



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA)  
INSTITUTO DE FÍSICA

ESTUDIO DE LAS REACCIONES NUCLEARES  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)$  A  
ENERGÍAS POR DEBAJO DE LA BARRERA DE COULOMB

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE  
MAESTRO EN CIENCIAS

PRESENTA:  
LUIS ENRIQUE CHARÓN GARCÍA

TUTOR PRINCIPAL  
DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS INSTITUTO DE FÍSICA

COMITÉ TUTOR  
Dr. LUIS ARMANDO ACOSTA SÁNCHEZ INSTITUTO DE FÍSICA  
Dr. CÉSAR FERNÁNDEZ RAMÍREZ I C N

CIUDAD DE MÉXICO, ENERO 2019



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



*La naturaleza sola no es nuestra madre...  
benditas las manos que rectifican sus equivocaciones.*

*José Martí*

# Resumen

Las reacciones de fusión nuclear entre núcleos de  $^{12}\text{C}$  son de las más importantes en la evolución de los sistemas estelares. En estrellas de neutrones puede dar lugar a una explosión supernova. A energías termonucleares ( $E_{CM} = 1.5 \pm 0.3$  MeV), las reacciones  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  tienen lugar a través de los canales  $\alpha$  y  $p$ . Para comprender estos eventos es necesario conocer su sección eficaz entre 1 y 3 MeV de energía (centro de masa), intervalo de interés en Astrofísica. Como estas energías son mucho menores que la altura de la barrera de Coulomb ( $E_{CM} = 6.1$  MeV) las mediciones constituyen un reto debido a los valores extremadamente pequeños de las secciones eficaces. La sección eficaz de este sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  solo se ha medido hasta una energía mínima de 2.10 MeV (en el centro de masa). Estas secciones eficaces medidas poseen grandes incertidumbres en el rango de energías de interés en Astrofísica Nuclear y existen marcadas discrepancias entre sus resultados; por esa razón, hoy día se emplean grandes esfuerzos en mejorar la exactitud de estas mediciones.

En la presente tesis se estudian las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  a partir de la detección de las partículas cargadas emitidas. Con este objetivo se diseñó una montura y cuatro sistemas telescopio con detectores de barrera superficial de silicio (SSB) y del tipo *Passivated Implanted Planar Silicon* (PIPS). Se obtuvo los espectros  $E$  vs  $E + \Delta E$  y la región de interés (*bananas* o *cortes*) para protones y alfas. Debido a los valores tan pequeños de las secciones eficaces a estas energías, sus grandes incertidumbres, el poco tiempo de medición, la presencia de protones de reacciones nucleares contaminantes y la baja estadística de las mediciones no se puede asegurar en los gráficos  $E$  vs  $E + \Delta E$  que las cuentas observadas en las bananas sean realmente protones y, en el caso que provengan de las reacciones de interés, no se puede identificar a qué grupo de protones pertenecen.

# Abstract

Nuclear fusion reactions between  $^{12}\text{C}$  nuclei are among the most important in the evolution of star systems. In neutron stars it can lead to a supernova explosion. At thermonuclear energies ( $E_{CM} = 1.5 \pm 0.3$  MeV), the reactions  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  take place through the channels  $\alpha$  and  $p$ . To understand these events it is necessary to know its cross section between 1 and 3 MeV of energy (center of mass), interval of interest in Astrophysics. Since these energies are much smaller than the height of the Coulomb barrier ( $E_{CM} = 6.1$  MeV) the measurements are a challenge due to the extremely small values of the cross sections. The cross section of this system  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  has been measured only at a minimum energy of 2.10 MeV (at the center of mass). These measured cross sections have big uncertainties in the range of energies of interest in Nuclear Astrophysics and there are discrepancies between their results which is why, nowadays, great efforts are being made to improve the accuracy of these measurements.

In the present thesis the nuclear reactions  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  and  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  are studied from the detection of charged particles. With this objective, a frame and four telescope systems were designed with silicon surface barrier (SSB) and type *Passivated Implant Planar Silicon* (PIPS) detectors.  $E$  vs  $E + \Delta E$  graphs and regions of interest (*bananas* or *cuts*) for protons and alphas were obtained. Due to the small values of the cross sections at these energies, their large uncertainties, the short measurement time, the presence of protons of nuclear contaminant reactions and the low statistical measurements can not be guaranteed in the graphs  $E$  vs  $E + \Delta E$  that the counts observed in the bananas are really protons and, in case they come from the reactions of interest, it is not possible to identify to which group of protons they belong.



## Agradecimientos

*Ante todo, expresar mi enorme satisfacción y agradecimiento con este país tan inmensamente hermoso como lo es México, por recibirme con los brazos abiertos como a uno más de sus hijos, por darme la oportunidad de crecer como estudiante y como persona, por la añoranza aun desde la cálida acogida de la tierra que me vio nacer y el abrazo de mi familia.*

*Agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por su inmenso apoyo sin el cual no hubiese podido realizar uno de mis más grandes sueños. La realización de esta tesis fue gracias a los Proyectos PIIF-2018 "Estudio de Reacciones Nucleares a Bajas Energías Utilizando Núcleos de  $^{12,13,14}\text{C}$ " y PAPIIT IN111913 con clave IG101016 "Astrofísica Nuclear Experimental: Secciones Eficaces de Reacción de Núcleos Ligeros".*

*Al Técnico Académico Arcadio Huerta Hernández por su dedicación total al correcto funcionamiento del Espectrómetro de Masas que hizo posible todo el desarrollo experimental.*

*Al miembro de mi comité tutor el Dr. César Fernández Ramírez y a mi tutora principal la Dra. Libertad Barrón Palos por este tema tan difícil como interesante y apasionante, por todo su apoyo incluso antes de tocar tierra mexicana.*

*Al Dr. Luis Armando Acosta Sánchez por todos los conocimientos transmitidos en todo el proceso experimental.*

*Al Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí por todos los conocimientos teóricos transmitidos y por todo ese tiempo del que no dispone y aun así compartió conmigo.*

*A la Dra. María Esther Ortiz y Salazar, al Dr. Eduardo Andrade Ibarra, a los estudiantes Benito Góngora Servín, Tania Zanatta Martínez, Guadalupe Reza Martínez y Karen Luis. En general, a todos los estudiantes de posgrado, licenciatura y servicio social que contribuyeron a la realización de este experimento.*

*A mis colegas Javier Mas Ruiz y Adrian Horacio Santana Valdés por esta casi década juntos. Juntos concebimos este sueño y juntos lo logramos.*

*Quiero dejar, por último, un agradecimiento muy especial para el Dr. Daniel José Marín Lámbarri. Agradecerle por todo su tiempo y todo su esfuerzo en la realización de este experimento, por siempre dar un sí como respuesta, por querer hacer siempre las cosas y hacerlas bien. Infinitamente agradecido por las tantas horas de montaje y diseño experimental.*



# Índice

Lista de Figuras . . . . .	viii
Lista de Tablas . . . . .	x
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1 Astrofísica Nuclear . . . . .	4
1.1.1 Quema de Carbono: La Reacción $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . . . . .	4
1.1.2 Reacciones Nucleares en Condiciones Estelares . . . . .	6
1.1.3 Lo que Sabemos de la Reacción $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . . . . .	10
1.1.4 Objetivos de Este Trabajo . . . . .	15
<b>2 Desarrollo Experimental</b>	<b>16</b>
2.1 Descripción del Separador Isotópico del LEMA y la Nueva Línea de Física Nuclear	16
2.2 Detectores . . . . .	17
2.3 Determinación de la Intensidad de la Corriente del Haz del LEMA . . . . .	21
2.4 Diseño Experimental . . . . .	23
2.5 Planeación del Experimento . . . . .	25
2.5.1 Diseño de la Montura para los Sistemas Telescopio . . . . .	25
2.5.2 Determinación de los Espesores de los Detectores SSB . . . . .	28
2.6 Calibración de los Detectores SSB y PIPS en Energía Depositada. . . . .	31
2.7 Gráficos $\Delta E$ vs $E + \Delta E$ y Cortes Aplicados. . . . .	39
2.8 Reacciones Nucleares Contaminantes . . . . .	41
2.9 Cálculo de las Tasas de Conteo Esperadas . . . . .	45
<b>3 Resultados y Análisis</b>	<b>47</b>
<b>4 Conclusiones</b>	<b>61</b>

# Lista de Figuras

1.1	Diagrama de niveles de energía para la reacción $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mostrando la región de interés en astrofísica. . . . .	3
1.2	Sistema binario donde una enana blanca acumula masa proveniente de su acompañante. El material transferido se concentra primero en un disco alrededor de la enana blanca (disco de absorción). . . . .	5
1.3	Esquema del potencial de interacción para partículas cargadas. . . . .	7
1.4	El producto de la distribución de Maxwell-Boltzman y la probabilidad de penetración de barrera revela un máximo en la probabilidad para las partículas con energía mayor que $kT$ . . . . .	10
1.5	Factores astrofísicos $S$ y $\tilde{S}$ para la reacción nuclear $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ vs energía del centro de masa reportados en la literatura. . . . .	12
1.6	Secciones eficaces para los sistemas $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ y $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ en el rango de energías de 2.5 a 26 MeV en el centro de masas. . . . .	13
1.7	Factores $S$ para los sistemas $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ y $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ en el rango de energías de 2.10 a 8 MeV en el centro de masas. . . . .	14
2.1	Esquema ilustrado del separador isotópico del LEMA. A la izquierda el espectrómetro de masas de baja energía, a la derecha el espectrómetro de masas de alta energía y al centro el acelerador electrostático tipo tándem de un millón de volts. . . . .	16
2.2	Esquema ilustrado de la nueva línea de Física Nuclear del separador isotópico del LEMA. . . . .	17
2.3	Detector semiconductor de barrera superficial de Si (SSB) y su colimador de 4 mm de diámetro. . . . .	18
2.4	Detectores semiconductores de Si tipo PIPS. . . . .	19
2.5	Diferentes vistas del diseño del arreglo telescópico. Los detectores SSB se colocan al frente y los PIPS detrás, ambos sobre un mismo eje de simetría axial. Se muestra, además, en la figura d) una imagen del sistema dentro de la cámara de dispersión. . . . .	20
2.6	Proyección de la línea a $45^\circ$ del gráfico $E$ vs $E + \Delta E$ correspondiente al telescopio 1. . . . .	22
2.7	Montaje experimental. . . . .	24
2.8	Software de visualización de datos diseñado en LabVIEW. Se muestran los espectros medidos de una fuente triple alfa en el detector SSB (borde superior derecho) y PIPS (borde superior izquierdo) del telescopio, así como el mapa bidimensional SSB vs PIPS. . . . .	25
2.9	Energía de la partícula alfa en función del ángulo de salida tras ocurrir la reacción nuclear $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . . . . .	26

2.10	Energía del protón en función del ángulo de salida tras ocurrir la reacción nuclear $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ . . . . .	26
2.11	Sistema SKIL utilizado para la alineación del haz de partículas que se obtiene del LEMA, el blanco y los sistemas telescopio. . . . .	32
2.12	Punto de intercepción de los láseres del sistema SKIL pasando por el centro del blanco. El láser horizontal pasa sobre el centro de los detectores SSB. . . . .	32
2.13	Energía de los protones retrodispersados en $^{12}\text{C}$ en función del ángulo de salida para energías de haz de protones de 1.0, 1.25, 1.5, 1.75 y 2.0 MeV. . . . .	33
2.14	Gráficos SSB vs PIPS medidos por los cuatro telescopios para protones de 1.7 MeV de energía. . . . .	34
2.15	Calibración de los detectores SSB en energía depositada. Al canal del máximo de la gaussiana, obtenida tras la proyección de la región de interés, se le asocia la energía depositada en el detector SSB. . . . .	35
2.16	Calibración de los detectores PIPS en energía depositada. La línea a la izquierda de color negro representa el canal de máximo, la de color negro a la derecha, el canal de mínimo. Al canal medio se le asocia la energía depositada correspondiente. . . . .	36
2.17	Gráficos SSB vs PIPS para la fuente triple alfa obtenidos en los cuatro sistemas telescopio. Se muestra, para el telescopio 3, la región de interés a proyectar correspondiente a la $E_\alpha = 5.157$ MeV. . . . .	37
2.18	Ajustes de la calibración de los detectores SSB y PIPS correspondientes al telescopio 3. Se muestran, además, los gráficos ya calibrados $\Delta E$ (SSB) vs $E$ (PIPS) para el haz de 1.9 MeV y la fuente triple alfa. . . . .	39
2.19	Gráficos $\Delta E$ vs $E + \Delta E$ para los cuatro telescopios y regiones de interés ( <i>bananas</i> ) para protones y partículas alfa. . . . .	40
2.20	Espectro de partículas detectadas a $30^\circ$ y $E_{CM} = 5$ MeV. Morado: sin coincidencia $\gamma$ , verde: coincidencia con cualquier $\gamma$ , rojo: coincidencia con $E_\gamma = 0.440$ MeV y negro: coincidencia con $E_\gamma = 1.634$ MeV. No se observan las contaminaciones de las reacciones $\text{H}(^{12}\text{C}, \text{p})$ y $\text{D}(^{12}\text{C}, \text{d})$ . . . . .	44
3.1	Esquema de desintegración del $^{20}\text{Ne}$ . . . . .	47
3.2	Esquema de desintegración del $^{23}\text{Na}$ . . . . .	48
3.3	Gráficos $\Delta E$ vs $E + \Delta E$ obtenidos con haces de $^{12}\text{C}$ de 5 MeV (telescopio 2), 5.25 MeV (telescopio 2 y 4), 6 MeV (telescopio 4) y 6.3 MeV (telescopio 1 y 4). . . . .	55
3.4	Gráfico $\Delta E$ vs $E + \Delta E$ correspondiente al telescopio 1 para la energía del haz de $^{12}\text{C}$ de 5 MeV. . . . .	58
3.5	Detector del tipo <i>Doubled Sided Silicon Strip Detectors</i> (DSSSD) modelo W1 con un área activa de $49.50 \times 49.50$ mm <sup>2</sup> y un espesor de 20 $\mu\text{m}$ . . . . .	60

# Lista de Tablas

2.1	Características y detalles técnicos de los detectores semiconductores de barrera superficial utilizados (SSB). . . . .	18
2.2	Características y detalles técnicos de los detectores semiconductores del tipo PIPS utilizados. . . . .	19
2.3	Energías, estados de carga e intensidades de corriente de los haces de $^{12}\text{C}$ utilizados. . . . .	21
2.4	Energía de las partículas alfa para los ángulos de salida donde se ubican los sistemas telescópico: 105, 120, 135 y $150^\circ$ . . . . .	27
2.5	Energía de los protones para los ángulos de salida 105, 120, 135 y $150^\circ$ donde se ubican los sistemas telescópico. . . . .	28
2.6	Variación del parámetro $\chi_{red}^2$ del ajuste con el espesor de los detectores SSB. . . . .	29
2.7	Espesores determinados para los detectores SSB a partir del método basado en los valores del $\chi_{red}^2$ de los ajustes de calibración. . . . .	30
2.8	Resultados de las calibraciones en energía de los detectores PIPS empleando una fuente triple alfa. . . . .	30
2.9	Espesores determinados para los detectores SSB a partir del método basado en la energía depositada por las partículas alfa al pasar a través de los detectores SSB. . . . .	30
2.10	Espesores calculados de los detectores SSB a emplear en la calibración en energías depositadas de los detectores SSB y PIPS. . . . .	31
2.11	Características de la fuente triple alfa empleada en la calibración en energía depositada de los detectores SSB y PIPS. . . . .	31
2.12	Energía de los protones y energía depositada en los detectores SSB para los ángulos de salida 105, 120, 135 y $150^\circ$ donde se ubican los sistemas telescópico. . . . .	34
2.13	Energía depositada en los detectores SSB por las tres líneas de la fuente triple alfa. . . . .	36
2.14	Resultados de las calibraciones en energía de los detectores SSB y PIPS. . . . .	38
2.15	Energía de los protones de la reacción nuclear $^{12}\text{C}(^2\text{H}, p)^{13}\text{C}$ y energía que depositan en los detectores SSB . . . . .	42
2.16	Número de núcleos por unidad de área del blanco y ángulo sólido blanco-detector. . . . .	45
2.17	Tasas de protones esperadas para la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ para las intensidades y energías de los haces de $^{12}\text{C}$ empleados. . . . .	46
2.18	Tasas de partículas $\alpha$ esperadas para la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ para las intensidades y energías de los haces de $^{12}\text{C}$ empleados. . . . .	46
3.1	Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de $^{12}\text{C}$ de 4 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB. . . . .	49

3.2	Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de $^{12}\text{C}$ de 5 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB. . . . .	50
3.3	Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de $^{12}\text{C}$ de 5.25 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB. . . . .	51
3.4	Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de $^{12}\text{C}$ de 5.5 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB. . . . .	52
3.5	Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de $^{12}\text{C}$ de 6 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB. . . . .	53
3.6	Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de $^{12}\text{C}$ de 6.3 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB. . . . .	54
3.7	Valores de energía depositada ( $\Delta E$ ) y energía ( $\Delta E + E$ ) de los puntos de interés correspondientes a los gráficos $\Delta E$ vs $\Delta E + E$ para los diferentes haces de $^{12}\text{C}$ medidos. . . . .	56
3.8	Tasas de protones calculadas para la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ para las intensidades y energías de los haces de $^{12}\text{C}$ empleados y una distancia blanco-detector de 5 cm. . . . .	57
3.9	Tasas de partículas $\alpha$ calculadas para la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ para las intensidades y energías de los haces de $^{12}\text{C}$ empleados y una distancia blanco-detector de 5 cm. . . . .	57
3.10	Energía depositada ( $\Delta E$ ) y energía ( $\Delta E + E$ ) de las cuentas obtenidas dentro del corte de protones en el telescopio 1 para la energía de 5 MeV del haz de $^{12}\text{C}$ . . . . .	58
3.11	Energía de los protones emitidos ( $E_p$ ) de la reacción nuclear $^{12}\text{C}(^2\text{H}, \text{p})^{13}\text{C}$ y la energía que depositan en los detectores SSB ( $\Delta E$ ). . . . .	59
3.12	Energías de los protones y las partículas alfa emitidas tras ocurrir las reacciones nucleares $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de $^{12}\text{C}$ de 6.3 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB. . . . .	59



# Capítulo 1

## Introducción

Absolutamente todos los elementos químicos presentes en el universo y que constituyen tanto los seres vivos como los cuerpos celestes fueron originados gracias a reacciones nucleares que ocurrieron y siguen ocurriendo en los núcleos de las estrellas (fundamentalmente a través de la fusión de partículas cargadas y la captura de neutrones) [1, 2]. Los sistemas estelares durante todo su tiempo de vida experimentan una serie de etapas donde tienen lugar contracciones como resultado de la acción de la fuerza gravitatoria que tiende a acelerar sus diferentes componentes hacia su centro de gravedad (colapso gravitacional) o experimentan la quema de algún combustible nuclear a través de reacciones nucleares. En cada una de estas etapas sucesivas se quema un combustible en particular aunque siempre existen trazas del combustible quemado en la etapa anterior el cual también experimenta otras reacciones nucleares en esta nueva etapa. Cada proceso de quema ocurre a una temperatura y densidad determinada y, dependiendo de sus valores, puede ocurrir o no una reacción nuclear o puede tener o no importancia una reacción nuclear en el desarrollo evolutivo de estos sistemas. Los valores de densidad y temperatura son cada vez mayores en cada etapa y con la quema se origina un combustible nuclear más pesado.

Como el proceso de quema se refiere a las reacciones nucleares que ocurren en su interior en las diferentes etapas, es importante el estudio teórico y experimental de estas reacciones cuyas tasas determinan completamente la estructura y evolución de las estrellas. Las reacciones nucleares ocurren en los más diversos escenarios astrofísicos que se suceden en el universo y para poder comprenderlos es necesario conocer, con la mayor exactitud posible, sus secciones eficaces y las tasas de reacción. Por este motivo, existe una estrecha interrelación entre las disciplinas científicas de la Astronomía, la Astrofísica y la Física Nuclear. El vínculo tan marcado entre estas dos últimas disciplinas dio origen a la Astrofísica Nuclear como rama de la Física que estudia los procesos en los que se libera energía y se forman los diferentes elementos químicos a partir de reacciones nucleares bajo las más diversas condiciones astrofísicas [3]. Gracias a la retroalimentación entre estas tres ramas de la Física podemos comprender, en gran medida, muchos fenómenos que ocurren en el Universo como son el origen de la energía emitida por las estrellas y el de todos los elementos químicos que existen y sus respectivas abundancias relativas. Dentro de los objetivos de la Física Nuclear se encuentra la determinación de aquellas cantidades primordiales que influyen en la evolución de los sistemas estelares a través de la experimentación y el cálculo mediante el desarrollo de modelos teóricos para luego extrapolar sus valores a la región de energías de interés [1]. Este conocimiento le permite a la Astrofísica simular diferentes escenarios astrofísicos entre ellos la evolución de los sistemas estelares.

Un sistema estelar de edad avanzada puede experimentar la etapa de quema de carbono. Esta es la tercera etapa que puede experimentar el sistema estelar tras la quema de hidrógeno (secuencia principal) y helio, por lo tanto, esta etapa determinará si el sistema evoluciona hacia un escenario explosivo (explosión supernova) o se convierte en una enana blanca [2]. El camino

evolutivo de este sistema estelar va a estar completamente determinado por su masa inicial. La quema de carbono ocurre a densidades en el rango de  $(2 - 5) \times 10^9 \text{ g/cm}^3$  y temperaturas de aproximadamente  $5 \times 10^8 \text{ K}$  la cual es equivalente a una energía de  $E_{CM} = 1.5 \pm 0.3 \text{ MeV}$  en el centro de masa. Para poder comprender a cabalidad la evolución de los sistemas estelares masivos ( $\gtrsim 8 M_{\odot}$ ) y la nucleosíntesis de los elementos más pesados de la tabla periódica es necesario conocer la tasa de esta reacción a la densidad y temperatura del núcleo estelar [4].

La evolución en el espacio y el tiempo, y por tanto su tiempo de vida, de un sistema estelar aislado está completamente determinado por su composición y masa inicial. La masa de una estrella en cada etapa de quema determinará su posterior evolución. Si la masa de la estrella es lo suficientemente grande experimentará el colapso gravitacional lo cual aumenta la densidad y la temperatura propiciando la quema del combustible, si la masa no es lo suficientemente elevada entonces pudiera ser compensada la fuerza gravitacional por la fuerza de degeneración electrónica (enana blanca) y el sistema no quema combustible. Si la masa de una estrella en la etapa de quema de carbono es menor que  $M_{UP}$  (aproximadamente entre 7 y  $9 M_{\odot}$  para estrellas con composición similar a la del Sol) esta no inicia la quema de carbono [2]. Estrellas con masa superior no pueden mantener el equilibrio dinámico a través de la degeneración electrónica y colapsan dando lugar a estrellas de neutrones (sistemas estelares donde la presión de degeneración neutrónica garantiza el equilibrio) o agujeros negros (sistemas donde no existe proceso alguno que logre compensar la fuerza gravitatoria).

Es de extrema importancia poder comprender a cabalidad cómo ocurre el proceso de quema de carbono para poder comprender las posteriores etapas donde se queman otros elementos más pesados como neón, oxígeno y silicio [2].

La probabilidad de penetración de la barrera de Coulomb decrece exponencialmente en la medida que se disminuye la energía de la partícula incidente y para el sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  cae por debajo de los nb para las energías de interés astrofísico. Incluso, si nos apoyamos de los resultados de algunos estudios donde se realizan extrapolaciones para obtener valores a estas energías de interés astrofísico, partiendo de resultados medidos a mayores energías, se obtienen valores tan pequeños como  $10^{-22} \text{ b}$  [5]. Tras la fusión del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  se forma el núcleo compuesto  $^{24}\text{Mg}$  con una energía de excitación de aproximadamente 15 MeV, como esta energía es superior a la energía de enlace por nucleón el sistema puede emitir partículas [5]. Los canales de evaporación son  $\alpha$ ,  $p$  y  $n$  dando como resultado  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  y  $^{23}\text{Mg}$ , respectivamente, los cuales pueden ser producidos en estados excitados. Por debajo de  $E_{CM} = 2.5 \text{ MeV}$  no hay suficiente energía para producir  $^{23}\text{Mg}$  (incluso en su estado base). A estas energías la quema de carbono procede a través de las reacciones de  $(^{12}\text{C}, \alpha)$  y  $(^{12}\text{C}, p)$  en  $^{12}\text{C}$ , conocidas como canales  $\alpha$  y  $p$ , respectivamente [6]. Los canales  $\alpha$  y  $p$  son los más probables debido a los valores positivos de  $Q$  ( $Q_p = +2.2 \text{ MeV}$  y  $Q_{\alpha} = +4.6 \text{ MeV}$ ) mientras que el canal de neutrones comprende menos del 1% del *yield* total a energías astrofísicas debido a su valor  $Q$  negativo ( $Q_n = -2.6 \text{ MeV}$ ) [7].

En la figura 1.1 se muestra la región de interés en astrofísica y el diagrama de niveles de energía para las reacciones  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  [8].

Desde hace más de cuatro décadas se destinan esfuerzos considerables para medir la sección eficaz del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  a energías de interés en Astrofísica Nuclear debido a su importancia para comprender el comportamiento de los sistemas estelares. Dentro de las técnicas más empleadas se encuentran la espectroscopía gamma y de partículas cargadas.

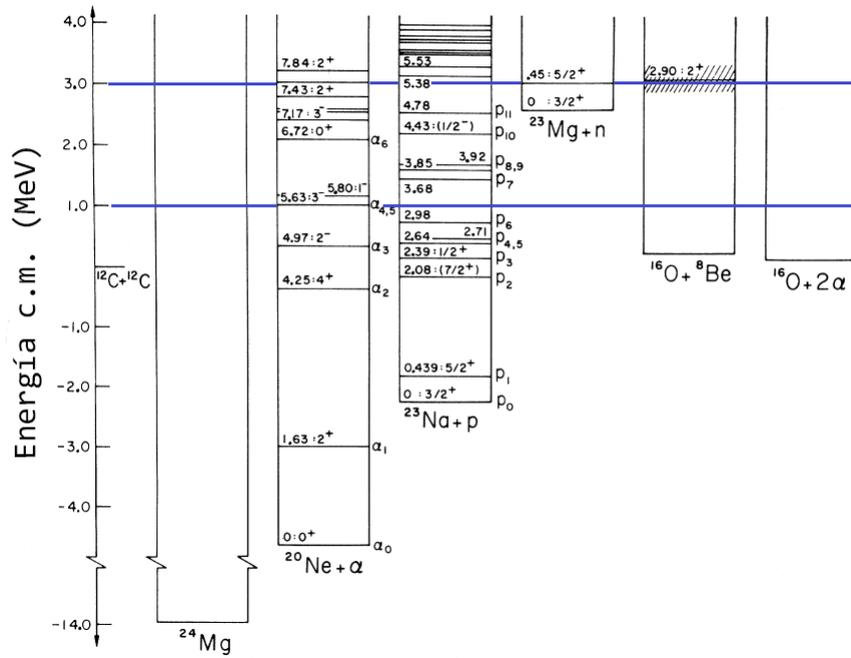


Figura 1.1: Diagrama de niveles de energía para las reacciones  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  mostrando la región de interés en Astrofísica. Modificada de [8].

## 1.1 Astrofísica Nuclear

El estudio de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  representa un enorme desafío para la Astrofísica Nuclear como disciplina científica porque es una reacción de fusión de conocimiento obligatorio para poder explicar las etapas superiores de quema de combustible nuclear de las estrellas y su evolución final. El desarrollo de la teoría de la nucleosíntesis estelar y explosiva no es posible sin un conocimiento profundo de esta etapa de quema de carbono dentro del período de vida de un sistema estelar.

### 1.1.1 Quema de Carbono: La Reacción $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

Las estrellas masivas a edades tardías pueden experimentar un escenario explosivo, tras esta explosión se emite gran cantidad de material que contribuye al enriquecimiento químico del material interestelar. La reacción  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  es determinante en el origen y la evolución de este proceso que puede tener como desenlace final remanentes que pueden dar lugar a enanas blancas, agujeros negros o estrellas de neutrones. Para poder comprender cuál es la evolución de estos remanentes y bajo qué condiciones, es importante conocer la sección eficaz de la reacción de fusión  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . La determinación de las secciones eficaces permite calcular las tasas de reacción, una pequeña variación de esta cantidad podría cambiar la evolución en el espacio y el tiempo de un sistema estelar masivo justo antes de que experimente una explosión supernova y dar un giro en su comportamiento. En general, las reacciones que involucran los iones pesados  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  juegan un rol esencial en el comportamiento de los sistemas estelares [9, 10].

