



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

“Medida de la sección eficaz  
de la reacción de captura  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C O

P R E S E N T A:

Jose Luis Perez Munive

DIRECTOR DE TESIS:

Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí



2012



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.

*Dedicado a Karen E. Pérez Arriaga*

## Agradecimientos

Agradezco a DIOS por existir y por todo lo que me ha permitido conocer.

A mis PADRES, a mis HERMANOS porque sé que cuento con su cariño y amistad incondicional, y por último pero no menos importante a Flor E. Arriaga A. por darme una niña preciosa.

Agradezco a mi asesor el Dr. Efraín Chávez por su apoyo: tanto en mi servicio social como en la tesis, por su completa disposición de tiempo para con un servidor aclarando dudas (aquí también incluiría mucha paciencia), así como también por su amistad.

A la Dra. María Esther O. y al Dr. Eduardo Andrade I. por el apoyo para obtener beca.

Al técnico Eustacio Pérez, al técnico Arcadio Huerta, al técnico Carlos Valencia, a Héctor C. Manjarrez, al Taller del IFUNAM y al Ing. Marco A. Veytia, debido a que con el apoyo de los antes mencionados pude tener los dispositivos necesarios para llevar a cabo mi tesis y concluirla de manera satisfactoria.

A Nallely G. Iturralde por su cariño y amistad brindada.

A mis amigos: tanto de la Facultad de Ciencias como del IFUNAM, en especial a Omar W. Vásquez ya que fue uno de mis mejores amigos de la facultad.

Al apoyo económico de los proyectos: CONACYT 82692, CONACYT 51600 y DGAPA IN-18310.

# Índice:

Resumen-----	1
CAPITULO I. Motivación y antecedentes:-----	2
CAPITULO II. Teoría-----	6
¿Qué es un núcleo?-----	6
Reacción nuclear-----	7
Sistemas de referencia-----	8
Ángulo sólido-----	11
Sección eficaz $\sigma$ -----	11
Barrera coulombiana-----	12
Ventana de Gamow-----	13
Factor astrofísico $S$ -----	14
Ciclo CNO-----	15
Nucleosíntesis explosiva-----	15
Flashes de helio-----	16
Características del $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ -----	16
Interacción de fotones con la materia-----	17
Dispersión compton-----	18
Producción de pares-----	19
Efecto fotoeléctrico-----	19
La fuente emisora de rayos gamma de $^{60}\text{Co}$ -----	20
Efecto doppler relativista-----	20
Detectores de HpGe-----	21
CAPITULO III. Metodología experimental-----	24
El acelerador Van de Graaff de 5.5 MV-----	24
Mantenimiento del detector Camberra de HpGe-----	25
Instalación del experimento-----	27
Toma de datos de radiación de fondo-----	30
Toma de datos de sección eficaz-----	31
CAPITULO IV. Datos-----	33
CAPITULO V. Conclusiones-----	41
APÉNDICE ÚNICO-----	43
Bibliografía-----	44

## Resumen

En el presente trabajo se muestra que en el Laboratorio Van de Graaff de 5.5 MV del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México se puede hacer estudios de medición de sección eficaz de reacciones de captura de  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  a una energía cercana a la primera resonancia para el  $^{13}\text{N}$  en el estado  $\frac{1}{2}^+$ , emitiendo un rayo gamma  $E_\gamma=2366$  keV; el valor Q de la reacción es  $Q=1.94$  MeV. Esta reacción es de importancia para el ciclo CNO. Para la medición se utilizó un blanco de  $^{12}\text{C}$  y un haz de protones con una energía de  $E_p=1.92$  MeV. Los datos obtenidos son comparados en forma de factor astrofísico S con la literatura especializada.

## CAPITULO I. Motivación y antecedentes:

En la actualidad se han desarrollado nuevos experimentos y técnicas para explorar las reacciones nucleares a las energías a las que se dan en los sistemas estelares. La quema<sup>i</sup> de hidrógeno en el interior de una estrella ocurre en dos secuencias: la cadena pp (la secuencia principal) y el ciclo CNO (Carbón-Nitrógeno-Oxígeno). Este último está directamente relacionado con el estudio realizado en este trabajo y se ofrecen algunos detalles a continuación.

En 1965 Hoyle y Fowler [1] encontraron que la quema de hidrógeno en el ciclo CNO para estrellas súper masivas (cuya masa es  $M > 10^3 M_{\text{sol}}$ ) ocurre a una temperatura central de la estrella cercana a  $8 \times 10^7$  K y la temperatura en la superficie llega a  $7 \times 10^4$  K [2]. Este ciclo es un proceso catalítico el cual requiere de la presencia inicial del Carbón, Nitrógeno y Oxígeno, este proceso consta de una fase caliente  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  y una fase fría  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  [3] [4] como se ve en la figura I.1, que es una representación de la quema de hidrógeno en el ciclo CNO basado en el concepto de ciclo cuadrado entrelazado (son de hecho tres ciclos conectados entre sí) que da una buena idea del mecanismo crítico de la quema de hidrógeno en una estrella.

