

Caracterización de detectores de Ioduro de Cesio en el blanco activo MAYA

Manuel Caamaño Fresco

Junio 2004

Índice general

1. MAYA como blanco activo.	3
1.1. Estudio de isótopos ligeros extremadamente ricos en neutrones.	3
1.2. Descripción y funcionamiento de MAYA.	5
2. Identificación con detectores de Ioduro de Cesio.	11
2.1. Descripción y funcionamiento de un detector de Ioduro de Cesio dopado con Talio.	11
2.2. Identificación con CsI(Tl).	13
2.3. Dispositivo experimental	15
3. Análisis y caracterización.	19
3.1. Identificación de productos procedentes de una fuente α	19
3.2. Identificación de productos ligeros de la reacción ${}^8\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ a $15.4 \text{ A} \cdot \text{MeV}$	21

Índice de figuras

1.1.	Esquema del detector MAYA	6
1.2.	Ionización, amplificación y recogida de señal dentro de MAYA	7
1.3.	Matriz de señales depositadas en el cátodo segmentado de MAYA	8
1.4.	Simulación de la relación entre el alcance y la energía para ^{12}C , ^{14}N y ^{11}B , en isobutano a 20 mb	9
2.1.	Esquema del sistema de bandas en un cristal centelleador dopado	12
2.2.	Pulso de luz en un CsI	13
2.3.	Componente rápida frente a la energía total depositada en un detector de CsI	14
2.4.	Esquema del dispositivo experimental	15
2.5.	Geometría de un detector de CsI	16
2.6.	Electrónica asociada a los detectores de CsI	17
3.1.	Señales de una fuente α , de ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm , en los detectores de CsI	20
3.2.	Identificación de partículas en los detectores de CsI	23
3.3.	Cinemática de la difusión elástica $^8\text{He}(p,p)^8\text{He}$ y proyección de la energía de ^8He	24
3.4.	Cinemática de $^8\text{He}(^{12}\text{C},^{13}\text{C})^7\text{He}$ y $^8\text{He}(^{12}\text{C},^{14}\text{C})^6\text{He}$. Proyección de la energía de ^6He	25
3.5.	Comparación entre sucesos con multiplicidad uno y sucesos con multiplicidad distinta de uno en el muro de CsI	26

Introducción

Uno de los campos más estudiados en física nuclear, tanto en el pasado como actualmente, es el que intenta entender la estructura del núcleo. Cómo se distribuyen los nucleones en su interior, o, de forma más precisa, cómo funcionan las fuerzas internas que lo mantienen cohesionado, siguen siendo cuestiones todavía sin responder. La posibilidad de producir en el laboratorio haces de núcleos inestables amplía el terreno de exploración y abre nuevos caminos de estudio, en los que contamos con un grado de libertad adicional: el isospín.

El estudio de la dinámica y mecanismo de reacciones nucleares, sean éstas de fisión, fragmentación, o, en definitiva, aquellas en las que se rompe el núcleo, sigue dando información muy valiosa, pero tienen problemas para acceder a zonas cada vez más exóticas de la carta de núcleos, o cuando las energías y momentos involucrados son pequeños. En estos escenarios se buscan otros mecanismos para extraer los datos necesarios. Una de las posibles soluciones la constituye el estudio de reacciones de transferencia, es decir, reacciones directas en las que un proyectil cede o toma uno o varios nucleones de un blanco.

Estas reacciones de transferencia, utilizadas ampliamente hace unas décadas para obtener información espectroscópica de núcleos estables, permiten, igualmente, el acceso a productos de reacción exóticos difíciles de producir de otro modo. Por ejemplo, la creación de núcleos muy ricos en neutrones, de los que desconocemos hasta sus propiedades más elementales. En particular, la medida de las masas de estos núcleos ayuda a caracterizar el llenado y cierre de capas, y, eventualmente, pone de manifiesto la desaparición o la existencia de nuevas capas, en zonas de la carta de núcleos lejos de la estabilidad. La información espectroscópica obtenida para estos núcleos nos ayuda a entender las fuerzas de interacción entre nucleones, al poder estudiar las consecuencias de la adición o sustracción de sólo un nucleón, y las energías a las que ocurre el intercambio.

Una de las partes más delicadas a la hora de planear y realizar experimentos basados en reacciones de transferencia es la dificultad de medir observables que a menudo involucran bajas energías y secciones eficaces muy pequeñas. Lógicamente la dificultad aumenta a medida que nos alejamos de la estabilidad. Estas restricciones obligan a combinar soluciones experimentales que tradicionalmente son incompatibles. Así, una sección eficaz pequeña se puede evitar con aumento de espesor en el blanco, pero esto irá en detrimento de una posible detección de partículas de baja energía, que no serán capaces de escapar de ese blanco, y si lo hacen se verán afectadas por un efecto de dispersión en energía y trayectoria importante. Este efecto puede ser muy perjudicial a la hora de realizar estudios espectroscópicos o medidas precisas de la energía de reacción. Evidentemente, el reducir el espesor para evitarlo

conlleva un aumento proporcional del tiempo de experimento debido a las bajas secciones eficaces.

Estos problemas se tratan de subsanar creando nuevos detectores o dispositivos experimentales. En nuestro caso trabajaremos con MAYA [1], un detector desarrollado en GANIL [2](Francia), basado en el concepto de blanco activo [3]. Nuestra tarea será la caracterización de una de sus partes: un muro de cristales de Ioduro de Cesio dopados con Talio (a los que nos referiremos como CsI), y cuya finalidad es detectar partículas ligeras producidas en reacciones dentro del MAYA y que escapan del volumen activo. Este trabajo se enmarca dentro de un experimento proyectado para el estudio de isótopos ligeros extremadamente ricos en neutrones, como ^7H , o ^{10}Li , a través de reacciones de transferencia entre un haz de ^8He a $15.4 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ y un blanco de ^{12}C .

En el primer capítulo describimos qué y cómo es el detector MAYA, y el papel que juegan los detectores de CsI en su funcionamiento. El segundo capítulo explica qué es y cómo funciona un cristal de CsI dentro de MAYA, así como la descripción del dispositivo experimental utilizado en su caracterización. Los detalles relativos a la identificación de partículas ligeras con el muro de CsI se describen en el tercer capítulo.

Capítulo 1

MAYA como blanco activo.

Como ya habíamos apuntado en la introducción, la utilización de detectores como MAYA ofrece una alternativa para profundizar en el estudio de las reacciones de transferencia a baja energía. Este detector está basado en el principio de blanco activo, dónde el material que forma el blanco es, a su vez, el componente activo de la detección. En este caso, MAYA actúa como cámara de ionización, y el gas a ionizar es también el blanco de la reacción.

Haremos una pequeña introducción al experimento en el que se enmarca nuestro trabajo, y, a continuación, una breve descripción de MAYA y de su funcionamiento.

1.1. Estudio de isótopos ligeros extremadamente ricos en neutrones.

Estudios recientes con isótopos ligeros exóticos han revelado la presencia de nuevas estructuras: núcleos con halo, configuraciones de grupos (clusters) dentro del núcleo, etc, que no aparecían en núcleos estables, y por lo tanto no predichas en el modelo de capas tradicional. En esta misma línea también se han observado desviaciones respecto a dicho modelo. Entre estas anomalías está la inversión de paridad en isótonos con $N=7$ [4] en los que en lugar de una configuración $I^\pi = 1/2^+$ (*I espín, π paridad*) para el estado fundamental, se encuentra $1/2^-$. Esta situación es conocida para el ^{11}Be [5], y se cree que puede ser extensiva para el ^{10}Li [6].

Otra cuestión importante es la búsqueda de isótopos super pesados, como el ^7H . Existen indicios experimentales [7], así como argumentos teóricos [8] que apuntan su

existencia como resonancia. La medida de su masa, o de cualquier dato espectroscópico, así como la sección eficaz de producción, ayudarían a mejorar la comprensión de la fuerza entre nucleones y su papel en la estructura nuclear.

Intentaremos producir, e identificar, estos isótopos a través de reacciones de transferencia con la ayuda del detector MAYA [1], en las instalaciones de GANIL-Spiral [2] (Francia).

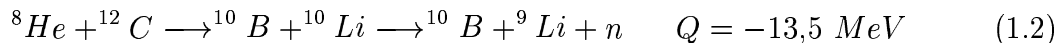
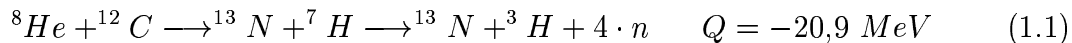
La instalación de Spiral, cuyo funcionamiento se basa en el método de separación en línea ISOL [9], produce y prepara haces de isótopos radiactivos, que pueden ser acelerados posteriormente a energías entre 1.7 y 25 $A \cdot MeV$. Esta franja energética permite el estudio de reacciones nucleares cerca de la barrera de Coulomb.

