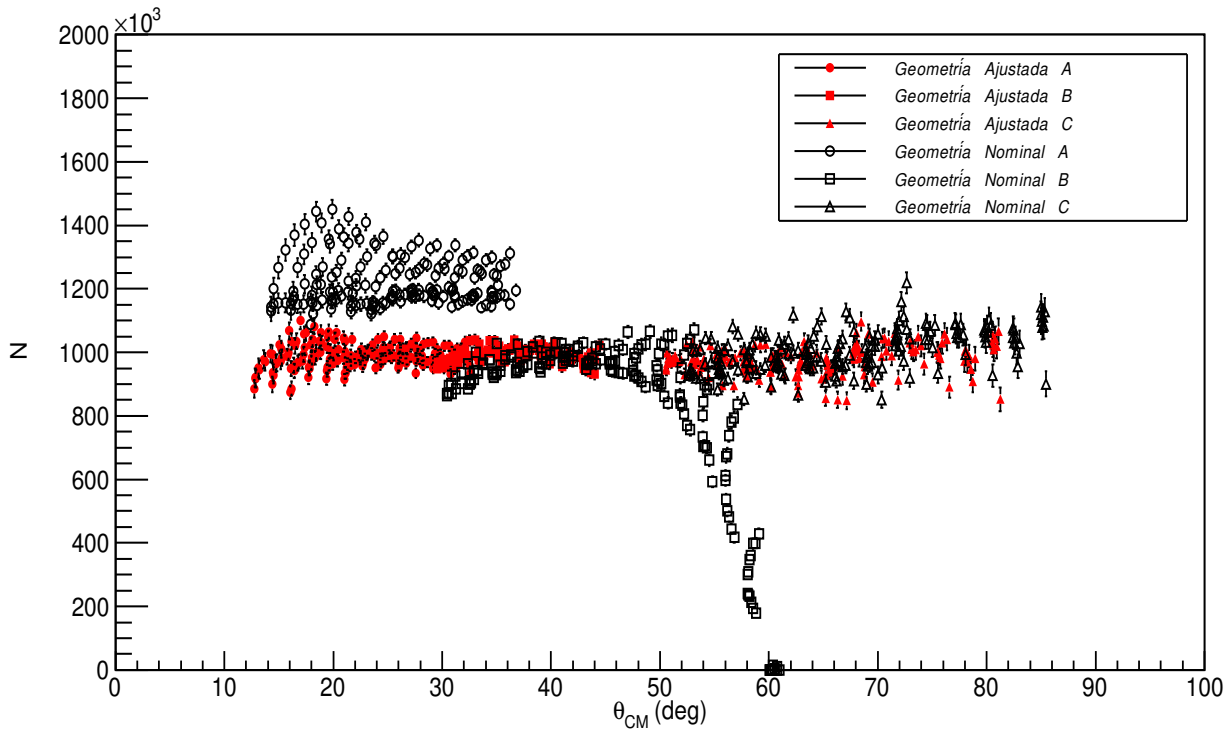


Figura 3.7: Parámetro  $N$  frente al ángulo central de cada píxel en el sistema de referencia centro de masas en la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $30\text{ MeV}$ .

de los detectores o en el blanco. Además la geometría considerada para realizar la calibración fue la geometría nominal.



# Calibración 4

---

Para construir los histogramas y espectros a partir de los datos obtenidos con las mediciones, y poder extraer así información de los datos experimentales, es necesario realizar una calibración en energía de los detectores empleados. Como los detectores están segmentados, se calibra, independientemente, cada una de los *strips* que los conforman. Para la calibración se emplean fuentes con emisiones de partículas  $\alpha$  con energía conocida; además de las reacciones de calibración de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$  y  $12\text{ MeV}$ .

En la calibración del detector trasero (DSSSD) se empleó una fuente triple- $\alpha$  con emisiones superiores a  $5\text{ MeV}$  y una fuente  $\alpha$  de  $3\text{ MeV}$  ( $^{148}\text{Gd}$ ). Mientras que para la calibración del detector delantero (SSSSD) se empleó únicamente la fuente  $\alpha$  de  $^{148}\text{Gd}$  y los resultados de la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$  y  $12\text{ MeV}$ . En ambos casos se tuvo en cuenta la pérdida de energía en las capas muertas del detector y, en el caso de las reacciones  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ , la pérdida de energía en el blanco y la cinemática de la reacción.

## 4.1. Calibración del detector trasero DSSSD

La parte frontal del detector DSSSD está segmentada en 16 *strips* verticales y la parte posterior está segmentada en 16 *strips* horizontales (véase Figura 2.2 de la sección 2.2). De forma que se realiza una calibración para cada *strip* de la parte frontal y de la parte posterior.

### 4.1.1. Fuentes para la calibración del detector DSSSD

La fuente empleada en la calibración del detector trasero (DSSSD) es una fuente triple- $\alpha$  formada por tres núcleos ( $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$ ) que decaen emitiendo partículas  $\alpha$  de distintas energías. Además, también se empleó una fuente  $\alpha$  con menor energía, el  $^{148}\text{Gd}$ . Como las distintas emisiones se producen con intensidades diferentes, la energía final considerada es una media ponderada de las diferentes emisiones:

$$E_{fuente} = \frac{1}{\sum I_{\alpha}} \sum_{i=1,\dots,n} E_{\alpha_i} \cdot I_{\alpha_i} . \quad (4.1)$$

En la Tabla 4.2 se muestra las energías y las intensidades de emisión de las distintas fuentes, junto a la energía ponderada.

<i>Fuente</i>	$E_{\alpha}$ (keV)	$I$ (%)	$E_{fuente}$ (keV)
$^{239}\text{Pu}$	5156.59(14)	70.77(14)	5143.7(6)
	5144.3(8)	17.11(14)	
	5105.5(8)	11.94(7)	
$^{241}\text{Am}$	5485.56(12)	84.8(5)	5445.8(5)
	5442.80(13)	13.1(3)	
	5388	1.660(20)	
$^{244}\text{Cm}$	5804.77(5)	76.90(10)	5796.1(7)
	5762.64(3)	23.10(10)	
	5664(3)	0.0204(15)	
$^{148}\text{Gd}$	3182.690(24)	100	3182.690(24)

Tabla 4.2: Energías de emisión de las fuentes  $\alpha$  [12].

### 4.1.2. Pérdidas de energía en el detector DSSSD

Un aspecto a tener en cuenta a la hora de considerar la energía con la que llegan las partículas a los detectores es la pérdida de energía que puedan sufrir éstas al interactuar con los distintos materiales que los anteceden. Esta pérdida de energía es descrita en la sección 1.1, donde se concreta la expresión que la gobierna: la fórmula de Bethe-Bloch (Ec. (1.2)).

En el caso de las partículas  $\alpha$ , el único material que atraviesan antes de llegar a la zona de detección son las capas muertas del propio detector, las cuales se esquematizan

en la Figura 2.3. Para cuantificar estas pérdidas de energía se desarrolla un programa que integre la energía perdida en cada capa. El valor del potencial de frenado para cada energía en cada material es obtenido mediante una interpolación de los valores ajustados que proporciona el programa SRIM [31].

### 4.1.3. Resultados de la calibración del detector DSSSD

Una vez se conocen las energías con la que llegan las partículas a cada *strip*, verticales en el caso del frontal y horizontales en el posterior, se pueden relacionar éstas con los canales de los espectros obtenidos mediante un ajuste lineal:

$$E = a \cdot canal + b . \quad (4.2)$$

En la Figura 4.1 se muestra un ejemplo de espectro obtenido con la fuente triple- $\alpha$ , junto al  $^{148}\text{Gd}$ . El canal medio correspondiente a cada energía se considera como el centroide del ajuste a una función gaussiana que se realiza para cada pico.

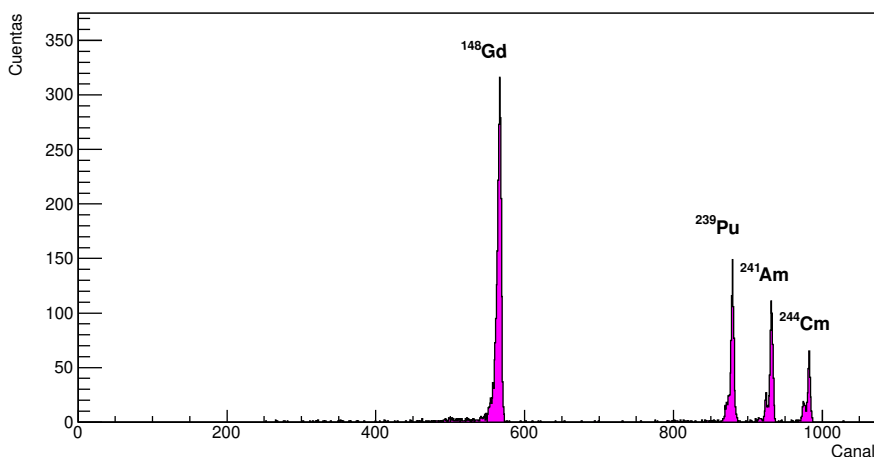


Figura 4.1: Espectro de la fuente triple- $\alpha$  y  $^{148}\text{Gd}$  del *strip* vertical 8 del detector DSSSD frontal del telescopio A.

Los resultados de los ajustes de las rectas de calibración a los valores de las energías de emisión pueden observarse en las Figuras 4.2, 4.3 y 4.4. Los coeficientes de determinación ( $R^2$ ) obtenidos en todas las regresiones toman valores entre 0.9997 y 0.99998, lo cual indica que la respuesta energética de los detectores sigue una tendencia lineal con los canales.