Las estrellas que han agotado todo el helio y poseen una masa  $\lesssim 8 M_{\odot}$  se convierten en enanas blancas del tipo CO (constituidas fundamentalmente por carbono y oxígeno) y aquellas con masa  $\gtrsim 10 M_{\odot}$  siguen evolucionando hacia etapas posteriores quemando carbono, neón, oxígeno y silicio. El destino de las estrellas de masa intermedia ( $\sim 8 - 10 M_{\odot}$ ) está completamente determinado por la reacción  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ .

En el universo pueden encontrarse dos objetos astronómicos muy próximos entre sí orbitando muy cerca uno del otro en torno al centro de masa como resultado de la atracción gravitatoria mutua. En el caso que ambos objetos astronómicos sean estrellas, recibe el nombre de estrella binaria (figura 1.2). La reacción nuclear  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  determina la evolución de aquellos sistemas binarios donde uno de los objetos astronómicos es una enana blanca de gran masa y del tipo CO. Un sistema estelar puede evolucionar hacia una enana blanca tipo CO cuando su masa no es lo suficientemente grande como para experimentar etapas posteriores de quema de carbono. Esta estrella empieza a experimentar el colapso gravitacional y comienza a contraerse, como en su núcleo no existen las condiciones apropiadas de temperatura y/o densidad no ocurren reacciones nucleares y no se libera la energía suficiente para aumentar el movimiento térmico y la presión térmica que compense la fuerza gravitatoria. Sin embargo, empieza a jugar un papel importante la presión de degeneración electrónica. Esta es la manifestación particular de un fenómeno más general conocido como degeneración cuántica. Como el Principio de Exclusión de Pauli no permite que dos fermiones ocupen simultáneamente el mismo estado cuántico, el resultado es una presión emergente contra la compresión de la materia en volúmenes cada vez más pequeños de espacio. De manera que este fenómeno compensa la presión que genera la fuerza gravitatoria y se restablece el equilibrio dinámico. Bajo ciertas condiciones, puede suceder que la enana blanca, como resultado de fuerzas gravitatorias muy intensas, comience a absorber masa de su compañera (acreción) y sobrepase el límite de Chandasekhar de  $1.44 M_{\odot}$  (máximo valor de la masa de una estrella para que la presión de la degeneración electrónica pueda garantizar el equilibrio dinámico del sistema estelar). Una vez superado este valor, el sistema comienza a experimentar el colapso gravitacional nuevamente lo que aumenta

la densidad y la temperatura del núcleo y se reactivan las reacciones nucleares. Como el núcleo está constituido fundamentalmente por carbono y oxígeno, la reacción  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  posee la menor barrera de Coulomb y el carbono es el elemento más abundante en esta etapa, el primer combustible en ser quemado es el carbono. Este proceso es imposible que ocurra en enanas blancas solitarias. Cuando el proceso de acreción de masa es muy intenso y ocurre muy rápidamente se libera gran cantidad de energía en muy poco tiempo y experimenta un escenario explosivo destruyendo el sistema binario. Como la quema de carbono es el detonante de toda esta energía liberada es importante conocer su tasa de reacción para poder comprender a totalidad este evento y poder explicar las curvas de luminosidad de estas estrellas.

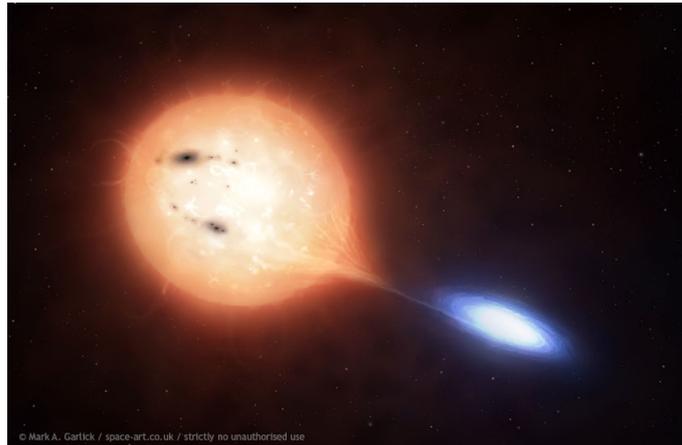


Figura 1.2: Sistema binario donde una enana blanca acumula masa proveniente de su acompañante. El material transferido se concentra primero en un disco alrededor de la enana blanca (disco de acreción). Tomada de [11].

Un ejemplo de estos sistemas binarios lo constituye la estrella binaria de rayos X denominada *burst* de rayos X la cual emite ondas electromagnéticas en la región de frecuencias típicas de los rayos X. Este sistema binario puede estar constituido por una estrella de neutrones o una enana blanca que acreta material de una estrella donante que se encuentra en la etapa conocida como secuencia principal donde ocurre la quema de hidrógeno. El material acretado es principalmente hidrógeno y helio el cual es acumulado en la superficie de la estrella de neutrones formando una capa muy densa. Este proceso ocurre a una tasa de transferencia de masa muy elevada lo cual provoca una rápida compresión gravitacional que aumenta la temperatura del sistema lo suficiente como para volver a experimentar reacciones nucleares en su interior. Durante este proceso se emiten gran cantidad de rayos X en un intervalo de tiempo muy pequeño. En la superficie del sistema acretante ocurre la fusión de helio y hidrógeno, así como procesos rp (captura de protones rápidos) que dan lugar a la formación de núcleos de  $^{12}\text{C}$ . La quema posterior de este carbono genera un *burst* de rayos X 1000 veces más energético (*superburst*). La quema de carbono en este escenario astrofísico ocurre a una densidad de aproximadamente  $1.4 \times 10^9 \text{ g/cm}^3$  y temperaturas cercanas a 1 GK. El conocimiento de la tasa total de reacción del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  es fundamental para poder modelar los *bursts* de rayos X [12] y las explosiones en la superficie de las estrellas de neutrones [13, 14]. La tasa de reacción nuclear del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  determina completamente el valor del parámetro  $M_{UP}$ . Una pequeña variación de esta cantidad puede tener grandes implicaciones en la evolución de los sistemas estelares. A pesar de ello, sus incertidumbres son grandes por la complejidad de la medida de las secciones eficaces del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  a las energías de interés astrofísico y las grandes incertidumbres que poseen estas mediciones [15].

El mayor inconveniente para las mediciones de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  se encuentra en que este sistema posee una ventana de Gamow mucho menor que la barrera de Coulomb

( $E_{CM} = 6.3$  MeV) provocando que los valores de las secciones eficaces sean muy pequeños ( $\ll 10^{-9}$  b) y sumamente difíciles de medir [1, 14].

### 1.1.2 Reacciones Nucleares en Condiciones Estelares

En cada una de las etapas de combustión nuclear ocurren diferentes reacciones nucleares, algunas de ellas necesitan tomar energía del sistema estelar para poder llevarse a cabo mientras que otras, la mayoría y las más determinantes, liberan energía. El valor  $Q$  de cada una de estas reacciones nucleares nos da información sobre si el sistema necesita energía ( $Q < 0$ ) o libera energía ( $Q > 0$ ). Estos valores ofrecen información sobre toda la energía liberada en cada etapa de combustión estelar. Para poder conocer totalmente la energía involucrada es necesario conocer la sección eficaz de las reacciones que tienen lugar, así como la tasa de reacción (número de reacciones por unidad de tiempo y unidad de volumen) a una densidad  $\rho$  y temperatura  $T$  dada. Esta tasa de reacción se determina a partir de la sección eficaz la cual nos da una medida de la probabilidad de que ocurra una reacción nuclear a cierta energía [2].

#### Sección Eficaz y Tasa de Reacción

En cada etapa de la evolución de un sistema estelar ocurre la quema de un combustible en particular a una densidad y temperatura característica. En su interior tendremos un cierto número de núcleos blancos ( $N_b$ ) y proyectiles ( $N_p$ ) que experimentarán reacciones nucleares. El tipo de núcleos dependerá de la etapa y su composición química en particular. Si las concentraciones de estos núcleos y la densidad del sistema es muy grande entonces el número de reacciones por unidad de tiempo y unidad de volumen será muy elevada y la energía liberada pudiera ser muy alta según el valor  $Q$  de la reacción nuclear. La tasa de reacción estará dada por la expresión:

$$r = N_b N_p v \sigma(v). \quad (1.1)$$

En esta ecuación  $v$  representa la velocidad relativa entre los dos núcleos ya que ambos contribuyen al movimiento térmico del sistema estelar. Pero esta ecuación tiene un problema, y es que a causa de este movimiento térmico todo par de núcleos interactuantes no tienen la misma velocidad relativa sino que responden a una función densidad de probabilidades de velocidades. Como en cada etapa de quema la presión térmica compensa la fuerza gravitatoria y este sistema se encuentra en un estado de equilibrio termodinámico a una temperatura dada  $T$ , entonces podemos considerar a la estrella aproximadamente como un gas ideal donde las velocidades de sus componentes siguen una distribución Maxwell-Boltzmann:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(v_b) \phi(v_p) \sigma(v) v dv_b dv_p = 4\pi \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) e^{-\frac{\mu v^2}{2kT}} dv, \quad (1.2)$$

donde  $m$  es la masa de la partícula moviéndose a velocidad  $v$  y  $k$  es la constante de Boltzmann.

En el interior del plasma estelar el movimiento térmico de los núcleos es no relativista y este sistema generalmente se encuentra en un estado no degenerado y completamente ionizado por lo cual podemos considerar a los núcleos como partículas puntuales que no experimentan fuerzas de interacción mutua. Estas aproximaciones nos permiten usar el modelo de gas ideal como una muy buena primera aproximación.

Por otro lado, si las velocidades de las partículas de un gas ideal se rigen por una distribución Maxwell-Boltzmann entonces la velocidad relativa de un sistema de dos de sus partículas también se regirá por este tipo de distribución lo que nos permite considerar  $v$  en la ecuación 1.2 como la velocidad relativa de dos núcleos [16].

Finalmente, si esta ecuación se pone en función de la energía en el sistema del centro de masa ( $E = \frac{1}{2}\mu v^2$ ) queda:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (1.3)$$

donde  $\mu$  representa la masa reducida del sistema de dos partículas [13, 2, 3].

### Barrera Coulombiana y Efecto Túnel

Todo el desarrollo teórico mostrado en esta sección y la siguiente puede ser consultado a profundidad en [13, 3].

En el interior de un sistema estelar y en sus diferentes etapas ocurren diversas reacciones nucleares, algunas más determinantes que otras. Muchos de estos sistemas poseen barreras de Coulomb más grandes que las energías cinéticas asociadas al movimiento térmico que poseen estos núcleos lo cual explica el por qué de los valores tan pequeños de sus secciones eficaces. Si no existiera el fenómeno físico del Efecto Túnel sería muy difícil que ocurrieran estas reacciones. Básicamente, el Efecto Túnel es un fenómeno cuántico mediante el cual una partícula incidente penetra una barrera de Coulomb mayor a la energía cinética de la propia partícula incidente. Este fenómeno viola completamente los principios de la Mecánica Clásica (figura 1.3).

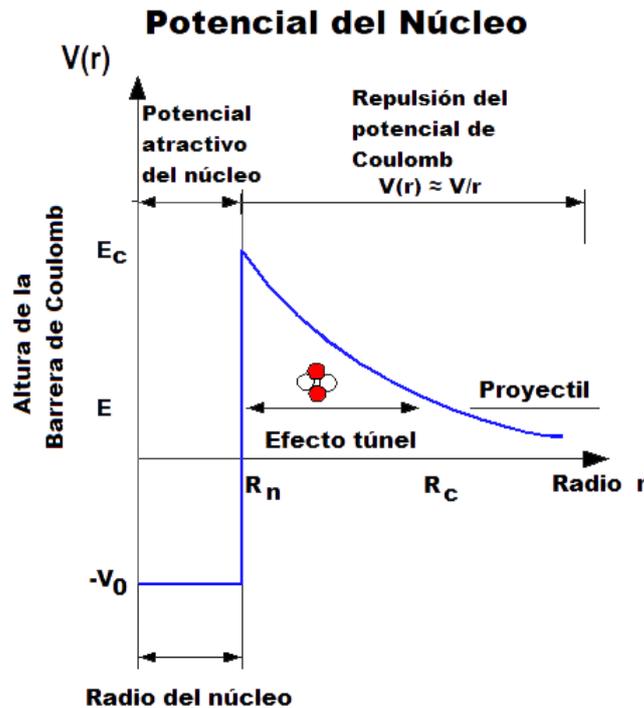


Figura 1.3: Esquema del potencial de interacción para partículas cargadas.

En el corazón de los sistemas estelares se necesitaría que la temperatura fuera lo suficientemente elevada como para que el término  $kT$  superara el valor de estas alturas de la barrera de Coulomb. Sin embargo, esto no nos permitiría explicar las diferentes etapas de evolución de un sistema estelar ni las curvas de luminosidad de las estrellas porque a estas temperaturas tan elevadas se quemaría todo el combustible y se alcanzaría un escenario explosivo que destruiría todo el sistema estelar. Sin embargo, la ecuación de distribución de energía de Maxwell-Boltzman da la posibilidad de que existan partículas con energías lo suficientemente elevadas como para reaccionar sin necesidad de experimentar el Efecto Túnel

pero esta distribución tiende a cero muy rápidamente con la energía por lo cual son muy pocos los sistemas de dos partículas que poseen estos valores de energía tan grandes y no podría explicarse a partir de la energía que liberan las curvas de luminosidad de estas estrellas. La probabilidad de que el núcleo proyectil atraviese la barrera de Coulomb está dada por la expresión (este término no es de origen nuclear) [3]:

$$P = \frac{|\Psi(R_n)|^2}{|\Psi(R_c)|^2}. \quad (1.4)$$

donde  $\Psi$  es la función de onda que describe el estado cuántico de la partícula incidente. Mediante el empleo de los principios de la Mecánica Clásica no se puede explicar cómo una partícula puede estar en un instante de tiempo en  $R_n$  y en otro instante de tiempo en  $R_c$  penetrando la barrera de Coulomb.

La probabilidad de penetración de esta barrera está dada por la expresión (factor de Gamow):

$$P = e^{-2\pi\eta}. \quad (1.5)$$

Esta ecuación se obtiene considerando canales de entrada de la reacción nuclear con  $l = 0$  (partículas con momento angular orbital cero).  $\eta$  es el parámetro de Sommerfeld:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}, \quad (1.6)$$

donde  $Z_1$  y  $Z_2$  son los números atómicos del núcleo incidente y blanco, respectivamente, y  $\hbar$  es la constante reducida de Planck. La sección eficaz nos da una medida de la probabilidad de que ocurra este fenómeno por lo cual es proporcional al factor de Gamow:

$$\sigma(E) \propto e^{-2\pi\eta}. \quad (1.7)$$

Por otro lado, a este sistema cuántico se le puede asociar una determinada longitud de onda de Broglie cuya expresión está dada por:

$$\lambda = \left(\frac{1}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar}{(2E)^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.8)$$

Como la sección eficaz es proporcional a las áreas geométricas del proyectil y del blanco y en Mecánica Cuántica la longitud de onda de De Broglie sustituye esa cantidad, la sección eficaz es proporcional a la expresión:

$$\sigma(E) \propto \pi\lambda^2 \propto \frac{1}{E}. \quad (1.9)$$

Finalmente:

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta}. \quad (1.10)$$

### Factor Astrofísico y Ventana de Gamow

Usando la expresión 1.10 la sección eficaz puede escribirse como:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta S(E)}, \quad (1.11)$$

donde  $S(E)$  es una función que depende únicamente de efectos nucleares, entre estos, los efectos de la barrera centrífuga en la penetrabilidad de la barrera de Coulomb de partículas

con  $l > 0$  [17]. Usualmente, las secciones eficaces  $\sigma(E)$  a bajas energías, condiciones típicas en Astrofísica, se expresan en término del factor  $S$  astrofísico para compensar el enorme efecto de la barrera de Coulomb [18]. Si sustituimos la sección eficaz en la expresión para la tasa de reacción por par de partículas obtenemos:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} S(E) e^{-\frac{E}{kT} - \frac{b}{\sqrt{E}}} dE, \quad (1.12)$$

donde

$$b = (2\mu)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi e^2 Z_1 Z_2}{\hbar} = 0.989 Z_1 Z_2 \mu^{\frac{1}{2}} (\text{MeV})^{\frac{1}{2}}. \quad (1.13)$$

El término  $b^2 = E_G$  se conoce como energía de Gamow.

Para las reacciones nucleares no resonantes  $S$  varía suavemente con la energía y, en algunas condiciones, puede considerarse prácticamente constante. Bajo esta condición, la  $\langle \sigma v \rangle$  depende fundamentalmente del término exponencial bajo el integrando. El producto de la distribución de Maxwell-Boltzman y la probabilidad de penetración de la barrera que aparece en el integrando de la expresión da como resultado el pico que se ilustra en la figura 1.4.

El máximo de  $\langle \sigma v \rangle$  se encuentra en

$$E_0 = 0.122 \mu^{\frac{1}{3}} (Z_1 Z_2 T_9)^{\frac{2}{3}} \text{ keV}, \quad (1.14)$$

donde  $T_9$  es la temperatura del plasma estelar en unidades de  $10^9 \text{K}$ .

Este pico, cuyo máximo se localiza a una energía  $E_0$  mayor que  $kT$ , representa la región en la que las reacciones nucleares tienen mayor probabilidad de ocurrir.

Si aproximamos  $\langle \sigma v \rangle$  a una función gaussiana el ancho a la semialtura queda (FWHM):

$$FWHM = \Delta E_0 = 0.2368 (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{\frac{1}{6}} T_9^{\frac{5}{6}} \text{ keV}. \quad (1.15)$$

De manera que la ventana de Gamow se define como

$$\Delta E_0 = \left( E_0 - \frac{\Delta E_0}{2}; E_0 + \frac{\Delta E_0}{2} \right), \quad (1.16)$$

y representa el rango de energías donde una reacción nuclear dada tendrá lugar en un escenario estelar.

Al valor de  $r$  contribuyen, además, las reacciones nucleares resonantes. El concepto de pico de Gamow solo es para reacciones nucleares no resonantes porque  $S$  podría variar fuertemente con la energía en las reacciones resonantes. No obstante, las más determinantes son las no resonantes.

Se puede afirmar que gracias al efecto túnel, aún a temperaturas menores a las clásicamente requeridas, tienen lugar un número de reacciones suficiente para producir la energía que la estrella necesita.

Debido a que la ventana de anchura  $\Delta E_0$  alrededor de la energía  $E_0$  es la única región para la cual el valor integrando es significativo, el valor del factor  $S(E)$  en esta ventana es determinante para la tasa de reacción. Dicho de otra forma, conocer la sección eficaz a las energías estelares es fundamental para el entendimiento de los procesos que ahí ocurren.

Conociendo los valores de las secciones eficaces  $\sigma(E)$  y usando la ecuación 1.11 se pueden obtener los valores de los factores astrofísicos  $S$ . Sin embargo, las mediciones que involucran reacciones nucleares con núcleos pesados se muestran de mejor manera en términos del factor  $S$  modificado  $\tilde{S}(E)$  dado que el factor  $S$  convencional no incluye las aproximaciones de penetrabilidad de iones pesados [13]

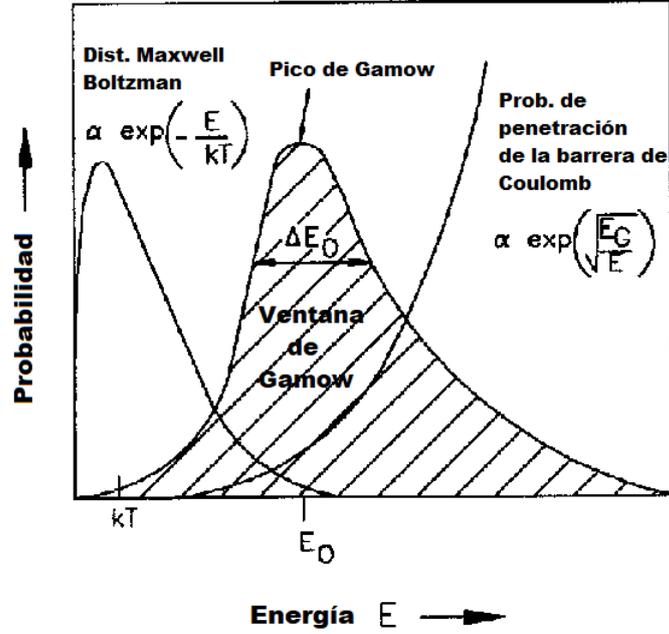


Figura 1.4: El producto de la distribución de Maxwell-Boltzmann y la probabilidad de penetración de barrera revela un máximo en la probabilidad para las partículas con energía mayor que  $kT$ . Modificada de [19].

$$\tilde{S}(E) = E\sigma(E)e^{2\pi\eta+gE}, \quad (1.17)$$

donde  $g$  es una constante relacionada con la separación nuclear y está dada por:

$$g = 0.122 \left( \frac{\mu R^3}{Z_1 Z_2} \right), \quad (1.18)$$

donde  $R$  es el radio del potencial cuadrado en fermis.

Este factor  $gE$  hace que  $S$  varíe más suavemente con la energía (prácticamente constante a bajas energías).

Para el caso del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  el valor de  $g$  es [20]:

$$g = 0.46 \text{ MeV}^{-1} \quad (1.19)$$

y una expresión analítica de  $S(E)$  para este sistema podría ser [21]:

$$\tilde{S}(E) = \sigma E e^{\frac{87.26}{\sqrt{E}} + 0.46E} \quad (1.20)$$

donde la energía se da en MeV.

Usando estas relaciones pueden extraerse de los datos experimentales las secciones eficaces y los factores  $S$  de una reacción nuclear en particular. Las secciones eficaces a estas energías de interés astrofísico decrecen con la energía de manera exponencial, como el factor  $S$  varía mucho más suavemente en este intervalo de energías sus extrapolaciones poseen menores incertidumbres. Esto explica por qué, generalmente, primero se miden las secciones eficaces, luego se determinan los factores  $S$  y, por último, se extrapolan sus valores hacia regiones de menor energía.

### 1.1.3 Lo que Sabemos de la Reacción $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

Debido a la importancia del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  para comprender muchos fenómenos físicos que ocurren en el universo se dedican, en la actualidad muchos esfuerzos a la medición y al cálculo,

mediante modelos teóricos, de los valores de sus secciones eficaces en el rango de energías de interés astrofísico. En los estudios experimentales se han empleado técnicas de espectroscopía gamma [14, 22, 23], espectroscopía de partículas cargadas [24, 17] y, en los últimos años, una combinación de ambas técnicas trabajando en modo coincidencias [25]. De igual manera se pone cada vez más énfasis en el empleo de blancos de alta pureza y en la eliminación de las posibles contaminaciones naturales de hidrógeno y helio presentes en su matriz. Diversos son los blancos de carbono empleados en estos estudios: láminas de carbono natural [24, 22, 26, 25], grafitos de alta pureza [27], grafito natural [14] y grafitos de alta pureza [28]. La contaminación natural por hidrógeno y helio, independientemente de la técnica empleada, es fuente de grandes incertidumbres para las secciones eficaces medidas a energías inferiores a los 4 MeV en el sistema de referencia del centro de masas. La energía mínima a la que se ha podido medir esta reacción nuclear es de 2.10 MeV (centro de masa) [29].

Las secciones eficaces de la reacción de fusión nuclear  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  han sido muy bien estudiadas a energías por encima de los  $E_{CM} = 4$  MeV de energía con incertidumbres muy pequeñas. En este intervalo de energías se observan estructuras resonantes de la función de excitación, varias de ellas en el rango de energías de 5.6 a 6 MeV <sup>1</sup>, con sus posiciones muy bien conocidas [8]. Uno de los resultados más importantes obtenido en estudios más recientes es el descubrimiento de nuevas resonancias aparentes en el factor astrofísico  $S(E)$  a  $E_{CM} = 2.14$  MeV [8]. Esta resonancia, de ser comprobada, tendría grandes implicaciones astrofísicas. El valor de  $M_{UP}$  es muy sensible a variaciones en la tasa de quema de carbono. Esta resonancia aumentaría la eficiencia de la quema de carbono en el núcleo estelar lo cual reduciría el valor de  $M_{UP}$  de 7–9 a 4–5 MeV y esto conllevaría a que se formen menos estructuras pre-supernovas compactas [2]. Esta resonancia aumentaría, además, la densidad del núcleo estelar en un 20–30% y la tasa de reacción no resonante del canal alfa en un factor 5 a una temperatura de aproximadamente  $T = 0.8$  GK [30]. La resonancia también tendría grandes implicaciones en las supernovas tipo Ia.

Esta resonancia con sección eficaz de 1.5 nb fue estudiada por primera vez midiendo los  $\gamma$  de los núcleos residuales [29], sin embargo, un estudio posterior midiendo partículas cargadas por el mismo grupo de investigadores dio una sección eficaz de solo 25 pb [28]. Para estudiar estas estructuras resonantes y disminuir las incertidumbres asociadas a sus anchuras y posiciones es importante emplear blancos delgados, hacer mediciones con pequeños espaciamentos energéticos y usar un haz con la mayor intensidad posible.

Las secciones eficaces a las energías cercanas al pico de Gamow ( $\approx 1.5$  MeV) se obtienen, usualmente, por extrapolaciones de los datos experimentales obtenidos en la región de mayor energía [31]. En este caso, el procedimiento de extrapolación desde los datos actuales hacia las energías ultra-bajas sería complicado por la presencia de posibles estructuras resonantes en la región de bajas energías de la función de excitación. Por este motivo es muy importante extender las mediciones hasta 1 MeV [6]. Esta estructura resonante fue observada por primera vez en 1960 y fue atribuida a resonancias moleculares en el núcleo compuesto de  $^{24}\text{Mg}$ . Las resonancias fueron observadas por debajo de la barrera coulombiana hasta las energías más bajas medidas en todos los canales de salida. Hasta la fecha, no existe teoría que pueda predecir de manera fidedigna la localización de estas resonancias debido a que no existen datos experimentales precisos. La impredecibilidad de las estructuras resonantes a bajas energías introduce grandes incertidumbres en las secciones eficaces [7]. Estudios más recientes han observado una resonancia extremadamente grande a 2.14 MeV [5] lo que hace mayores las incertidumbres. Esta resonancia fue observada tanto en los canales  $\alpha$  y  $p$  basados en la detección de la desintegración gamma del primer estado excitado en el núcleo residual. Aunque la resonancia es muy delgada comparada con las que se encuentran a mayores energías ( $< 12$

<sup>1</sup> todos los valores de energía reportados en este capítulo y en los siguientes se dan en el sistema de referencia del centro de masa, en caso sea necesario, se indicará lo contrario.

keV comparada con  $\approx 100$  keV), se observa que  $S$  aumenta por un factor 300 en el canal alfa (otras resonancias solo lo aumentan en un factor menor que 5) [7].

Aunque los procesos nucleares astrofísicos ocurren a temperaturas muy elevadas, la energía de Gamow, es muy baja. Por ejemplo, la temperatura para la quema de carbón abarca el rango de 0.8 GK a 1.2 GK correspondiendo energías en el centro de masa de 1 a 3 MeV. Sin embargo, la energía de Gamow se encuentra cerca de  $E_G = 1.5 \pm 0.3$  MeV mientras la barrera de Coulomb para el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  es de, aproximadamente, 6.3 MeV. En esta región las secciones eficaces son extremadamente pequeñas incluso, hoy día, en muchos casos son inaccesibles experimentalmente [20].