En estas instalaciones el haz primario, acelerado en los dos ciclotrones de GANIL, bombardea un blanco de producción. Los átomos radiactivos producidos por reacciones nucleares se extraen del blanco a gran temperatura ($\sim 2300 K$), y se transportan a un imán permanente, dónde se ionizan, antes de ser acelerados en el ciclotrón CIME. Posteriormente se seleccionan las especies de interés en un espectrómetro, a través de su rigidez magnética.

En nuestro caso utilizamos un haz de ${}^8\text{He}$ a 15.4 $A \cdot MeV$, que bombardea un blanco de ${}^{12}\text{C}$. Esta colisión abre numerosos canales de reacción. Nosotros nos interesaremos en este trabajo únicamente en canales de transferencia: por ejemplo, el ${}^7\text{H}$ aparece tras la pérdida de un protón, mientras que el ${}^{10}\text{Li}$ requiere la captura de un protón y un neutrón.

La elección del blanco de ${}^{12}\text{C}$ obedece a varias razones: la primera es la posibilidad de usarlo en forma de gas, en nuestro caso, formando isobutano C_4H_{10} . Además, al utilizar la técnica de cinemática inversa, y al ser el proyectil más ligero que el blanco, éste sale dispersado, principalmente, hacia delante, mientras al blanco se le comunica poco momento. La poca estadística predicha para estas reacciones nos empuja a buscar maneras de aumentar las secciones eficaces. A grandes rasgos se puede decir que la sección eficaz de transferencia crece con el tamaño de los isótopos involucrados. Por eso la elección del ${}^{12}\text{C}$ es más favorable que la de otros posibles blancos más ligeros.

Así pues, las reacciones a estudiar son:



Por supuesto, como apuntábamos antes, éstas no serán las únicas reacciones producidas. En realidad, casi cualquier otra combinación de protones y neutrones transferidos tendrá su probabilidad de ocurrir dentro del detector. Algunas con unas secciones eficaces mayores que las reacciones que nos interesan. Así pues se necesita un buen criterio para el disparo de la adquisición durante el experimento y una muy buena selección en el análisis para distinguirlas. Una buena identificación de los productos de la reacción es crucial.

Debido a la naturaleza de las reacciones tenemos dos tipos de identificación: una para el producto pesado (C, N, o B), y otra para la partícula ligera (H, Li, o He). La primera se hace parando la partícula pesada dentro de MAYA, y en el segundo caso la partícula ligera se identifica en el CsI. A continuación describimos el detector y explicamos brevemente la identificación dentro de MAYA. La identificación en los CsI merecerá un capítulo aparte, al ser el propósito de este trabajo.

1.2. Descripción y funcionamiento de MAYA.

El principio de detección de MAYA es el de una cámara de ionización. En ella una partícula cargada ionizará el gas que encuentre a su paso en el interior del detector. Las moléculas ionizadas se verán entonces afectadas por un campo eléctrico aplicado en el área activa, el cual separará los iones de los electrones arrancados. Esta corriente de electrones deriva hasta una zona de amplificación donde se recogerá una señal proporcional a la energía perdida por la partícula ionizante.

En la figura 1.1 vemos un esquema de los constituyentes de MAYA. Estos constituyentes los podemos distribuir en tres zonas:

- Zona del blanco activo.
- Zona de amplificación y recolección.
- Zona de identificación.

La zona del blanco activo está formada por el volumen que ocupa el gas entre el cátodo y la rejilla. Este volumen de aproximadamente 14 litros ($28 \times 25 \times 20 \text{ cm}^3$) está inmerso en un campo eléctrico uniforme y vertical que, según las necesidades de la reacción, puede llegar a los 1000 V/cm , aunque en nuestro caso será suficiente con 140 V/cm . Será en esta zona donde ocurra la reacción entre el proyectil, que entra en el detector atravesando una ventana de mylar (1 cm de diámetro, $6 \mu\text{m}$ de espesor), y un núcleo cualquiera del gas.

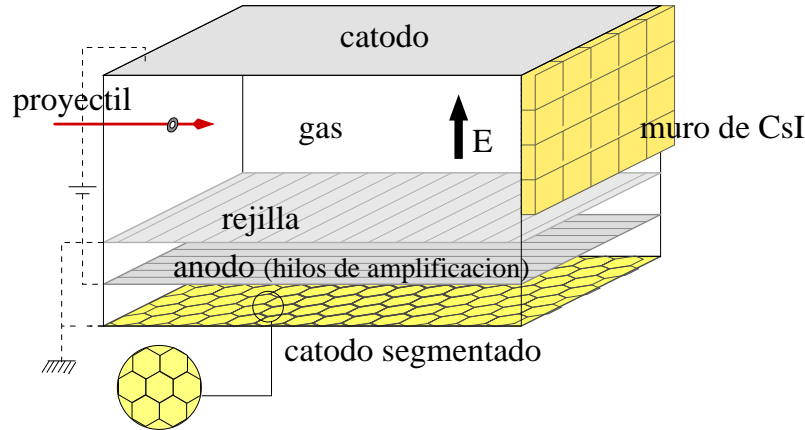


Figura 1.1: *En esta figura aparecen los principales componentes de MAYA. Sobre el volumen activo ocupado por el gas se aplica el campo eléctrico \vec{E} . La zona de amplificación, formada por la rejilla y el ánodo en forma de hilos, está sobre un cátodo segmentado, que será donde se recolecte una carga proporcional a la energía depositada. Finalmente, al final de MAYA se encuentra el muro de CsI será donde se identificarán las partículas que escapan del volumen activo.*

Cada partícula cargada ioniza el gas. La nube de electrones producida en la ionización deriva hacia la zona de amplificación con una velocidad y una dispersión que dependerán del campo eléctrico aplicado y la presión del gas. En esa zona la nube electrónica se encuentra con una rejilla conectada a tierra. Esta rejilla ayuda a la uniformidad del campo eléctrico, a la vez que modela el gradiente de potencial que se crea alrededor de los hilos de amplificación en el ánodo.

Mientras los electrones se acercan a los hilos del ánodo notan el gradiente de potencial, con lo que aumentan su velocidad. En esta aceleración ionizan el gas alrededor de los hilos, creando nuevos pares de iones. Los iones positivos se alejan del hilo induciendo una carga espejo de signo contrario en un segundo cátodo. Este cátodo está segmentado en celdas hexagonales de 5 mm de lado. Esta carga es recogida en unos condensadores, para ser luego procesada como señal de forma independiente en cada celda, y enviada a la adquisición. El proceso completo está resumido en la figura 1.2.

La presión del gas, el campo eléctrico aplicado, así como las distancias entre el cátodo segmentado, los hilos de amplificación y la rejilla, dependen del tipo de reacción que queremos estudiar y, sobre todo, de la energía depositada por las partículas involucradas, ya que ésta tendrá que ser suficiente para poder ser amplificada e inducir carga medible en las celdas del cátodo.

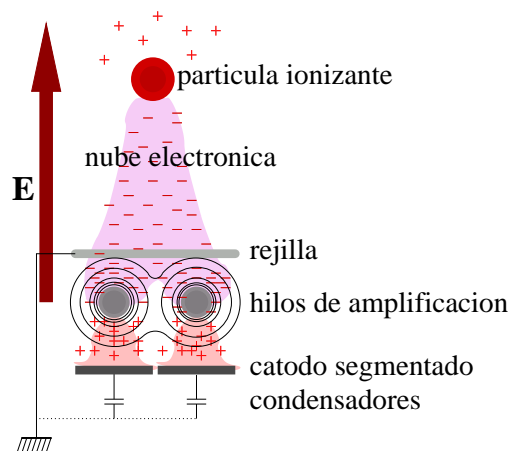


Figura 1.2: La figura describe un ejemplo de amplificación de la señal dejada por las partículas que ionizan el gas en el interior de MAYA. El gradiente de potencial creado entre los hilos de amplificación del anodo y la rejilla conectada a tierra comunica energía a la nube electrónica. Esta energía es suficiente para provocar una segunda ionización del gas alrededor de los hilos. Los iones creados derivan hacia el cátodo, creando una carga espejo que es recogida en unos condensadores debajo de cada pieza. Esa carga se procesa y se envía a la adquisición.

En el caso que nos ocupa, el gas, C_4H_{10} isobutano, está a una presión de 20-30 *mb*. Suficiente para parar el producto pesado de la reacción dentro de MAYA, y que éste recorra un alcance medible. Las distancias entre la rejilla y los hilos de amplificación, 8.6 *mm*, y entre los hilos y el cátodo segmentado, 10 *mm*, son los adecuados, junto al campo eléctrico de 140 *V/cm*, para distinguir la trayectoria de la partícula.