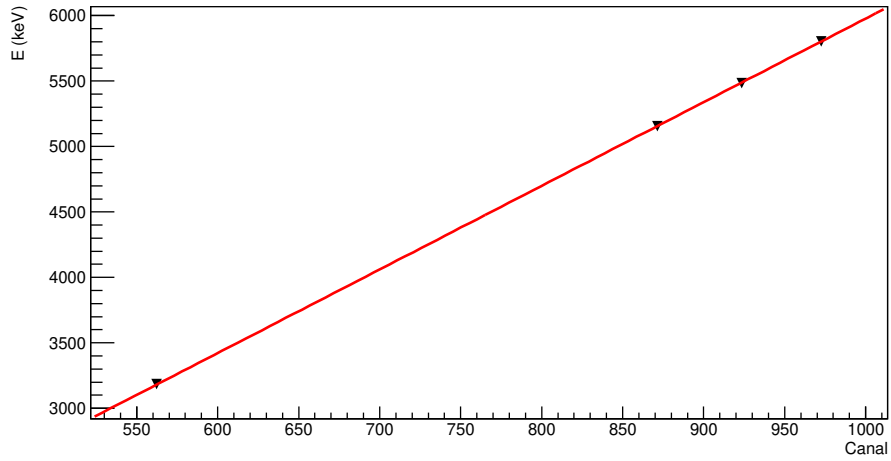


Figura 4.2: Recta de calibración del *strip* vertical 7 del detector DSSSD del telescopio A.

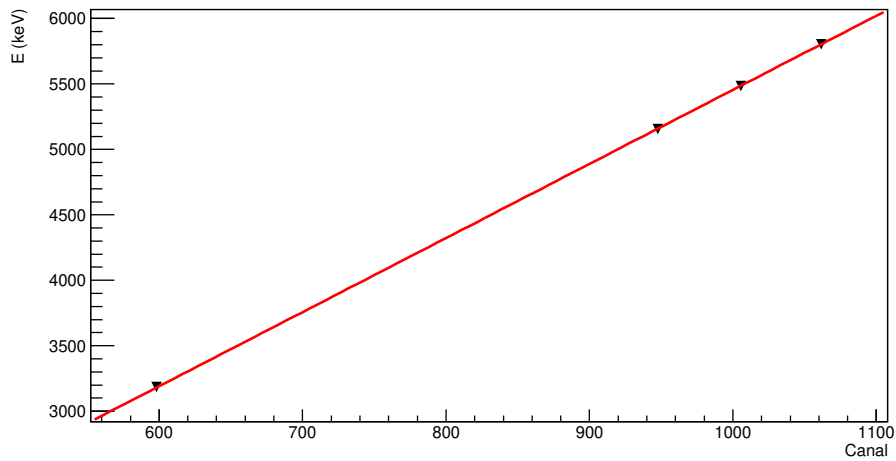


Figura 4.3: Recta de calibración del *strip* vertical 7 del detector DSSSD del telescopio B.

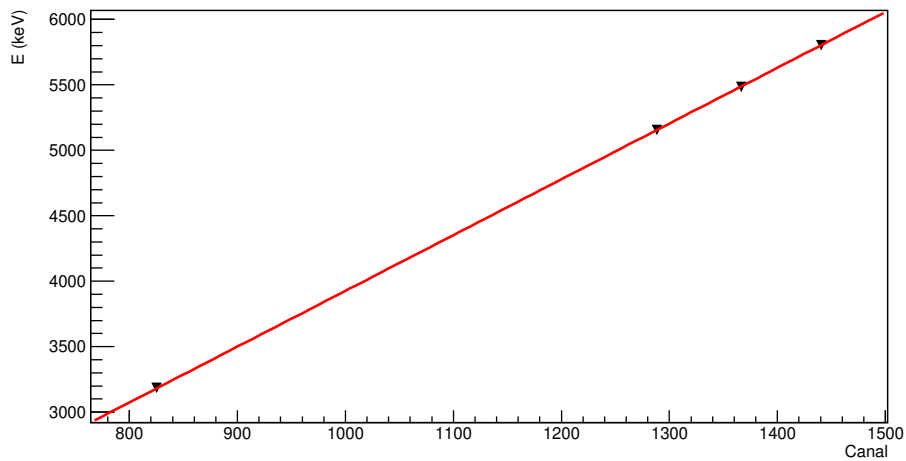


Figura 4.4: Recta de calibración del *strip* vertical 7 del detector DSSSD del telescopio C.

## 4.2. Calibración del detector delantero SSSSD

El detector SSSSD delantero está segmentado en 16 *strips* verticales, de manera que se realiza una calibración independiente de cada *strip* que conforma el detector.

### 4.2.1. Fuentes para la calibración del detector SSSSD

Para la calibración de los detectores delanteros, con un espesor menor, no pueden utilizarse las fuentes triple- $\alpha$ , ya que las partículas emitidas tienen un rango superior al espesor de los detectores; las  $\alpha$  atraviesan el detector sin depositar toda su energía. Debido a esto, para la calibración de los detectores delanteros se emplea una segunda fuente  $\alpha$  de menor energía,  $^{148}\text{Gd}$ . La energía de esta fuente se especifica en la Tabla 4.2.

Para tener más valores que permitan realizar una recta de calibración, junto a la fuente de  $^{148}\text{Gd}$ , se usan los núcleos de  $^{12}\text{C}$  dispersados elásticamente en las reacciones de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$  y  $12\text{ MeV}$ . En la Figura 4.5 se muestra un ejemplo de los espectros obtenidos en el detector SSSSD en la medición del  $^{12}\text{C}$  en estas reacciones.

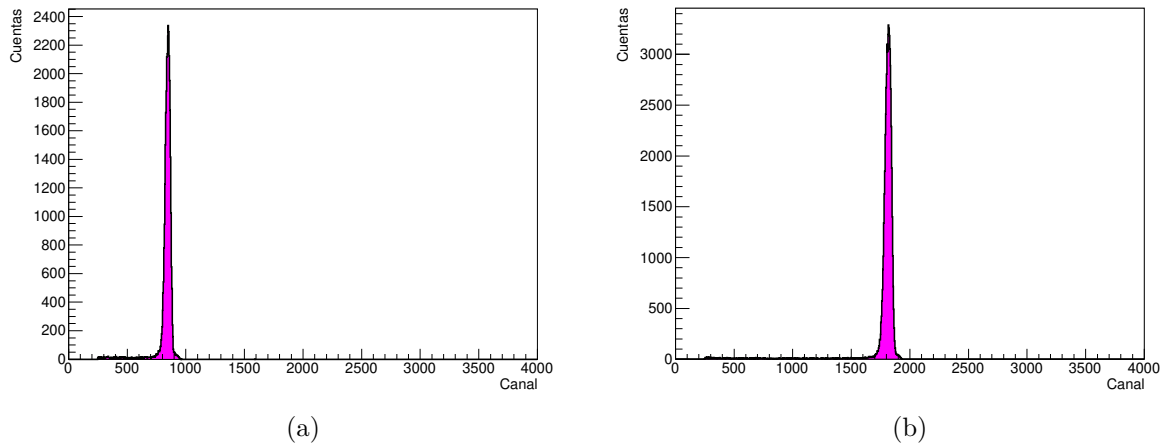


Figura 4.5: Espectros obtenidos en el *strip* 5 del detector SSSSD del telescopio B en las reacciones de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$  (a) y a  $12\text{ MeV}$  (b).

### 4.2.2. Pérdida de energía y cinemática en la calibración del detector SSSSD

Al igual que las partículas  $\alpha$  empleadas en la calibración del detector trasero, las emisiones de la fuente de  $^{148}\text{Gd}$  perderán energía en las capas muertas del detector.

Esta pérdida se cuantifica exactamente igual que para el caso de la fuente triple- $\alpha$ . Debido a la dependencia del potencial de frenado con la carga de la partícula incidente ( $z$ ) y la velocidad de la misma ( $v$ ), la pérdida de energía de las partículas  $\alpha$  en las capas muertas, cuyo espesor no llega a  $1 \mu m$ , es pequeña. Sin embargo, en el caso de los núcleos de  $^{12}C$  dispersados en la reacción  $^{12}C + ^{197}Au$ , la pérdida de energía en las capas muertas será mayor.

Además de la pérdida de energía en las capas muertas del detector, los núcleos de  $^{12}C$  sufrirán pérdida de energía en el blanco. Para cuantificar esta pérdida de energía, y por lo tanto la energía con la que llega a cada píxel del detector, hay que tener en cuenta la cinemática de los fragmentos.

Cuando el haz incide sobre el blanco los núcleos se ven dispersados elásticamente a distintos ángulos, como se explica en la sección 1.4. De esta forma, la energía con la que sale dispersada una partícula viene determinada por la expresión [11]:

$$E_a = E_{c.m.Rel} \left( 1 + g^2 + 2g \cos(\theta_{c.m.}) \right) , \quad (4.3)$$

donde  $g$  se define como

$$g = \frac{A_p}{A_b} \sqrt{E_{c.m.}/E_{c.m.Rel}} , \quad (4.4)$$

siendo  $A_p$  y  $A_b$  el número másico del haz y del blanco, respectivamente, y  $E_{c.m.Rel}$  la energía incidente relativa al centro de masas. La energía  $E_{c.m.Rel}$  viene dada por la expresión

$$E_{c.m.Rel} = E_{c.m.f} \frac{A_b}{A_b + A_p} , \quad (4.5)$$

con  $E_{c.m.f} = E_{c.m.} + Q_{value}$ , donde  $E_{c.m.}$  es la energía incidente en el sistema de referencia del centro de masas y  $Q_{value}$  es el valor  $Q$  de la reacción<sup>1</sup>

La dependencia de la energía de dispersión con el ángulo supone que a cada píxel le llegarán partículas con energías diferentes, ya que cubren ángulos diferentes con respecto al haz incidente. Como la calibración se hace para cada *strip*, la energía que se considera es una media de todas las energías con las que llegan a los píxeles del *strip*.