La figura 1.5 resume el estado actual de las mediciones de la reacción  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

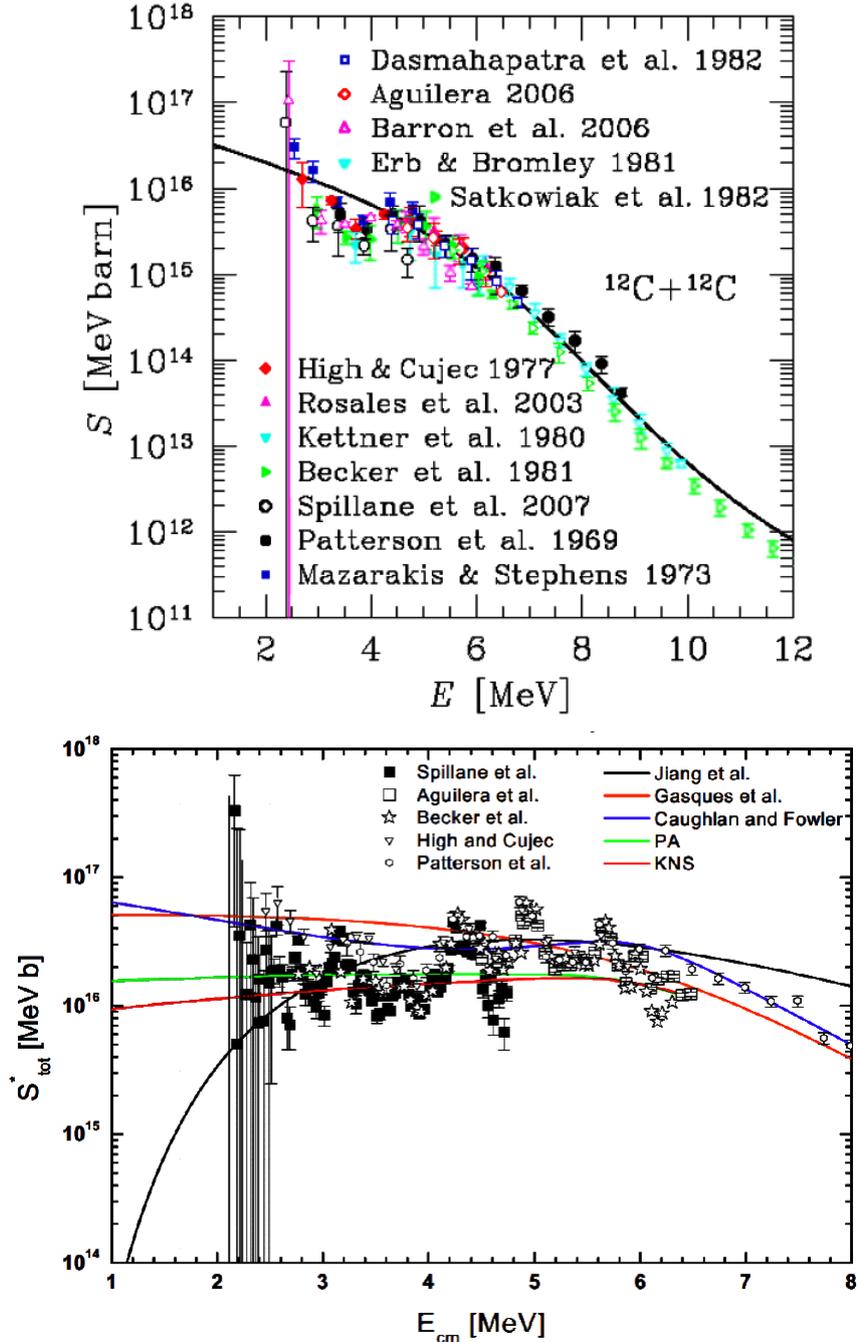


Figura 1.5: Factores astrofísicos  $S$  y  $\tilde{S}$  para la reacción nuclear  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  vs energía del centro de masa reportados en la literatura. Tomadas de [32] y [4], respectivamente.

Los símbolos vacíos y llenos representan datos experimentales, los errores son solo estadísticos y las curvas representan extrapolaciones teóricas basadas en diferentes modelos. A bajas energías las extrapolaciones del factor  $\tilde{S}$  provenientes de diferentes modelos teóricos difieren entre 2 y 3 órdenes de magnitud, los datos muestran discrepancias entre sí y poseen barras de incertidumbre extremadamente grandes a energías por debajo de los 2.6 MeV.

Otro aspecto de discrepancia entre el conjunto de datos son las variaciones en la posición de las resonancias reportadas a energías más altas. Estas discrepancias han sido estudiadas y se deben fundamentalmente a la acumulación no cuantificada de carbono en la superficie del blanco [33]. Esto tiene un efecto notable en la energía nominal del haz en mediciones donde se emplean blancos delgados. En el trabajo citado se reporta una metodología para analizar los cambios sufridos por el blanco durante la medición, se hace un análisis de los datos previamente publicados y se proponen transformaciones a cada uno de ellos para unificarlos.

Las mediciones de las secciones eficaces para los sistemas  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  y  $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$  también son muy importantes para la Astrofísica Nuclear (figura 1.6).

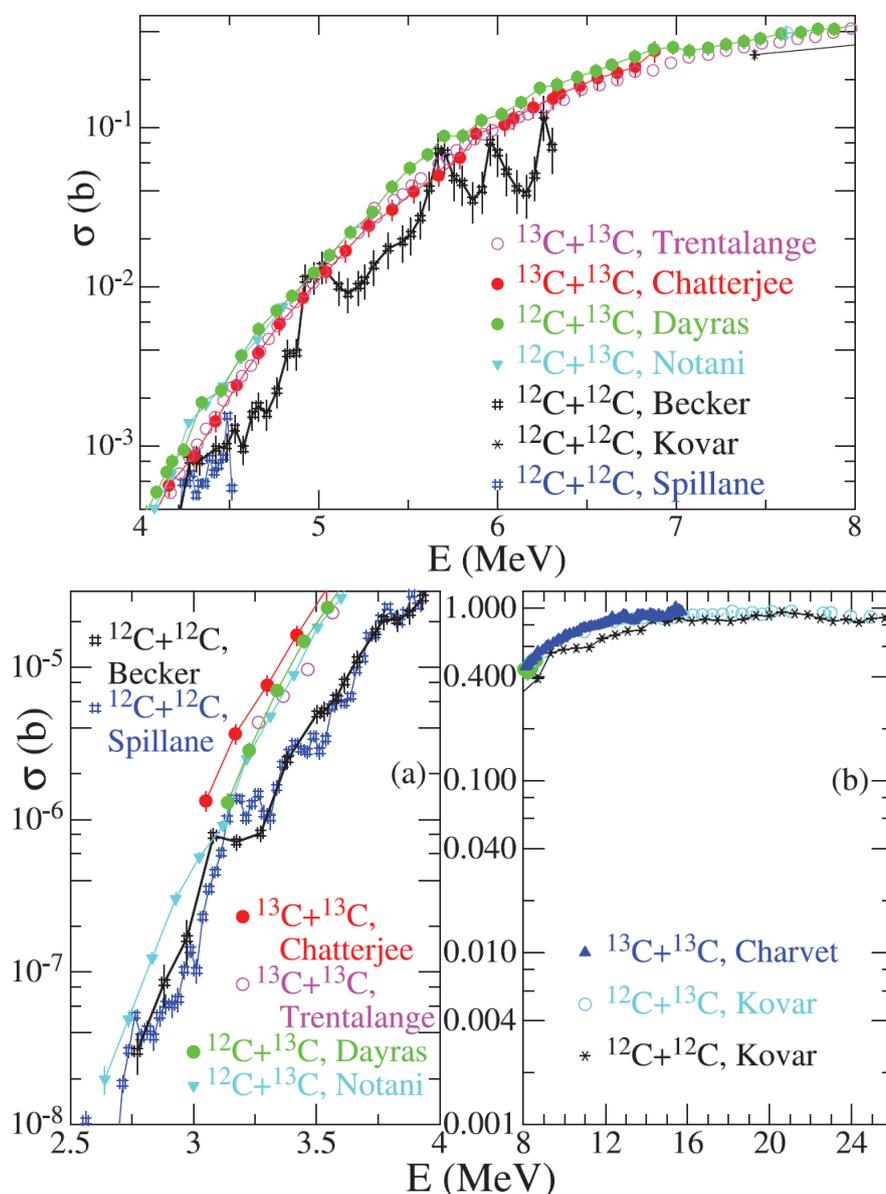


Figura 1.6: Secciones eficaces para los sistemas  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$  y  $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$  en el rango de energías de 2.5 a 26 MeV en el centro de masa. Tomadas de [21].

Como se muestra en la figura 1.6 las secciones eficaces del sistema  $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$  son mayores a las del  $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$  y este último también tiene funciones de excitación mayores a las del  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Las secciones eficaces de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  poseen muchas resonancias pero nunca alcanzan valores superiores a las secciones eficaces del sistema  $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$  a una misma energía de haz. De manera que estos valores de secciones eficaces del sistema  $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$  representan cotas superiores para los valores del  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ; por este motivo es importante medir sus secciones eficaces. Estos resultados experimentales, apoyados por varios estudios y modelos teóricos, entran en contradicción con las resonancias aparentes observadas a  $E_{CM} = 2.14$  MeV, incluso, con estudios que plantean la necesidad de la existencia de una resonancia a  $E_{CM} = 1.5$  MeV para poder explicar el encendido del proceso de quema de carbono en los superburst (figura 1.7) [34]. Para poder resolver estas contradicciones entre los datos experimentales y los estudios teóricos son necesarias más mediciones a energías de interés astrofísico y con las menores incertidumbres posibles [21].

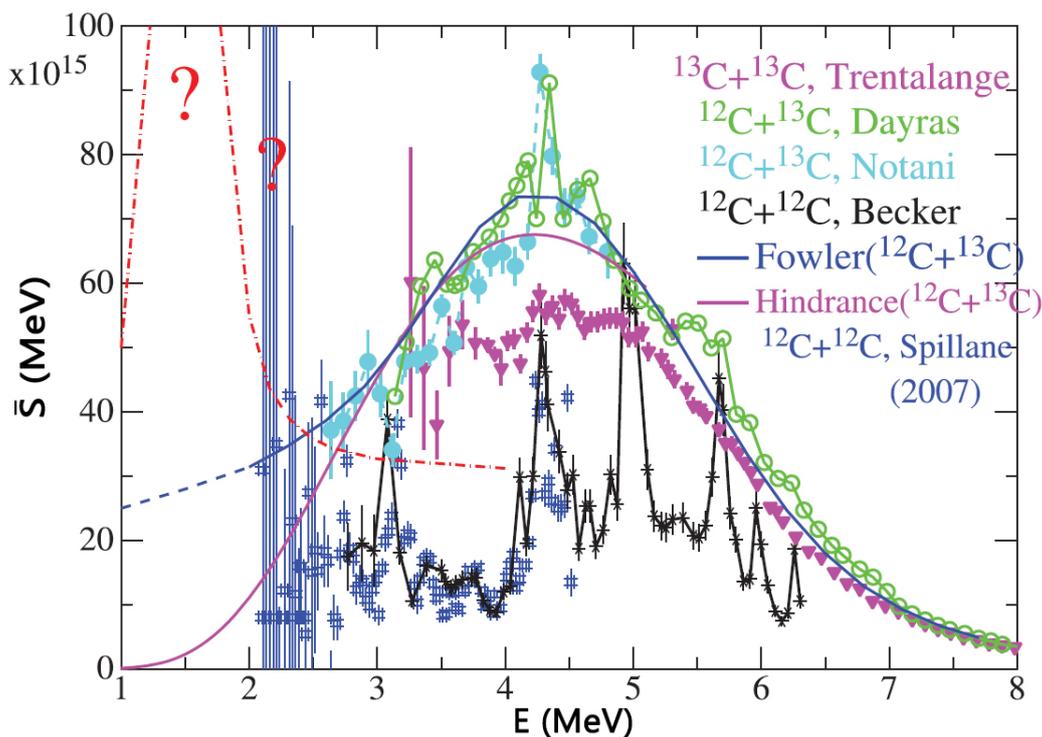


Figura 1.7: Factores  $\tilde{S}$  para los sistemas  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$  y  $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$  en el rango de energías 2.10-8 MeV en el centro de masas. Modificada de [21].

Se han realizado estudios teóricos adicionales usando el modelo óptico y modelos de penetración de barrera logrando ajustes satisfactorios de las resonancias a altas energías. En estos se combinan el uso del modelo óptico con potenciales de geometría variable y la teoría de Breit-Wigner, sin embargo, la región a bajas energías aún sigue siendo difícil de extrapolar de manera confiable.

En la referencia [6] se discute el estudio indirecto de las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  aplicando el método de Trojan Horse (THM) a los procesos de tres cuerpos  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}^2\text{H}$  y  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}^2\text{H}$ . Este es un método alternativo para determinar el factor  $S(E)$ .

### 1.1.4 Objetivos de Este Trabajo

Debido a la importancia para la Astrofísica del conocimiento preciso de la sección eficaz de la reacción nuclear de fusión  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  a energías por debajo de los 2 MeV en el centro de masa, nos hemos propuesto como **objetivo general** de la presente tesis estudiar las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  mediante la detección de las partículas cargadas evaporadas (protones y alfas).

Para ello se plantearon los siguientes **objetivos específicos**:

- Diseñar una montura para cuatro sistemas telescopio construidos con detectores de barrera superficial de silicio *Silicon Surface Barrier* (SSB) y detectores del tipo *Passivated Implanted Planar Silicon Detector* (PIPS).
- Determinar los espesores de los detectores SSB a partir de la medición de la energía depositada por las partículas alfa de una fuente tripla alfa ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{244}\text{Cm}$ ) y a partir del mejor ajuste de la curva de calibración (valor  $\chi^2$  reducido más cercano a 1) para diferentes espesores estimados.
- Calibrar en energía depositada los detectores SSB y PIPS empleando la fuente tripla alfa y haces de protones de energía 1.7 y 1.9 MeV en el espectrómetro de masas con aceleradores del Laboratorio de Espectrometría de Masas con Aceleradores (LEMA).
- Calcular las tasas de cuentas esperadas para las reacciones  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  para las intensidades de los haces de  $^{12}\text{C}$  de energía 4.0, 5.0, 5.25, 5.5, 6.0 y 6.3 MeV utilizados.
- Construir los gráficos  $E$  vs  $E + \Delta E$  para cada sistema telescopio e identificar las regiones de interés (*bananas* o *cortes*) para las partículas alfa y los protones.
- Obtener los gráficos  $E$  vs  $E + \Delta E$  para cada sistema telescopio para haces de  $^{12}\text{C}$  de energía 4, 5, 5.25, 5.5, 6 y 6.3 MeV.

Este experimento constituye un paso previo a trabajos futuros donde se emplearán detectores del tipo *Doubled Sided Strip Detectors* (DSSD) combinados con detectores del tipo PAD, en coincidencia con un detector de rayos gamma de Germanio hiper-puro (HPGe), para caracterizar partículas por pérdida de energía. Los detectores DSSD y *pads* asociados tienen un área activa mucho más grande que los detectores semiconductores empleados (SSB y PIPS) y permitirán mejorar la estadística por concepto de ángulo sólido. A su vez, la técnica en coincidencia permitirá reducir considerablemente el fondo inducido por el haz debido a contaminantes de hidrógeno y deuterio presentes en el blanco. Una explicación detallada del diseño de la montura para el arreglo telescopio y de las características del blanco empleado en el presente trabajo puede ser consultada en la subsección 2.5.1 mientras la contaminación natural presente en el blanco y su efecto en la medición de las secciones eficaces del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  se describe con profundidad en la sección 2.8. Las características de la fuente triple se muestran en la sección 2.6.

# Capítulo 2

## Desarrollo Experimental

### 2.1 Descripción del Separador Isotópico del LEMA y la Nueva Línea de Física Nuclear

En agosto del 2013 fue inaugurado el Laboratorio de Espectrometría de Masas con Aceleradores (LEMA) en el Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (IFUNAM). El sistema es el primero de su tipo en toda América Latina. Este espectrómetro en sus inicios constaba de tres partes principales: un espectrómetro de masas de baja energía, un acelerador electrostático tipo tándem y un espectrómetro de masas de alta energía (figura 2.1).

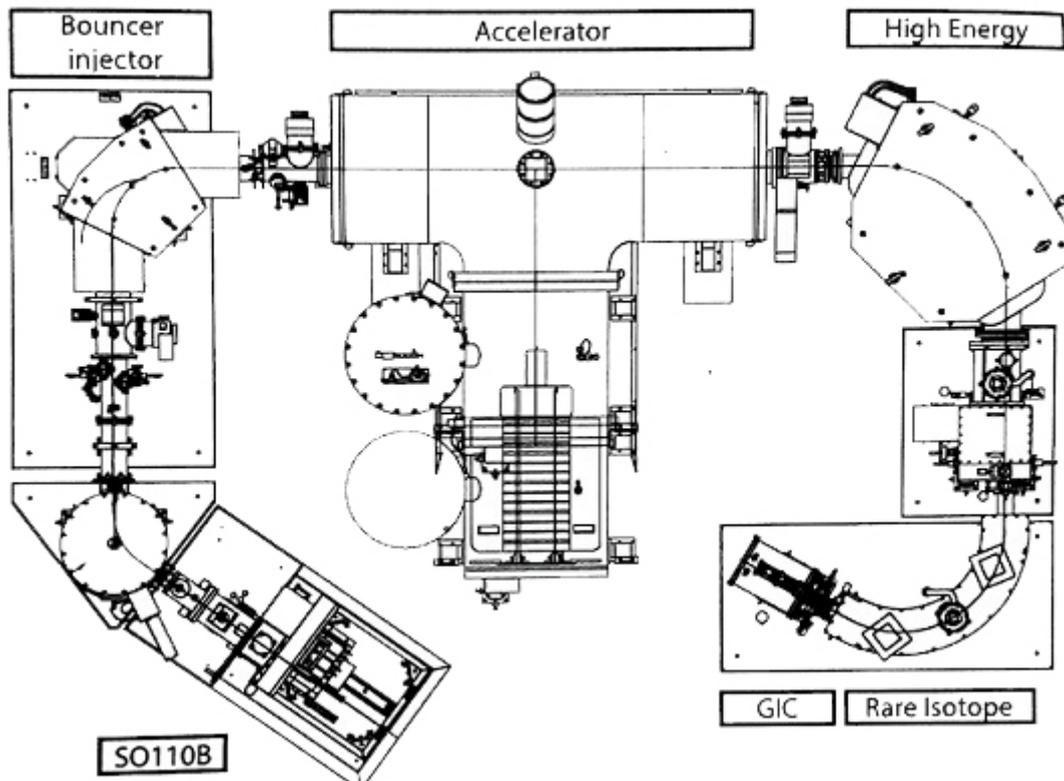


Figura 2.1: Esquema ilustrado del separador isotópico del LEMA. A la izquierda el espectrómetro de masas de baja energía, a la derecha el espectrómetro de masas de alta energía y al centro el acelerador electrostático tipo tándem de un millón de volts. Tomada de [35].

Una descripción detallada sobre su principio de funcionamiento así como detalles técnicos del sistema pueden ser consultados en la referencia [35].

En el año 2017 se le incorporó una nueva línea que permite ampliar considerablemente los estudios en Física Nuclear. Esta nueva línea incorpora una cámara de dispersión multipropósito que aprovecha los haces de baja energía generados por el espectrómetro para, entre otras cosas, estudiar reacciones nucleares de interés en Astrofísica Nuclear. Esta nueva línea está constituida por un analizador magnético ( $90^\circ$ ), un monitor de perfil de haz (*Beam Profile Monitor* BPM) y cámara de dispersión. Dentro de las facilidades que ofrece esta nueva línea está la modificación de materiales por implantación de iones, el análisis de materiales con haces de iones y el estudio de reacciones nucleares de interés en Astrofísica Nuclear.

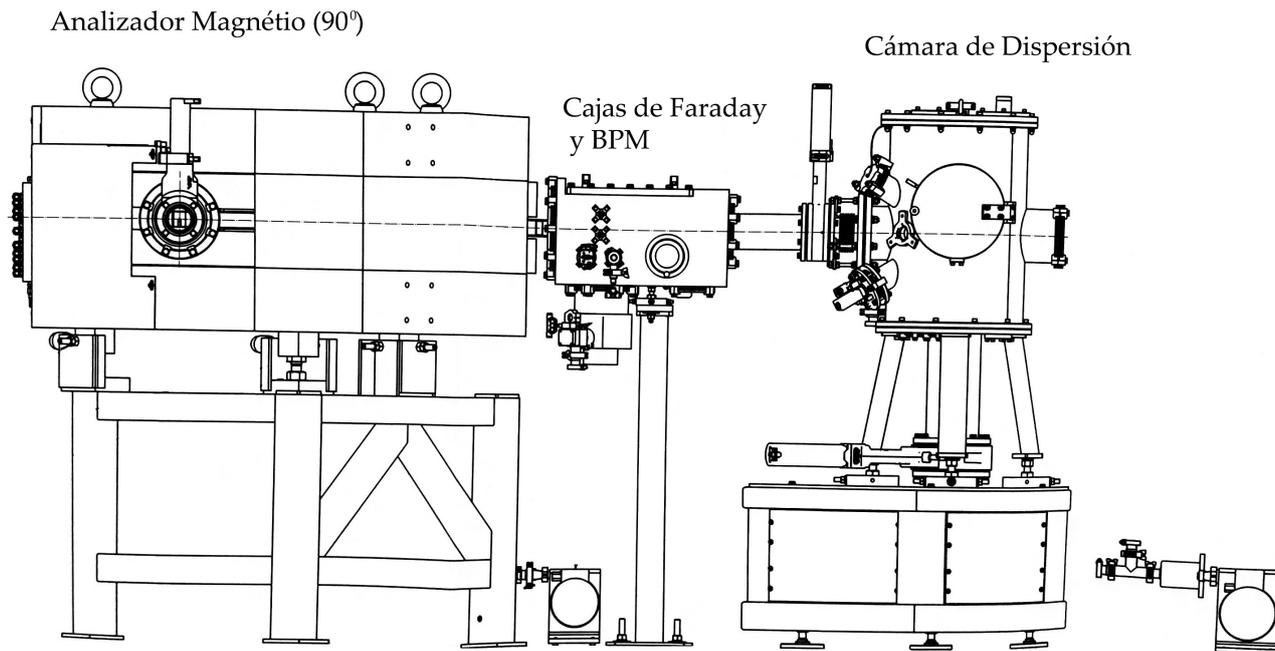


Figura 2.2: Esquema ilustrado de la nueva línea de Física Nuclear del separador isotópico del LEMA.

## 2.2 Detectores

La espectrometría gamma ha sido la técnica más empleada en el estudio de las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Esta técnica tiene la desventaja de que las transiciones que caen directamente al estado base del núcleo residual correspondiente no pueden ser observadas. La identificación directa de las partículas cargadas tiene la ventaja de poder medir la sección eficaz parcial para cada canal y obtener la sección eficaz total sumando estas secciones eficaces parciales. Estas mediciones pueden hacerse con detectores semiconductores cercanos al blanco y en ángulos hacia atrás respecto a la dirección del haz incidente. Además, un sistema telescópico de detectores de silicio  $E + \Delta E$  permite identificar las partículas [36].

En la tabla 2.1 y 2.2 se muestran algunas características y detalles técnicos de los ocho detectores semiconductores empleados en la detección de las partículas cargadas que son emitidas por las reacciones nucleares objeto de estudio  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{2}\text{Ne}$ . La resolución de los detectores se toma como el FWHM de la línea alfa de 5.15 MeV del  $^{239}\text{Pu}$ .

Estos detectores fueron fabricados por la Compañía ORTEC (*Silicon Surface Barrier* SSB) y Canberra (*Passivated Implanted Planar Silicon Detectors* PIPS). En la figura 2.3 se muestra

uno de estos detectores SSB y su colimador de 4 mm de diámetro empleado en las mediciones.

Tabla 2.1: Características y detalles técnicos de los detectores semiconductores de barrera superficial utilizados (SSB).

No. del Modelo	5707302	49194D	5207304	49194B
Área activa nominal ( $\text{mm}^2$ )	10	10	10	10
Voltaje de operación (V)	+10	+12	+10	+8
Corriente de fuga ( $\mu\text{A}$ )	0.02	0.01	0.05	0.03
Espesor sensible ( $\mu\text{m}$ )	13.7	8.1	12.5	7.1
Espesor del electrodo (Au) ( $\mu\text{ gm/cm}^2$ )	40.0	40.2	40.0	40.2
Espesor del electrodo (Al) ( $\mu\text{ gm/cm}^2$ )	40.2	40.3	40.2	40.3
Resolución (FWHM) (MeV)	0.16	0.12	0.17	0.43



Figura 2.3: Detector semiconductor de barrera superficial de Si (SSB) y su colimador de 4 mm de diámetro.

En la tabla 2.2 se muestra información referente a los restantes cuatro detectores semiconductores del tipo PIPS empleados. Estos detectores tienen un espesor aproximado de  $300\ \mu\text{m}$  (figura 2.4).

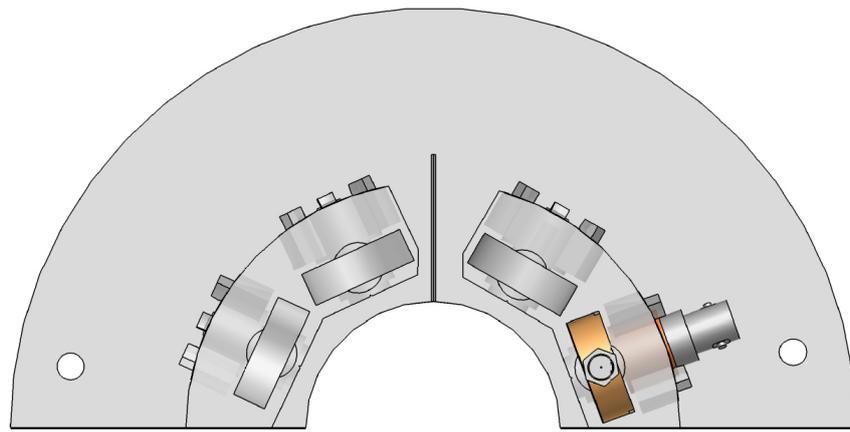
Tabla 2.2: Características y detalles técnicos de los detectores semiconductores del tipo PIPS utilizados.

No. del Modelo	88501	43290	43288	88505
Área activa nominal ( $mm^2$ )	50	25	25	50
Voltaje de operación (V)	+40	+40	+60	+40
Corriente de fuga ( $\mu A$ )	0.81	0.04	0.03	0.02
Resolución (FWHM) (MeV)	0.17	0.14	0.23	0.43

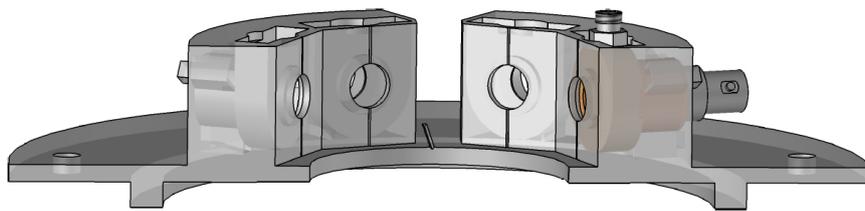


Figura 2.4: Detectores semiconductores de Si tipo PIPS.

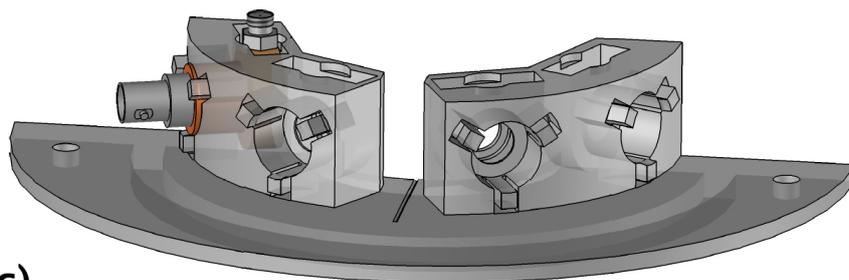
Con los cuatro detectores SSB y los restantes cuatro PIPS se diseñan cuatro sistemas telescopio, en cada telescopio los detectores SSB y PIPS trabajarán en modo coincidencia. Esta configuración permite determinar tanto la energía como identificar, por pérdida de energía, el tipo de partícula cargada incidente. Cada telescopio está formado por un detector SSB y un detector PIPS los cuales se colocan sobre el eje que pasa perpendicularmente por el centro de las superficies activas de ambos detectores (figura 2.5).



a)



b)



c)



d)

Figura 2.5: Diferentes vistas del diseño del arreglo telescópico. Los detectores SSB se colocan al frente y los PIPS detrás, ambos sobre un mismo eje de simetría axial. Se muestra, además, en la figura d) una imagen del sistema dentro de la cámara de dispersión.