En este proceso se genera información que luego puede ser usada para reconstruir la reacción en el análisis posterior. La segmentación del cátodo nos da la posibilidad de calcular la proyección de las trayectorias de las partículas que hayan dejado energía suficiente como para provocar la inducción (véase figura 1.3). Ésto, unido a la determinación del plano de reacción, a través de la medida del tiempo de deriva de la nube electrónica hasta el plano donde están los hilos de amplificación, nos ayuda a caracterizar la cinemática de la reacción, es decir: el punto de interacción, los ángulos entre los participantes, y los alcances de aquellos que se detengan dentro del detector. Otros datos de interés y que pueden ayudar en el análisis, son las energías depositadas en cada hilo del ánodo y en cada celda del cátodo.

Las partículas que son detenidas dentro del gas pueden ser identificadas a través de la relación entre el alcance y la energía depositada. Siguiendo la solución clásica al problema, formulada por Bethe y Bloch para iones ligeros tenemos:

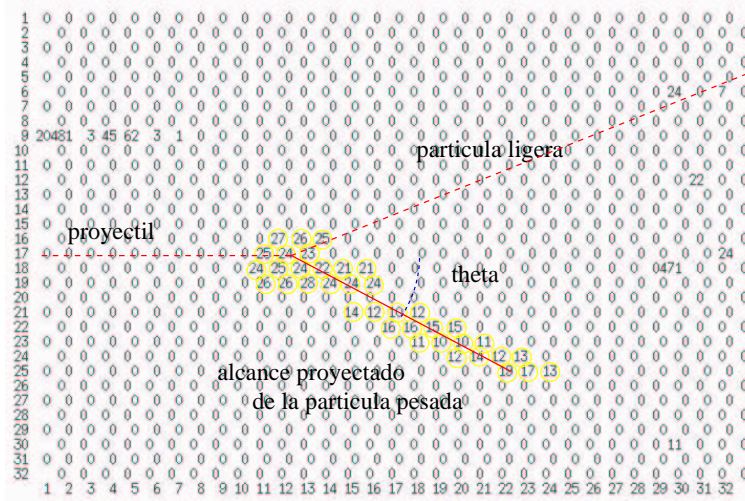


Figura 1.3: En la figura tenemos un ejemplo de reconstrucción de una reacción observada en MAYA a partir de la recolección de carga en el cátodo segmentado. Cada uno de los números de la figura representa la carga procesada en cada una de las 32 por 32 celdas. La reconstrucción de las posiciones de las celdas del cátodo nos permite ver la traza de la partícula pesada. Se puede entonces calcular el alcance y el ángulo proyectados. Ni la partícula ligera, ni el proyectil pierden la suficiente energía para inducir carga en el cátodo.

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{M \cdot Z^2}{E} \quad (1.3)$$

Donde E es la energía depositada de la partícula, x la longitud del camino recorrido, M su masa, y Z su carga. Si integramos a lo largo de la trayectoria hasta que la partícula pierda toda su energía obtendremos el alcance, R :

$$E^2 \propto R \cdot M \cdot Z^2 \quad \longrightarrow \quad R \propto \frac{E^2}{M \cdot Z^2} \quad (1.4)$$

Recordando que la señal recogida en el cátodo, Q , es proporcional a la energía depositada por la partícula, E , obtenemos la identificación en $M \cdot Z^2$ de la partícula dentro de MAYA, a través de la medida de la carga depositada, Q , y de su alcance, R :

$$R \propto \frac{Q^2}{M \cdot Z^2} \quad (1.5)$$

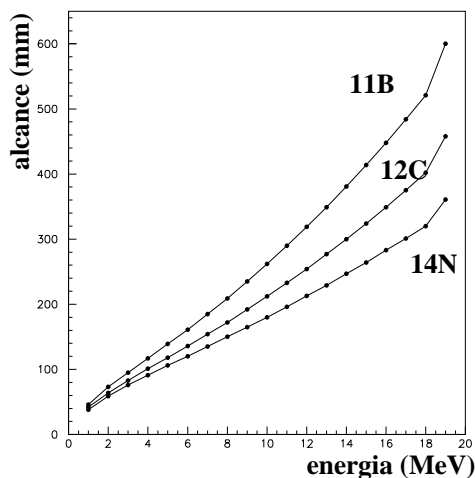


Figura 1.4: La relación entre el alcance y la energía para tres posibles productos: ^{14}N , ^{12}C , y ^{11}B aparece en la figura. Los datos provienen de cálculos con el código SRIM [10] sobre 20 mb de isobutano, C_4H_{10} .

En la figura 1.4 vemos una simulación realizada con el código SRIM [10] como ejemplo de este comportamiento.

Si la partícula ionizante tiene la energía suficiente no se detendrá en el área activa del gas, y saldrá de MAYA. Esto nos ocurrirá con la partícula ligera, H, He, o Li. Entonces no podremos aplicar la identificación a través de la carga, Q , y el alcance, R , que acabamos de describir.

Debido a la propia cinemática de la reacción, las partículas de mayor energía son las más ligeras, y cubren ángulos pequeños en el sistema de referencia del laboratorio. Para cubrir esos ángulos, e identificar la partícula, tenemos el muro de CsI al final de MAYA, en el lado opuesto a la ventana de entrada. En el siguiente capítulo detallaremos este proceso de identificación en los cristales de CsI.

Capítulo 2

Identificación con detectores de Ioduro de Cesio.

En este capítulo describiremos el papel de los Ioduros de Cesio, CsI, como detectores para la identificación de partículas ligeras en el experimento mencionado en el capítulo anterior. Comenzaremos explicando qué es y cómo funciona un cristal CsI, y las propiedades en las que basamos la identificación de los productos. Finalmente veremos el montaje experimental usado en nuestro trabajo.

2.1. Descripción y funcionamiento de un detector de Ioduro de Cesio dopado con Talio.

El cristal de Ioduro de Cesio es un material centelleador inorgánico. En este tipo de material la detección se basa en la recolección de la luz creada en el paso de una partícula ionizante [11].

La configuración de los átomos en el cristal crea una estructura de bandas. En esta estructura los electrones eventualmente excitados por la interacción con la partícula ionizante pueden saltar de la banda de valencia a la banda de conducción. Este proceso sólo se dá si la energía es suficiente para crear un hueco en la banda de valencia. La posterior desexcitación hasta la banda de valencia provoca la emisión de un fotón. La recolección de estos fotones constituye el principio de detección.

En cristales puros la energía emitida al desexcitarse el electrón en la banda de conducción es, aproximadamente, la suficiente para promocionar otro electrón. Esto

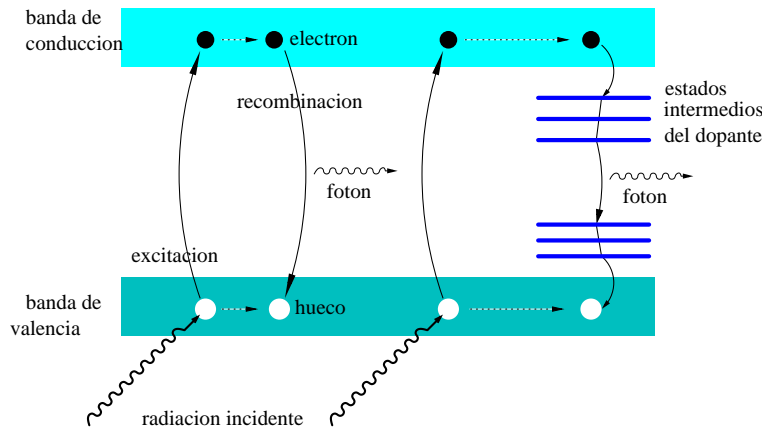


Figura 2.1: *Representación esquemática del mecanismo de centelleo de un CsI. A la izquierda de la imagen vemos cómo la interacción de la partícula ionizante que penetra en el cristal y la banda de valencia crea un par electrón-hueco. Tras un cierto tiempo el electrón se desexcita desde la banda de conducción emitiendo un fotón, que puede ser absorbido por el cristal, excitando a su vez otro electrón. A la derecha vemos cómo la presencia de impurezas dopantes provoca la aparición de niveles intermedios accesibles. La desexcitación desde estos niveles crea un fotón de una energía menor, con lo que la probabilidad de reabsorción se reduce.*

hace que el cristal se quede con parte de los fotones creados, por lo que no es del todo transparente a su propia emisión de luz.

Para mejorar la transparencia se dopan los cristales con impurezas. La presencia de estas impurezas crea nuevos niveles energéticos dentro de la banda prohibida, entre la banda de conducción y la de valencia. De esta manera los electrones pueden desexcitarse a niveles intermedios, de esta forma crean fotones que pueden viajar por el cristal con mucha menos probabilidad de ser absorbidos, ya que no pueden crear nuevos pares electrón-hueco. En nuestro trabajo los cristales CsI están dopados con Talio. En la figura 2.1 se puede ver la descripción del sistema de bandas y la influencia de los dopantes.