En las reacciones  $^{12}C + ^{197}Au$  el blanco se dispuso girado  $\alpha = -25^\circ$  para la medida con los detectores A y C, y girado  $\alpha = 45^\circ$  para la medida con los detectores B y D. Como no se conoce a qué profundidad del blanco se produce la dispersión, se realizan dos calibraciones; una calibración considerando que la dispersión es justo al incidir sobre el blanco, perdiendo energía tras la dispersión por el potencial de frenado; y una

<sup>1</sup>En el caso de dispersión elástica  $Q = 0$ .

### 4.2.2. Pérdida de energía y cinemática en la calibración del detector SSSSD

calibración considerando que la dispersión se produce al salir del blanco, tras perder energía por el potencial de frenado al atravesarlo. En la Figura 4.6 se muestra un esquema de los dos escenarios.

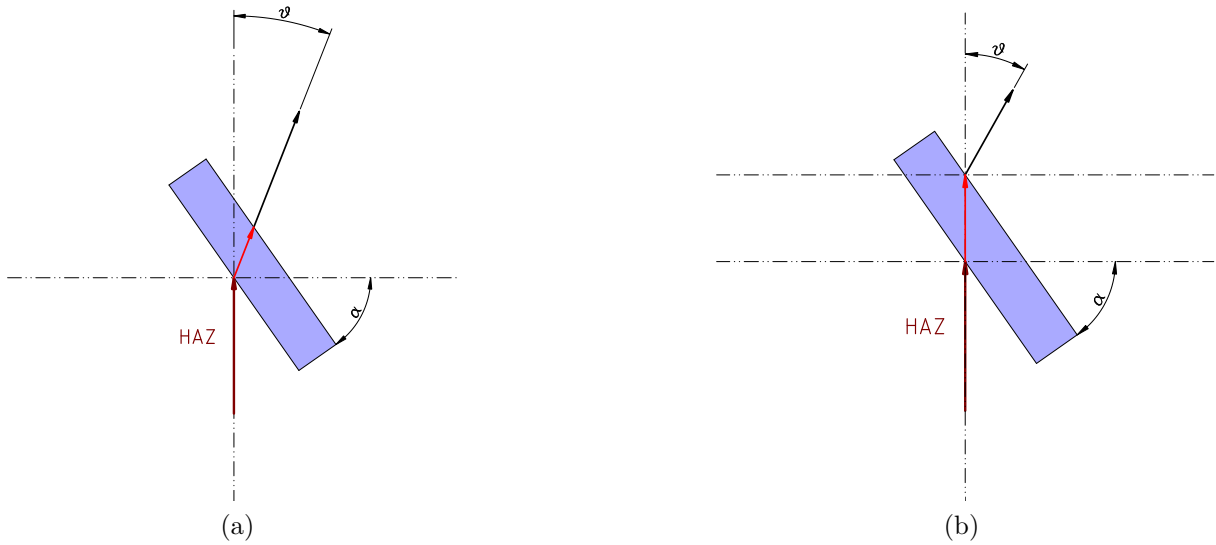


Figura 4.6: Esquema de la dispersión del  $^{12}\text{C}$  suponiendo que se produce al incidir sobre el blanco (a) o al salir del blanco (b).

En la Tabla 4.3 se muestran las diferencias porcentuales de energía con la que llegan los núcleos a cada telescopio considerando cada una de las dos situaciones de pérdida de energía (Figura 4.6). Se observa que para el detector A, que cubría ángulos menores, la diferencias de energía es muy pequeña. Sin embargo, en el caso del telescopio C, que cubría ángulos mayores, esta diferencia es más considerable.

<i>Telescopio</i>	$E$ (MeV)	$\varepsilon$ (%)
A	6	0.6 - 1.0
	12	0.3 - 0.5
B	6	3.5 - 4.2
	12	1.4 - 1.8
C	6	0.5 - 16.0
	12	0.3 - 7.0

Tabla 4.3: Diferencias porcentuales de energía con la que llegan los núcleos al detector ( $\varepsilon$ ) a distintas energías.

Finalmente, la energía de las partículas  $\alpha$  consideradas para la calibración son las energías a la que son emitidas (Tabla 4.2) menos la energía que pierden en las capas

muertas. Por otro lado, la energía de los núcleos de  $^{12}\text{C}$  consideradas son las del haz incidente menos la energía que pierda en el blanco, debido al potencial de frenado y la dispersión, y menos la energía que pierda en las capas muertas.

### 4.2.3. Resultado de la Calibración del detector SSSSD

Del mismo modo que se hizo para la calibración del detector trasero, conocidas las energías con la que llegan las partículas a cada *strip* se relacionan éstas con los canales de los espectros obtenidos mediante un ajuste lineal (Ec. 4.2). El canal medio del pico de dispersión elástico, y del pico de emisión de la fuente de  $^{148}\text{Gd}$ , se considera el centroide del ajuste a una función gaussiana que se realiza para cada pico.

En las Figuras 4.7, 4.8 y 4.9 se muestran los resultados de los ajustes de las rectas de calibración a los valores de las energías de emisión para un *strip* del detector SSSSD de cada uno de los tres telescopios. Los coeficientes de determinación ( $R^2$ ) obtenidos en todas las regresiones toman valores entre 0.997 y 0.9995. Es un valor ligeramente menor que el obtenido en las calibraciones del detector DSSSD, pero en este caso sólo se contaban con tres valores y la precisión de los datos obtenidos a partir de las reacciones  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  es menor. Pese a ello, sigue verificándose la tendencia lineal de la energía con el canal.

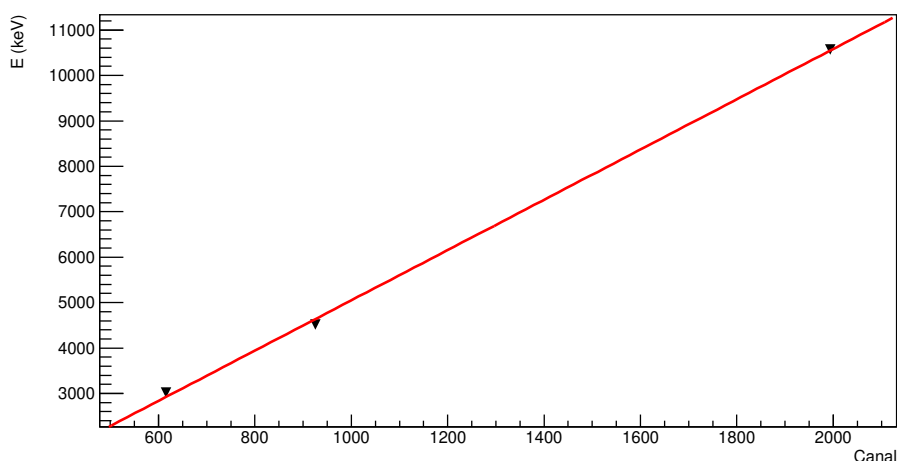


Figura 4.7: Recta de calibración del *strip* 7 del detector SSSSD del telescopio A.

En la Figura 4.10 se muestran las rectas de calibración de un *strip* del detector SSSSD de dos telescopios considerando la dispersión del  $^{12}\text{C}$  al incidir sobre el blanco y al salir del mismo. Puede observarse que en el caso del telescopio A ambas rectas son casi idénticas, mientras que en el telescopio C hay cierta separación, sobre todo



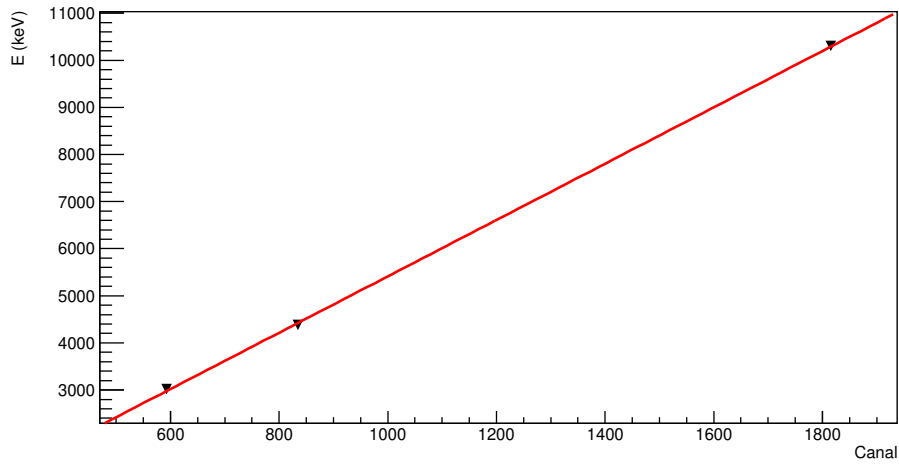


Figura 4.8: Recta de calibración del *strip* 7 del detector SSSSD del telescopio B.

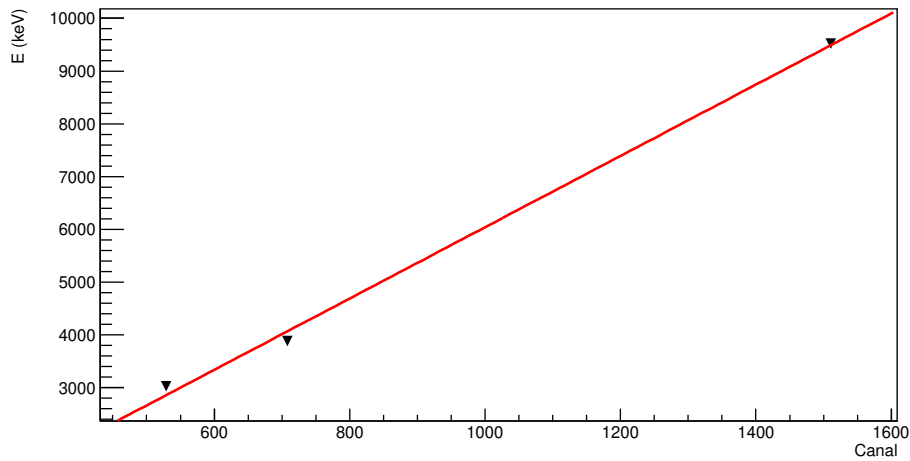


Figura 4.9: Recta de calibración del *strip* 7 del detector SSSSD del telescopio C.

a energías altas. Esto es debido a que el telescopio A cubría ángulos más pequeños, mientras que el telescopio C cubría ángulos mayores. Para ángulos mayores, teniendo en cuenta los dos escenarios considerados en la Figura 4.6, la diferencia en la energía perdida en el banco se hace más acusada.