## 2.3 Determinación de la Intensidad de la Corriente del Haz del LEMA

La sección eficaz se determina a partir de la ecuación:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Delta I / \Delta\Omega}{nI_0}, \quad (2.1)$$

donde  $n$  es el número de núcleos blanco por unidad de superficie,  $I_0$  el número de núcleos proyectil que inciden en el blanco por unidad de tiempo y  $\Delta I$  el número de núcleos o partículas de interés emitidos tras ocurrir la reacción nuclear o la dispersión elástica en el detector que cubre un ángulo sólido  $\Delta\Omega$ . El conocimiento de  $I_0$  es importante porque nos dice cuántos núcleos de  $^{12}\text{C}$  inciden en el blanco por unidad de tiempo.

Para poder determinar  $\sigma$  con la mayor exactitud necesitamos conocer, de la manera más precisa posible, el valor de la intensidad del haz de  $^{12}\text{C}$  que se obtiene con el acelerador e incide directamente sobre el blanco. En la tabla 2.3 se muestran las energías <sup>1</sup>, estados de carga e intensidades de corriente de los haces empleados. Los valores de las intensidades de corriente se midieron en la caja de Faraday que se encuentra en la línea de Física Nuclear, sin embargo, la intensidad de corriente que pega en el blanco es menor porque el haz pasa luego por un colimador de 3 mm de diámetro. Puede suceder, además, que el haz no quede bien centrado y su centro no pase por el orificio del colimador, lo que provocaría valores de corriente menores a las medidas en la caja de Faraday.

Tabla 2.3: Energías, estados de carga e intensidades de corriente de los haces de  $^{12}\text{C}$  utilizados.

Energía del haz (MeV)	Estado de carga ( $q^+$ )	Intensidad de corriente (A)
4.0	3	33.8 $\mu\text{A}$
5.0	4	2.2 $\mu\text{A}$
5.25	4	1.54 $\mu\text{A}$
5.5	5	50 nA
6.0	5	50 nA
6.3	5	50 nA

La corriente del haz se puede determinar a partir de la ecuación 2.1 utilizando medidas de dispersión elástica y la ecuación de dispersión de Rutherford en el sistema de referencia del laboratorio (ecuación 2.2)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_c} \right)^2 \frac{\cos(\theta)}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (2.2)$$

donde  $\theta$  es el ángulo entre la partícula dispersada y la dirección inicial del haz incidente y  $E_c$  es la energía cinética del proyectil (energía del haz en el sistema de referencia del laboratorio).

La intensidad de la corriente queda:

$$I_0 = \frac{\Delta I}{n \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_c} \right)^2 \frac{\cos(\theta)}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}} \Delta\Omega. \quad (2.3)$$

Para determinar  $I_0$  se puede utilizar un detector monitor que mida la dispersión  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  a  $89^0$ , la  $\sigma_{dis}$  (sección eficaz de dispersión Rutherford) calculada y el número medido de  $^{12}\text{C}$

<sup>1</sup>Las energías de haz utilizadas siempre se darán respecto al sistema de referencia del laboratorio.

dispersados. Como la concentración del  $^{13}\text{C}$  (1.1 %) en el blanco es muchísimo menor respecto a la concentración de  $^{12}\text{C}$  (98.9 %) y el detector se coloca a un ángulo cercano a los  $90^\circ$  (ángulo para el cual la  $\sigma_{dis}$  es cero para el sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ), esto permite que el número de núcleos de  $^{12}\text{C}$  dispersados detectados no sea muy grande y el sistema no se sature midiendo esta dispersión elástica.

Se puede calcular  $I_0$  empleando otro método basado en la presencia de algún contaminante en el blanco y el uso de códigos de simulación. Los núcleos de  $^{12}\text{C}$  se retrodispersan en el(los) contaminante(s) si estos tienen número másico  $A > 12$  y se frenan completamente en el detector SSB porque no tienen la energía suficiente para atravesarlos (para los espesores de los detectores SSB, los ángulos y las energías de haz de  $^{12}\text{C}$  empleados en el presente trabajo).

Para saber si existen contaminantes en el blanco se proyectan las líneas a  $45^\circ$  (línea donde  $E = 0$  y  $\Delta E = E + \Delta E$ , figura 3.3) de los gráficos  $E$  vs  $E + \Delta E$  (ver sección 3) en los detectores SSB (figura 2.6).

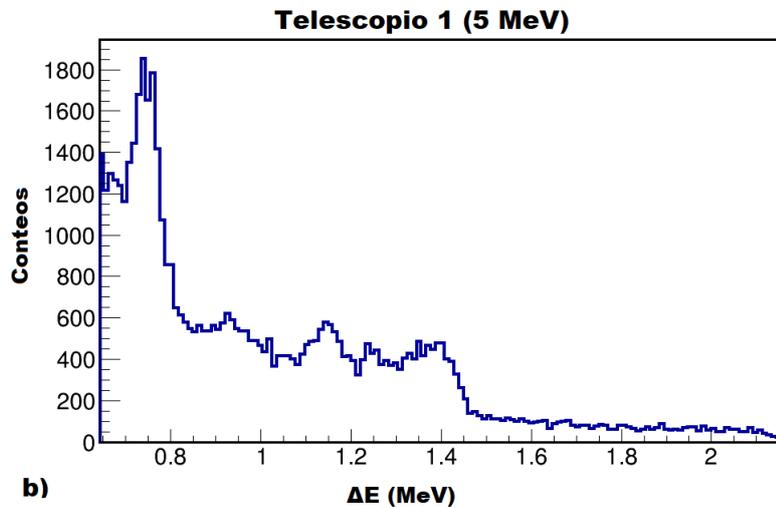


Figura 2.6: Proyección de la línea a  $45^\circ$  del gráfico  $E$  vs  $E + \Delta E$  correspondiente al telescopio 1.

Como se observa en la figura 2.6 se tienen, aparentemente, varios picos de  $^{12}\text{C}$  retrodispersados en varios contaminantes que se encuentran a muy bajas concentraciones en el blanco. Para poder estar seguro que son picos de retrodispersión son necesarios ciertos análisis cinemáticos. Teniendo los detectores SSB calibrados en energía depositada y conociendo las energías a las que aparecen los picos, se estima qué núcleo contaminante tiene la masa necesaria para retrodispersar el  $^{12}\text{C}$  a ese ángulo y esa energía. Una vez identificado el posible contaminante se calcula qué energía tendrían estos picos en el resto de los detectores y se analiza si coinciden estos resultados con el núcleo previamente estimado. Por último, se repiten estos análisis para los haces de  $^{12}\text{C}$  de las diferentes energías empleadas. Para determinar cuáles contaminantes pudieran estar presentes en el blanco se puede utilizar ISONAV v1.4 [37]. ISONAV, del inglés *isotope-navigator*, es un programa que se utiliza con línea de comandos para hacer cálculos fáciles y rápidos sobre reacciones nucleares. Dentro de las líneas de comando que se emplearon en el presente trabajo para realizar los cálculos necesarios se encuentran:

```
isonav p 12C --Elab=5.0 --angle=150
```

(Calcula la energía de retrodispersión del protón a  $150^\circ$  al colisionar con un núcleo de  $^{12}\text{C}$  a una energía  $E_{lab} = 5 \text{ MeV}$ .)

```
isonav a --material=Si --Elab=5.0 --range
```

(Calcula el alcance de una partícula alfa con una energía de  $E_{lab} = 5$  MeV en silicio.)

```
isonav a --material=Si --Elab=4.0 --thickness=15 --depositedE
```

(Calcula la energía depositada por una partícula alfa con una energía de  $E_{lab} = 4$  MeV en  $15 \mu\text{m}$  de silicio.)

```
isonav 12C 12C --Elab=6.3 --angle=150 -x -v
```

(Muestra las posibles reacciones nucleares  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  así como la energía del núcleo residual y la partícula eyectada a  $150^\circ$  al colisionar el núcleo de  $^{12}\text{C}$  con  $E_{lab} = 6.3$  MeV. También tiene en cuenta la posibilidad de que el núcleo residual se forme en un estado excitado.)

Una vez identificado el(los) contaminante(s), estos espectros se pueden simular usando el software SIMNRA (*Simulation Nuclear Reaction Analysis*) [38]. SIMNRA es un software creado por Matej Mayer en Plasmaphysk (1997-2002) del instituto de Max Planck en Alemania. Este programa permite simular los espectros de dispersión Rutherford para haces de iones incidentes con energías cercanas a 100 keV hasta varios MeV. Conociendo la energía del haz, el ángulo de dispersión, el ángulo del detector respecto al haz, la resolución del detector y conociendo o suponiendo la composición del blanco, se pueden ajustar los espectros experimentales de dispersión y determinar el número de partículas que inciden en el blanco por unidad de tiempo.

Por otro lado, si planteamos el cociente entre la ecuación para la sección eficaz de Rutherford del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  y para la reacción nuclear de interés  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  (ecuación 2.1) se obtiene:

$$\frac{\sigma_{nucl}}{\sigma_{disp}} = \frac{\Delta I_{nucl}}{\Delta I_{disp}} \quad (2.4)$$

y podemos determinar la sección eficaz de esta reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  calculando la sección eficaz de dispersión Rutherford (ecuación 2.2) del  $^{12}\text{C}$  en algún núcleo contaminante y el número medido de núcleos de  $^{12}\text{C}$  dispersados.

## 2.4 Diseño Experimental

En la figura 2.7 se observa todo el montaje experimental. Cada uno de los cuatro detectores SSB y los cuatro PIPS se conectan, empleando cables con conectores BNC-lemo, a los ocho canales de entrada del preamplificador MSI-8 de la compañía Mesytec. Este es un preamplificador compacto de ocho canales. El MSI-8 es la solución ideal para configuraciones que emplean diferentes tipos de detectores que necesiten voltajes individuales y/o trabajen en diferentes rangos de energía. Este sistema entrega señales temporales (*Fast Negative Signal*) de salida con un voltaje máximo de  $-1$  V para cada canal de manera individual y una señal temporal común que funciona como un OR lógico (cada señal temporal individual es una de las señales de entrada). A la salida del *Shaper out* entrega pulsos gaussianos positivos con una altura máxima de 10 V.

El MSI-8 se alimenta a través de un conector hembra tipo SUB-D 9 del MNV-4. Este es un distribuidor de energía y un módulo de control. Este sistema entrega por cada canal de salida los voltajes de  $\pm 6$ ,  $\pm 12$ ,  $\pm 24$  V y ayuda a revisar los niveles de voltaje que entrega el bin del NIM (*Nuclear Instrumentation Module*). Si uno de los 6 voltajes está fuera del valor nominal por más del 5% su LED correspondiente se torna color rojo. El MNV-4, a su vez, se alimenta del estándar NIM.

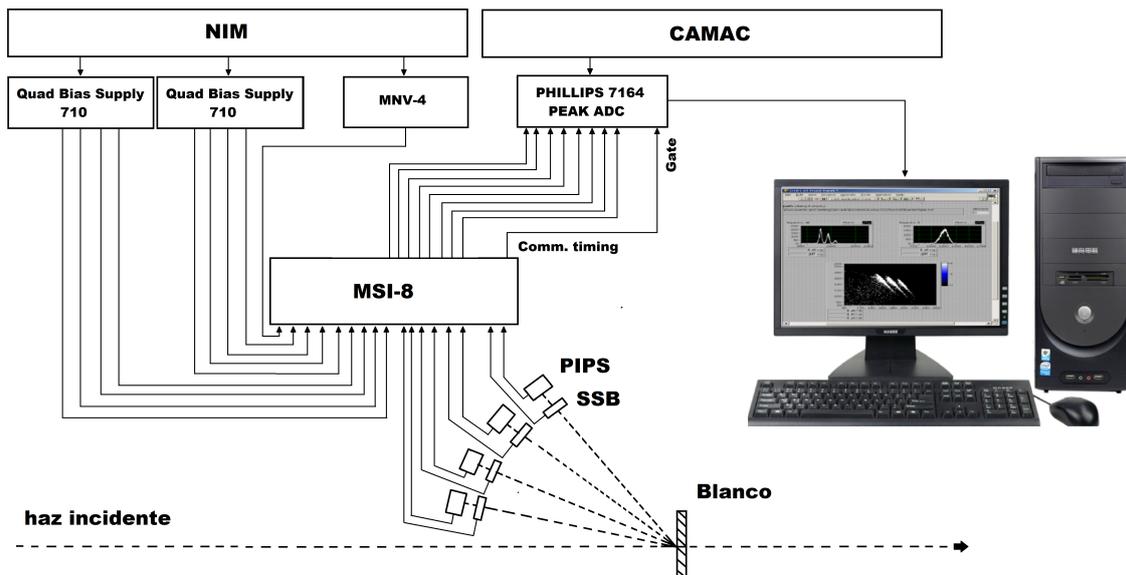


Figura 2.7: Montaje experimental.

A la entrada del MSI-8 se conectan, con cables BNC-lemo, los voltajes para cada uno de los ocho detectores. Se utilizan dos fuentes de voltaje del tipo *Quad 1-kV Bias Supply Modelo 710* de la compañía ORTEC los cuales se conectan al estándar NIM. Este sistema tiene cuatro salidas de voltaje con polaridades y voltajes que se pueden seleccionar de manera independiente. Cada salida puede entregar voltajes que se pueden ajustar sobre el rango de 0 a  $\pm 100$  V o desde 0 a  $\pm 1$  kV. Este modelo 710 es ideal para proveer voltaje a los detectores de partículas de estado sólido. En su panel frontal posee selectores de rotación con ocho posiciones que selecciona el parámetro a visualizar: el voltaje de salida que alimenta a los detectores o la corriente de salida para el canal seleccionado. Los valores de las corrientes y voltajes para cada canal son los mostrados en la tabla 2.1 y 2.2.

Cada una de las salidas del preamplificador MSI-8 se conecta, con cables lemo-lemo, a un Conversor Analógico Digital (ADC) modelo 7164 de la compañía Phillips de 16 canales. Este sistema detecta y sostiene el pulso seguido de una sección de procesamiento digital. La salida *Comm. timing* del preamplificador MSI-8 se conecta con un cable lemo-lemo al ADC para usar esta señal como ventana GATE común. El proceso de digitalización de la señal empieza una vez que alguna de las ocho señales de salida del MSI-8 cae en la ventana temporal definida por la señal GATE. Este ADC se conecta a una interfaz CAMAC CERN-CE de 300W y esta a una computadora que tiene un software de visualización de datos diseñado en LabVIEW (figura 2.8).

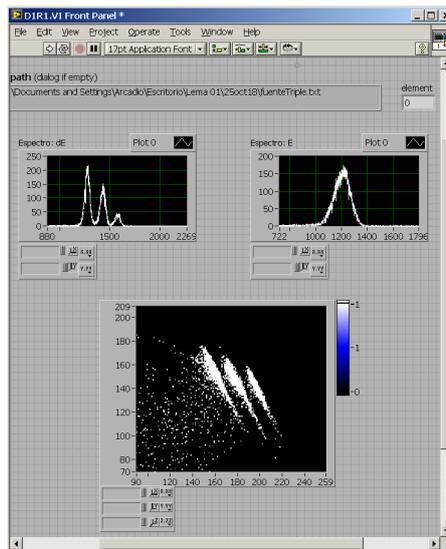


Figura 2.8: Software de visualización de datos diseñado en LabVIEW. Se muestran los espectros medidos de una fuente triple alfa en el detector SSB (borde superior derecho) y PIPS (borde superior izquierdo) del telescopio, así como el mapa bidimensional SSB vs PIPS.

## 2.5 Planeación del Experimento

### 2.5.1 Diseño de la Montura para los Sistemas Telescopio

La montura de los detectores (figura 2.5) se diseñó y se confeccionó a partir del empleo de una impresora 3D. La montura se confeccionó de un material conocido como acrilonitrilo butadieno estireno o ABC por sus siglas en inglés (*Acrylonitrile Butadiene Styrene*). Este material es un plástico muy resistente al impacto y es muy utilizado en la impresión 3D. Por medio de la extrusión de delgadas capas del material se va creando un modelo sólido en tres dimensiones.

La montura se sometió previamente al vacío antes de realizar cualquier medición debido a que el ABC posee una superficie porosa. Este procedimiento permitió extraer parte de la humedad y gases presentes en su interior. Para determinar los ángulos a los cuales se iban a colocar los telescopios primeramente se hicieron algunas consideraciones relacionadas con el blanco.

El blanco de 2 mm de espesor (blanco grueso) empleado en el experimento es del tipo *glass-like carbon*, frecuentemente conocido como *glassy carbon* o *carbono vítreo*. Este blanco combina propiedades de los vidrios y las cerámicas con las del grafito. Dentro de sus principales características se encuentran la alta resistencia a la temperatura, dureza, baja densidad, baja fricción, impermeabilidad a gases y líquidos, y alta pureza. Entre los contaminantes más comunes que se pueden encontrar en su matriz se encuentran: aluminio (Al), calcio (Ca), cromo (Cr), cobre (Cu), hierro (Fe), zinc (Zn), potasio (K), sodio (Na), titanio (Ti) y vanadio (Va) [39].

Los protones y alfas emitidos en las reacciones de interés a ángulos menores a los  $90^\circ$  no pueden atravesar el blanco, por lo cual los detectores deben ser ubicados a ángulos mayores de  $90^\circ$  (ángulos hacia atrás). Para estudiar las reacciones  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  se emplean haces de  $^{12}\text{C}$  obtenidos en el acelerador del LEMA con energías de 4.0, 5.0, 5.25, 5.5, 6.0 y 6.3 MeV. En las figuras 2.9 y 2.10 se muestra la energía de la partícula alfa y el protón tras fusionarse el núcleo de  $^{12}\text{C}$  a las energías de 3.0, 4.4, 5.5 y 6.6 MeV.

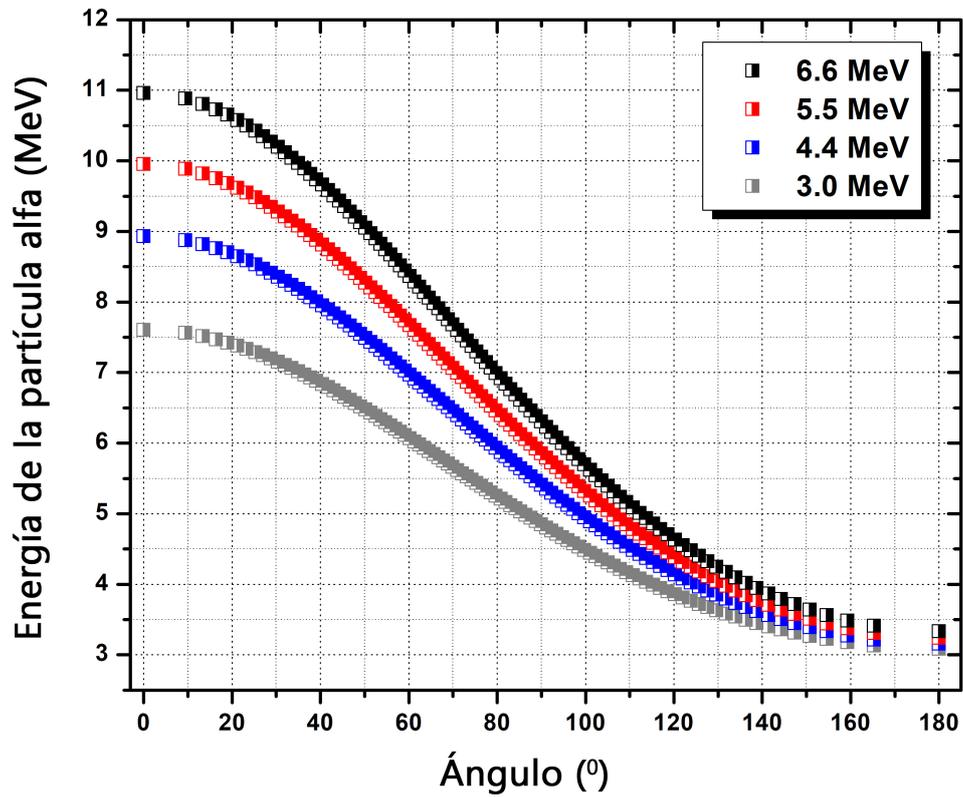


Figura 2.9: Energía de la partícula alfa en función del ángulo de salida tras ocurrir la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ .

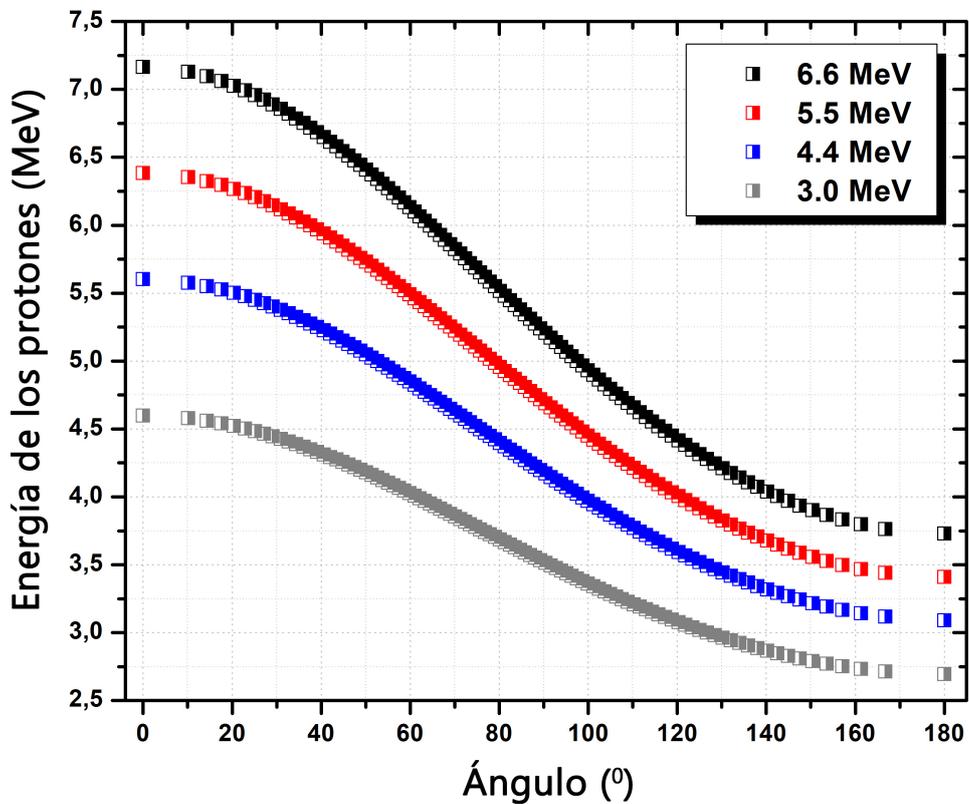


Figura 2.10: Energía del protón en función del ángulo de salida tras ocurrir la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ .

Los protones tienen energías de salida entre los 2.7 (para una energía de haz de 3.0 MeV y un ángulo de salida de  $180^0$ ) y 7.2 MeV (para una energía de haz de 6.6 MeV y un ángulo de salida de  $0^0$ ). El alcance de los protones en Si a la energía de 7.2 MeV es de  $394 \mu\text{m}$  por lo cual no pueden atravesar el blanco de 2 mm de espesor. Por otro lado, según la fórmula de Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nZ^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)^2}\right) - \beta^2 \right], \quad (2.5)$$

donde  $Z$  es la carga eléctrica,  $c$  la velocidad de la luz,  $\epsilon_0$  la permitividad del vacío,  $b = v/c$ ,  $m_e$  la masa del electrón, y  $n$  la densidad electrónica del material:

$$n = \frac{N_A Z \rho}{M_u}, \quad (2.6)$$

con  $Z$  es el número atómico,  $N_A$  la constante de Avogadro y  $M_u$  la constante de masa molar, la pérdida de energía por unidad de camino recorrido de una partícula cargada depende de forma directamente proporcional al cuadrado de su carga eléctrica ( $Z^2$ ), por tal motivo, una partícula alfa pierde aproximadamente cuatro veces más energía que un protón en el mismo camino recorrido y por lo tanto tampoco podrán atravesar el espesor del blanco. El alcance de una partícula alfa en Si para la energía de 11 MeV (para una energía de haz de 6.6 MeV y un ángulo de salida de  $0^0$ ) es de  $80 \mu\text{m}$ . Como para ángulos de salida menores a los  $90^0$  ni los protones ni las partículas alfa pueden atravesar el espesor del blanco, los sistemas telescopio deben colocarse a ángulos mayores a los  $90^0$  y menores a los  $270^0$  respecto a la dirección del haz incidente.

El objetivo de estos sistemas telescopio es que la partícula cargada deposite parte de su energía en los detectores SSB y luego se frene completamente en los PIPS. Para determinar a qué ángulos podemos ubicar los telescopios se calcula, para las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ , a qué energías salen los protones y las partículas alfa para ángulos entre  $90^0$  y  $180^0$  y para cuáles ángulos depositan parte de su energía en el SSB y se frena completamente en el PIPS (figura 2.9 y 2.10).

En las tablas 2.4 y 2.5 se muestran para los ángulos seleccionados ( $105, 120, 135$  y  $150^0$ ) las energías de salida de las partículas alfa y los protones, respectivamente. En las tablas 2.1 y 2.2 se muestran los espesores reportados por el fabricante para los detectores SSB y PIPS, respectivamente. Estos espesores representan valores efectivos porque puede variar en cada punto de la superficie del silicio y tienen cierta incertidumbre asociada. Para estos ángulos, estos valores de energía y suponiendo una incertidumbre en el espesor de los detectores SSB de  $\pm 3\%$ , los protones y las partículas alfa depositan parte de su energía en los SSB y son frenados completamente en los PIPS.

Tabla 2.4: Energía de las partículas alfa para los ángulos de salida donde se ubican los sistemas telescopio:  $105, 120, 135$  y  $150^0$ .

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$				
Energía del haz de $^{12}\text{C}$ (MeV)				
	3.0	4.4	5.5	6.6
Ángulo( $^0$ )	Energía de la partícula emitida (MeV)			
150	3.26	3.38	3.50	3.63
135	3.49	3.67	3.84	3.94
120	3.85	4.08	4.24	4.47
105	4.30	4.60	4.91	5.16

Tabla 2.5: Energía de los protones para los ángulos de salida 105, 120, 135 y 150° donde se ubican los sistemas telescopio.

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$				
Energía del haz de $^{12}\text{C}$ (MeV)				
	3.0	4.4	5.5	6.6
Ángulo(°)	Energía de la partícula eyectada (MeV)			
150	2.79	3.21	3.55	3.90
135	2.90	3.36	3.73	4.10
120	3.07	3.59	4.0	4.38
105	3.28	3.84	4.30	4.72

## 2.5.2 Determinación de los Espesores de los Detectores SSB

En la tabla 2.1 se muestran los espesores de los cuatro detectores SSB reportados por el fabricante. Para poder determinar la energía depositada por las partículas alfa y los protones en cada detector SSB y PIPS necesitamos conocer, con la mayor precisión posible, los valores de los espesores de los detectores SSB. Muchas veces estos valores nominales reportados por el fabricante no coinciden con los valores reales o sufren variaciones con el tiempo. Debido a que las pérdidas de energía de las partículas cargadas son sensibles al espesor del detector, sobre todo para las partículas alfa, es necesario determinarlos antes de realizar la calibración de los detectores en energía depositada. Para calcularlos se utilizan dos métodos totalmente diferentes: uno basado en los valores del  $\chi^2$  reducido ( $\chi_{red}^2$ ) de los ajustes de calibración y otro en la energía depositada por las partículas alfa al pasar a través de los detectores SSB.

El primero de los métodos se basa en que los mejores ajustes de calibración se obtienen cuando se emplean, en los cálculos de energía depositada, los valores reales de los espesores de los detectores SSB. Como paso inicial, se obtienen las curvas de calibración en energía depositada para cada detector SSB y PIPS empleando en los cálculos los espesores nominales reportados por el fabricante. En pasos posteriores se obtienen estas mismas curvas de calibración suponiendo espesores diferentes entre los 7 y los 16  $\mu\text{m}$ . Para cada uno de estos espesores tenemos una curva de calibración para cada detector SSB y PIPS, y cada una de estas curvas de calibración está caracterizada por el parámetro  $\chi_{red}^2$ . El  $\chi_{red}^2$  expresa en qué medida la línea recta del ajuste reproduce realmente los datos experimentales. Las mejores curvas de calibración para cada detector SSB y PIPS (los mejores ajustes, y por tanto, los valores del  $\chi_{red}^2$  más cercanos a 1) deben obtenerse con los valores reales de sus espesores. En la tabla 2.6 se muestran los resultados de estos cálculos. Se selecciona como espesor del detector SSB aquel que dio el valor promedio entre los  $\chi_{red}^2$  del SSB y del PIPS (del mismo telescopio) más cercano a 1. En color azul se muestran estos valores y los resultados se recogen en la tabla 2.7.