La fase caliente del ciclo CNO juega un papel importante<sup>5</sup>, especialmente en el caso de estrellas de masa superior a  $1.5 M_{\text{sol}}$  [6], tanto en la evolución estelar y la generación de energía, como en el proceso de nucleosíntesis.

Debido a las razones antes mencionadas es necesario conocer la probabilidad de que el ciclo CNO inicie y de ahí la importancia de la medida de la sección eficaz de  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  ya que es la detonadora de las demás reacciones dando como resultado la evolución de la estrella.

Cabe señalar que, de acuerdo a los cálculos actuales de evolución estelar, una estrella que contiene una cierta concentración de  $^{12}\text{C}$  en el momento de su formación, ésta se mantiene aproximadamente constante por mucho tiempo, tal como se ve en la figura I.1. Por último el ciclo CNO es más sensible a la temperatura que las cadenas pp<sup>ii</sup>, que dominan a bajas temperaturas [7].

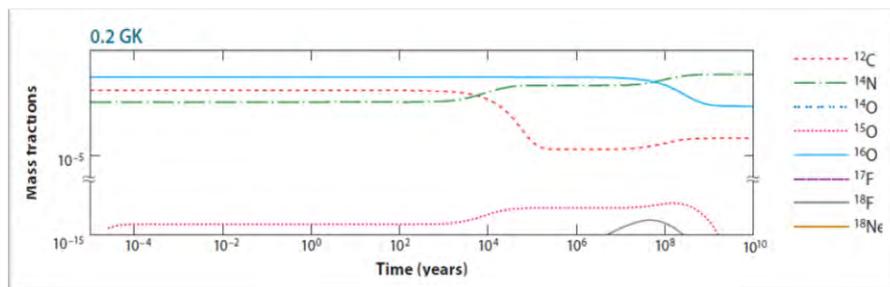


Figura I.1.  $T = 10^8$  K y  $\rho = 10^3$  cm<sup>-3</sup>. Simulación de la pérdida de la masa con respecto al tiempo para una estrellas como nuestro sol [11].

<sup>i</sup> La fusión termonuclear de un cierto elemento se llama “quemado” de este elemento.

<sup>ii</sup> Reacción protón-protón para el quemado de hidrógeno durante la secuencia principal.

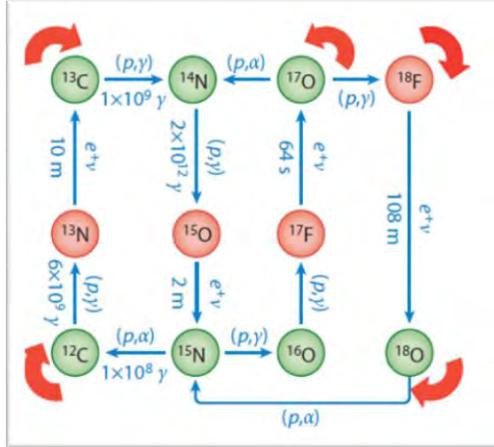


Figura 1.2. El ciclo cuadrado entrelazado CNO que consta del ciclo CN y NO [8].

En 1936 C. F. von Weizsäcker [9] fue el primero en sugerir que la cadena pp era una posible fuente de energía de una estrella, en 1938 Bethe & Critchfield [10] derivó el formalismo actual, en 1953 fue identificada como la fuente primaria de energía de las estrellas [11].

El ciclo CNO es un proceso catalítico que necesita la presencia inicial dentro de la estrella de Carbono y Nitrógeno. Entre 1938 von Weizsäcker [12] y en 1939 Bethe [13] propuso el primer ciclo CN como un posible mecanismo de quema de hidrógeno en las estrellas. En 1957 Burbidge et al [14] propusieron el segundo ciclo NO el cual es mantenido por la abundancia de Oxígeno en la materia estelar. Por último en 1974 Rolfs & Rodney [15] encontraron evidencia del tercer ciclo debido a la captura radiativa de protones en  $^{17}\text{O}$ .

La reacción  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  ha sido estudiada desde 1950 [5 16 17 18 19], en un amplio rango de energía del protón, llegando a medirse la sección eficaz de captura a una energía mínima de  $E_{c.m.}=70$  keV.

Los primeros en estudiar esta reacción a altas energías ( $E \geq 1$  MeV) fueron Warburton y Funsten [20] con  $E_p$  entre 14-20 MeV en 1962, dando como resultado que las gammas observadas correspondían a decaimientos hacia los primeros estados excitados del  $^{12}\text{C}$  (4.43, 12.7 y 15.1 MeV), y además, encontraron tres resonancias adicionales correspondientes a niveles de  $^{13}\text{N}$  (18.1, 18.65 y 19.8 MeV).

Para 1974 Rolfs y Azuma [21] estudiaron la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  para  $E_p$  entre 150 keV y 2500 keV, los resultados de esta captura radiativa dieron como resultado la obtención de los 2 primeros estados de resonancia del  $^{13}\text{N}$  que corresponden a las energías de 457 keV( $1/2^+$ ) y 1699 keV( $3/2^-$ ), también encontró que para  $E_p \leq 1$  MeV la teoría diverge con respecto a los resultados que se obtienen en el laboratorio, prediciendo secciones eficaces mucho mayores.