Una vez calibrados los detectores se pueden determinar las energías que depositan las partículas en el detector delantero ( $dE$ ) y en detector trasero ( $E$ ). Conociendo estas energías se puede caracterizar el espesor del detector delantero (SSSSD) con el análisis de datos descrito en el siguiente capítulo.

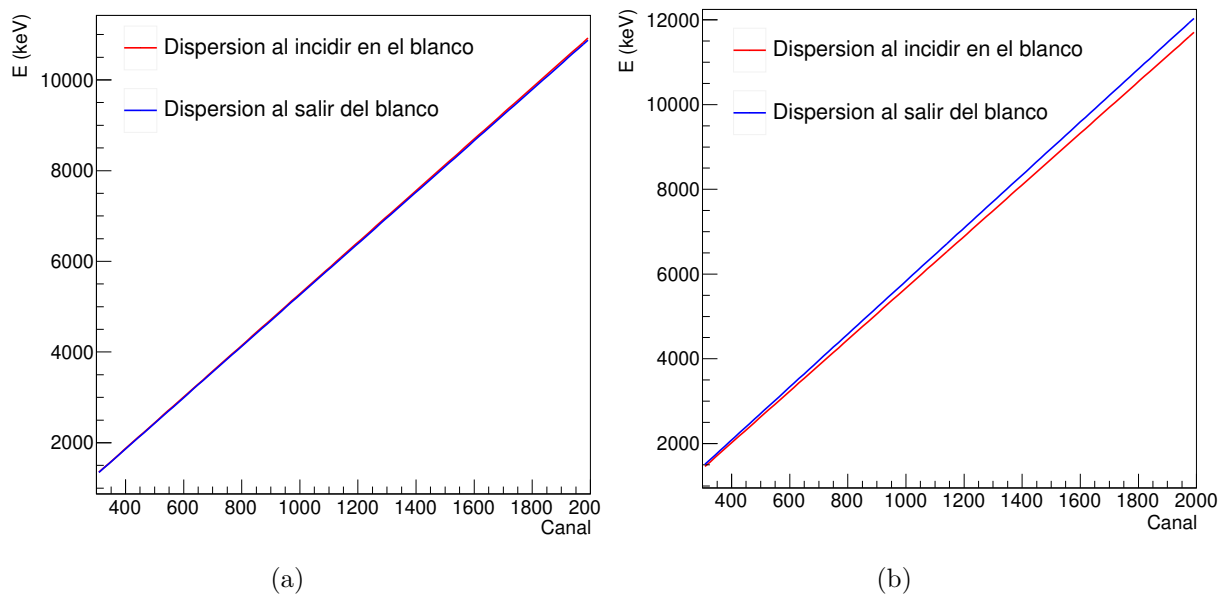


Figura 4.10: Comparación de las rectas de calibración obtenidas considerando dispersiones tras atravesar el blanco y al incidir en el blanco para el *strip* 8 del detector SSSSD del telescopio A (a) y el telescopio C (b).

# Caracterización del espesor 5

---

En la sección 1.3 se comentó la importancia del papel que juega el espesor del detector delantero (SSSSD) en la separación en carga y masa de las partículas detectadas. Por ello, aunque se conoce el valor nominal que proporciona el fabricante ( $20\mu m$ ), conocer exactamente el espesor de cada píxel de cada detector es esencial para el análisis de resultados en el experimento S1847.

## 5.1. Método de caracterización

El principio en el que se basa la determinación del espesor de los detectores es que el rango de las partículas cargadas, en un intervalo de energía entre  $1 MeV$  y  $100 MeV$ , sigue una ley potencial [32]:

$$R = a E^b , \quad (5.1)$$

donde  $b$  es una constante que depende de la partícula incidente y del material que atraviesa<sup>1</sup> y  $a$  es una constante que depende de la partícula incidente.

Teniendo en cuenta la configuración de telescopio en la que se disponen los detectores (Figura 5.1), si el rango total de partícula en el telescopio es  $R_1$  y los rangos en cada uno de los detectores, delantero y trasero, son  $T$  y  $R_2$ , respectivamente, se puede obtener el parámetro  $T/a$  de la siguiente manera:

$$\left. \begin{array}{l} R_1 = T + R_2 = aE_1^b \\ R_2 = aE_2^b \end{array} \right\} \implies \frac{T}{a} = E_1^b - E_2^b = (E + dE)^b - E^b . \quad (5.2)$$

Las energías  $E_1$  y  $E_2$  de la ecuación (5.2) hacen referencia a la energía incidente y la energía remanente, respectivamente, tras pasar por el detector delantero. Así como  $dE$  y  $E$  son las energías depositadas en el detector delantero y trasero, respectivamente.

---

<sup>1</sup>En el caso de iones pesados, como el  $^{12}C$  o las  $\alpha$ , en silicio  $b = 1.73$ .

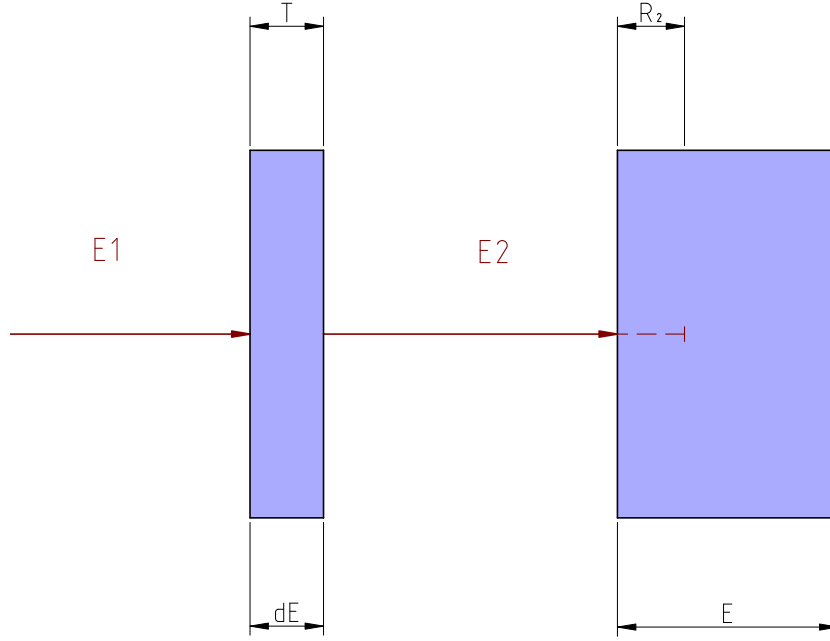


Figura 5.1: Esquema de rangos de las partículas en los distintos detectores de los telescopios.

Empíricamente, el rango de una partícula de masa  $M$  y carga  $Z$  a una energía  $E$  se puede expresar, en función del rango del protón ( $R_p$ ), como [32]:

$$R(M, Z, E) = \left( M/Z^2 \right) R_p(E/M) , \quad (5.3)$$

donde el rango del protón seguirá también la Ecuación (5.1), de forma que puede ser expresado como:

$$R_p(E)/R_p(E_{ref}) = (E/E_{ref})^b , \quad (5.4)$$

siendo  $E_{ref}$  una energía de referencia. De este modo, combinado las ecuaciones (5.3) y (5.4) se obtiene:

$$\frac{R(E + dE) - R(E)}{R_p(E_{ref})} = (Z^2 M^{b-1})^{-1} \left[ \left( \frac{E + dE}{E_{ref}} \right)^b - \left( \frac{E}{E_{ref}} \right)^b \right] . \quad (5.5)$$

Identificando  $R(E + dE) - R(E) = \Delta X$  como el espesor del detector delantero, se tiene la relación

$$\frac{T}{a} = (E + dE)^b - E^b = Z^2 M^{b-1} \left( \frac{\Delta X E_1^b}{R_p(E_{ref})} \right) . \quad (5.6)$$

Se observa que el valor que tome el parámetro  $T/a$  solo dependerá de la masa ( $M$ ) y número atómico ( $Z$ ) de la partícula incidente y del espesor del material atravesado ( $\Delta X$ ), no de la energía de la partícula incidente [33].

De este modo, calculando el valor de  $T/a$  obtenido con los valores experimentales, y comparándolo con el valor teórico,  $T_{teo}/a$ , que se obtendría si se considerase el espesor

nominal ( $20 \mu m$ ), se puede calcular el espesor real del píxel:

$$\frac{T_{teo}/a}{T/a} = \frac{20 \mu m}{\Delta X} \implies \Delta X = \frac{T/a}{T_{teo}/a} \cdot 20 \mu m . \quad (5.7)$$

## 5.2. Cálculo del espesor

Los datos experimentales empleados para el cálculo del espesor real de los detectores son los obtenidos con las fuentes triple- $\alpha$ , utilizadas en la calibración del detector DSSSD (Sección 4.1.1), y los resultados de la reacción  $^{12}C + ^{197}Au$  a  $30 MeV$ .

Para el cálculo del valor de  $T_{teo}/a$  se computan las energías depositadas por cada partícula en el detector delantero,  $dE$ , y en el trasero,  $E$ . Esta energía se calcula igual que se calculó la pérdida de energía en las capas muertas en la Sección 4.1.2; se interpola el valor del poder de frenado a partir de los valores obtenidos con SRIM [31] y se integra la energía depositada en todo el espesor de la capa.