Tabla 2.6: Variación del parámetro  $\chi_{red}^2$  del ajuste con el espesor de los detectores SSB.

Espesores de los detectores SSB ( $\mu\text{m}$ )	Número del telescopio	$\chi_{red}^2(SSB)$	$\chi_{red}^2(PIPS)$	$\overline{\chi}_{red}^2$
7	1	0.99994	0.99897	0.999455
	2	0.99977	0.99991	0.99984
	3	0.99983	0.99668	0.998255
	4	0.99905	0.99977	0.99941
8	1	0.99996	0.99935	0.999655
	2	0.99975	0.99997	0.99986
	3	0.99989	0.99778	0.998835
	4	0.99887	0.99941	0.99914
9	1	0.99583	0.99917	0.9975
	2	0.99969	0.99979	0.99974
	3	0.99992	0.99872	0.99932
	4	0.99871	0.99874	0.998725
10	1	0.99996	0.99988	0.99992
	2	0.99965	0.9993	0.999475
	3	0.99993	0.99945	0.99969
	4	0.99855	0.99763	0.99809
11	1	0.99957	0.99973	0.99965
	2	0.99954	0.99832	0.99893
	3	0.99992	0.99991	0.999915
	4	0.99826	0.99584	0.99705
13	1	0.99989	0.99897	0.99943
	2	0.99928	0.9942	0.99674
	3	0.99986	0.99907	0.999465
	4	0.99772	0.98942	0.99357
14	1	0.99983	0.99759	0.99871
	2	0.9991	0.99038	0.99474
	3	0.99979	0.99715	0.99847
	4	0.99732	0.99021	0.993765
15	1	0.99974	0.99512	0.99743
	2	0.99883	0.98459	0.99171
	3	0.99966	0.99346	0.99656
	4	0.99691	0.97558	0.986245
16	1	0.99963	0.99095	0.99529
	2	0.99851	0.97588	0.987195
	3	0.99947	0.98702	0.993245
	4	0.99637	0.96335	0.97986

En el segundo método simplemente se usa una fuente triple alfa ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{244}\text{Cm}$ ) ya que este tipo de partícula es más sensible a variaciones de espesor. Como primer paso, se retiran los detectores SSB y se toman primeros espectros de la fuente triple alfa en los PIPS correspondientes. Con estas tres líneas alfas se calibran los PIPS en energía. En la tabla 2.8 se muestran los resultados de las calibraciones.

Como segundo paso, se colocan los detectores SSB y se miden segundos espectros en los PIPS

Tabla 2.7: Espesores determinados para los detectores SSB a partir del método basado en los valores del  $\chi_{red}^2$  de los ajustes de calibración.

Número del telescopio	máx( $\overline{\chi^2}$ )	Espesor de los detectores SSB ( $\mu\text{m}$ )
1	0.99992	10
2	0.99986	8
3	0.999915	11
4	0.99941	7

Tabla 2.8: Resultados de las calibraciones en energía de los detectores PIPS empleando una fuente triple alfa.

	PIPS 1	PIPS 2	PIPS 3	PIPS 4
Energía (MeV)	Canal	Canal	Canal	Canal
5.15	1919	1883	1921	1919
5.48	2043	2006	2045	2041
5.80	2163	2120	2160	2160
Pendiente	0.00266	0.00273	0.00271	0.00269
Incertidumbre	$1.474 \times 10^{-6}$	$3.557 \times 10^{-5}$	$3.477 \times 10^{-5}$	$4.632 \times 10^{-6}$
Intercepto	0.06056	0.00767	-0.05226	-0.00255
Incertidumbre	0.00301	0.07133	0.07109	0.00946
$\chi_{red}^2$	0.99999	0.99966	0.99967	0.99999

(tabla 2.9). En estos últimos espectros las tres líneas aparecen en canales menores (energías menores) ya que pierden parte de la energía en los detectores SSB. La diferencia en las energías de las líneas ( $\Delta E$ ) entre estos dos espectros nos da la energía perdida en cada detector SSB. Teniendo para cada detector SSB la pérdida de energía promedio (promedio de la energía depositada por cada línea alfa,  $\overline{\Delta E}$ ) se calcula qué espesor promedio de Si debe tener para que al pasar una partícula alfa se deposite esa energía.

Tabla 2.9: Espesores determinados para los detectores SSB a partir del método basado en la energía depositada por las partículas alfa al pasar a través de los detectores SSB.

	Telescopio 1	Telescopio 2	Telescopio 3	Telescopio 4
Energía (MeV)	Canal	Canal	Canal	Canal
5.15	1277	1430	1210	1512
5.48	1430	1575	1365	1658
5.80	1577	1710	1516	1800
$\Delta E$ (MeV)	1.82	1.25	1.82	1.08
	1.74	1.18	1.73	1.02
	1.67	1.13	1.64	0.96
$\overline{\Delta E}$ (MeV)	1.75	1.19	1.73	1.02
Espesor promedio ( $\mu\text{m}$ )	10.84	7.69	10.75	6.69

Analizando las tablas 2.6 y 2.9 se observa que los resultados obtenidos por ambos métodos, completamente diferentes, coinciden. Los espesores que se emplean en los cálculos de energía depositada y en la calibración en energías depositadas de los detectores son los siguientes:

Tabla 2.10: Espesores calculados de los detectores SSB a emplear en la calibración en energías depositadas de los detectores SSB y PIPS.

Número del telescopio	Espesores de los detectores SSB ( $\mu\text{m}$ )
1	11
2	8
3	11
4	7

## 2.6 Calibración de los Detectores SSB y PIPS en Energía Depositada.

Un paso de gran importancia, antes de la calibración de los detectores en energía depositada, es la alineación del haz de partículas que se obtiene del acelerador del LEMA, el blanco y los sistemas telescopio. Con este objetivo se emplea el sistema SKIL el cual emite un láser en la dirección horizontal y otro en la dirección vertical (figura 2.11). Ambos láseres, perpendiculares entre sí, deben interceptarse en el centro del blanco y en el orificio del colimador por donde sale el haz. Además, el eje horizontal debe pasar por el centro de cada detector de barrera superficial. Esta alineación debe garantizar que el haz de partículas impacte en el centro del blanco y que este punto de impacto, junto con el centro de todos los detectores, se encuentren sobre el mismo plano (figura 2.12).

Para la calibración en energía depositada de los detectores SSB y PIPS se emplean haces de protones de 1.7 y 1.9 MeV, y una fuente triple alfa (tabla 2.11).

Tabla 2.11: Características de la fuente triple alfa empleada en la calibración en energía depositada de los detectores SSB y PIPS.

Núcleo radioactivo	Energía de la partícula alfa (MeV)	Intensidad (%)
$^{239}\text{Pu}$	5.15	73.4
$^{241}\text{Am}$	5.48	85.2
$^{244}\text{Cm}$	5.80	76.7



Figura 2.11: Sistema SKIL utilizado para la alineación del haz de partículas que se obtiene del LEMA, el blanco y los sistemas telescópico.

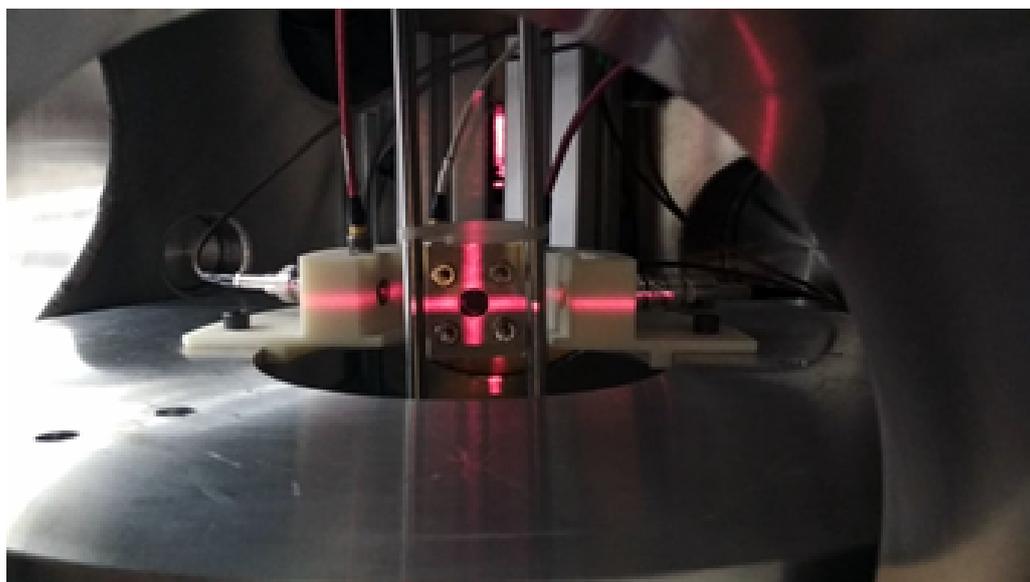


Figura 2.12: Punto de intercepción de los láseres del sistema SKIL pasando por el centro del blanco. El láser horizontal pasa sobre el centro de los detectores SSB.

La calibración de los detectores en energía depositada constituye un paso fundamental para poder identificar cada uno de los grupos de partículas  $p_0$ ,  $\alpha_0$ ,  $p_1$ ,  $\alpha_1$ , etc., donde los subíndices indican si el núcleo residual  $^{23}\text{Na}$  (en el caso de los protones) o  $^{20}\text{Ne}$  (en el caso de las alfas) queda en el estado base, primer estado excitado, etc. Sin una correcta calibración no podremos identificarlos.

Para calibrar cada detector SSB y PIPS en energía depositada se calcula, para la energía del haz de protones de 1.7 y 1.9 MeV y los ángulos de los telescopios  $105^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $135^\circ$  y  $150^\circ$ , con qué energía se retrodispersan al interactuar con el  $^{12}\text{C}$  presente en el blanco. En la figura 2.13 se muestran las energías de los protones retrodispersados en  $^{12}\text{C}$  en función del ángulo de salida para energías de haz de 1.0, 1.25, 1.5, 1.75 y 2.0 MeV.

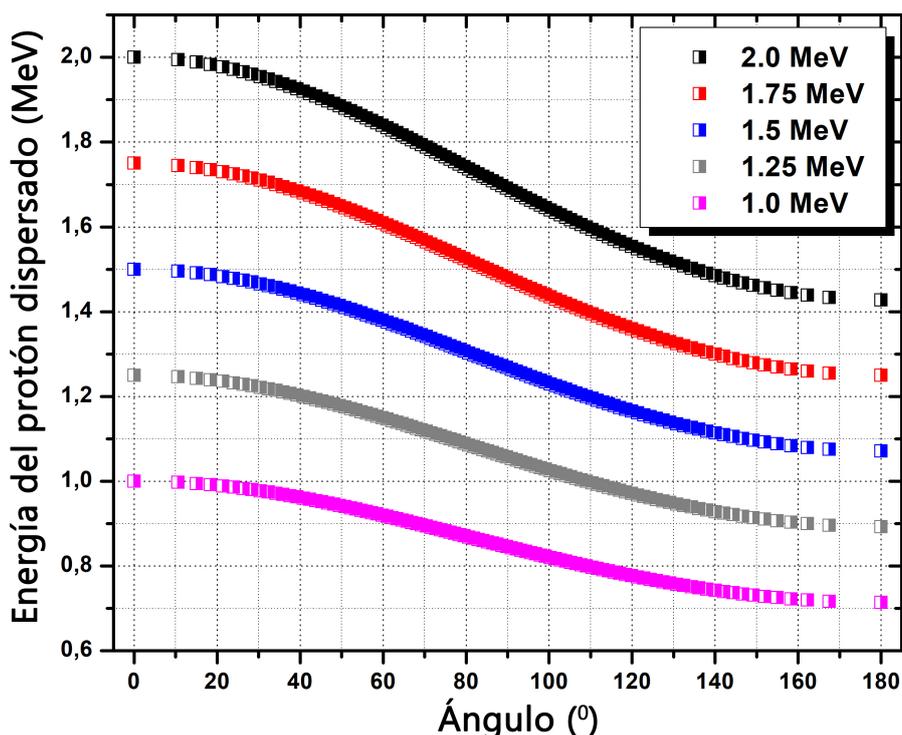


Figura 2.13: Energía de los protones retrodispersados en  $^{12}\text{C}$  en función del ángulo de salida para energías de haz de protones de 1.0, 1.25, 1.5, 1.75 y 2.0 MeV.

Como se observa en la figura 2.13 la máxima energía de los protones es de 1.75 MeV para la energía de haz de 2.0 MeV a  $0^\circ$ . Para esta energía de 1.75 MeV el alcance de los protones en Si es de  $39\ \mu\text{m}$ , por este motivo, estos protones atraviesan los detectores SSB (máximo espesor de  $11\ \mu\text{m}$ ) y depositan el resto de su energía en los detectores PIPS. Cualquier otro protón emitido a ángulos mayores tiene menos energía y no podrá atravesar el detector PIPS, cada protón deposita parte de su energía en el detector SSB y luego es frenado completamente en el PIPS.

En la figura 2.14 se muestran los gráficos SSB vs PIPS medidos por los cuatro telescopios para protones de 1.7 MeV de energía.

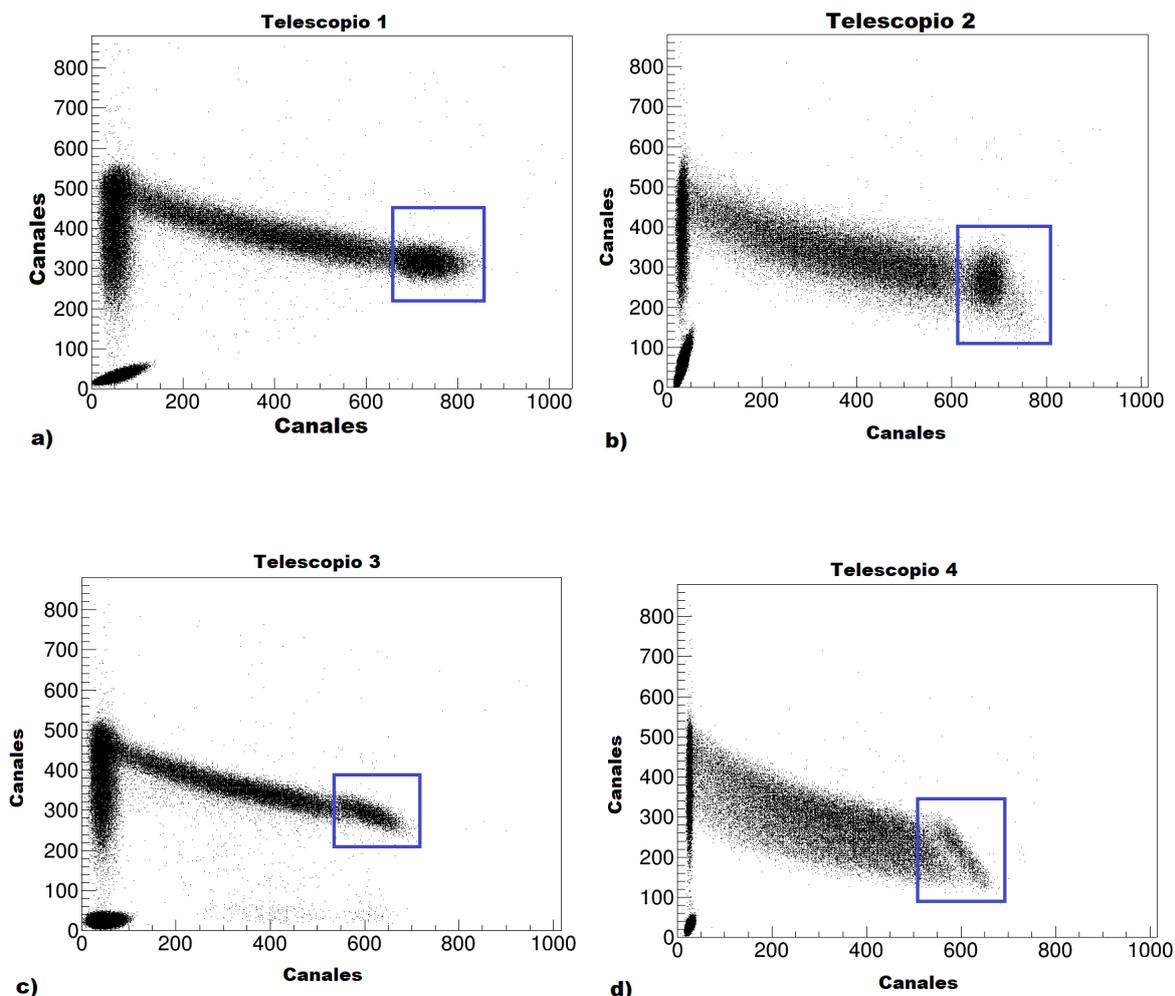


Figura 2.14: Gráficos SSB vs PIPS medidos por los cuatro telescopios para protones de 1.7 MeV de energía.

En la tabla 2.12 se muestran las energías de los protones retrodispersados en  $^{12}\text{C}$  y las energías depositadas en los detectores SSB a los ángulos donde se encuentran ubicados los sistemas telescopio para las energías de haz de 1.7 y 1.9 MeV. En la tabla se observa que los protones retrodispersados no son frenados completamente en los detectores SSB y en la figura 2.13 se aprecia que no tienen la energía suficiente para atravesar los detectores PIPS.

Tabla 2.12: Energía de los protones y energía depositada en los detectores SSB para los ángulos de salida  $105^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $135^\circ$  y  $150^\circ$  donde se ubican los sistemas telescopio.

$^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$					
Energía del haz de protones (MeV)					
1.7			1.9		
Ángulo ( $^\circ$ )	Energía del protón (MeV)	Energía depositada (MeV)	Energía del protón (MeV)	Energía depositada (MeV)	
150	1.24	0.46	1.38	0.4	
135	1.27	0.31	1.42	0.29	
120	1.37	0.42	1.53	0.38	
105	1.24	0.27	1.38	0.25	

Como se observa en la figura 2.14 existe una región continua que representa los protones retrodispersados detectados. Su extremo derecho representa aquellos protones que se retrodispersan en la superficie del blanco, pero el resto de la región continua representa protones que penetraron en el blanco, fueron perdiendo energía, se retrodispersaron en su interior y luego, en su camino hacia el detector, continuaron perdiendo energía debido a deposiciones en el interior del blanco. Para calibrar, solo se toma en cuenta esta región extrema a la derecha que representa los protones retrodispersados en la superficie y cuyas energías coinciden con las mostrados en la tabla 2.12.

Para calibrar los detectores se selecciona una región de interés (figura 2.14), se excluye el resto del espectro y se proyecta en el SSB y el PIPS correspondiente. La calibración de los SSB es más simple porque se obtienen curvas gaussianas (figura 2.15). Al canal del máximo de la gaussiana se le asocia la energía depositada en el detector SSB correspondiente.

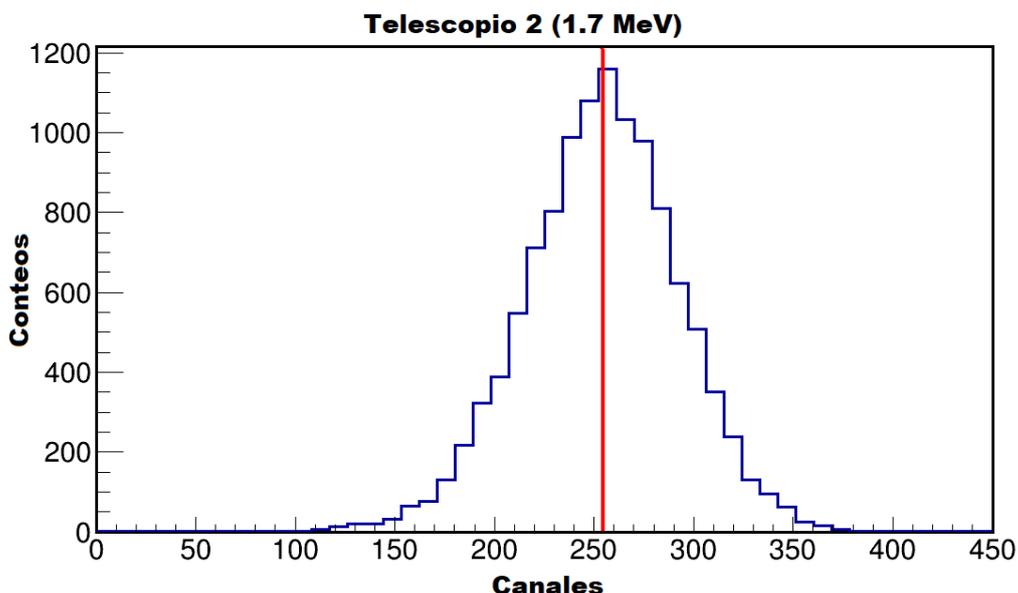


Figura 2.15: Calibración de los detectores SSB en energía depositada. Al canal del máximo de la gaussiana, obtenida tras la proyección de la región de interés, se le asocia la energía depositada en el detector SSB.

Calibrar los detectores PIPS es un poco más complicado porque se obtiene una meseta que luego cae repentinamente. El espectro medido no es una gaussiana como consecuencia del uso de un blanco grueso. Para calibrar, se busca la caída, se identifica el canal del máximo y del mínimo, se busca el canal medio entre ambos y se le asocia la energía depositada correspondiente (la diferencia entre la energía de retrodispersión del protón y la energía depositada en el SSB) (figura 2.16).

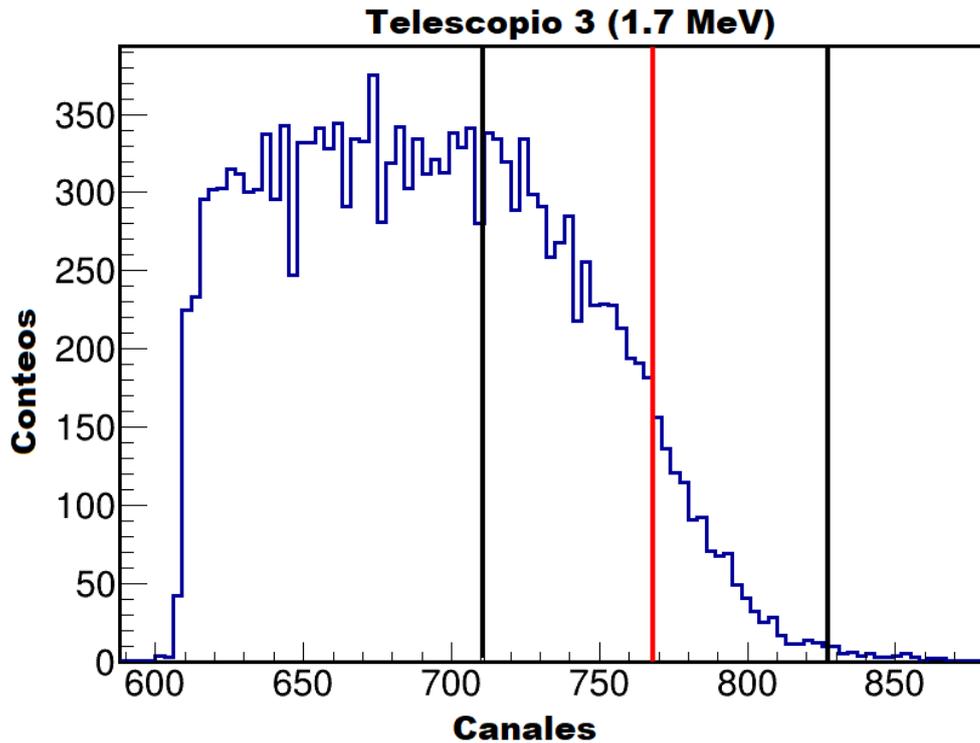


Figura 2.16: Calibración de los detectores PIPS en energía depositada. La línea a la izquierda de color negro representa el canal de máximo, la de color negro a la derecha, el canal de mínimo. Al canal medio se le asocia la energía depositada correspondiente.

La calibración con la fuente triple alfa es mucho más simple porque se tienen tres regiones bien identificadas que son las regiones de interés a proyectar y se obtienen curvas gaussianas en cada detector SSB y PIPS (figura 2.17). Al canal del máximo de cada gaussiana se le hace corresponder la energía depositada correspondiente (tabla 2.13).

Tabla 2.13: Energía depositada en los detectores SSB por las tres líneas de la fuente triple alfa.

Telescopio	Energía de la partícula alfa (MeV)		
	5.157	5.486	5.805
1	1.78	1.69	—
2	1.24	1.18	1.13
3	1.78	1.69	1.61
4	1.07	1.02	0.98

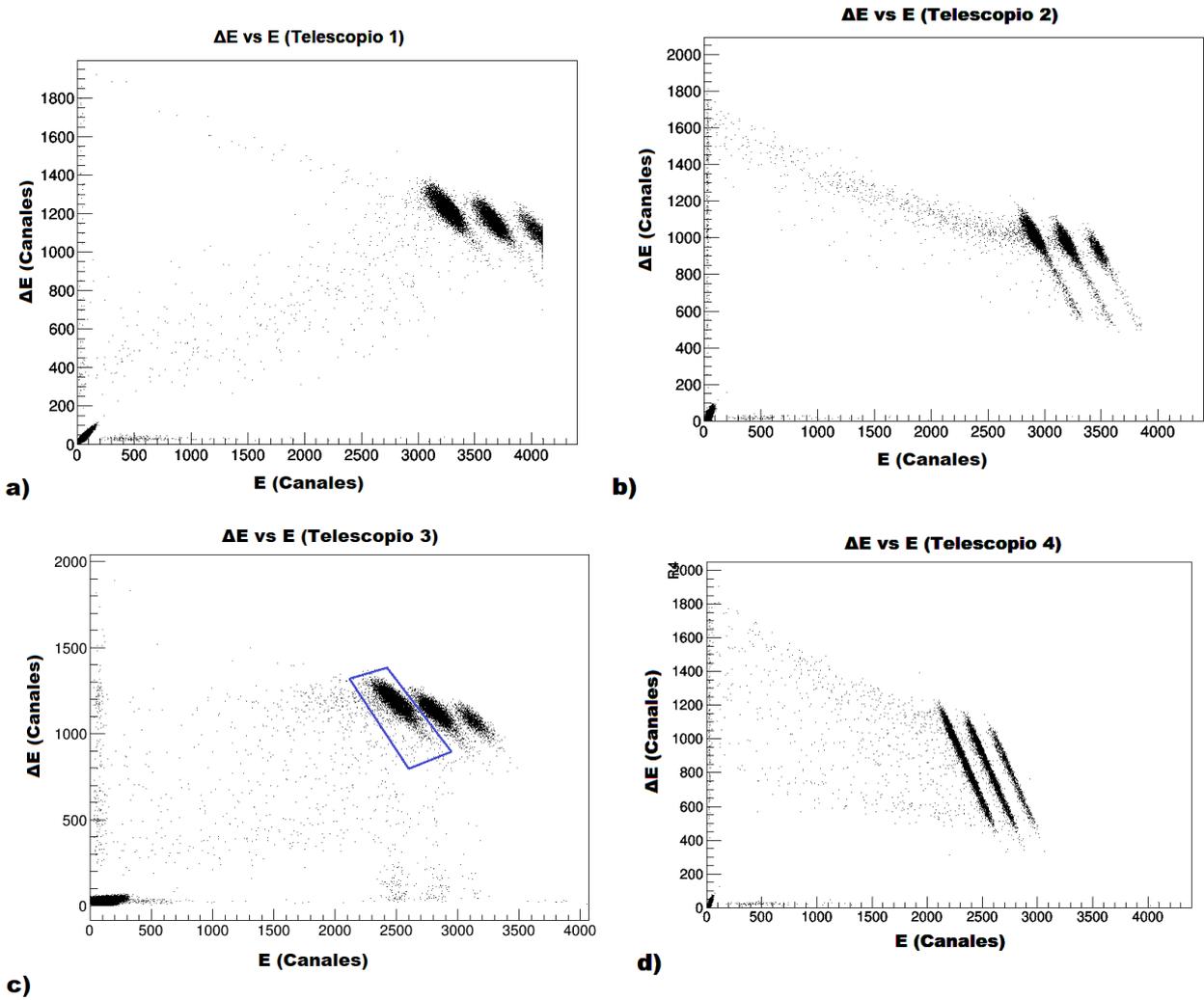


Figura 2.17: Gráficos SSB vs PIPS para la fuente triple alfa obtenidos en los cuatro sistemas telescopio. Se muestra, para el telescopio 3, la región de interés a proyectar correspondiente a la  $E_{\alpha} = 5.157$  MeV.