La luz, que es creada con el paso de la partícula ionizante, evoluciona en forma de pulso. La intensidad de la señal crece de forma rápida para atenuarse posteriormente. Se puede parametrizar esta atenuación a través de una caída exponencial con un tiempo característico τ . En el caso del CsI(Tl) podemos distinguir dos componentes: una con un tiempo característico pequeño, τ_r , y una intensidad mayor, I_r ; y otro con un tiempo más largo, τ_l , y una intensidad más pequeña, I_l :

$$I(t) = I_r \cdot e^{-t/\tau_r} + I_l \cdot e^{-t/\tau_l} \quad (2.1)$$

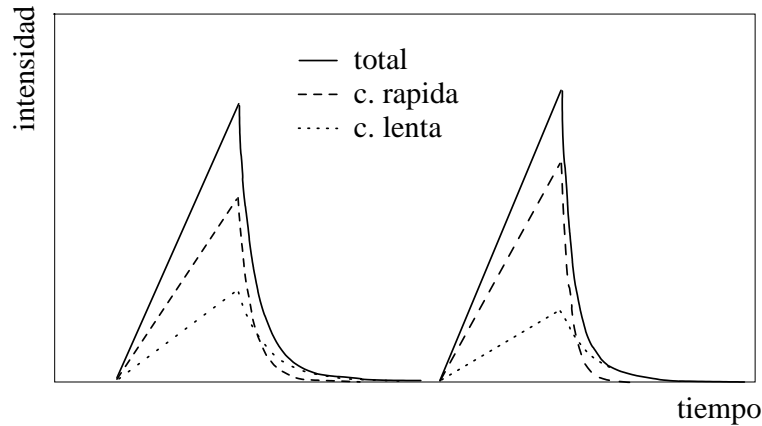


Figura 2.2: La figura representa dos pulsos generados por diferentes partículas de la misma energía en un cristal de CsI. Las características de la señal de la izquierda para su componente rápida respecto a la componente lenta son las siguientes: $\tau_r = \tau_l/2$, y $I_r = 2 \cdot I_l$. Para la señal de la derecha tenemos: $\tau_r = \tau_l/3$, y $I_r = 3 \cdot I_l$. El tiempo de desexcitación de la componente lenta es igual en ambas señales. El resultado es una pendiente de subida y un máximo de intensidad ligeramente mayores en la señal de la derecha.

La gran ventaja es que la componente rápida, τ_r , I_r , es sensible a la masa y carga de la partícula ionizante. La relación entre intensidades I_r/I_l crece con la carga y la masa, mientras la relación entre tiempos τ_r/τ_l decrece. Aún así, la carga tiene una influencia mayor que la masa, con lo que la diferencia entre núcleos isóbaros será mayor que entre isótopos.

Esta característica será la que nos permita realizar la identificación de la partícula detectada, tal y como describimos a continuación.

2.2. Identificación con CsI(Tl).

Como ya explicamos, la evolución temporal del pulso de luz emitida depende del tipo de partícula que la ha creado. Para identificarla debemos separar la contribución de la componente rápida y la contribución de la componente lenta (recordemos que nosotros detectamos la suma de ambas componentes). Para poder distinguirlas nos valemos del hecho de que partículas con la misma energía tienen una emisión con un perfil temporal diferente. En la figura 2.2 vemos cómo la influencia de la señal rápida aparece en mayor medida al comienzo del pulso: en el tiempo de subida y el máximo de intensidad. La cola del pulso aparece gobernada por la componente

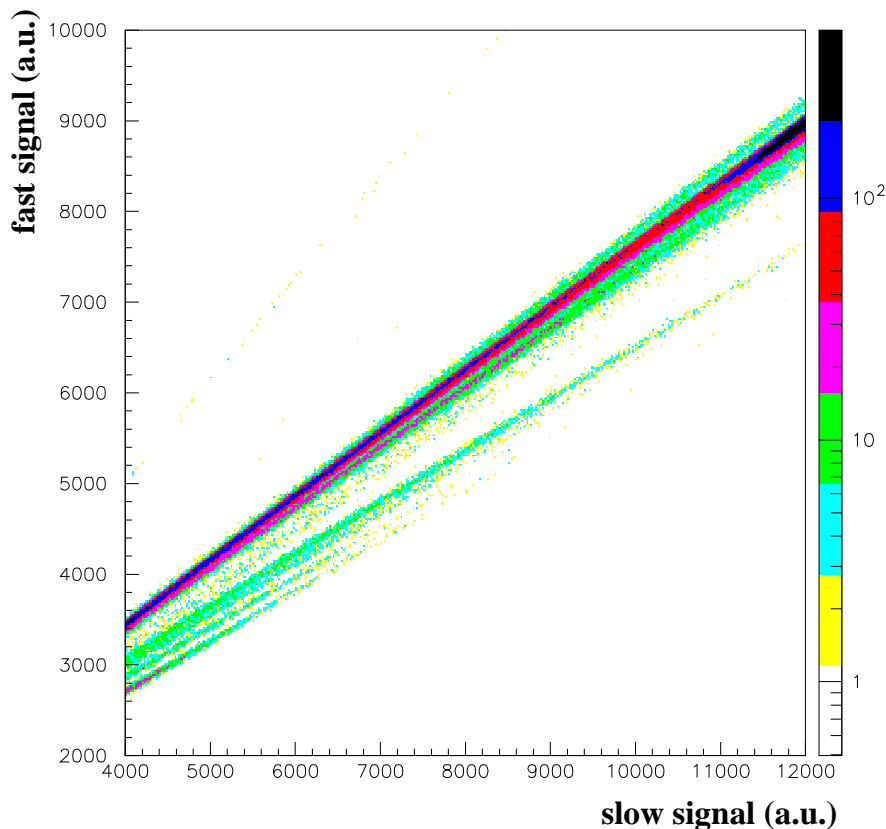


Figura 2.3: Vemos en la gráfica una matriz de identificación obtenida en uno de los CsI. La componente rápida (fast signal en la figura) tiene una dependencia con la energía total depositada en el detector (slow signal en la figura) diferente para cada partícula. Cada una de las líneas corresponde a una masa y carga diferentes.

lenta, debido a su tiempo de desexcitación, τ_l , más largo. Así, la información sobre la naturaleza de la partícula la encontraremos en la zona de subida hasta el máximo de intensidad.

Si representamos en una gráfica la energía total depositada en los cristales de CsI, frente a la energía depositada hasta el máximo de intensidad, seremos capaces de distinguir entre las partículas detenidas en el detector. En la figura 2.3 vemos un ejemplo con datos extraídos de nuestro experimento, en el que se distinguen diferentes líneas que corresponderán a diferentes partículas.

A continuación describiremos el dispositivo experimental usado para tomar estos datos.

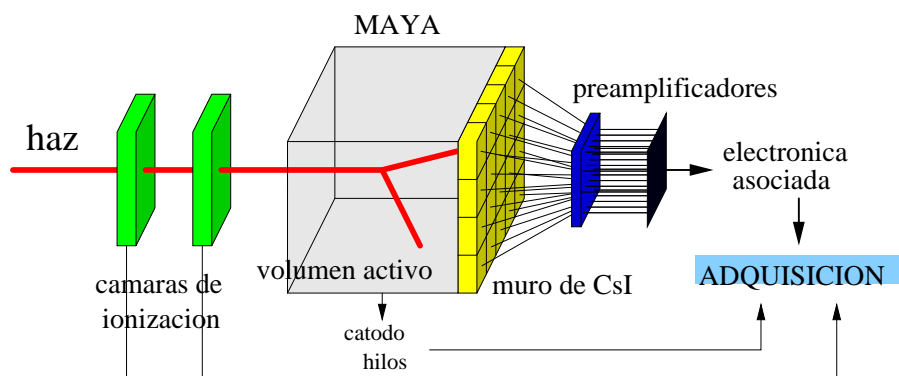


Figura 2.4: En el esquema del dispositivo experimental utilizado vemos cómo el haz creado en Spiral y acelerado en el ciclotrón Cime atraviesa dos cámaras de ionización, que se usarán para determinar las trayectorias de los proyectiles. Éstos entran en MAYA reaccionando con un núcleo del gas contenido en el volumen activo. El proyectil es dispersado hacia delante y parado en uno de los cristales de CsI que componen el muro colocado al final de MAYA. La señal recogida es amplificada y enviada a la adquisición a través de la electrónica asociada. La información sobre los fragmentos pesados que no salen del volumen activo se obtiene tras el tratamiento de las señales procedentes de los hilos de amplificación y del cátodo segmentado.

2.3. Dispositivo experimental

Nuestro detector de CsI está colocado al final de MAYA. En la figura 2.4 tenemos un esquema sencillo del montaje. En este capítulo describiremos el montaje experimental concerniente a los detectores de CsI sin entrar en detalles sobre el dispositivo general del experimento.