Como en cada caso las partículas empleadas no son las mismas, se calcula el valor de  $T_{teo}/a$  tanto para las partículas  $\alpha$  como para los núcleos de  $^{12}C$ . En ambos casos se considera la pérdida de energía en las capas muertas, pero en el caso del  $^{12}C$ , además, se tiene en cuenta la cinemática y la pérdida de energía en el blanco.

En la Tabla 5.2 se especifica la energía depositada por cada partícula  $\alpha$  en los dos detectores del telescopio y el valor de  $T_{teo}/a$ . Puede observarse que el valor de  $T_{teo}/a$  no es el mismo para todas las  $\alpha$  con distintas energías, debido a que la ecuación (5.1) es una aproximación, además de que las energías calculadas ( $dE$  y  $E$ ) tienen cierta desviación. El valor final adoptado es la media de los tres valores con una desviación porcentual máxima del 6%.

<i>Fuente</i>	$E_{\alpha} (MeV)$	$dE (MeV)$	$E (MeV)$	$T_{teo}/a (MeV^b)$
$^{239}Pu$	5.1437(6)	3.69(4)	0.777(1)	12.70(1)
$^{241}Am$	5.4458(5)	3.41(4)	1.481(1)	13.63(1)
$^{244}Cm$	5.7961(7)	3.20(4)	2.078(1)	14.22(2)

Tabla 5.2: Tabla de energías depositadas por las partículas  $\alpha$  en  $dE$  y  $E$  y valor del parámetro  $T_{teo}/a$ .

Se realiza el mismo procedimiento para los núcleos de  $^{12}C$ , teniendo en cuenta la cinemática de la reacción y la pérdida de energía en el blanco. El valor finalmente adoptado es la media de los valores, con una desviación porcentual máxima del 2%.

Para calcular el valor de  $T/a$  experimental, se computa dicho valor para cada partícula que llega al píxel, en función de la energía que depositen en  $dE$  y  $E$ , según la ecuación (5.2). Con estos valores se construye un histograma de  $T/a$ , como el que se muestra en la Figura 5.2a, y se realiza un ajuste a una función gaussiana de cada pico, correspondiente a un píxel, adoptándose así el centroide del ajuste como el valor de  $T/a$ .

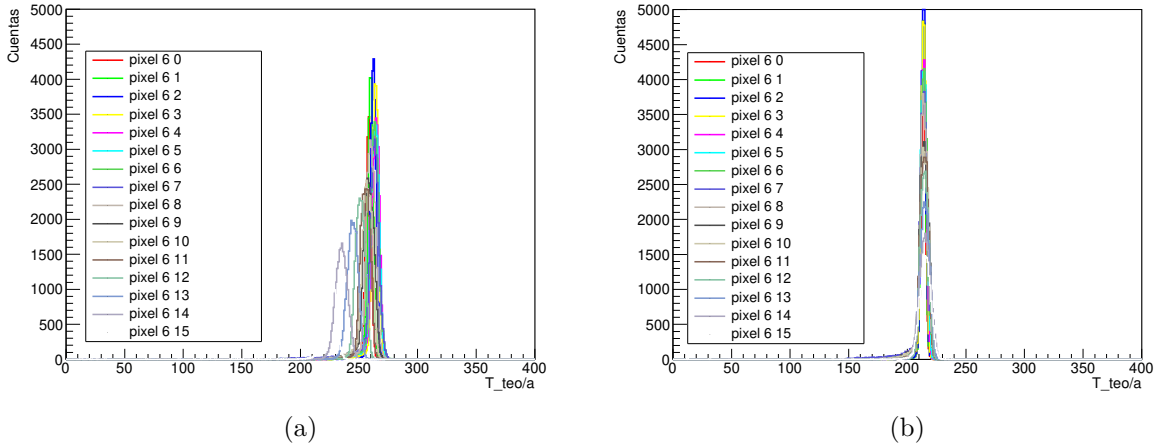


Figura 5.2: Distribución del valor de  $T/a$  para cada píxel del *strip* 6 del telescopio A, antes (a) y después (b) de la corrección por el espesor.

Con los valores de  $T/a$  se puede calcular el espesor real de cada píxel atendiendo a la Ecuación (5.7). Si todos los píxeles tuviesen el mismo espesor, todos los picos que se observan en la Figura 5.2a estarían centrados en el mismo punto, lo cual da una idea de la falta de uniformidad en el espesor del detector. Como esto no curre, hay que introducir un factor de corrección por el espesor,

$$\beta = \Delta X \cdot \frac{T_{teo}/a}{20 \mu m}, \quad (5.8)$$

con el que se consigue que todos los picos queden centrados en el mismo punto, como se muestra en la Figura 5.2b.

Finalmente, en las Figuras 5.3, 5.4 y 5.5 se muestran los mapas de espesor obtenidos para cada detector. En el caso del espesor obtenido con la fuente triple- $\alpha$ , las incertidumbres relativas en el espesor oscilan entre el 6-20 %, ya que la estadística que se obtenía en las medidas con esta fuente eran muy bajas. Por el contrario, en el caso de los espesores obtenidos con el  $^{12}C$  las incertidumbres relativas están en un rango de 2-5 %, alcanzándose las máximas incertidumbres en el telescopio C.

## 5.2. Cálculo del espesor

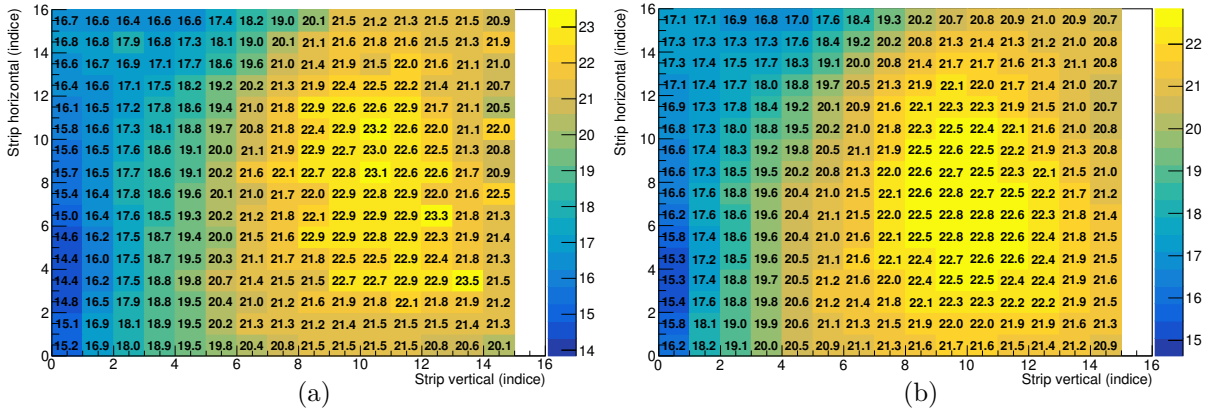


Figura 5.3: Mapa de espesores, en  $\mu\text{m}$ , del telescopio A calculados con la fuente triple- $\alpha$  (a) y el  $^{12}\text{C}$  dispersado de la reacción  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Zn}$  a  $30\text{ MeV}$  (b).

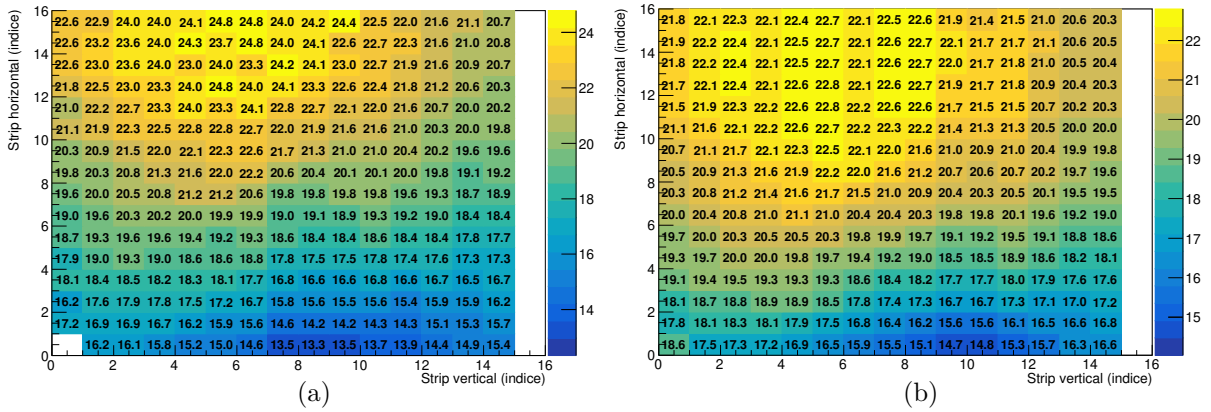


Figura 5.4: Mapa de espesores, en  $\mu\text{m}$ , del telescopio B calculados con la fuente triple- $\alpha$  (a) y el  $^{12}\text{C}$  dispersado de la reacción  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Zn}$  a  $30\text{ MeV}$  (b).