En la tabla 2.14 se muestran los resultados de las calibraciones en energía depositada de los detectores SSB y PIPS. Como puede observarse, todos los valores del parámetro  $\chi_{red}^2$  son bien cercanos a 1 lo que significa que las rectas de los ajustes reproducen muy bien los valores experimentales.

Tabla 2.14: Resultados de las calibraciones en energía de los detectores SSB y PIPS.

		Telescopio													
		1			2			3			4				
$\Delta E(\text{MeV})$	SSB	PIPS		SSB		PIPS		SSB		PIPS		SSB		PIPS	
		Canal	$\Delta E(\text{MeV})$	Canal	$\Delta E(\text{MeV})$	Canal	$\Delta E(\text{MeV})$	Canal	$\Delta E(\text{MeV})$	Canal	$\Delta E(\text{MeV})$	Canal	$\Delta E(\text{MeV})$	Canal	$\Delta E(\text{MeV})$
0.4	0.00147	292	0.78	771	0.29	256	0.95	702	0.39	262	0.88	642	0.23	196	1.11
0.46	0.175	313	0.99	923	0.31	262	1.13	816	0.43	297	1.07	774	0.25	202	1.3
1.69	-0.01294	1161	3.37	3266	1.31	932	3.91	2909	1.61	1083	3.37	2490	0.98	798	4.07
1.78	0.01523	1223	3.79	3671	1.18	971	4.29	3201	1.69	1131	3.79	2816	1.02	822	4.45
1.78	0.99957	1223	3.79	3671	1.24	1016	4.66	3473	1.78	1192	4.19	3126	1.07	847	4.81
Pendiente				0.00103	0.00124		0.00133		0.00149		0.00133		0.00126		0.00171
Incertidumbre ( $\times 10^{-5}$ )				0.973	0.992		0.384		0.657		0.646		1.938		1.283
Interecepto				0.00962	-0.01951		0.03497		0.00174		0.00133		-0.00367		0.06707
Incertidumbre				0.0246	0.00766		0.00969		0.0059		0.01442		0.01258		0.02612
$\chi^2$ reducido				0.99973	0.99975		0.99997		0.99992		0.99991		0.99905		0.99977

En la figura 2.18 se muestran los ajustes de la calibración de los detectores SSB y PIPS correspondientes al telescopio 3. Se muestran, además, los gráficos ya calibrados SSB vs PIPS para el haz de 1.9 MeV y la fuente triple alfa.

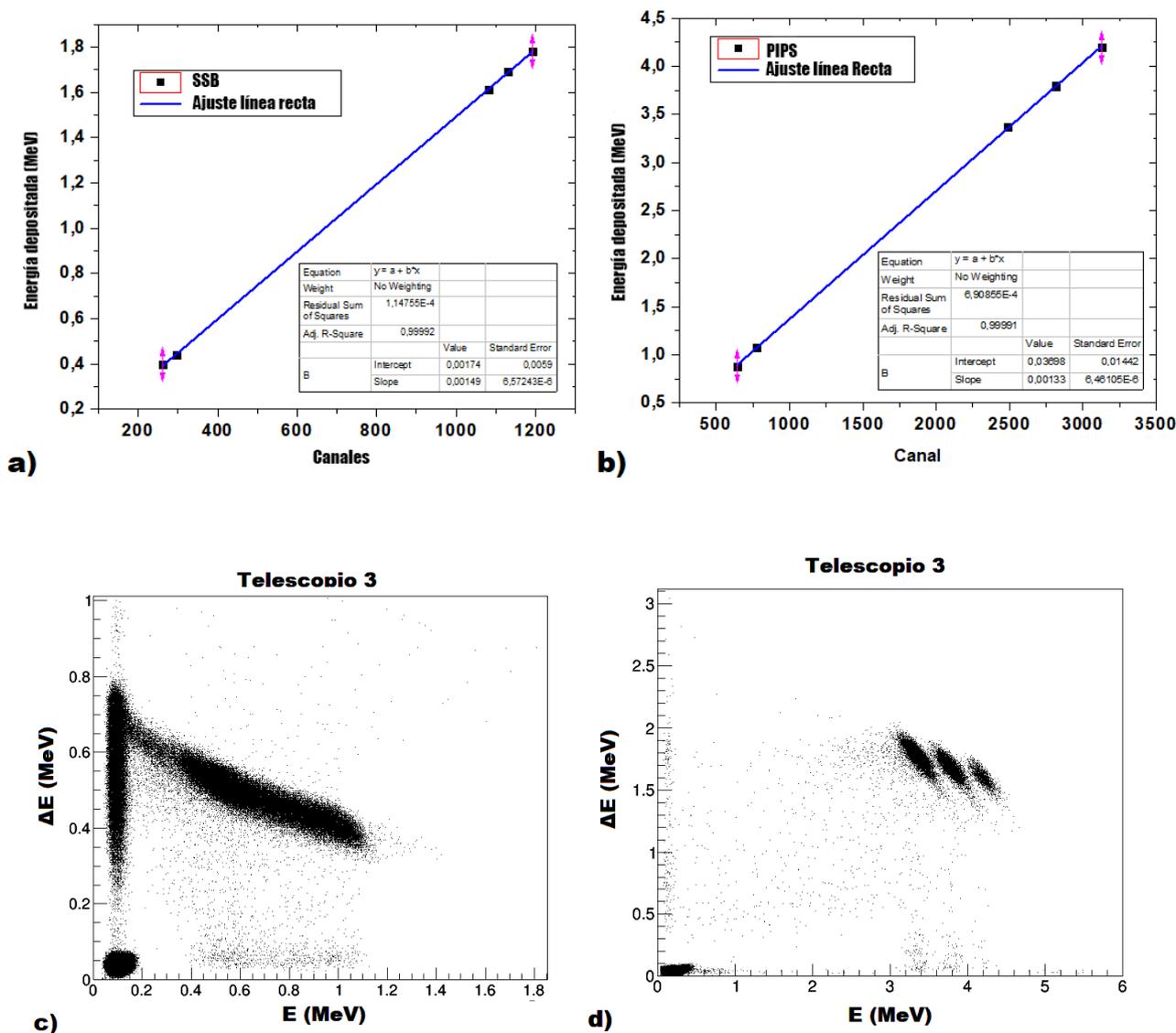


Figura 2.18: Ajustes de la calibración de los detectores SSB y PIPS correspondientes al telescopio 3. Se muestran, además, los gráficos ya calibrados  $\Delta E$  (SSB) vs  $E$  (PIPS) para el haz de 1.9 MeV y la fuente triple alfa.

## 2.7 Gráficos $\Delta E$ vs $E + \Delta E$ y Cortes Aplicados.

Una vez se tienen calibrados los detectores SSB ( $\Delta E$ ) y PIPS ( $E$ ) en energía depositada, se pueden obtener los gráficos  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  para cada telescopio. En la figura 2.19 se muestran estos gráficos para los cuatro sistemas telescopio, se observa la fuente triple alfa y el haz de protones de 1.9 MeV.

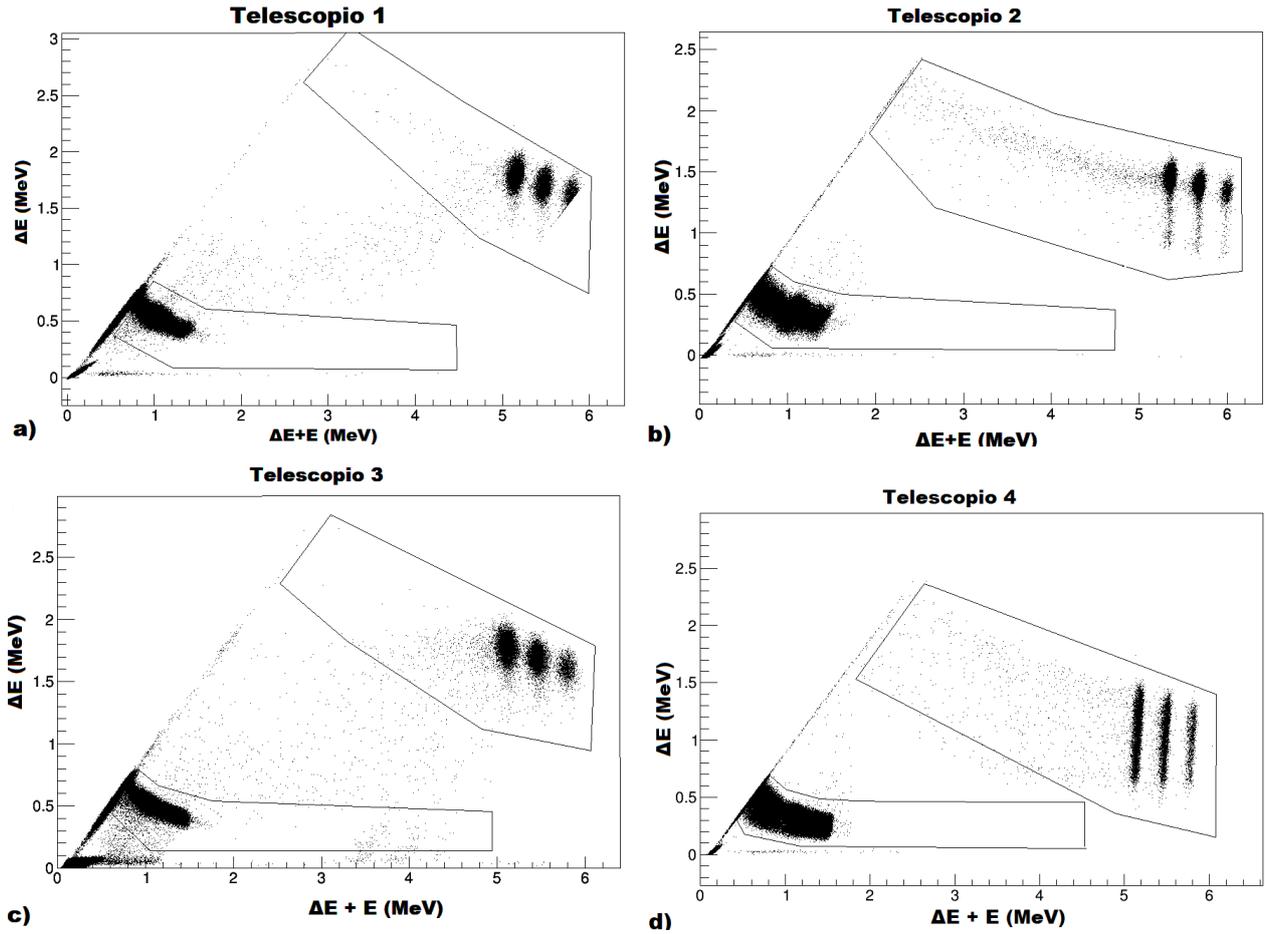


Figura 2.19: Gráficos  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  para los cuatro telescopios y regiones de interés (*bananas*) para protones y partículas alfa.

En estos gráficos se observa una línea recta a  $45^\circ$  que corresponde a los ceros de  $E$  (partículas que se frenan completamente en el  $\Delta E$ ) y una línea base horizontal de ruido electrónico.

Con el acelerador del LEMA solo podemos obtener haces de protones de hasta aproximadamente 2 MeV. Estos haces de protones al dispersarse en los núcleos de  $^{12}\text{C}$  llegan al detector con menos energía, sin embargo, los protones a las energías de interés astrofísico y para nuestra configuración experimental pueden tener energías de casi 5 MeV (grupo  $p_0$ ). Como se observa en la figura 2.19 los protones retrodispersados no cubren toda la región de interés y esto implica que la definición de los cortes o *bananas* sea bastante imprecisa.

Una vez contamos con los gráficos  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  se determinan las regiones donde deben aparecer los protones y las partículas alfa de las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, ya que se conocen las energías con las que salen los protones y las partículas alfas para cada ángulo de los telescopios ( $E + \Delta E$ ) y la energía que depositan en los detectores SSB ( $\Delta E$ ).

En la figura 2.19 se observan las estructuras llamadas *bananas* o cortes que delimitan las regiones donde deben aparecer los protones y las partículas alfa.

## 2.8 Reacciones Nucleares Contaminantes

Medir la sección eficaz de las reacciones  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  constituye todo un reto debido a sus valores extremadamente pequeños. Estas mediciones se vuelven más complicadas en la medida en que exista gran concentración de impurezas en el blanco empleado. Varios son los estudios que se han dedicado, como paso intermedio, a investigar el comportamiento de los blancos ante haces de  $^{12}\text{C}$ . En estos trabajos se enfocan en medir la variación del contenido de hidrógeno y deuterio en blancos de carbono con alto grado de pureza ante cambios de temperatura [4].

Cuando un haz de  $^{12}\text{C}$  colisiona con un blanco de  $^{12}\text{C}$ , la probabilidad de producir una reacción  $^{12}\text{C}+^1\text{H}$  son órdenes de magnitud mayor que la probabilidad de que ocurra la reacción  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  porque la barrera de Coulomb del sistema  $^{12}\text{C}+^1\text{H}$  es significativamente menor. El deuterio contribuye al fondo indeseado a través de un proceso denominado proceso de dos pasos. En este proceso, el deuterio es dispersado elásticamente por el haz de  $^{12}\text{C}$  a ángulos hacia adelante y luego colisiona con el  $^{12}\text{C}$  dentro del blanco produciendo un protón [40].

Los valores de secciones eficaces para el sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  muestran discrepancias entre sí y poseen barras de incertidumbre extremadamente grandes a energías por debajo de los 2.6 MeV asociados con un fondo inducido bastante grande por reacciones con impurezas en el blanco, fundamentalmente hidrógeno y deuterio (figura 1.7). Como las extrapolaciones del factor  $S$  difieren y las discrepancias entre los datos no son bien comprendidas, esta reacción nuclear necesita ser medida usando una configuración optimizada para reducir el problema del fondo inducido por el haz. Algunos han tratado de reducir la contaminación de hidrógeno de los blancos calentándolos de diferentes formas, ya sea usando resistencias térmicas para elevar la temperatura o con un haz irradiando el blanco durante horas. En todos los casos, se obtuvo un espectro más limpio a bajas energías debido a la reducción de la concentración de hidrógeno.

Para las mediciones de la reacción nuclear de fusión  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  existen ocho tipos diferentes de fondo inducido. Existen cuatro que se consideran como *procesos directos*:  $\text{p}(^{12}\text{C}, \text{p})^{12}\text{C}$ ,  $\text{d}(^{12}\text{C}, \text{d})^{12}\text{C}$ ,  $\text{p}(^{12}\text{C}, \text{d})^{11}\text{C}$  y  $\text{d}(^{12}\text{C}, \text{p})^{13}\text{C}$ . Como las reacciones de dispersión elástica no producen protones a ángulos hacia atrás y la reacción  $\text{p}(^{12}\text{C}, \text{d})^{11}\text{C}$  ( $Q = -16.497$  MeV) permanece cerrada a todas las energías de interés, solamente  $\text{d}(^{12}\text{C}, \text{p})^{13}\text{C}$  ( $Q = 2.722$  MeV) es importante para este estudio. Los otros cuatro se identifican como *procesos de dos pasos* pues son iniciados por el hidrógeno o el deuterio presente en el blanco que ha sido dispersados a ángulos hacia adelante por el haz. Sus interacciones posteriores con un núcleo de  $^{12}\text{C}$  en el blanco dan lugar a protones o deuterones *secundarios* a través de:  $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p})^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{d})^{11}\text{C}$  o  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{C}$  [2].

Para la configuración experimental del presente estudio, ni los protones ni los deuterones de la dispersión elástica secundaria son frenados en los detectores SSB y pueden no permanecer fuera de las regiones de interés de la reacción  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ . En resumen, para nuestras condiciones experimentales (bajas energías y ángulos hacia atrás) las impurezas de hidrógeno en el blanco contribuyen al fondo inducido a través de los *procesos de dos pasos*  $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p})^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$  y  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{C}$  o el *proceso directo*  $\text{d}(^{12}\text{C}, \text{p})^{13}\text{C}$ .

Tabla 2.15: Energía de los protones de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^2\text{H}, p)^{13}\text{C}$  y energía que depositan en los detectores SSB .

		$^{12}\text{C}(^2\text{H}, p)^{13}\text{C}$																	
		Energía del haz (MeV)																	
		4 MeV			5 MeV			5.25 MeV			5.5 MeV			6 MeV			6.3 MeV		
Telescopio	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	
1	1.69	0.35	1.65	0.36	1.64	0.36	1.63	0.36	1.61	0.36	1.61	0.37	1.61	0.37	1.61	0.37	1.61	0.37	
2	1.85	0.23	1.82	0.24	1.81	0.24	1.81	0.24	1.80	0.24	1.80	0.24	1.80	0.24	1.79	0.24	1.79	0.24	
3	2.09	0.30	2.08	0.30	2.08	0.30	2.08	0.30	2.08	0.30	2.08	0.30	2.08	0.30	2.08	0.30	2.08	0.30	
4	2.41	0.17	2.43	0.16	2.44	0.16	2.44	0.16	2.46	0.16	2.46	0.16	2.47	0.16	2.47	0.16	2.47	0.16	

El  $^2\text{H}$  puede llevar a cabo la reacción nuclear  $^2\text{H}(^{12}\text{C}, \text{p})^{13}\text{C}$ . En esta reacción se emiten protones y sus energías  $E_p$  (a los ángulos en que se encuentran posicionados los sistemas telescópico) así como las energías depositadas en los detectores SSB son semejantes a los protones que se obtienen como resultado de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  (tabla 2.15). Esta reacción nuclear indeseable puede dificultar la identificación de los protones emitidos en las reacciones nucleares objeto de estudio. La energía de estos protones disminuye al aumentar el ángulo de detección y disminuir la energía del haz de  $^{12}\text{C}$ . Sin embargo, su energía permanece prácticamente constante a ángulos mayores de  $90^\circ$  independientemente de la energía del haz, por este motivo estos protones contaminantes pueden superponerse a grupos diferentes en los espectros  $E + \Delta$  según la energía del haz de  $^{12}\text{C}$  y el ángulo de medición. Por otro lado, los protones emitidos de la reacción  $^{12}\text{C}(^2\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  también disminuyen su energía al aumentar el ángulo de medición y disminuir la energía del haz pero mantienen este comportamiento a ángulos mayores de  $90^\circ$ .

Incluso, para bajas energías del haz los espectros gamma también sufren de fondo bien intenso a  $E_\gamma = 2.36$  y  $3.09$  MeV, originados de las reacciones  $\text{H}(^{12}\text{C}, \gamma)^{13}\text{N}$  y  $\text{D}(^{12}\text{C}, \text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ , respectivamente [40]. Otras fuentes de fondo radioactivo que aumentan las incertidumbres en las mediciones de las secciones eficaces cuando se emplea la técnica de espectroscopía gamma provienen de los rayos gamma emitidos por los materiales naturalmente radioactivos existentes en la Tierra desde su formación (primigenios) y los materiales radiactivos generados por interacción de rayos cósmicos con materiales en la Tierra que originalmente no eran radioactivos (cosmogénicos). Por este motivo es importante emplear tanto blindajes activos como pasivos para mejorar la relación señal/ruido.

Por otro lado, el canal  $\alpha$  de la reacción de fusión nuclear  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , a bajas energías, no es afectado por la contaminación natural de  $^1\text{H}$  presente en el blanco:  $\text{p}(^{12}\text{C}, \alpha)^9\text{B}$  ( $Q=-7.55$  MeV) y  $\text{d}(^{12}\text{C}, \alpha)^{10}\text{B}$  ( $Q=-1.34$  MeV) [2].

Pequeñas cantidades de contaminación de elementos más ligeros que el carbono en el blanco introducen serios problemas de fondo especialmente a bajas energías. Ejemplo de esto son las dos resonancias encontradas a  $2.1$  y  $1.5$  MeV pero que recientemente se reportó se debían a contaminantes en el blanco [28]. Para evitar este fondo se han desarrollado técnicas de coincidencia partículas- $\gamma$  para medir esta reacción, sin embargo, esto requiere mayor eficiencia de detección de los productos de la reacción [41]. Las coincidencias con partículas ligeras ( $p$  y  $\alpha$ ) pueden ser muy eficientes, arreglos modernos de detectores de Si con ángulos sólidos bastante grandes como los detectores del tipo *Double-Sided Stripped-Si Detector* (DSSSD) permiten mejorar la estadística de estas mediciones [21]. En un estudio más ambicioso se empleará un detector DSSSD para medir estas reacciones nucleares, este sistema nos permitirá aumentar el ángulo sólido considerablemente y mejorar la estadística del presente estudio. Como un tercer paso se empleará este detector y técnicas de coincidencia con rayos gamma empleando un detector de germanio hiper-puro (HPGe).

En la figura 2.20 se muestra la ventaja de usar la técnica de coincidencia con rayos gamma. Estos espectros se tomaron con un detector DSSSD a  $30^\circ$  y a la energía de  $10$  MeV en el sistema de referencia del laboratorio. El espectro morado se obtuvo sin la técnica de coincidencia y el verde se obtuvo aplicando coincidencia con cualquier gamma detectado por un detector tipo Gammasphere formado por  $101$  detectores de Ge supresores Compton. En este espectro no aparecen las contaminaciones  $\text{H}(^{12}\text{C}, \text{p})$  y  $\text{D}(^{12}\text{C}, \text{d})$ . Si el canal  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{n})$  se encuentra abierto, aparece el pico gamma correspondiente a la energía  $E_\gamma = 0.451$  MeV correspondiente a la transición  $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$  en el núcleo de  $^{23}\text{Mg}$ . Los de color negro y rojo fueron en coincidencia con las transiciones  $E_\gamma = 0.440$  y  $1.634$  MeV, respectivamente. De la figura se observa cómo esta técnica permite medir de manera individual las secciones eficaces parciales de las reacciones  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ . Sumando estas secciones eficaces parciales se obtiene la sección eficaz total [8].

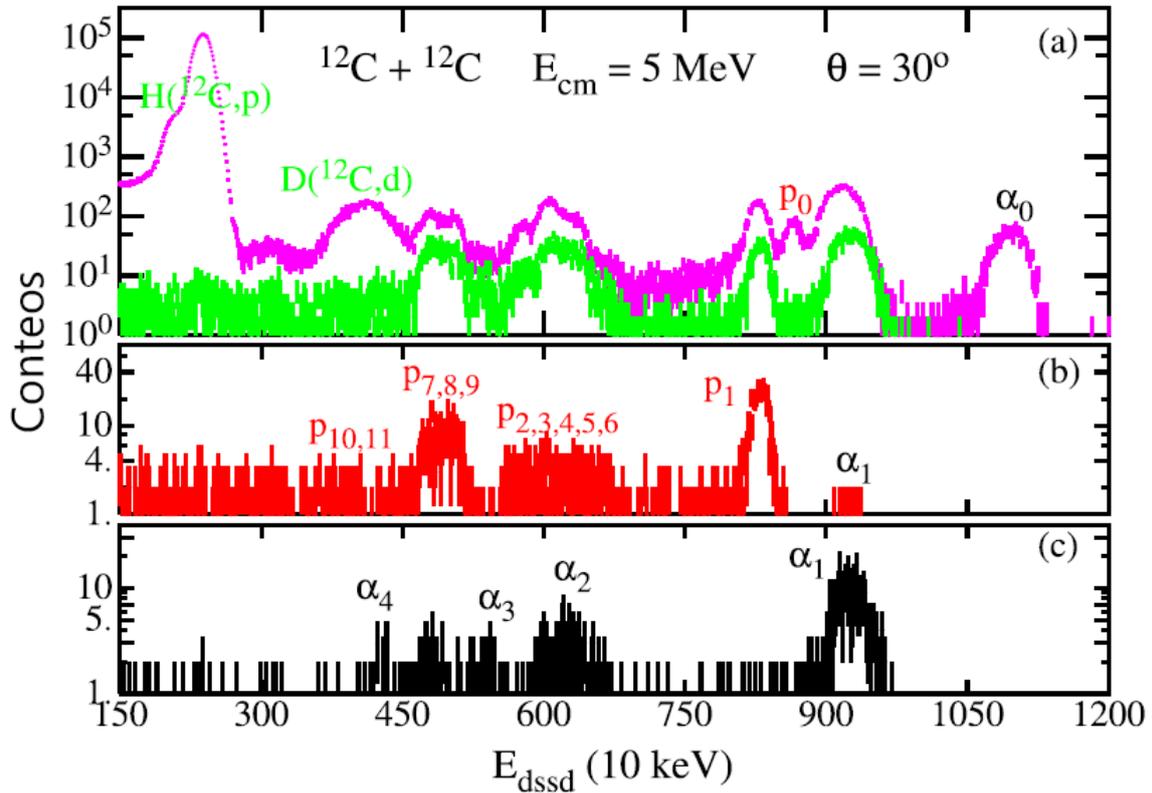


Figura 2.20: Espectro de partículas detectadas a  $30^\circ$  y  $E_{CM} = 5$  MeV. Morado: sin coincidencia  $\gamma$ , verde: coincidencia con cualquier  $\gamma$ , rojo: coincidencia con  $E_\gamma = 0.440$  MeV y negro: coincidencia con  $E_\gamma = 1.634$  MeV. No se observan las contaminaciones de las reacciones  $H(^{12}C, p)$  y  $D(^{12}C, d)$ . Modificada de [18].

Para mayores detalles sobre este experimento consúltese la referencia [18].

Los espectros medidos empleando la técnica de coincidencia reducen considerablemente el fondo radioactivo pero no lo eliminan completamente. En este caso se tienen las reacciones nucleares contaminantes:  $^{13}C(^{12}C, \alpha)^{21}Ne$  ( $Q=6.43$  MeV) y  $^{14}N(^{12}C, p)^{25}Mg$  ( $Q=8.77$  MeV) durante las cuales se emiten rayos gamma de  $E_\gamma = 0.35$  y  $0.39$  MeV, respectivamente. Otras fuentes importantes de fondo radioactivo son los eventos de coincidencia entre el grupo de protones  $p_1$  y los rayos gamma que provienen del fondo gamma natural (fondo cósmico) y los eventos de coincidencia entre  $p_1$  y los rayos gamma de Dispersión Compton que provienen de otros eventos [23]. Sin embargo, el empleo de esta técnica disminuye considerablemente la estadística de conteo motivo por el cual son necesarios arreglos de detectores muy eficientes que cubran grandes ángulos sólidos.

Incluso, en las mediciones directas de las secciones eficaces de la reacción  $^{12}C(^{12}C, n)^{23}Mg$  a energías estelares se tiene la contaminación inducida  $^{12}C(^{13}C, n)^{24}Mg$  ( $Q=8.99$  MeV). Esta reacción domina el yield total a muy bajas energías, cerca del umbral de la reacción  $^{12}C(^{12}C, n)^{24}Mg$ . Existe, además, otra fuente de fondo inducido asociado a la contaminación natural con hidrógeno:  $^2H(^{12}C, ^{13}N)n$  ( $Q=-0.28$  MeV) [10]. Los blancos de carbono contienen concentraciones de su isótopo estable  $^{13}C$ . Este isótopo posee una abundancia relativa del 1.1% mientras la abundancia del  $^{12}C$  es de 98.9% por lo cual puede reaccionar con el haz incidente de  $^{12}C$  y contribuir a la tasa de conteo medida para el sistema  $^{12}C + ^{12}C$ . Para investigar, de manera aproximada, la contribución del  $^{13}C$  a la tasa de conteo de la reacción  $^{12}C + ^{12}C$  pueden medirse haces de  $^{13}C$  a diferentes energías. Como se observa en la figura 1.6 las secciones eficaces de las reacciones  $^{13}C + ^{12}C$  y  $^{13}C + ^{13}C$  son muy similares y como la abundancia relativa del  $^{13}C$  en el blanco de carbono es solo del 1.1%, entonces la contribución de la reacción  $^{13}C + ^{13}C$  a la

tasa de conteo medida de  $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$  puede despreciarse. La energía del haz de  $^{13}\text{C}$  (dentro o lo más cerca posible del rango de energías de interés) se selecciona como la energía para la cual se obtiene la mayor diferencia entre las secciones eficaces de los sistemas  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  y  $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Para el resto de las energías esta diferencia es menor. Se mide de igual manera un haz de  $^{12}\text{C}$  a la misma energía y a este espectro del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  se le sustrae el 1.1% del espectro de  $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$  [2, 21].