El muro de CsI está compuesto por 20 detectores (de tipo V50 PM 25/18-E2 de Scionix) en una configuración de cinco columnas por cuatro filas. Cada detector tiene un área activa de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, y está conectado en su parte trasera con un fotodiodo, el cuál transforma y amplifica la señal antes de enviarla al tratamiento electrónico asociado. El cristal está protegido con una película reflectante, para evitar contaminación luminosa externa, y el área activa tiene una ventana de mylar aluminizado, por la que entra la partícula. En la figura 2.5 vemos una descripción de uno de los cristales.

La electrónica asociada a nuestros detectores de CsI está esquematizada en la figura 2.6. La señal luminosa procedente del cristal se transforma en un pulso eléctrico en los fotodiodos y se procesa en los preamplificadores de cada cristal. Esta señal llega a un amplificador espectroscópico (N568B de C.A.E.N.), dónde tenemos

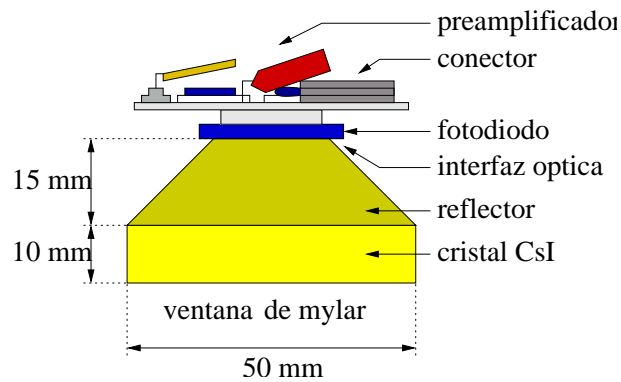


Figura 2.5: En la figura dibujamos la geometría de uno de los detectores de CsI. La partícula atraviesa la ventana de mylar y se para en el cristal, el cual está recubierto por un material reflectante. Parte de la luz producida es recogida por un fotodiodo, donde se transforma en una señal eléctrica. Esta señal es amplificada antes de ser enviada a la adquisición.

dos salidas para cada canal de entrada: en una de ellas la señal de entrada sufre una amplificación rápida, mientras que en la otra salida, la señal es amplificada y se modifica su forma de manera determinada, por lo que el proceso es más lento.

La señal de la salida lenta del amplificador es enviada a un ADC (Analog Digital Converter), donde se integra dentro de una ventana de tiempo de alrededor de 4-5 μs . La amplitud total integrada en esa ventana se convierte a una salida digital y es enviada a la adquisición, donde se asociará con la energía total depositada en el detector.

La señal rápida, por su lado, vuelve a pasar por otro amplificador espectroscópico para modificar su forma y ser amplificada antes de ser enviada, también, a un ADC. La señal es integrada en este ADC en una ventana de tiempo diferente a la anterior: en esta ocasión la ventana integra hasta el máximo de intensidad. Para ello será suficiente con 2-3 μs . La integral es digitalizada y enviada a la adquisición. Este número será asociado con la componente rápida del pulso de luz en el cristal.

Para compensar la diferencia de tiempo entre el proceso más largo de la señal rápida y el de la señal lenta, y reducir de esta forma el tiempo muerto, ambas señales son retrasadas. La señal lenta se retrasa en 6 μs , mientras que la rápida se retrasa en 200 ns. Ésta última sufre un retraso por el ajuste fino con la ventana de tiempos del ADC y la señal de veto de la adquisición.

Estas dos señales se convertirán en los datos experimentales que usaremos para dibujar las gráficas en las que basar nuestra identificación (fig 2.3).

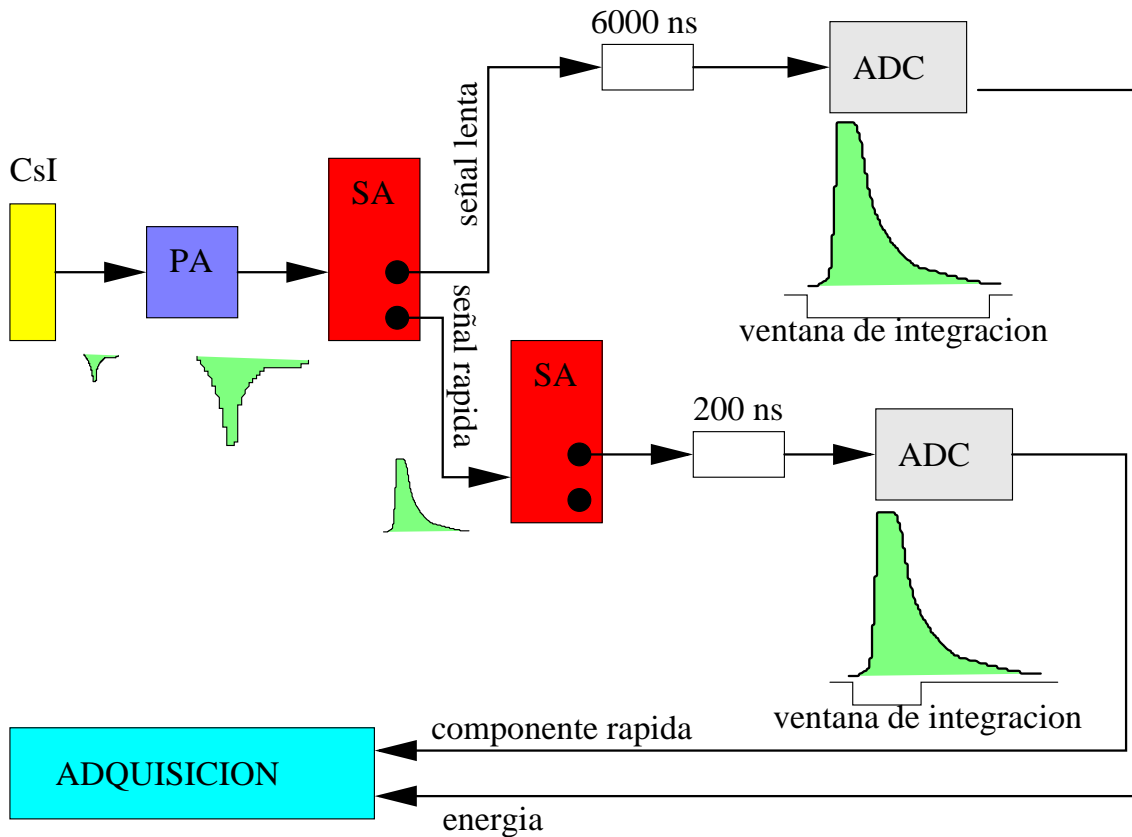


Figura 2.6: En la figura aparecen los diferentes elementos usados en la electrónica asociada a los detectores de CsI. La primera señal enviada por el fotodiodo es amplificada en el preamplificador, PA. En un amplificador espectroscópico, SA, dividimos la señal en dos. Una de ellas es amplificada y tratada para ser luego integrada en el Analog Digital Converter, ADC. El número resultante es enviado a la adquisición como energía total. La otra señal se vuelve a tratar en otro amplificador SA, para ser integrada también en otro ADC, aunque con una ventana de integración ajustada para cubrir únicamente el máximo de la señal (componente rápida). Ambas señales pasan por sendos retrasos por motivos de sincronización.

Capítulo 3

Análisis y caracterización.

Una vez que tenemos el montaje experimental completo, tomamos datos. El análisis y la interpretación de los resultados nos permitirá realizar la identificación. Comenzaremos tomando datos procedentes de una fuente α , de la que conocemos los productos emitidos. Tras este test comenzaremos con la toma de datos procedentes del experimento, y la identificación de los productos de reacción del haz de ${}^8\text{He}$, a $15.4 \text{ A} \cdot \text{MeV}$, sobre el gas, C_4H_{10} , a 30 mb .

3.1. Identificación de productos procedentes de una fuente α

Los productos ligeros de las reacciones del ${}^8\text{He}$, a $15.4 \text{ A} \cdot \text{MeV}$, con ${}^{12}\text{C}$, pueden llegar a tener energías de $\sim 130 \text{ MeV}$. Para cubrir todo el rango posible de energía en los detectores de CsI podemos hacer una estimación de la energía por canal necesaria. El rango de los ADC está ajustado en 16000 canales, por lo que $\sim 100 \text{ canales/MeV}$ parece una buena solución.

Para conseguir esta relación de $\sim 100 \text{ canales/MeV}$ debemos ajustar la ganancia de nuestros amplificadores. Para ello usaremos una fuente α , formada por ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Am}$, ${}^{244}\text{Cm}$, con tres picos de los que conocemos sus energías: 5.16, 5.49, y 5.81 MeV . Modificando la ganancia hasta que estos picos aparezcan alrededor del canal ~ 500 , cubrimos el rango en energía que nos interesa.