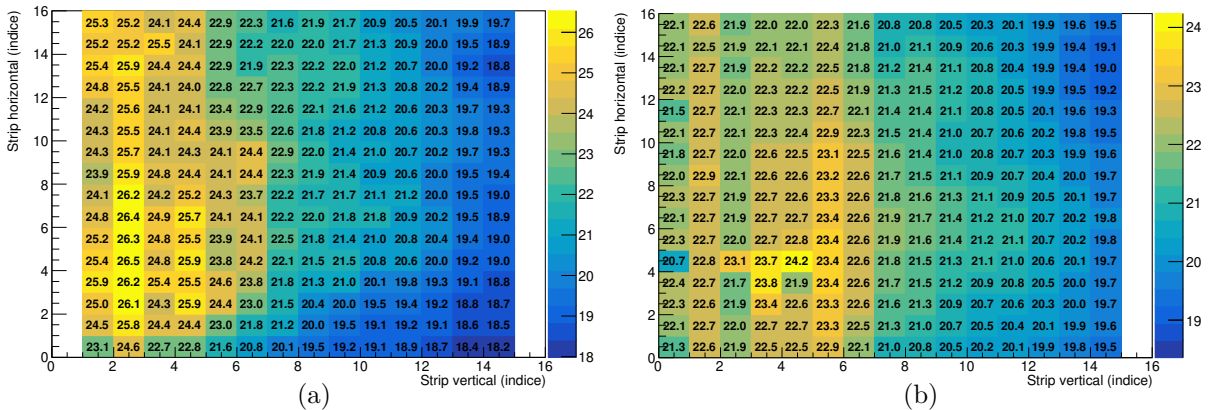


Figura 5.5: Mapa de espesores, en  $\mu\text{m}$ , del telescopio C calculados con la fuente triple- $\alpha$  (a) y el  $^{12}\text{C}$  dispersado de la reacción  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Zn}$  a  $30\text{ MeV}$  (b).

En el telescopio C las incertidumbres de los espesores, cuando se calculan con los núcleos de  $^{12}\text{C}$  dispersados, son mayores debido a que, al cubrir ángulos mayores, y teniendo en cuenta que es una dispersión Rutherford, cuya sección eficaz sigue la

Ecuación 1.6, se tiene menor estadística. Además, hay que señalar que el máximo espesor en este telescopio alcanza los  $26.5 \mu m$ , lo que hace que los núcleos de  $^{12}C$  depositen mucha energía en el detector delantero y lleguen al detector trasero con una energía muy pequeña, depositando en este último una energía menor al umbral energético impuesto en el mismo para evitar la aparición de ruido. Por esta razón los píxeles con un mayor grosor contaban con una menor estadística.



# Resultados 6

La caracterización del sistema de detectores –optimización de la geometría, calibración en energía y determinación del espesor del detector SSSSD– realizado en este trabajo tiene un impacto directo sobre los resultados del experimento S1847.

En las Figuras 6.1, 6.2 y 6.3 se muestran los histogramas bidimensionales,  $dE$  frente a  $dE + E$ , obtenidos para la reacción de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $30\text{ MeV}$ , considerando el espesor nominal de los detectores SSSSD ( $20\ \mu\text{m}$ ) y el espesor corregido obtenido en el capítulo anterior. En estos histogramas se logra identificar mejor las cuentas que corresponden a núcleos de  $^{12}\text{C}$  que han sido dispersados elásticamente y, por lo tanto, se pueden establecer con mayor precisión los límites sobre los que se integra el número de cuentas registradas por este proceso.

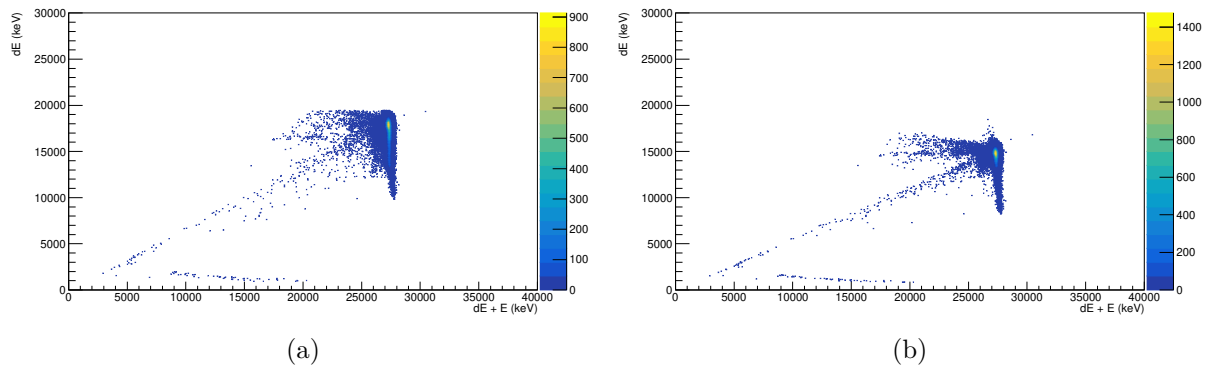


Figura 6.1: Histogramas bidimensionales  $dE$  frente a  $dE + E$  para el *strip* vertical 5 del telescopio A en la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $30\text{ MeV}$ . La Figura (a) muestra los histogramas obtenidos considerando el espesor del telescopio SSSSD nominal ( $20\ \mu\text{m}$ ) y la Figura (b) considerando el espesor obtenido en el trabajo.

De igual manera que ocurre con la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ , en la reacción de  $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$ , objeto último de estudio en el experimento S1847, se pueden identificar mejor las cuen-

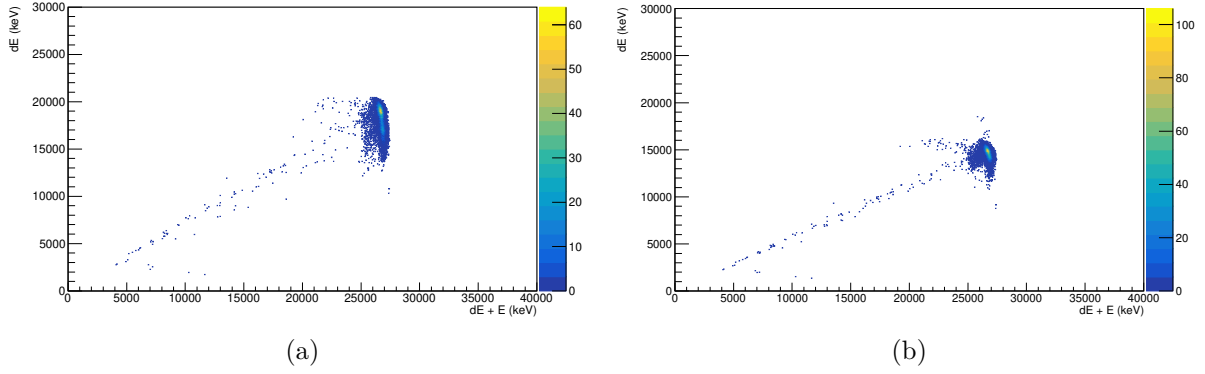


Figura 6.2: Histogramas bidimensionales  $dE$  frente a  $dE + E$  para el *strip* vertical 0 del telescopio B en la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $30\text{ MeV}$ . La Figura (a) muestra los histogramas obtenidos considerando el espesor del telescopio SSSSD nominal ( $20\mu\text{m}$ ) y la Figura (b) considerando el espesor obtenido en el trabajo.

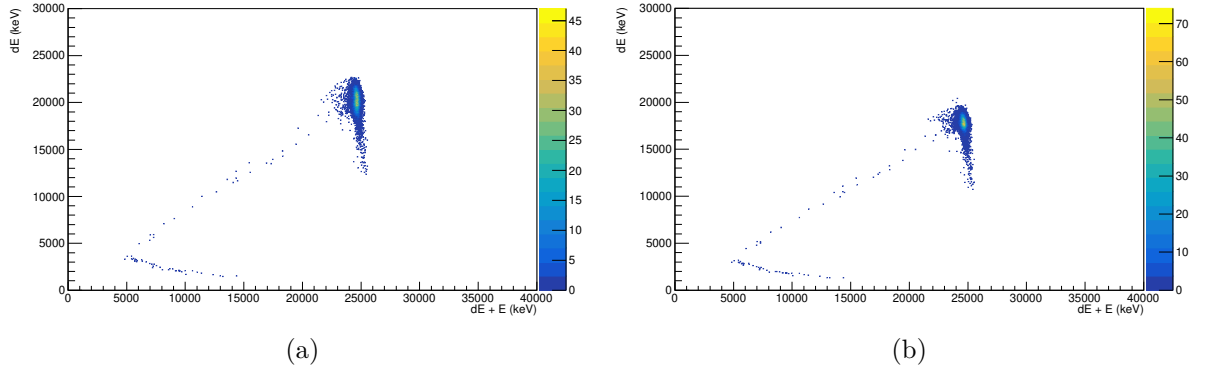


Figura 6.3: Histogramas bidimensionales  $dE$  frente a  $dE + E$  para el *strip* vertical 0 del telescopio C en la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $30\text{ MeV}$ . La Figura (a) muestra los histogramas obtenidos considerando el espesor del telescopio SSSSD nominal ( $20\mu\text{m}$ ) y la Figura (b) considerando el espesor obtenido en el trabajo.

tas debidas a procesos de dispersión elástica del  $^{11}\text{Li}$  y a fragmentos de  $^9\text{Li}$  producidos en reacciones de ruptura del  $^{11}\text{Li}$ , como se muestra en las Figuras 6.4, 6.5 y 6.6.

En la Figura 6.4, correspondiente al telescopio A, se observa que las cuentas de  $^{11}\text{Li}$ , en el histograma corregido (Figura 6.4b), se encuentran más concentradas en una región concreta del histograma, la cual, idealmente, debería ser muy pequeña, ya que son dispersiones elásticas y, por lo tanto, las partículas llegan con la misma energía al detector. Igualmente, en la Figura 6.4b, se observa que las cuentas debidas al  $^9\text{Li}$ , producido en las reacciones de ruptura, forma más claramente una “banana”, con una menor dispersión.