Para medir los valores de las secciones eficaces se pueden emplear blancos delgados, esto evitaría las correcciones por el espesor del blanco, pero cuando se emplean haces muy intensos ( $\approx \mu\text{A}$ ) pudiera provocarse su deterioro. Los blancos delgados permiten hacer mediciones a ángulos hacia adelante pero en esta configuración experimental la contribución de los protones y los núcleos de deuterio contaminantes dispersados tras la colisión con el haz de  $^{12}\text{C}$  es mucho mayor ya que estos son dispersados a ángulos hacia adelante (figura 2.20).

En esta configuración la dispersión Rutherford  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  también es muy intensa (problema que no existe cuando se mide a ángulos hacia atrás). Esto implicaría la necesidad de colocar espesores de algún material como Al y Ni frente a los detectores para protegerlos de esta intensa dispersión la cual podría, incluso, provocar el mal funcionamiento de los detectores o su deterioro total. Este espesor se selecciona de manera tal que permita el paso de los protones y las partículas alfa y luego son necesarias correcciones para tener en cuenta la pérdida de energía.

Para un análisis y una explicación más detallada de los contaminantes presentes en el blanco y cómo determinar su contribución relativa a la tasa de cuentas medidas, consulte la referencia [2].

## 2.9 Cálculo de las Tasas de Conteo Esperadas

Las tasas de partículas se calcularon empleando de manera aproximada las secciones eficaces obtenidas por espectrometría gamma por Barrón-Palos *et al.* [3], los datos se muestran en la tabla 2.16 y la ecuación:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = n\sigma \frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \quad (2.7)$$

Tabla 2.16: Número de núcleos por unidad de área del blanco y ángulo sólido blanco-detector.

Número de núcleos por unidad de área ( $\text{m}^{-2}$ )	$7.96 \times 10^{21}$
Distancia blanco-detector (m)	0.1
Diámetro del detector (m)	$3.6 \times 10^{-3}$
Ángulo sólido (sr)	$1.0 \times 10^{-3}$

El término  $\Delta\Omega/4\pi$  se debe a que estas secciones eficaces reportadas han sido integradas por todo el ángulo sólido y se supone una emisión isótropa de las partículas emitidas.

El valor de  $n$  se calcula como:

$$n = \frac{N_A \rho t}{A_c}, \quad (2.8)$$

donde  $N_A$  es el número de Avogadro ( $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ),  $\rho$  es la densidad del carbono ( $2267 \text{ kg/m}^3$ ),  $A_c$  es su peso atómico ( $0.012 \text{ kg/mol}$ ) y  $t$  el espesor del blanco.

Para calcular  $n$  se necesita conocer el espesor del blanco de  $^{12}\text{C}$  pero en el presente trabajo se empleó un blanco grueso de 2 mm de espesor, este valor implicaría una sobreestimación de  $n$ .

El núcleo de  $^{12}\text{C}$  en la medida que penetra en el blanco pierde energía muy rápidamente y, teniendo en cuenta que la sección eficaz de la reacción  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  decrece exponencialmente con la disminución de la energía, es poco probable que ocurra la reacción. Por este motivo, esta reacción podemos considerar que ocurre a nivel de la superficie del blanco, no obstante, como aproximación hemos considerado un espesor de 1000 radios atómicos del  $^{12}\text{C}$  ( $r_a [^{12}\text{C}] = 67$  pm).

En las tablas 2.17 y 2.18 se muestran los resultados para protones y alfas, respectivamente. En estas tablas se puede observar cómo los valores de sección eficaz aumentan con la energía del haz (al alejarnos de la región de interés en astrofísica) y cómo al disminuir la energía del haz aumenta la intensidad del haz de  $^{12}\text{C}$ . Esto implica que existe un compromiso entre la energía del haz y la intensidad de la corriente.

Tabla 2.17: Tasas de protones esperadas para la reacción  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  para las intensidades y energías de los haces de  $^{12}\text{C}$  empleados.

Energía del haz (MeV)	Estado de carga ( $q^+$ )	Intensidad de corriente (A)	$\sigma_{p,\gamma}$ ( $\text{m}^2$ )	Tasas de conteo (protones/s)
4.0	3	$3.38 \times 10^{-5}$	$3.0 \times 10^{-37}$	$1.33 \times 10^{-5}$
5.0	4	$2.2 \times 10^{-6}$	$1.05 \times 10^{-36}$	$2.28 \times 10^{-6}$
5.25	4	$1.54 \times 10^{-6}$	$1.05 \times 10^{-36}$	$1.6 \times 10^{-6}$
5.5	5	$50 \times 10^{-9}$	$3.25 \times 10^{-36}$	$1.28 \times 10^{-7}$
6.0	5	$50 \times 10^{-9}$	$8.9 \times 10^{-36}$	$3.52 \times 10^{-7}$
6.3	5	$50 \times 10^{-9}$	$1.58 \times 10^{-35}$	$6.25 \times 10^{-7}$

Tabla 2.18: Tasas de partículas  $\alpha$  esperadas para la reacción  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  para las intensidades y energías de los haces de  $^{12}\text{C}$  empleados.

Energía del haz (MeV)	Estado de carga ( $q^+$ )	Intensidad de corriente (A)	$\sigma_{\alpha,\gamma}$ ( $\text{m}^2$ )	Tasas de conteo (alfas/s)
4.0	3	$3.38 \times 10^{-5}$	$3.0 \times 10^{-37}$	$1.33 \times 10^{-5}$
5.0	4	$2.2 \times 10^{-6}$	$1.15 \times 10^{-36}$	$2.5 \times 10^{-6}$
5.25	4	$1.54 \times 10^{-6}$	$1.15 \times 10^{-36}$	$1.75 \times 10^{-6}$
5.5	5	$50 \times 10^{-9}$	$4.2 \times 10^{-36}$	$1.66 \times 10^{-7}$
6.0	5	$50 \times 10^{-9}$	$1.3 \times 10^{-35}$	$5.14 \times 10^{-7}$
6.3	5	$50 \times 10^{-9}$	$1.58 \times 10^{-35}$	$1.62 \times 10^{-6}$

# Capítulo 3

## Resultados y Análisis

En las figuras 3.1 y 3.2 se muestran los esquemas de desintegración del  $^{20}\text{Ne}$  y el  $^{23}\text{Na}$ , respectivamente.

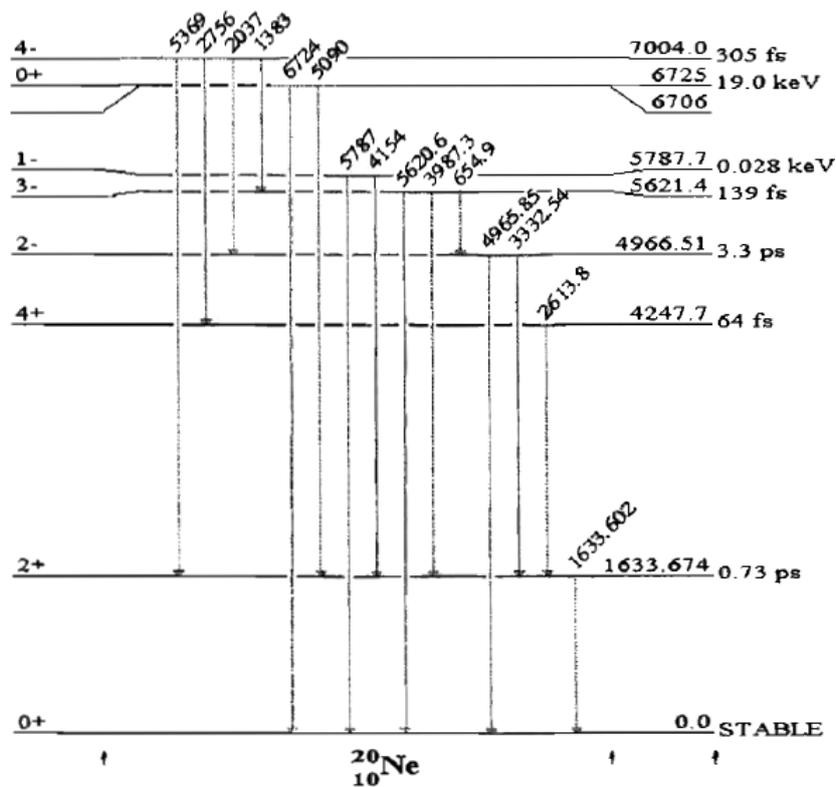


Figura 3.1: Esquema de desintegración del  $^{20}\text{Ne}$ . Tomado de [42].

Cuando ocurren las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  los núcleos residuales correspondientes no caen siempre directamente en su estado base, por ese motivo, los protones y las partículas alfa pueden ser emitidos con diferentes energías.

Cuando el núcleo residual cae directamente en su estado base, a los protones y partículas alfa emitidas se les denominan  $p_0$  y  $\alpha_0$ , respectivamente. Cuando el núcleo residual cae en el primer estado excitado, a los protones y partículas alfa se les denominan  $p_1$  y  $\alpha_1$ , respectivamente, y así sucesivamente con cada uno de los posibles estados excitados de los núcleos residuales. Los datos mostrados en la tabla 2.4 y 2.5 corresponden a  $\alpha_0$  y  $p_0$ , respectivamente.

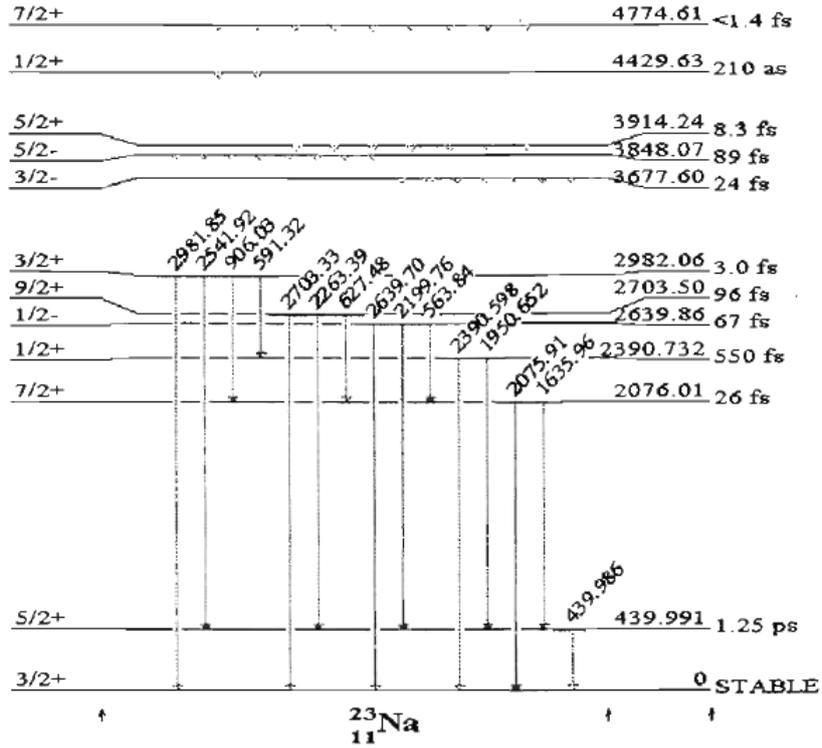


Figura 3.2: Esquema de desintegración del  $^{23}\text{Na}$ . Tomado de [42].

En las tablas 3.1, 3.2, 3.3, 3.4, 3.5 y 3.6 se muestran las energías de los protones ( $E_p$ ) y las partículas alfa ( $E_\alpha$ ) emitidas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente. Estos datos corresponden a las energías de los haces de  $^{12}\text{C}$  de 4.0, 5.25, 5.5, 6.0 y 6.3 MeV obtenidos con el LEMA. La energía del haz de  $^{12}\text{C}$  se conoce con una precisión mejor del 0.1%. En estas tablas se tiene en cuenta la posibilidad de que el núcleo residual caiga en un estado excitado y se muestran las energías que depositan estos protones y partículas alfa en los detectores SSB ( $\Delta E$ ) lo cual permite identificarlas en los gráficos  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$ . La columna correspondiente a la energía depositada de la partícula eyectada se deja en blanco cuando no pueden atravesar el detector SSB.

Tabla 3.1: Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de  $^{12}\text{C}$  de 4 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB.

Energía del haz: 4 MeV			Estado de carga ( $q^+$ ): 3		
$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$			$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$		
Telescopio	Grupo	$E_\alpha$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)
1	0	3.34	2.65	3.09	0.22
	1	2.30	2.30	2.72	0.24
	2	0.76		1.39	0.41
	3	0.40		1.15	0.49
	4	0.13		0.95	0.58
	5	0.07		0.91	0.61
2	0	3.62	1.65	3.24	0.15
	1	2.52	2.1	2.86	0.11
	2	0.87		1.49	0.28
	3	0.47		1.23	0.32
	4	0.16		1.03	0.37
	5			0.98	0.38
	6			0.76	0.47
	7			0.25	
	8			0.13	
9			0.1		
3	0	4.02	2.22	3.44	0.20
	1	2.84	2.52	3.05	0.22
	2	1.04		1.62	0.37
	3	0.59		1.35	0.43
	4	0.22		1.14	0.49
	5	0.14		1.08	0.52
	6			0.85	0.65
	7			0.29	
	8			0.17	
8			0.12		
4	0	4.54	1.18	3.69	0.12
	1	3.27	1.53	3.28	0.13
	2	1.3		1.78	0.21
	3	0.77		1.50	0.24
	4	0.32		1.28	0.27
	5	0.21		1.22	0.28
	6			0.97	0.33
	7			0.36	
	8			0.22	
9			0.16		

Tabla 3.2: Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de  $^{12}\text{C}$  de 5 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB.

Energía del haz: 5 MeV			Estado de carga ( $q^+$ ): 4		
			$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$	
Telescopio	Grupo	$E_\alpha$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)
1	0	3.43	2.59	3.40	0.20
	1	2.41		3.03	0.22
	2	0.90		1.71	0.35
	3	0.54		1.46	0.40
	4	0.26		1.27	0.45
	5	0.19		1.22	0.46
	6			1.01	0.55
	7			0.51	
	8			0.39	
	9			0.35	
	10			0.05	
2	0	3.74	1.60	3.57	0.14
	1	2.66		3.19	0.15
	2	1.04		1.82	0.24
	3	0.64		1.57	0.26
	4	0.31		1.37	0.29
	5	0.24		1.32	0.3
	6			1.1	0.35
	7			0.56	0.48
	8			0.44	
	9			0.39	
	10			0.07	
3	0	4.19	2.14	3.80	0.19
	1	3.02		3.41	0.2
	2	1.25		1.99	0.31
	3	0.79		1.72	0.35
	4	0.41		1.51	0.39
	5	0.32		1.45	0.40
	6			1.22	0.46
	7			0.65	
	8			0.51	
	9			0.46	
	10			0.09	
4	0	4.78	1.14	4.09	0.11
	1	3.52		3.69	0.12
	2	1.55		2.19	0.18
	3	1.03		1.91	0.20
	4	0.57		1.69	0.22
	5	0.46		1.63	0.22
	6			1.38	0.25
	7			0.76	0.40
	8			0.61	0.46
	9			0.56	0.46
	10			0.13	

Tabla 3.3: Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de  $^{12}\text{C}$  de 5.25 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB.

Energía del haz: 5.25 MeV			Estado de carga ( $q^+$ ): 4		
Telescopio	Grupo	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$		$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$	
		$E_\alpha$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)
1	0	3.46	2.57	3.47	0.2
	1	2.44		3.11	0.22
	2	0.94		1.79	0.34
	3	0.58		1.54	0.38
	4	0.29		1.35	0.42
	5	0.22		1.30	0.44
	6			1.09	0.51
	7			0.58	
	8			0.47	
	9			0.42	
	10			0.11	
2	0	3.77	1.59	3.65	0.14
	1	2.69	2.08	3.27	0.15
	2	1.08		1.91	0.23
	3	0.68		1.65	0.25
	4	0.35		1.45	0.28
	5	0.27		1.40	0.29
	6			1.18	0.33
	7			0.65	0.52
	8			0.52	
	9			0.47	
	10			0.13	
3	0	4.23	2.12	3.89	0.18
	1	3.07	2.7	3.5	0.2
	2	1.3		2.08	0.30
	3	0.84		1.81	0.33
	4	0.46		1.6	0.37
	5	0.37		1.54	0.38
	6			1.31	0.44
	7			0.74	0.65
	8			0.6	
	9			0.55	
	10			0.17	
4	0	4.84	1.13	4.19	0.11
	1	3.58	1.42	3.79	0.12
	2	1.62		2.3	0.17
	3	1.09		2.01	0.19
	4	0.63		1.79	0.21
	5	0.52		1.73	0.21
	6			1.48	0.24
	7			0.86	0.36
	8			0.71	0.42
	9			0.66	0.45
	10			0.22	

CAPÍTULO 3. RESULTADOS Y ANÁLISIS

Tabla 3.4: Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de  $^{12}\text{C}$  de 5.5 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB.

Energía del haz: 5.5 MeV			Estado de carga ( $q^+$ ): 5		
$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$			$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$		
Telescopio	Grupo	$E_\alpha$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)
1	0	3.48	2.55	3.55	0.2
	1	2.47		3.19	0.21
	2	0.98		1.87	0.33
	3	0.61		1.62	0.36
	4	0.32		1.43	0.41
	5	0.26		1.38	0.42
	6			1.17	0.48
	7			0.66	
	8			0.54	
	9			0.5	
	10			0.17	
	11		0.01		
2	0	3.81	1.58	3.73	0.14
	1	2.73	2.06	3.36	0.15
	2	1.12		1.99	0.22
	3	0.72		1.74	0.24
	4	0.39		1.54	0.27
	5	0.31		1.48	0.28
	6			1.26	0.31
	7			0.73	0.49
	8			0.6	0.51
	9			0.55	0.47
	10			0.2	
	11		0.02		
3	0	4.27	2.1	3.98	0.18
	1	3.12	2.719	3.6	0.199
	2	1.35		2.17	0.293
	3	0.89		1.9	0.325
	4	0.51		1.69	0.357
	5	0.41		1.64	0.367
	6	0.01		1.46	0.416
	7	0.01		0.83	0.667
	8			0.69	0.616
	9			0.64	
	10			0.25	
	11		0.03		
4	0	4.90	1.12	4.30	0.11
	1	3.64	1.4	3.89	0.11
	2	1.68		2.40	0.17
	3	1.16		2.11	0.18
	4	0.7		1.89	0.2
	5	0.58		1.83	0.2
	6	0.03		1.58	0.23
	7	0.02		0.96	0.33
	8			0.82	0.38
	9			0.76	0.4
	10			0.32	
	11		0.05		

Tabla 3.5: Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de  $^{12}\text{C}$  de 6 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB.

Energía del haz: 6 MeV			Estado de carga ( $q^+$ ): 5		
			$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$		$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$
Telescopio	Grupo	$E_\alpha$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)
1	0	3.54	2.52	3.71	0.19
	1	2.53		3.34	0.21
	2	1.05		2.03	0.31
	3	0.69		1.78	0.34
	4	0.39		1.59	0.37
	5	0.32		1.54	0.38
	6	0.03		1.32	0.43
	7	0.03		0.81	0.67
	8			0.69	0.61
	9			0.65	
	10			0.30	
	11			0.114	
2	0	3.87	1.56	3.9	0.13
	1	2.8		3.53	0.14
	2	1.2		2.16	0.21
	3	0.8		1.91	0.23
	4	0.47		1.71	0.25
	5	0.39		1.65	0.25
	6	0.04		1.43	0.28
	7	0.04		0.89	0.41
	8			0.76	0.47
	9			0.71	0.50
	10			0.35	
	11			0.13	
3	0	4.36	2.06	4.17	0.17
	1	3.21		3.78	0.19
	2	1.45		2.36	0.27
	3	1.0		2.09	0.3
	4	0.61		1.87	0.32
	5	0.51		1.82	0.33
	6	0.07		1.59	0.37
	7	0.06		1.014	0.55
	8			0.87	0.64
	9			0.82	0.67
	10			0.42	
	11			0.17	
4	0	5.02	1.1	4.5	0.1
	1	3.77		4.1	0.11
	2	1.81		2.6	0.16
	3	1.29		2.32	0.17
	4	0.82		2.1	0.18
	5	0.71		2.04	0.19
	6	0.12		1.79	0.21
	7	0.11		1.17	0.29
	8			1.02	0.32
	9			0.96	0.33
	10			0.51	0.43
	11			0.23	

Tabla 3.6: Energías de los protones y las partículas alfa eyectadas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de  $^{12}\text{C}$  de 6.3 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB.

Energía del haz: 6.3 MeV			Estado de carga ( $q^+$ ): 5		
			$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$		$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$
Telescopio	Grupo	$E_\alpha$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)
1	0	3.57	2.5	3.80	0.19
	1	2.57		3.44	0.2
	1	1.09		2.12	0.29
	2	0.73		1.87	0.32
	3	0.43		1.68	0.35
	4	0.36		1.63	0.36
	5	0.05		1.42	0.41
	6	0.05		0.9	0.61
	7			0.78	0.68
	8			0.74	0.65
	9			0.39	
	10		0.18		
2	0	3.91	1.55	4.0	0.13
	1	2.85		3.63	0.14
	2	1.25		2.26	0.2
	3	0.85		2.01	0.22
	4	0.52		1.81	0.24
	5	0.44		1.76	0.24
	6	0.07		1.53	0.27
	7	0.07		0.99	0.38
	8	0.01		0.86	0.43
	9			0.81	0.45
		10			0.44
	11		0.218		
3	0	4.42	2.03	4.28	0.17
	1	3.27		3.89	0.18
	2	1.51		2.47	0.26
	3	1.06		2.2	0.29
	4	0.66		1.99	0.31
	5	0.57		1.93	0.32
	6	0.11		1.7	0.35
	7	0.1		1.12	0.5
	8	0.01		0.98	0.57
	9			0.93	0.6
		10			0.52
	11		0.26		
4	0	5.09	1.08	4.62	0.1
	1	3.84		4.22	0.11
	2	1.89		2.73	0.15
	3	1.36		2.44	0.16
	4	0.9		2.22	0.18
	5	0.79		2.16	0.18
	6	0.19		1.91	0.20
	7	0.18		1.29	0.27
	8	0.03		1.14	0.29
	9			1.08	0.3
		10			0.63
	11		0.34		

En la figura 3.3 se muestran los gráficos  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  obtenidos con haces de  $^{12}\text{C}$  de 5 MeV (telescopio 2), 5.25 MeV (telescopio 2 y 4), 6 MeV (telescopio 4) y 6.3 MeV (telescopio 1 y 4) donde se obtuvo señales de interés dentro de las *bananas* de los protones.

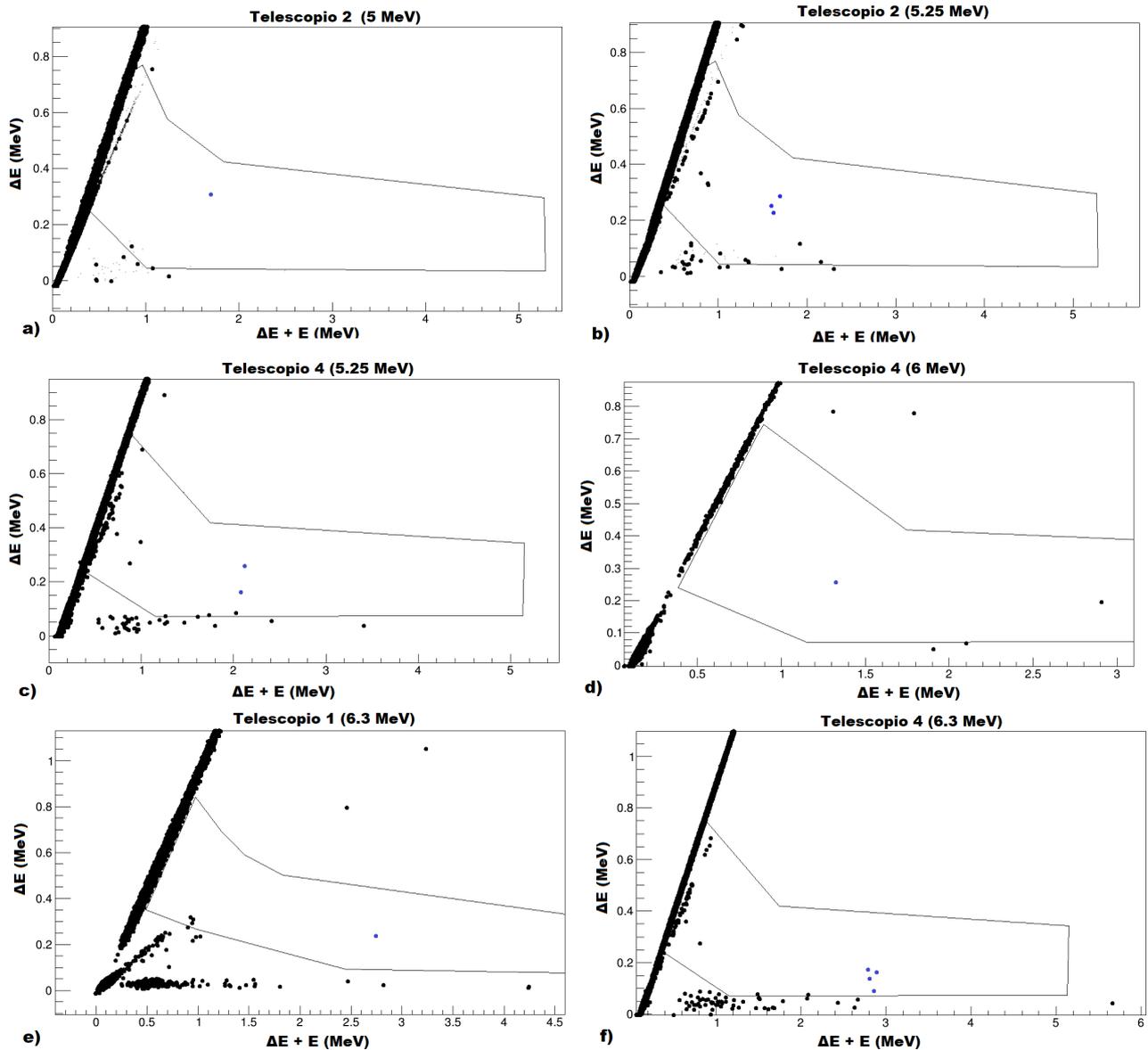


Figura 3.3: Gráficos  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  obtenidos con haces de  $^{12}\text{C}$  de 5 MeV (telescopio 2), 5.25 MeV (telescopio 2 y 4), 6 MeV (telescopio 4) y 6.3 MeV (telescopio 1 y 4).

Como las secciones eficaces del sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  a energías de interés astrofísico son muy pequeñas las tasas de conteo son muy bajas, por ese motivo es muy importante tener un espectro de protones y partículas alfa lo más limpio posible. El primer paso es restar el fondo natural y el ruido electrónico a cada uno de los espectros medidos. Con este objetivo se mide el fondo radioactivo varios días con la misma configuración experimental. Una vez medido el fondo se obtiene el espectro  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  correspondiente. Este espectro se le resta a todos los espectros restantes medidos a las diferentes energías de haz de  $^{12}\text{C}$  [2]. En el presente trabajo no se sustrajeron las contribuciones del fondo radioactivo y el ruido electrónico. En la figura 3.3 se observa cómo el ruido electrónico se localiza en una zona específica de los gráficos  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$ .

La línea a  $45^\circ$  representa aquellos eventos donde  $\Delta E + E = \Delta E$ , es decir, eventos donde se depositó energía en los detectores SSB pero no en los PIPS correspondientes. Si seleccionamos un corte tomando toda esta línea y la proyectamos en los detectores SSB, se observan picos correspondientes a la dispersión de  $^{12}\text{C}$  en posibles contaminantes más pesados que el  $^{12}\text{C}$ . Se puede observar una línea base horizontal de ruido en la región cercana a  $\Delta E = 0$ . Este ruido está muy cerca de la región donde se esperan los protones de la reacción  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y, junto con la baja estadística de nuestras mediciones, hará muy complicado afirmar si las señales de interés obtenidas en las *bananas* son protones o parte de este ruido.