Así pues, colocamos la fuente α en el interior de MAYA, pegada a la pared interior encima de la ventana de entrada. Para que las partículas alcancen los detectores

de CsI sin pérdidas de energía vaciamos el gas del área activa de la cámara. El encapsulado y la geometría de la fuente permiten una emisión que cubre todo el ángulo sólido, por lo que recogeremos señal en todos los detectores. En la figura 3.1 mostramos la señal de energía recogida para los veinte detectores.

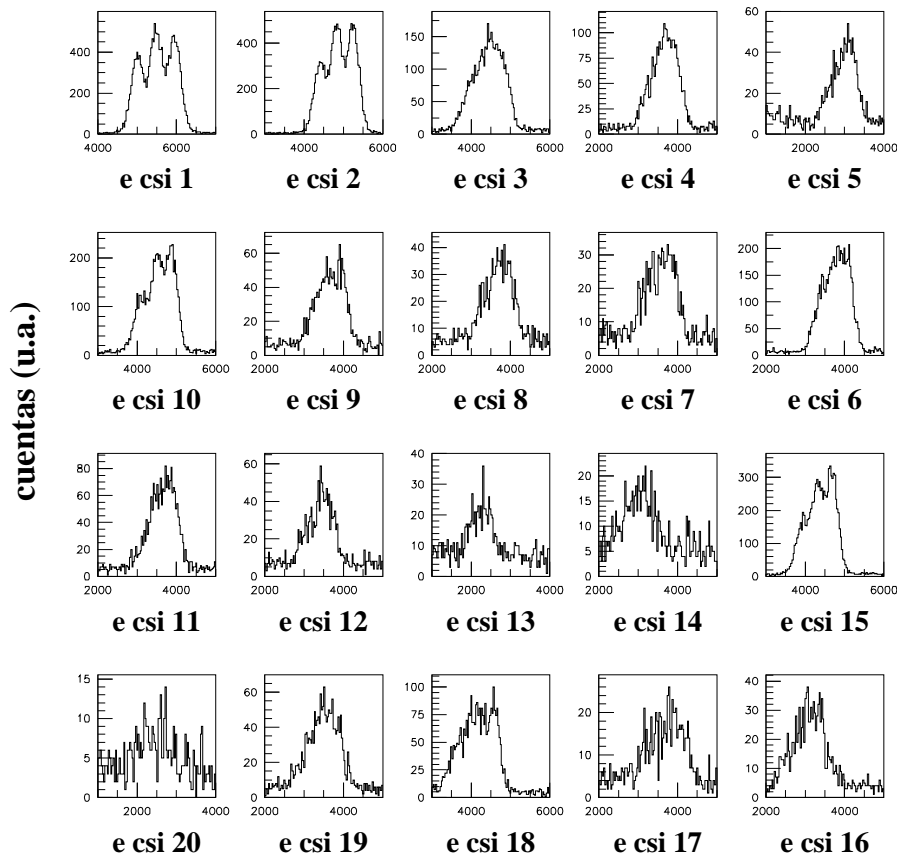


Figura 3.1: En la figura presentamos la señal dejada (en unidades arbitrarias) por la fuente α en cada uno de los detectores. Éstos están numerados según el criterio usado durante la adquisición y tomando como referencia el proyectil incidente. Podemos apreciar los tres picos de la fuente únicamente en algunos detectores. En los demás, la oxidación debida a la humedad ha estropeado la resolución en energía, impidiendo incluso la entrada de las partículas cuando el deterioro es mayor.

Como vemos, no podemos resolver los tres picos de la fuente en todos los detectores. Esto es debido al deterioro del recubrimiento del cristal. La película de protección se ha ido oxidando, debido a la humedad ambiental, durante los dos años que lleva MAYA en funcionamiento. Este óxido acumulado introduce una mayor dis-

persión cuando trabajamos con energías bajas, tal y como es el caso de las partículas α de la fuente. En algunas ocasiones, la capa de óxido es lo suficientemente gruesa como para detenerlas completamente. Eso explica el que no tengamos la misma estadística en todos los detectores. De todas maneras, esto no representará ningún problema durante el experimento, ya que las reacciones que nos interesan involucran energías lo suficientemente altas para no verse relativamente afectadas.

Si representamos la señal rápida frente a la energía depositada se distingue una correlación en todos los detectores. Esta línea aparece incluso en ausencia de fuente. La naturaleza de esta señal se puede adivinar recordando que la señal rápida es más baja cuanto menor fueran la masa y la carga, por tanto, parece lógico asignarla a partículas γ y/o β procedentes de radiación externa.

Para ajustar la amplificación a $\sim 100 \text{ canales/MeV}$ no necesitamos resolver los picos de la fuente α , ya que sólo pretendemos un ajuste aproximado, no una calibración en energía. De hecho, la calibración en energía no es posible realizarla con una sola fuente. Para partículas energéticas, como las que identificaremos en el experimento, la emisión de luz no tiene una relación lineal con la energía depositada [12]. A partir de una determinada energía la señal del cristal satura, por lo que la luz emitida está relacionada en mayor medida con el recorrido de la partícula dentro del cristal, hasta que pierde la suficiente energía y entra en el régimen proporcional. Además, el límite a partir del cual cambiamos de comportamiento depende también de la naturaleza de la partícula. Esta situación obligaría a usar diferentes isótopos, con diferentes energías para realizar una calibración en energía apropiada.

3.2. Identificación de productos ligeros de la reacción ${}^8\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ a $15.4 \text{ A} \cdot \text{MeV}$.

Una vez terminada la puesta a punto de la electrónica, los ajustes en las amplificaciones, las ventanas de integración en los ADC, etc., recibimos el haz de ${}^8\text{He}$ acelerado a $15.4 \text{ A} \cdot \text{MeV}$, y lo hacemos incidir sobre el C_4H_{10} , a 30 mb, en el interior de MAYA. La intensidad del haz fue muy variable durante los primeros días, para estabilizarse después en unos $\sim 1.7 \cdot 10^4 \text{ pps}$. Cada vez que una partícula sea detectada por cualquiera de los cristales de CsI, la adquisición será lanzada y todas las señales recibidas se almacenarán para el análisis posterior. Bajo estas condiciones la adquisición se dispara con una frecuencia de $\sim 70 \text{ Hz}$.

Debido a la cinemática de las reacciones la mayoría de las partículas se recogen en los CsI centrales. Los núcleos de ${}^8\text{He}$ del haz que no reaccionan también son recogidos por los detectores centrales. Para evitar que estos proyectiles activen la

adquisición continuamente, los detenemos con una pieza de metal, en concreto dos monedas de 0.20 € soldadas entre sí, colocada frente a estos detectores.

En la gráfica 2.3 dibujamos la señal rápida frente a la energía. Este tipo de representación nos proporciona una clara identificación de los productos ligeros de reacción. Podemos ver cómo las líneas que corresponden a los diferentes productos ligeros de las reacciones, se reúnen en dos grupos. Cómo ya explicamos en el capítulo anterior, la componente rápida depende de la naturaleza de la partícula detectada. Siguiendo esta dependencia los dos grupos de líneas corresponden a dos números atómicos, Z , diferentes, mientras que las líneas dentro de cada grupo se asocian a diferentes isótopos.

En el grupo superior distinguimos la línea más intensa, que atribuimos al ^8He . Aunque usemos la pieza de metal para detener el haz, la dispersión elástica puebla mayoritariamente esta línea debido a su alta sección eficaz. Ya que el ^8He está en el grupo superior, podemos inferir que este grupo corresponde a las partículas de carga $Z = 2$, es decir, isótopos de Helio, mientras que el grupo inferior corresponde a las de carga $Z = 1$, o isótopos de Hidrógeno.

Para poder distinguir entre las diferentes líneas de cada grupo las separaremos haciendo un cambio de coordenadas: Se puede distinguir como las líneas del grupo de carga $Z = 1$ son aproximadamente paralelas, mientras que en el grupo superior parecen separarse por sus pendientes. Esta diferencia de comportamiento está producida por la saturación de la producción de luz dentro del cristal que mencionábamos antes. Debido a esta saturación la integral de la señal rápida ya no es proporcional al aumento de la energía.

El cambio de coordenadas consistirá en sustituir la componente rápida del grupo de líneas correspondientes al Hidrógeno por la distancia de cada punto respecto a una línea de referencia, en este caso escogeremos la más alta. En el caso del grupo de isótopos de Helio se sustituirá la componente rápida por la diferencia de la pendiente de cada uno de los puntos respecto a una línea fija, que será la más baja. En la figura 3.2 vemos cómo estos cambios de coordenadas ayudan a distinguir claramente las líneas correspondientes a los diferentes isótopos.