Con la corrección introducida en el telescopio B (Figure 6.5) se consigue disminuir considerablemente la dispersión de las cuentas del  $^{11}\text{Li}$ , que sufren una dispersión a lo

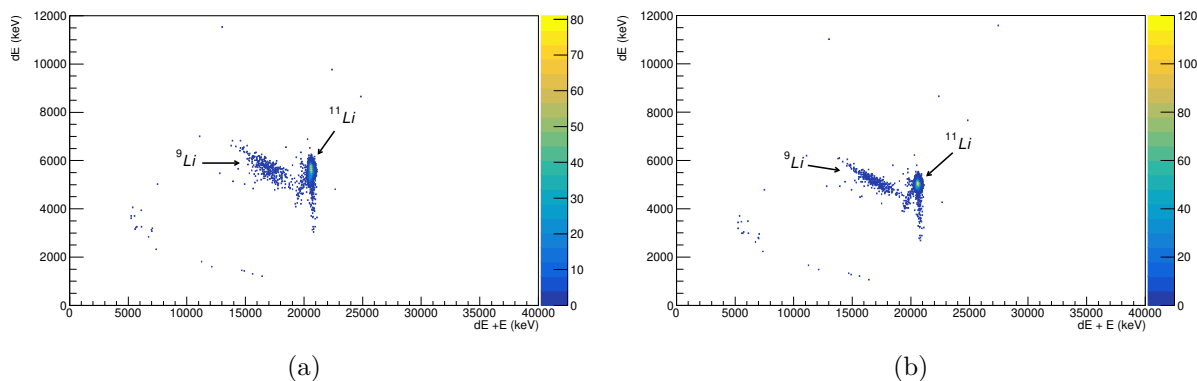


Figura 6.4: Histogramas bidimensionales  $dE - dE + E$  para el *strip* vertical 11 del telescopio A en la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$  a  $22.5\text{ MeV}$ . La Figura (a) muestra los histogramas obtenidos considerando el espesor del telescopio SSSSD nominal ( $20\mu\text{m}$ ) y la Figura (b) considerando el espesor obtenido en el trabajo.

largo del eje Y, debido a la diferencia de energía depositada en el detector delantero ( $dE$ ) de cada núcleo. Esta diferencia de energía es producida por la falta de uniformidad del detector delantero; las partículas que atraviesan píxeles con mayor espesor depositan más energía. Así mismo, se observa que la dispersión en la cuentas producidas por núcleos de  $^9\text{Li}$  se reduce drásticamente, siguiendo la tendencia, al igual que con el telescopio A, de la “banana” esperada.

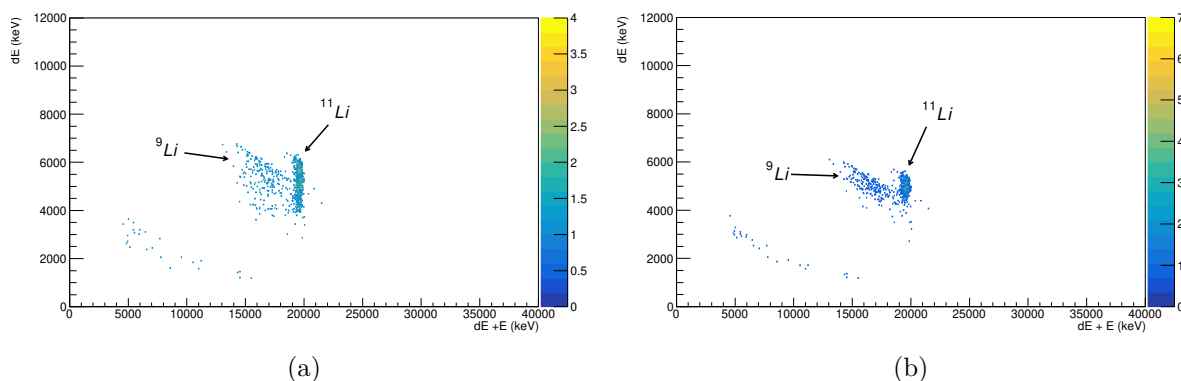


Figura 6.5: Histogramas bidimensionales  $dE - dE + E$  para el *strip* vertical 2 del telescopio B en la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$  a  $22.5\text{ MeV}$ . La Figura (a) muestra los histogramas obtenidos considerando el espesor del telescopio SSSSD nominal ( $20\mu\text{m}$ ) y la Figura (b) considerando el espesor obtenido en el trabajo.

Por último, en el telescopio C, se observa que la estadística cae mucho con respecto a los otros dos telescopios. En este caso, los ángulos cubiertos son mucho mayores, de manera que el proceso de dispersión elástica, cuya sección eficaz viene regida por la ecuación (1.6), se produce en mucha menor medida. Aun con la baja estadística obte-

nida, se sigue viendo mejora en los resultados corregidos, sobre todo en los fragmentos de  ${}^9\text{Li}$ , que reducen mucho su dispersión.

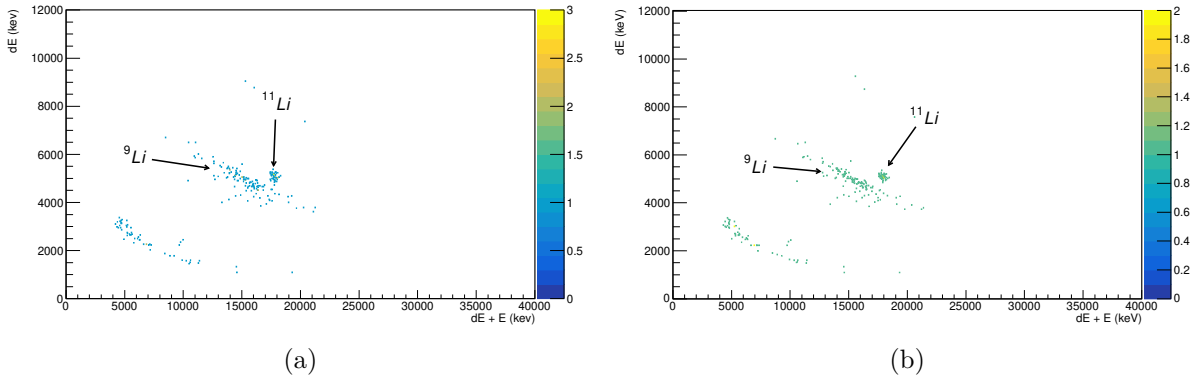


Figura 6.6: Histogramas bidimensionales  $dE - dE + E$  para el *strip* vertical 14 del telescopio C en la reacción  ${}^{11}\text{Li} + {}^{64}\text{Zn}$  a  $22.5\text{ MeV}$ . La Figura (a) muestra los histogramas obtenidos considerando el espesor del telescopio SSSSD nominal ( $20\mu\text{m}$ ) y la Figura (b) considerando el espesor obtenido en el trabajo.

# Conclusiones 7

---

En este trabajo se ha realizado una caracterización de los sistemas de detectores empleados en el experimento S1847, en el que se pretende estudiar la reacción de  $^{11}\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$  a la energía de  $22.5\text{ MeV}$ . Como resultado de esta tarea se ha logrado establecer el espesor real de cada píxel de los que están compuestos los detectores SSSSD que formaban parte de los sistemas de telescopios. En consecuencia, se ha introducido una corrección en la energía que depositan las partículas cargadas en dicho detector, permitiendo así mejorar la identificación de los productos de la reacción. De esta forma se consigue un mejor análisis de los datos recogidos del experimento, ya que se pueden cuantificar con mayor exactitud los núcleos de  $^{11}\text{Li}$ , producidos en dispersiones elásticas del haz con el blanco, y los núcleos de  $^9\text{Li}$  resultantes de reacciones de ruptura del  $^{11}\text{Li}$ .

Además de caracterizar la falta de uniformidad de estos detectores, también se ha conseguido calibrar, de forma independiente, cada uno de los *strips* en las que se segmentaban los detectores SSSSD y DSSSD que constituían los sistemas de telescopios. Con ello se consigue establecer la respuesta energética de todos los píxeles en los que se dividen los sistemas de detección, lo cual permite estudiar con mayor precisión la distribución espacial de los resultados de la reacción.

Las principales conclusiones derivadas de este trabajo se exponen a continuación :

- Con la realización de un análisis de los datos obtenidos se ha conseguido establecer con mayor exactitud la posición que ocupaba cada uno de los detectores cuando se realizó el experimento. Junto a ello se ha determinado el punto del blanco en el que incidió el haz en cada una de las reacciones de  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ .
- Mediante la utilización de fuentes  $\alpha$  y núcleos dispersados elásticamente en la reacción  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  a  $6\text{ MeV}$  y  $12\text{ MeV}$ , se ha ajustado una recta de calibración

para cada uno de los *strips* de las que se componen los detectores empleados, estableciendo así la respuesta energética de las mismas. Debido al alto valor del coeficiente de determinación obtenido en los ajustes ( $R^2 > 0.997$ ), se puede concluir que la respuesta energética de los detectores siguen una tendencia lineal con el canal.

- Estudiando la relación de energía que depositan las partículas  $\alpha$  en los detectores que conforman los telescopios se ha calculado el espesor real de cada uno de los píxeles en los que se segmentan éstos, encontrándose una desviación de hasta  $6.5 \mu m$  con respecto al valor nominal ( $20 \mu m$ ). Concretamente en el telescopio A el espesor varía entre los  $14.5 \mu m$  y los  $23.3 \mu m$ ; en el telescopio B entre  $13.3 \mu m$  y los  $24.8 \mu m$ ; y en el telescopio C entre  $18.2 \mu m$  y los  $26.5 \mu m$ . Debido a la baja estadística de las partículas  $\alpha$  obtenida la incertidumbre en estos resultados llega a ser de hasta el 20 %.
- Para mejorar los resultados del espesor obtenidos, se realizó el mismo proceso de caracterización pero con los núcleos de  $^{12}C$  resultante de la reacción  $^{12}C + ^{197}Au$  a  $30 MeV$ . El resultado se obtuvieron desviaciones con respecto al valor nominal menores, con una máxima diferencia de  $5.2 \mu m$ . Concretamente, el telescopio A los espesores oscilan entre  $15.3 \mu m$  y los  $22.6 \mu m$ ; en el telescopio B entre  $14.8 \mu m$  y los  $22.7 \mu m$ ; y en el telescopio C entre  $19.5 \mu m$  y los  $24.3 \mu m$ . Con este proceso se consigue una precisión mayor, ya que la máxima incertidumbre relativa es del 5.2 %, alcanzada en el telescopio C, que cubría ángulos más grandes y tenía menor número de cuentas.
- Finalmente, se han construido histogramas bidimensionales de  $dE$  frente a  $dE + E$  de los datos de la reacción  $^{11}Li + ^{64}Zn$  introduciendo las correcciones por el espesor obtenido en el trabajo. De esta forma se ha conseguido identificar de forma más clara los fragmentos de las reacciones debidas a dispersiones elásticas del proyectil con el blanco y las reacciones de ruptura del  $^{11}Li$ .