En estos gráficos se obtuvo señales dentro de la región de interés para protones (puntos de colores en la figura 3.3). Estas señales poseen valores correspondientes de energía depositada (figura 2.6) en los detectores SSB ( $\Delta E$ ) y de energía ( $\Delta E + E$ ) similares a los valores esperados para los protones  $p_0$ ,  $p_1$  y  $p_2$  fundamentalmente (tablas de la 3.1 a la 3.6) y a los protones de la reacción contaminante  $^{12}\text{C}(^2\text{H}, \text{p})^{13}\text{C}$ . Sin embargo, debido a la pobre estadística de nuestras mediciones no podemos decir, en caso fuesen protones, de qué reacción nuclear provienen  $^{12}\text{C}(^2\text{H}, \text{p})^{13}\text{C}$  o  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ . En el caso que fuesen protones de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ , tampoco se puede decir a qué grupo pertenecen.

En la tabla 3.7 se muestran los valores de energía depositada ( $\Delta E$ ) y energía ( $E + \Delta E$ ) de los puntos de interés correspondientes a los gráficos  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  representados en la figura 3.3.

Tabla 3.7: Valores de energía depositada ( $\Delta E$ ) y energía ( $\Delta E + E$ ) de los puntos de interés correspondientes a los gráficos  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  para los diferentes haces de  $^{12}\text{C}$  medidos.

	$\Delta E$ (MeV)	$E + \Delta E$ (MeV)
Telescopio 2 (5 MeV)	0.31	1.68
Telescopio 2 (5.25 MeV)	0.28	1.69
	0.25	1.61
	0.22	1.62
Telescopio 4 (5.25 MeV)	0.25	2.12
	0.16	2.07
Telescopio 4 (6 MeV)	0.26	1.33
Telescopio 1 (6.3 MeV)	0.23	2.73
Telescopio 4 (6.3 MeV)	0.17	2.78
	0.16	2.89
	0.13	2.80
	0.09	2.86

De las tabla 2.17 y 2.18 podemos ver que la energía más conveniente para medir las secciones eficaces de las reacciones nucleares de fusión  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  es de 5.0 MeV porque ofrece el valor más grande de la tasa de conteo. Con el objetivo de mejorar la estadística de nuestras mediciones se diseña una montura con una distancia detector SSB-blanco de 5 cm, esto permite aumentar el ángulo sólido en un factor cuatro. En la tabla 3.8 y 3.9 se muestran los valores de estas tasas de conteo estimadas para esta nueva distancia blanco-detector.

Tabla 3.8: Tasas de protones calculadas para la reacción  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  para las intensidades y energías de los haces de  $^{12}\text{C}$  empleados y una distancia blanco-detector de 5 cm.

Energía del haz (MeV)	Estado de carga ( $q^+$ )	Intensidad de corriente (A)	$\sigma_{p,\gamma}$ ( $\text{m}^2$ )	Tasas de conteo (protones/s)
4.0	3	$3.38 \times 10^{-5}$	$3.0 \times 10^{-37}$	$5.35 \times 10^{-5}$
5.0	4	$2.2 \times 10^{-6}$	$1.05 \times 10^{-36}$	$9.14 \times 10^{-6}$
5.25	4	$1.54 \times 10^{-6}$	$1.05 \times 10^{-36}$	$6.4 \times 10^{-6}$
5.5	5	$50 \times 10^{-9}$	$3.25 \times 10^{-36}$	$5.14 \times 10^{-7}$
6.0	5	$50 \times 10^{-9}$	$8.9 \times 10^{-36}$	$1.41 \times 10^{-7}$
6.3	5	$50 \times 10^{-9}$	$1.58 \times 10^{-35}$	$2.5 \times 10^{-6}$

 Tabla 3.9: Tasas de partículas  $\alpha$  calculadas para la reacción  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  para las intensidades y energías de los haces de  $^{12}\text{C}$  empleados y una distancia blanco-detector de 5 cm.

Energía del haz (MeV)	Estado de carga ( $q^+$ )	Intensidad de corriente (A)	$\sigma_{\alpha,\gamma}$ ( $\text{m}^2$ )	Tasas de conteo (alfas/s)
4.0	3	$3.38 \times 10^{-5}$	$3.0 \times 10^{-37}$	$5.35 \times 10^{-5}$
5.0	4	$5.355 \times 10^{-5}$	$1.15 \times 10^{-36}$	$1.00 \times 10^{-5}$
5.25	4	$1.54 \times 10^{-6}$	$1.15 \times 10^{-36}$	$7.01 \times 10^{-6}$
5.5	5	$50 \times 10^9$	$4.2 \times 10^{-36}$	$6.65 \times 10^{-7}$
6.0	5	$50 \times 10^{-9}$	$1.3 \times 10^{-35}$	$2.06 \times 10^{-6}$
6.3	5	$50 \times 10^9$	$1.58 \times 10^{-35}$	$6.49 \times 10^{-6}$

En la figura 3.4 se muestra el gráfico  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  correspondiente al telescopio 1. Se pueden observar un grupo de cuentas dentro de la región de interés (color azul). Sin embargo, si comparamos la figura 3.4 con las tasas de conteo esperadas para los protones y partículas alfa, podemos apreciar que no se corresponden. Estas tasas de conteos para  $p_0$  y  $\alpha_0$  son aproximadamente iguales, pero en la gráfica no se observan cuentas en la región donde se esperan las partículas alfa. Por ese motivo, pudiera ser que estas cuentas observadas en la *banana* de los protones tengan su origen en la contaminación natural de hidrógeno presente en el blanco.

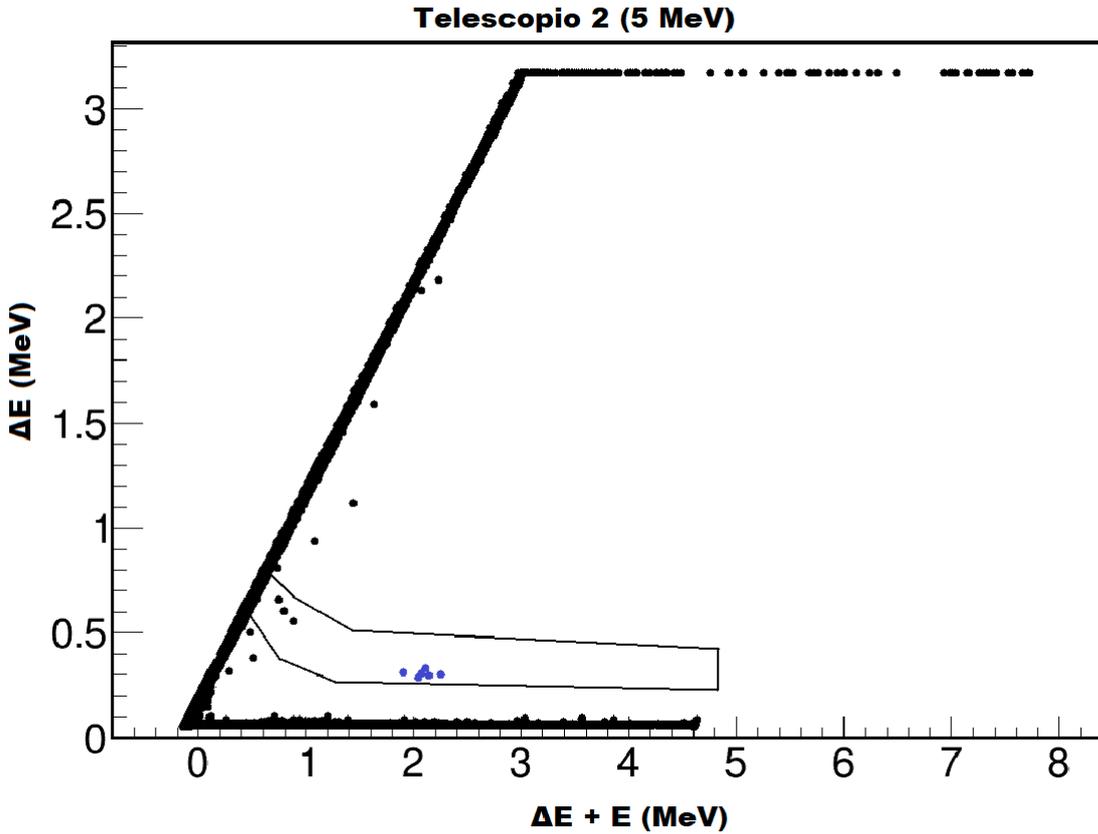


Figura 3.4: Gráfico  $\Delta E$  vs  $E + \Delta E$  correspondiente al telescopio 1 para la energía del haz de  $^{12}\text{C}$  de 5 MeV.

En la tabla 3.10 se observan los valores de energía ( $E_p$ ) y energía depositada ( $\Delta E$ ) de estas cuentas observadas en la región de interés:

Tabla 3.10: Energía depositada ( $\Delta E$ ) y energía ( $\Delta E + E$ ) de las cuentas obtenidas dentro del corte de protones en el telescopio 1 para la energía de 5 MeV del haz de  $^{12}\text{C}$ .

	$\Delta E$ (MeV)	$\Delta E + E$ (MeV)
Telescopio 1 (5 MeV)	0.25	2.09
	0.27	2.18
	0.27	2.28
	0.27	2.28
	0.28	2.11
	0.28	1.94
	0.30	2.16

En la tabla 3.11 se muestran las energías de los protones emitidos ( $E_p$ ) de la reacción contaminante  $^{12}\text{C}(^2\text{H}, \text{p})^{13}\text{C}$  y las energías que depositan ( $\Delta E$ ) en los detectores SSB.

En la tabla 3.12 se muestran las energías de las partículas emitidas de las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , así como las energías que depositan en los detectores SSB.

En esta última medición se obtuvo un mayor número de cuentas en la región de interés donde se esperan los protones emitidos de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ , sin embargo, la estadística sigue siendo pobre por lo cual no se puede asegurar que sean protones y en el caso que lo fuesen no podemos decir de cuál reacción nuclear proviene o a qué grupo pertenece.

Tabla 3.11: Energía de los protones emitidos ( $E_p$ ) de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(^2\text{H}, \text{p})^{13}\text{C}$  y la energía que depositan en los detectores SSB ( $\Delta E$ ).

$^{12}\text{C}(^2\text{H}, \text{p})^{13}\text{C}$			
Energía del haz: 4 MeV			
Telescopio	Ángulo ( $^\circ$ )	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)
1	116	2.16	0.29
2	153	1.62	0.26
3	148	1.66	0.36

Tabla 3.12: Energías de los protones y las partículas alfa emitidas tras ocurrir las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , respectivamente, para el haz de  $^{12}\text{C}$  de 6.3 MeV. Se muestran, además, las energías depositadas por estas partículas en los detectores SSB.

Energía del haz: 5 MeV			Estado de carga ( $q^+$ ): 4		
$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$			$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$		
Telescopio	Grupo	$E_\alpha$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\Delta E$ en SSB (MeV)
1	0	4.33	2.07	3.87	0.18
	1	3.14	2.72	3.48	0.20
	1	1.32		2.04	0.3
	2	0.85		1.76	0.34
	3	0.45		1.55	0.38
	4	0.35		1.49	0.39
	5			1.26	0.45
	6			0.67	
	7			0.54	
2	8			0.48	
	9			0.1	
	0	3.39	1.74	3.37	0.15
	1	2.37	2.03	3.01	0.16
	2	0.88		1.69	0.25
	3	0.53		1.45	0.28
	4	0.25		1.26	0.31
	5	0.19		1.21	0.32
	6			1.0	0.38
	7			0.5	
3	8			0.39	
	9			0.34	
	10			0.05	
	0	3.47	2.56	3.42	0.2
	1	2.44	2.44	3.05	0.22
	2	0.92		1.72	0.35
	3	0.55		1.47	0.39
	4	0.26		1.28	0.44
	5	0.2		1.23	0.46
	6			1.02	0.55
7			0.51		
8			0.4		
9			0.35		
10			0.05		

Este experimento constituye un paso previo a trabajos futuros donde se empleará un detector del tipo *Doubled Sided Silico Strip Detectors* (DSSSD) modelo W1 de la compañía Micron Semiconductor Ltd. en coincidencia gamma con un detector de Germanio hiper-puro HPGe. Este detector DSSSD (figura 3.5) tienen un área activa nominal de  $49.50 \times 49.50 \text{ mm}^2$  y un espesor de  $20 \mu\text{m}$ . El área activa nominal de los detectores SSB utilizados es de  $10 \text{ mm}^2$  lo cual representa solo el 0.4% de este detector DSSSD. Con este detector el ángulo sólido aumentará en un factor 245 y permitirá mejorar la estadística de nuestras mediciones. A su vez, la técnica en coincidencia permitirá reducir considerablemente el fondo inducido por el haz debido a contaminantes de hidrógeno y deuterio presentes en el blanco.

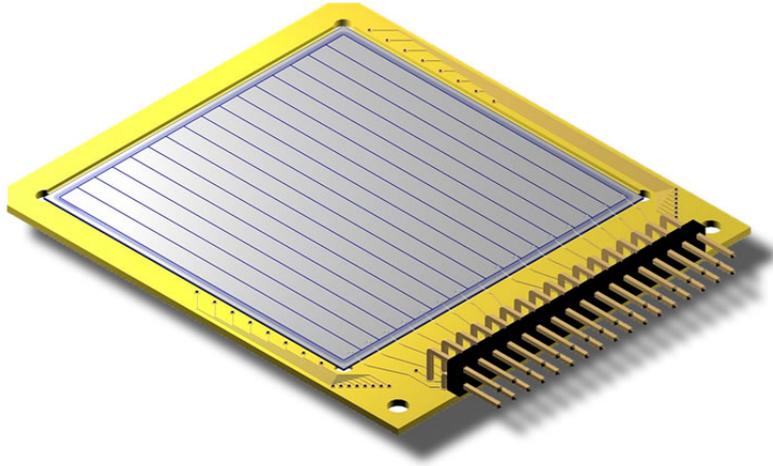


Figura 3.5: Detector del tipo *Doubled Sided Silicon Strip Detectors* (DSSSD) modelo W1 con un área activa de  $49.50 \times 49.50 \text{ mm}^2$  y un espesor de  $20 \mu\text{m}$ .

# Capítulo 4

## Conclusiones

En la presente tesis se estudiaron las reacciones nucleares de fusión  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  midiendo los protones y las partículas alfa emitidas por los núcleos residuales  $^{23}\text{Na}$  y  $^{20}\text{Ne}$ , respectivamente.

Con este objetivo se diseñó una montura y cuatro sistemas telescopio con detectores semiconductores de barrera superficial de silicio (SSB) y del tipo *Passivated Implanted Planar Silicon* (PIPS) colocados a los ángulos de 105, 120, 135 y 150°. Estos detectores se calibraron en energías depositadas utilizando una fuente triple alfa ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{244}\text{Cm}$ ) y haces de protones de 1.7 y 1.9 MeV obtenidos en el LEMA.

Se determinaron los espesores de los detectores SSB empleando dos métodos: a partir de la deposición de energías de las tres líneas alfa y a través del mejor ajuste, para varios espesores de los SSB, de las curvas de calibración de los ocho detectores, encontrando coincidencia entre ambos métodos.

Se obtuvo los gráficos  $E$  vs  $E + \Delta E$  para cada uno de los telescopios y se identificaron las regiones de interés donde deben aparecer los protones y las partículas alfa (*bananas* o *cortes*) de las reacciones nucleares objeto de estudio.

Se calcularon las tasas de conteo de las partículas alfa y protones para la configuración experimental, las intensidades y energías de haz de  $^{12}\text{C}$  utilizados en el LEMA. Se midieron haces de  $^{12}\text{C}$  de 4.0, 5.0, 5.25, 5.5, 6.0 y 6.3 MeV de energía en el sistema de referencia del laboratorio.

En las regiones de interés de cada telescopio (*bananas* o *cortes*) se obtuvo cuentas que podrían ser protones pero teniendo en cuenta que las energías de los protones de las reacciones nucleares  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{p})^{23}\text{Na}$  y  $^{12}\text{C}(^2\text{H},\text{p})^{13}\text{C}$  son cercanas entre sí, que los valores de las secciones eficaces son muy pequeñas y tienen incertidumbres muy grandes, que las tasas de conteo estimadas son muy bajas y se midió muy poco tiempo, no se puede asegurar si son protones aunque esas pocas cuentas se encuentren en la región estimada según sus energías de eyección y las energías que depositan en los detectores SSB.

Este experimento constituye un paso previo al empleo de un arreglo telescópico conformado por dos detectores de partículas cargadas DSSSD (*Doubled Sided Silicon Strip Detectors*) y dos del tipo PAD en coincidencia gamma con un detector de HPGe (*High-purity Germanium*). Los detectores DSSSD tienen un área activa mucho más grande que los SSB y los PIPS empleados en el presente trabajo lo cual permitirá mejorar considerablemente la estadística por concepto de ángulo sólido. El modo de operación en coincidencia permitirá a reducir el fondo inducido por el haz debido, fundamentalmente, a contaminantes de hidrógeno y deuterio en el blanco.

# Referencias Bibliográficas

- [1] Carmen Angulo. *Experimental Tools for Nuclear Astrophysics*, volume 764, pages 253–282. 11 2008.
- [2] Elia Lizeth Morales Gallegos. *Carbon burning in stars: An experimental study of the  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  reaction towards astrophysical energies*. PhD thesis, The University of Edinburgh, 8 2017.
- [3] Libertad Barrón Palos. *Medidas de sección eficaz de fusión para el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a energías de interés astrofísico*. Master's thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, Octubre 2005.
- [4] L. Morales-Gallegos, M. Aliotta, A. Di Leva, L. Gialanella, D. Schürmann, M. De Cesare, T. Davinson, G. Imbriani, M. Romano, M. Romoli, and F. Strieder.  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reactions at astrophysical energies: Tests of targets behaviour under beam bombardment. *AIP Conference Proceedings*, 1595(1):254–257, 2014.
- [5] Bucher, B., Fang, X., Tang, X.D., Tan, W.P., Almaraz-Calderon, S., Alongi, A., Ayangeakaa, A.D., Beard, M., Best, A., Browne, J., Cahillane, C., Couder, M., Dahlstrom, E., Davies, P., deBoer, R., Kontos, A., Lamm, L., Long, A., Lu, W., Lyons, S., Ma, C., Moncion, A., Notani, M., Patel, D., Paul, N., Pignatari, M., Roberts, A., Robertson, D., Smith, K., Stech, E., Talwar, R., Thomas, S., and Wiescher, M. Constraining the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  fusion cross section for astrophysics. *EPJ Web of Conferences*, 93:03009, 2015.
- [6] A. Tumino, C. Spitaleri, S. Cherubini, L. Guardo, M. Gulino, I. Indelicato, M. La Cognata, L. Lamia, R. G. Pizzone, S. M. R. Puglia, G. G. Rapisarda, S. Romano, M. L. Sergi, and R. Spartá. C-burning via the trojan horse method. *AIP Conference Proceedings*, 1852(1):030003, 2017.
- [7] Bucher, B., Fang, X., Tang, X.D., Tan, W.P., Almaraz-Calderon, S., Alongi, A., Ayangeakaa, A.D., Beard, M., Best, A., Browne, J., Cahillane, C., Couder, M., Dahlstrom, E., Davies, P., deBoer, R., Kontos, A., Lamm, L., Long, A., Lu, W., Lyons, S., Ma, C., Moncion, A., Notani, M., Patel, D., Paul, N., Pignatari, M., Roberts, A., Robertson, D., Smith, K., Stech, E., Talwar, R., Thomas, S., and Wiescher, M. Constraining the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  fusion cross section for astrophysics. *EPJ Web of Conferences*, 93:03009, 2015.
- [8] Michael G. Mazarakis and William E. Stephens. Experimental measurements of the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  nuclear reactions at low energies. *Phys. Rev. C*, 7, Oct 1972.
- [9] M Limongi and Alessandro Chieffi.  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reaction and astrophysical implications. page 010, 01 2013.

- [10] Tang, X.D., Bucher, B., Fang, X., Heger, A., Almaraz-Calderon, S., Alongi, A., Ayangeakaa, A.D., Beard, M., Best, A., Browne, J., Cahillane, C., Couder, M., deBoer, R.J., Kontos, A., Lamm, L., Li, Y.J., Long, A., Lu, W., Lyons, S., Notani, M., Patel, D., Paul, N., Pignatari, M., Roberts, A., Robertson, D., Smith, K., Stech, E., Talwar, R., Tan, W.P., Wiescher, M., and Woosley, S.E. First direct measurement of  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}$  at stellar energies. *EPJ Web of Conferences*, 109:04009, 2016.
- [11] Cataclysm iii (2002). <http://www.space-art.co.uk/image.php?gallery=stars-nebulae&image=cataclysmic-variable-3>. Accessed: 2019-01-16.
- [12] Andrew Cumming and Lars Bildsten. Carbon flashes in the heavy-element ocean on accreting neutron stars. *The Astrophysical Journal Letters*, 559(2):L127, 2001.
- [13] C. Rolfs and W. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*. The University of Chicago Press, 1988.
- [14] L. Barrón-Palos, E.F. Aguilera, J. Aspiazu, A. Huerta, E. Martínez-Quiroz, R. Monroy, E. Moreno, G. Murillo, M.E. Ortiz, R. Policroniades, A. Varela, and E. Chávez. Absolute cross sections measurement for the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  system at astrophysically relevant energies. *Nuclear Physics A*, 779:318 – 332, 2006.
- [15] S Esposito, G Mangano, Gennaro Miele, Ilenia Picardi, and O Pisanti. Neutrino energy loss rate in a stellar plasma. *Nuclear Physics B*, 658:217–253, 05 2003.
- [16] Richard A. Wolf. Rates of nuclear reactions in solid-like stars. *Phys. Rev.*, 137:B1634–B1643, Mar 1965.
- [17] E. E. Salpeter. Nuclear reactions in the stars. i. proton-proton chain. *Phys. Rev.*, 88:547–553, Nov 1952.
- [18] C L Jiang, M Albers, S Almaraz-Calderon, M Alcorta, B B Back, P Bertone, B Bucher, P Collon, S Courtin, C M Deibel, B DiGiovine, H Esbensen, X Fang, J Greene, F Haas, D J Henderson, R V F Janssens, T Lauritsen, A Lefebvre-Schuhl, C J Lister, S T Marley, R Pardo, M Paul, K E Rehm, D Seweryniak, X D Tang, C Ugalde, and S Zhu. Study of the fusion reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  at low beam energy. *Journal of Physics: Conference Series*, 420(1):012120, 2013.
- [19] L. R. Gasques D. G. Yakovlev, M. Beard and M. Wiescher. A simple analytic model for astrophysical s-factors. Oct 2010.
- [20] Azni Aziz, Norhasliza Yusof, Hasan Abu Kassim, and Muhammad Firihi. Reliability of the double-folding potential for fusion cross sections of light systems. *Physical Review C*, 91:015811, 01 2015.
- [21] Jiang, C.L. Heavy-ion fusion hindrance in systems with positive q value. *EPJ Web of Conferences*, 17:01002, 2011.
- [22] K. U. Kettner, H. Lorenz-Wirzba, and C. Rolfs. The  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reaction at subcoulomb energies (i). *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 298(1):65–75, Mar 1980.
- [23] C.L. Jiang, K.E. Rehm, X. Fang, X.D. Tang, M. Alcorta, B.B. Back, B. Bucher, P. Collon, C.M. Deibel, B. DiGiovine, J.P. Greene, D.J. Henderson, R.V.F. Janssens, T. Lauritsen, C.J. Lister, S.T. Marley, R.C. Pardo, D. Seweryniak, C. Ugalde, S. Zhu, and M. Paul. Measurements of fusion cross-sections in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  at low beam energies using a particle-coincidence technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 682:12 – 15, 2012.

- [24] J. R. Patterson, H. Winkler, and C. S. Zaidins. Experimental Investigation of the Stellar Nuclear Reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Low Energies. , 157:367, July 1969.
- [25] D Santiago-Gonzalez, C.L. Jiang, K.E. Rehm, M Alcorta, Sergio Almaraz-Calderon, M Avila, Akaa Ayangeakaa, Birger Back, D Bourgin, Brian Bucher, M.P. Carpenter, Sandrine Courtin, H.M. David, C.M. Deibel, Clayton Dickerson, Brad Digiovine, Xiao Fang, John Greene, Florent Haas, and Songming Zhu. Fusion measurements of  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  at energies of astrophysical interest. *EPJ Web of Conferences*, 117:09011, 05 2016.
- [26] P Rosales, Eli Aguilera, Enrique Martinez Quiroz, Ghiraldo Murillo, R Policroniades, A Varela, E Moreno, M Fernández, H Berdejo, Juan Aspiazu, D Lizcano, and Herminio Martínez-García. Sub-coulomb fusion excitation function for  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . *Revista Mexicana de Fisica Supplement*, 49, 06 2003.
- [27] H.W. Becker et al. *Atoms and Nuclei*, pages 305–312, 1981.
- [28] J. Zickefoose. Measurement and advances toward the gamow energy. *PhD thesis*, 2009.
- [29] T Spillane, F Raiola, C Rolfs, D Schürmann, Frank Strieder, Selina Zeng, Hans-Werner Becker, Cristina Bordeanu, L Gialanella, M Romano, and Jeffrey Schweitzer.  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  fusion reactions near the gamow energy. *Physical review letters*, 98:122501, 03 2007.
- [30] I. Dominguez O. Straniero J. Isern E. Bravo, L. Piersanti and J. A. Escartin. Type ia supernovae and the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reaction rate. *Astronomy and Astrophysics*, Septiembre 2011.
- [31] Alexis Diaz-Torres and Michael Wiescher. Quantum partner-dance in the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  system yields sub-coulomb fusion resonances. *Journal of Physics: Conference Series*, 492(1):012006, 2014.
- [32] L. R. Gasques, M. Wiescher, and D. G. Yakovlev. A unified equation for the reaction rate in dense matter stars. *AIP Conference Proceedings*, 947(1):341–347, 2007.
- [33] E. F. Aguilera, P. Rosales, E. Martinez-Quiroz, G. Murillo, M. Fernández, H. Berdejo, D. Lizcano, A. Gómez-Camacho, R. Policroniades, A. Varela, E. Moreno, E. Chávez, M. E. Ortíz, A. Huerta, T. Belyaeva, and M. Wiescher. New  $\gamma$ -ray measurements for  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  sub-coulomb fusion: Toward data unification. *Phys. Rev. C*, 73:064601, Jun 2006.
- [34] Randall L. Cooper, Andrew W. Steiner, and Edward F. Brown. Possible resonances in the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  fusion rate and superburst ignition. *The Astrophysical Journal*, 702(1):660, 2009.
- [35] M.E. Ortiz, C. Solís, and E. Chávez. *Espectrometría de Masas con Aceleradores*. Laboratorio Nacional, Universidad Nacional Autónoma de México, 2018.
- [36] Frank Strieder. Carbon burning in stars—prospects for underground measurements of the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  fusion reactions. *Journal of Physics: Conference Series*, 202(1):012025, 2010.
- [37] Francisco Favela. Isonav. <https://github.com/ffavela/isonav>.
- [38] Mayer Matej. Simra. <https://home.mpcdf.mpg.de/~mam/>.
- [39] Glassy carbon: typical properties. [https://www.tokaicarbon.co.jp/en/products/fine\\_carbon/pdf/Glassy\\_carbon.pdf](https://www.tokaicarbon.co.jp/en/products/fine_carbon/pdf/Glassy_carbon.pdf). Accessed: 2019-01-16.

- [40] L Morales-Gallegos, M Aliotta, A Di Leva, L Gialanella, D Schürmann, M De Cesare, T Davinson, G Imbriani, M Romano, and M Romoli. Tests of carbon targets for  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reactions at astrophysical energies. *Journal of Physics: Conference Series*, 578(1):012002, 2015.
- [41] Santiago-Gonzalez, D., Jiang, C.L., Rehm, K.E., Alcorta, M., Almaraz-Calderon, S., Avila, M.L., Ayangeakaa, A.D., Back, B.B., Bourgin, D., Bucher, B., Carpenter, M.P., Courtin, S., David, H.M., Deibel, C.M., Dickerson, C., DiGiovine, B., Fang, X., Greene, J.P., Haas, F., Henderson, D.J., Janssens, R.V.F., Jenkins, D., Lai, J., Lauritsen, T., Lefebvre-Schuhl, A., Montanari, D., Pardo, R.C., Paul, M., Seweryniak, D., Tang, X.D., Ugalde, C., and Zhu, S. Fusion measurements of  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  at energies of astrophysical interest. *EPJ Web of Conferences*, 117:09011, 2016.
- [42] P. Ekström S. Y. Chu and R. B. Firestone. Isotope explorer users manual. 1998.
- [43] Alak Ray. Massive stars as thermonuclear reactors and their explosions following core collapse. Jul 2009.