La asignación de las líneas a los diferentes tipos de partícula se ha hecho siguiendo la dependencia de la señal rápida con la masa: dentro de un grupo de isótopos, los más ligeros tendrán una componente rápida más baja, a la misma energía. El caso del Litio es especial: tenemos una línea por encima del ^8He , el único que podemos identificar sin ambigüedad. Podríamos pensar en ^9He , pero éste no existe como núcleo ligado, y como resonancia tiene una vida media de $\sim 7 \cdot 10^{-21}$ s. El núcleo ligado más próximo sería el ^8Li ($Z = 3$), pero su sección eficaz es ~ 30 veces menor que la del ^9Li , ya que la primera involucra el intercambio de dos nucleones: + 1 protón - 1

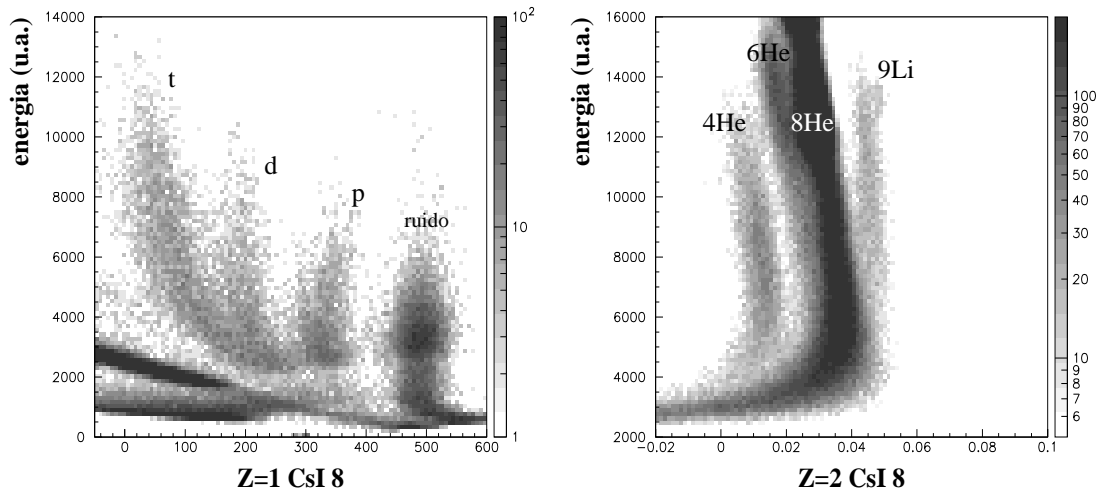


Figura 3.2: Ambas figuras contienen los mismos datos que 2.3 bajo un cambio de coordenadas adecuado para distinguir claramente las líneas asociadas con las distintas partículas. A la izquierda vemos la identificación del grupo de isótopos del Hidrógeno: tritio, deuterio y protón. También distinguimos una intensa señal de ruido. En la figura de la izquierda identificamos los isótopos de Helio: ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ y el haz, ${}^8\text{He}$. A este grupo de carga $Z = 2$ se le añade un intruso de carga $Z = 3$: ${}^9\text{Li}$, que, debido a la saturación de la señal, se encuentra más cerca del Helio de lo esperado.

neutrón, mientras en la segunda sólo se cambia un protón. Así pues, asignaremos esta línea al ${}^9\text{Li}$, aunque tendremos en cuenta que probablemente sea una mezcla de ambos isótopos de Litio.

Una vez asignadas las diferentes líneas a las diferentes partículas, podemos reconocer algunas características de las reacciones de las que provienen:

Si seleccionamos el ${}^8\text{He}$ y proyectamos su energía, vemos en la gráfica 3.3 un pico de anchura considerable, alrededor de 25 MeV , si aplicamos la relación aproximada de 100 canales/MeV . La aparición de este pico es debida a una reacción con una sección eficaz muy alta, ya que el número de sucesos es considerable. La primera idea sería atribuir esta estructura a la dispersión elástica con el blanco, el ${}^{12}\text{C}$, pero su cinemática no explica la formación del pico. Sin embargo si recordamos que en el gas también tenemos H, y comprobamos la cinemática de la dispersión elástica ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$, veremos cómo el ${}^8\text{He}$, está confinado en una región angular entre 0° y 7° , y con energías entre 10 y $14 \text{ A} \cdot \text{MeV}$. Esta región energética corresponde, en el caso del ${}^8\text{He}$, a una anchura de $\sim 30 \text{ MeV}$, muy próxima a la anchura que estimada del pico observado. Otra prueba es que sólo encontramos el pico en los detectores centrales, ya que la región angular de la dispersión del ${}^8\text{He}$ es muy reducida.

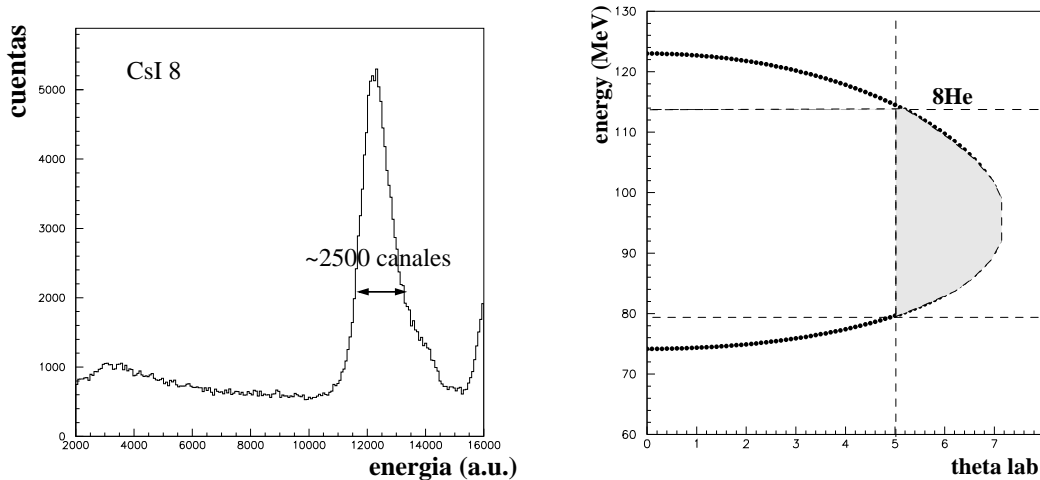


Figura 3.3: El perfil de la energía del ^8He revela un pico de gran anchura, identificado con la difusión elástica del haz con el Hidrógeno del gas. La estimación de su anchura coincide con el rango en energía del ^8He (unos 25 MeV) que se aprecia en la cinemática dibujada a la derecha. La cinemática completa es recortada en el experimento debido a la presencia de la pieza de metal que detiene al haz. Podemos estimar el ángulo más pequeño detectable en 5° .

Dentro de nuestro experimento tenemos dos formas principales de fabricar ^6He : la primera es a través de la pérdida de dos neutrones por parte del ^8He , tanto con el Hidrógeno como con el Carbono del gas, si bien es cierto que es mucho más probable la reacción con el Carbono, $^8\text{He}(^{12}\text{C}, ^{14}\text{C})^6\text{He}$. La segunda forma de producir ^6He , incluye la creación de la resonancia de ^7He : $^8\text{He}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^7\text{He}$. Ésta se transforma en ^6He tras emitir un neutrón.

La cinemática de la reacción $^8\text{He}(^{12}\text{C}, ^{14}\text{C})^6\text{He}$, dibujada en la figura 3.4, muestra un rango de energía para ángulos pequeños muy reducido. Si le añadimos la energía del ^7He , y recordamos que la energía de éste está menos localizada debido a la evaporación del neutrón, obtenemos un rango de energía de $\sim 20\text{ MeV}$. Comparando con la gráfica de la energía en un detector central (en este caso el número 8), podemos ver como la anchura de la distribución es compatible con la estimación de 100 canales/MeV. Un estudio detallado de las estructuras que se aprecian en el máximo de la distribución podría aclarar algo más sobre la reacción.