Gracias al trabajo realizado, y la separación lograda entre  $^9Li$  y  $^{11}Li$ , se podrá obtener la sección eficaz elástica y la distribución, tanto angular como energética, de los fragmentos de ruptura ( $^9Li$ ). De cara a un trabajo futuro, se plantean tres objetivos a alcanzar:

1. Mejorar la estadística del telescopio D para incluirlo en el análisis realizado.

2. Introducir una mejor aproximación del ángulo sólido subtendido por los píxeles en el que se tenga en cuenta la forma de éstos.
3. Realizar la calibración del detector DSSSD incluyendo los datos de reacciones a mayores energías para conocer la respuesta energética de este detector en un rango mayor.

# Bibliografía

---

- <sup>1</sup>H Gegier y E. Marsden, “On a diffuse reflection of the  $\alpha$ -particles”, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **82**, 495-500 (1909).
- <sup>2</sup>E. Rutherford, “Lxxix. the scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom”, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **21**, 669-688 (1911).
- <sup>3</sup>E. Rutherford, “Liv. collision of  $\alpha$  particles with light atoms. iv. an anomalous effect in nitrogen”, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **37**, 581-587 (1919).
- <sup>4</sup>Q. Liu, Y. Ye, Z. Li, C. Lin, H. Jia, Y. Ge, Q. Li, J. Lou, X. Yang, B. Yang y col., “Investigation of the thickness non-uniformity of the very thin silicon-strip detectors”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **897**, 100-105 (2018).
- <sup>5</sup>M Uroić, M Milin, A Di Pietro, P Figuera, M Fisichella, M Lattuada, I Martel, Đ Miljanić, M. Pellegriti, L Prepolec y col., “Improvements in data analysis obtained by large-area silicon  $\Delta e$ -e detector telescopes”, The European Physical Journal A **51**, 1-7 (2015).
- <sup>6</sup>B Davin, R. De Souza, R Yanez, Y Larochele, R Alfaro, H. Xu, A Alexander, K Bastin, L Beaulieu, J Dorsett y col., “Lassa: a large area silicon strip array for isotopic identification of charged particles”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **473**, 302-318 (2001).



- <sup>7</sup>T Padaszynski, P Sprunger, R. de Souza, S Hudan, A Alexander, B Davin, G Fleener, A McIntosh, C Metelko, R Moore y col., “Resolving multiple particles in a highly segmented silicon array”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **547**, 464-479 (2005).
- <sup>8</sup>G. F. Knoll, Radiation detection and measurement (John Wiley & Sons, 2010).
- <sup>9</sup>T. Panayotis, Temario básico de electrónica (nov. de 2017).
- <sup>10</sup>L Tassan-Got, “A new functional for charge and mass identification in  $\Delta e-e$  telescopes”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **194**, 503-512 (2002).
- <sup>11</sup>G. R. Satchler, Introduction to nuclear reactions (Macmillan International Higher Education, 1990).
- <sup>12</sup>B. N. Laboratory, Nudat 3.0, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
- <sup>13</sup>A Di Pietro, P Figuera, F Amorini, C Angulo, G Cardella, S Cherubini, T Davinson, D Leanza, J Lu, H Mahmud y col., “Reactions induced by the halo nucleus he 6 at energies around the coulomb barrier”, *Physical Review C* **69**, 044613 (2004).
- <sup>14</sup>A Di Pietro, P Figuera, F Amorini, C Angulo, G Cardella, S Cherubini, T Davinson, D Leanza, J Lu, H Mahmud y col., “Light-particle emission in the reaction  $6\text{he}+64\text{zn}$  around the coulomb barrier”, *EPL (Europhysics Letters)* **64**, 309 (2003).
- <sup>15</sup>A. Sánchez-Benítez, D Escrig, M. Alvarez, M. Andrés, C. Angulo, M. Borge, J Cabrera, S Cherubini, P Demaret, J. Espino y col., “Study of the elastic scattering of  $6\text{he}$  on  $208\text{pb}$  at energies around the coulomb barrier”, *Nuclear Physics A* **803**, 30-45 (2008).
- <sup>16</sup>L. Acosta, A. Sánchez-Benítez, M. Gómez, I Martel, F. Pérez-Bernal, F Pizarro, J. Rodríguez-Quintero, K Rusek, M. Alvarez, M. Andrés y col., “Elastic scattering and  $\alpha$ -particle production in  $6\text{he}+208\text{pb}$  collisions at 22 mev”, *Physical Review C* **84**, 044604 (2011).
- <sup>17</sup>A Di Pietro, G Randisi, V Scuderi, L Acosta, F Amorini, M. Borge, P Figuera, M Fisichella, L. Fraile, J Gomez-Camacho y col., “Elastic scattering and reaction mechanisms of the halo nucleus  $\text{be } 11$  around the coulomb barrier”, *Physical review letters* **105**, 022701 (2010).

- <sup>18</sup>A Di Pietro, V Scuderi, A. Moro, L. Acosta, F Amorini, M. J. G. Borge, P Figuera, M Fisichella, L. Fraile, J Gomez-Camacho y col., “Experimental study of the collision  $11\text{ be} + 64\text{ zn}$  around the coulomb barrier”, *Physical Review C* **85**, 054607 (2012).
- <sup>19</sup>V. Pesudo, M. Borge, A. Moro, J. Lay, E Nácher, J Gómez-Camacho, O. Tengblad, L. Acosta, M. Alcorta, M. A. G. Alvarez y col., “Scattering of the halo nucleus  $11$  on  $197\text{ au}$  at energies around the coulomb barrier”, *Physical Review Letters* **118**, 152502 (2017).
- <sup>20</sup>P. V. Duppen, P Decrock, M. Huyse y R Kirchner, “High efficiency ion sources for on-line mass separators: a brief review”, *Review of scientific instruments* **63**, 2381-2386 (1992).
- <sup>21</sup>J. P. Fernández-García, M Cubero, L. Acosta, M. Alcorta, M. Alvarez, M. J. G. Borge, L Buchmann, C. Diget, H. Falou, B Fulton y col., “Simultaneous analysis of the elastic scattering and breakup channel for the reaction  $11\text{ li} + 208\text{ pb}$  at energies near the coulomb barrier”, *Physical Review C* **92**, 044608 (2015).
- <sup>22</sup>M. Cubero, J. Fernández-García, M Rodríguez-Gallardo, L Acosta, M Alcorta, M. Alvarez, M. Borge, L Buchmann, C. Diget, H Al Falou y col., “Do halo nuclei follow rutherford elastic scattering at energies below the barrier? the case of  $11\text{ li}$ ”, *Physical review letters* **109**, 262701 (2012).
- <sup>23</sup>J. P. Fernández-García, M Cubero, M Rodríguez-Gallardo, L. Acosta, M. Alcorta, M. Alvarez, M. Borge, L Buchmann, C. Diget, H. A. Falou y col., “ $11\text{ Li}$  breakup on  $208\text{ pb}$  at energies around the coulomb barrier”, *Physical Review Letters* **110**, 142701 (2013).
- <sup>24</sup>N Keeley, S. Bennett, N. Clarke, B. Fulton, G Tungate, P. Drumm, M. Nagarajan y J. Lilley, “Optical model analyses of  $6, 7\text{ li} + 208\text{ pb}$  elastic scattering near the coulomb barrier”, *Nuclear Physics A* **571**, 326-336 (1994).
- <sup>25</sup>J. P. Fernández-García, M. Alvarez y L. Chamon, “Investigation of coulomb dipole polarization effects on reactions involving exotic nuclei”, *Physical Review C* **92**, 014604 (2015).
- <sup>26</sup>Micro semiconductor ltd. <http://www.micronsemiconductor.co.uk/>.

- <sup>27</sup>O Tengblad, U. Bergmann, L. Fraile, H. Fynbo y S Walsh, “Novel thin window design for a large-area silicon strip detector”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **525**, 458-464 (2004).
- <sup>28</sup>O. Tengblad, U. Bergmann, L. Fraile, H. Fynbo y S. Walsh, “Novel thin window design for a large-area silicon strip detector”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **525**, 458-464 (2004).
- <sup>29</sup>M Zadro, P Figuera, A Di Pietro, F Amorini, M Fisichella, O Goryunov, M Lattuada, C Maiolino, A Musumarra, V Ostashko y col., “Elastic scattering of li 6 on zn 64 at near-barrier energies”, Physical Review C **80**, 064610 (2009).
- <sup>30</sup>T. R. Team, Root data analysis program, <http://root.cern>.
- <sup>31</sup>J. F. Ziegler y J. P. Biersack, The stopping and range of ions in matter, <http://www.srim.org/>, 1985.
- <sup>32</sup>F. S. Goulding, D. A. Landis, J. Cerny y R. H. Pehl, “A new particle identifier technique for  $z=1$  and  $z=2$  particles in the energy range  $> 10$  mev”, IEEE Transactions on Nuclear Science **11**, 388-398 (1964).
- <sup>33</sup>D. Armstrong, J. Beery, E. Flynn, W. Hall, P. Keaton Jr y M. Kellogg, “Particle identification utilizing an on-line computer”, Nuclear Instruments and Methods **70**, 69-76 (1969).