En el caso de los isótopos del Hidrógeno también podemos sacar algunas conclusiones que ayuden a afianzar nuestra identificación. Ya hemos hablado de la relación de los protones con la difusión elástica de ^8He . Ya que ambos productos pueden ser identificados en los detectores de CsI, la elección de aquellos sucesos en los que

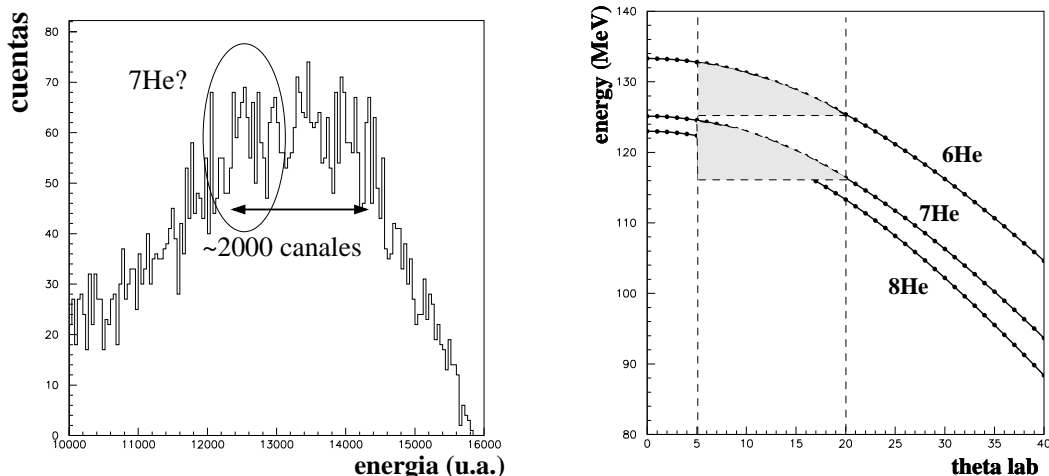


Figura 3.4: A la izquierda vemos la proyección en energía del ${}^6\text{He}$ en uno de los detectores centrales (en concreto el nº 8). El máximo de la distribución posee unas estructuras que pueden ser debidas a la mezcla de las tres reacciones que dibujamos en la cinemática de la derecha. La zona sombreada corresponde, aproximadamente al ángulo cubierto por el detector. Su proyección en el eje vertical, correspondiente a la energía sugiere la formación de estructuras, como las de la gráfica experimental. Aunque la cinemática del ${}^7\text{He}$ se difumina debido a la evaporación de un neutrón, y se mezcle el ${}^8\text{He}$ en la separación, podemos asignar una zona, señalada en la figura por la elipse, en la que un estudio más detallado podría permitir el estudio de la resonancia del ${}^7\text{He}$.

tengamos una sola señal en cualquiera de los detectores, es decir, sucesos con multiplicidad uno, suprime gran parte de los protones detectados. De todas formas, la cinemática de la dispersión permitirá detectar, por ejemplo, sólo el protón, mientras el ${}^8\text{He}$ queda atrapado en la pieza de metal. Además reacciones secundarias con el Carbono, o, incluso la rotura del enlace en la molécula de isobutano cuando el Carbono es dispersado (reacciones a tres cuerpos) pueden emitir protones hacia los detectores. Pero estos canales cuentan con muy poca estadística comparada con la dispersión elástica.

Con el deuterio no ocurre lo mismo. La práctica totalidad de este isótopo de Hidrógeno proviene de la reacción de transferencia de un neutrón entre el Hidrógeno y el Helio: ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$. El ${}^7\text{He}$, que existe cómo resonancia, se transforma en ${}^6\text{He}$ tras evaporar un neutrón. Este ${}^6\text{He}$ y el deuterio formado en la reacción son detectados por los cristales de CsI. Además la cinemática es similar a la dispersión elástica, por lo que ambos productos salen principalmente hacia delante. La elección de sucesos únicos en el muro de CsI, es decir, de multiplicidad uno, debería suprimir

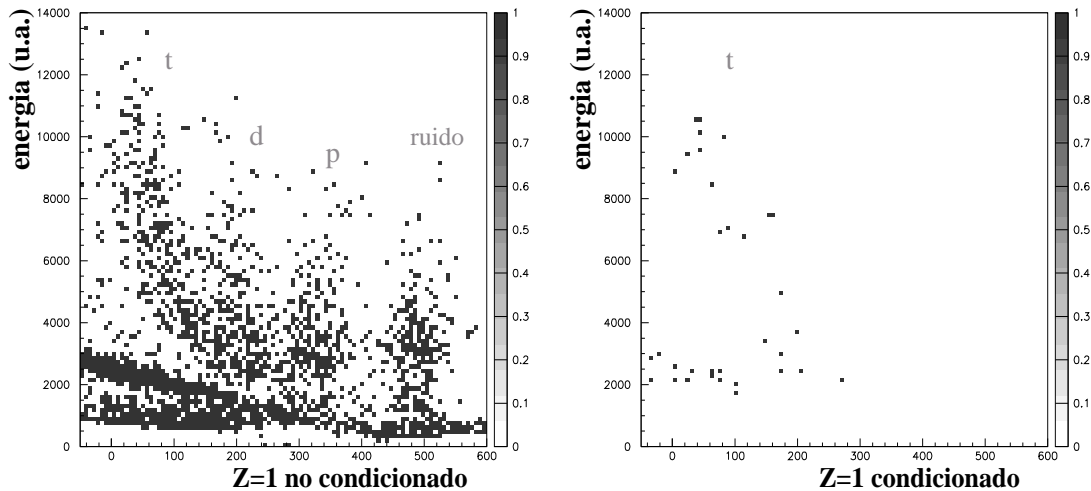


Figura 3.5: En la gráfica de la izquierda vemos la matriz de identificación correspondiente a los isótopos de Hidrógeno, distinguimos el tritio, el deuterio y los protones. A la derecha mostramos los mismos datos condicionados por sucesos de multiplicidad uno en el muro de detectores de CsI. Con esta restricción sólo aparecen cuentas en la línea del tritio. El deuterio y el proton han desaparecido ya que sus canales de creación involucran, en su mayor parte, sucesos binarios en los detectores de CsI.

en gran medida la aparición de deuterio.

En la figura 3.5 vemos la comparativa entre una gráfica sin ningún tipo de condición, con otra en la que sólo se recogen los sucesos de multiplicidad uno en el muro de CsI. Vemos cómo desaparecen el deuterio y los protones, procedentes de sucesos binarios en los detectores, mientras sólo permanecen algunas señales del tritio. Esta abundancia relativa tiene fácil explicación: el tritio se alimenta de todas las reacciones de transferencia en las que el ${}^8\text{He}$ pierda al menos un protón, esto incluye reacciones de tipo ${}^8\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{N}){}^7\text{H}$, ${}^8\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{N}){}^6\text{H}$, ${}^8\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^8\text{H}$, etc. Todas ellas involucran la emisión de un fragmento pesado, que se para e identifica en MAYA, y un isótopo ligero. Todos los isótopos de Hidrógeno producidos son inestables, por lo tanto, evaporan neutrones hasta alcanzar el tritio, el isótopo ligado más pesado de Hidrógeno. Esto hace que el tritio tenga suficientes canales de creación para sobrevivir a la condición restrictiva de suceso de multiplicidad uno en el muro de detectores de CsI

Conclusiones

Nuestro trabajo ha consistido en la caracterización de detectores de Ioduro de Cesio para la identificación de núcleos ligeros. Esta tarea se enmarca en un experimento realizado en las instalaciones de GANIL [2] (Francia), donde un haz de ${}^8\text{He}$ a $15.4 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ bombardea un blanco gaseoso de C_4H_{10} . A través de reacciones de transferencia se pretende estudiar propiedades de núcleos ligeros extremadamente ricos en neutrones. El montaje experimental está centrado en el detector activo MAYA [1], del que forman parte nuestros detectores de CsI.

La primera parte del trabajo ha consistido en la puesta a punto de la adquisición y la electrónica asociada, necesaria para la recolección y almacenamiento de los datos experimentales. Tras esta puesta a punto, se han ajustado los rangos dinámicos de cada detector con la ayuda de una fuente α de tres picos de alrededor de 5 MeV .

Durante el experimento se han tomado datos para su análisis posterior. El resultado de este análisis es la identificación de todos los productos ligeros que pueden surgir de las reacciones dentro del detector MAYA. Estos productos se reparten en isótopos de Hidrógeno, Helio y Litio. También se han comprobado características y propiedades debidas a diferentes reacciones, afianzando así la bondad de nuestra identificación.

Bibliografía

- [1] C.E. Demonchy, *Étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système $^8\text{He}+p$ a basse énergie a l'aide de la cible active MAYA*. Diploma thesis (2003).
- [2] <http://www.ganil.fr>
- [3] A.V. Dobrovolsky et al., *Nucl. Phys. B* **214** (1983) 1.
- [4] H. Sagawa, B.A. Brown, H. Esbensen, *Phys. Lett. B* **309** (1993) 1.
- [5] S. Pita, *IPNO T-00-11*. Diploma thesis
- [6] M. Chartier et al., *Phys. Lett. B* **510** (2001) 24.
- [7] A.A. Korshennikov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 082501.
- [8] N.K. Timofeyuk, *Phys. Rev. C* **69** (2004) 034336.
- [9] A.C.C. Villari et al., *Nucl. Phys. A* **588** (1995) 267c.
- [10] <http://www.srim.org>
- [11] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement* ed. J. Wiley and sons, Inc. (1989) Scintillation detector principles 215.
- [12] W. Mittig Private communication.