En 1977 Heggie y Switkowski [22] encontraron el valor de  $Q = (1944.01 \pm 0.22)$  keV (para una definición del valor  $Q$ , ver la sección II) a partir de la captura de gammas de la reacción  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  para la misma reacción con una  $E_p = 774$  keV. Este experimento tiene como fin el de corroborar el valor teórico de  $Q$ , toma en cuenta los resultados obtenidos por Rolfs (mencionado arriba) con respecto al primer estado de resonancia del  $^{13}\text{N}$  (457 keV).

En 1983 Matulewicz [23] analiza los datos obtenidos por Rolfs y Azuma (mencionado arriba) para  $E_p \leq 1$  MeV, debido a que la sección eficaz que se obtuvo es diferencial, Matulewicz trabaja sobre estos datos y muestra una sección eficaz total al normalizar el máximo a  $102 \mu\text{b}$ , dando como resultado para la primera resonancia un valor de  $E_p = 457$  keV.

El conocimiento preciso de las características de la primera resonancia que ocurre en la reacción que aquí presentamos es vital en diversas áreas de conocimiento, no sólo en astrofísica nuclear, sino en estructura nuclear. En 1992 Hinds [24] midió nuevamente la sección eficaz de esta reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  en la vecindad de esa energía y deriva los parámetros actualmente aceptados tanto para la anchura de la resonancia como para la posición (energía) de la misma:  $0.53$  MeV y  $0.46$  MeV respectivamente

En 2001 esta reacción es nuevamente objeto de revisión: Nesaraja et al [25] considerando que las reacciones  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  y  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  son dos de las primeras del ciclo CNO, y que se cuenta con observaciones de la abundancia de  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  en la superficie de una estrella presentan medidas del cociente del factor astrofísico  $S$  (ver sección II para su definición) de  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N} / ^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  a partir de una energía mínima del haz de protones de  $E_p = 160$  keV (en este experimento se utilizó una corriente de haz de  $60 \mu\text{A}$  lo que, como veremos más adelante es realmente extraordinario).

En 2008 Burtebaev [26] hace un nuevo análisis esta reacción a partir de datos propios obtenidos en Kazakhstan con un haz de protones de energías:  $354, 390, 460, 463, 565, 750$  y  $1061$  keV con una corriente de  $5-15 \mu\text{A}$ , y obtiene nuevos valores para el factor astrofísico  $S$  que sugieren una fuerte subestimación del mismo en los trabajos anteriores, particularmente en la extrapolación a bajas energías.

Más recientemente, en 2010 Li et al [27], en Pekín, confirman el elevado valor del factor astrofísico arriba mencionado partir de los datos de la reacción de transferencia de un protón (no de la captura de un protón libre)  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{13}\text{N}$ .

A lo largo de los ejemplos ofrecidos arriba es posible encontrar que el problema principal, desde el punto de vista experimental, consiste en la detección de fotones de alta energía (rayos gamma de entre  $2200$  y  $2400$  keV, la transición entre el primer estado excitado del  $^{13}\text{N}$  y su estado base corresponde a la emisión de un  $\gamma$  de  $2366$  keV [18]). La evolución histórica de las medidas muestra igualmente la evolución en la instrumentación y los protocolos desarrollados para realizar esta detección con mayor eficiencia, mejor resolución y mayor supresión de fondo, tal como se muestra en los artículos, por ejemplo, de Nesaraja [29], Burtebaev [30], Lamb [28] y Robert [29].

El objetivo de esta tesis es reproducir y de ser posible mejorar la técnica de la medida de la sección eficaz de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ , o al menos sugerir una nueva técnica, además de probar los límites alcanzables en el estudio de la reacción  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  con nuestro dispositivo experimental en el laboratorio del Acelerador Van de Graaff de  $5.5$  MV del IFUNAM que es uno de los aceleradores de mayor voltaje del país ( $5.5$  millones de volts ver figura 1.3), la presente tesis se realiza en este grandioso Instituto de la máxima casa de estudios de México: la Universidad Nacional Autónoma de México.



Figura I.3. Acelerador Van de Graaff de 5.5 MV del IFUNAM.

## CAPITULO II. Teoría

### ¿Qué es un núcleo?

En 1909 Marsden y Geiger [30] estudiaron la dispersión de partículas alfa sobre blancos delgados (laminas) de oro y plata, y encontraron que gran parte de la carga positiva total se encontraba en el centro del átomo con un radio del orden de  $10^{-14}$  m por lo que una en ocho mil partículas resultaban rebotadas a ángulos muy grandes. En 1911 junto con Barkla's [31] encontraron que el número total de partículas positivas en el núcleo era igual al número atómico, lo que confirmaba la teoría de Rutherford que menciona que las cargas positivas se concentran en el núcleo y es la causantes de que las partículas bombardeadas sufran una deflexión. En 1913 Bohr [32] utilizó este modelo para explicar el espectro de radiación del átomo de hidrógeno.

Como se dijo anteriormente, el radio del núcleo atómico ( $\approx 10^{-14}$ m) es mucho más pequeño que todo el átomo ( $\approx 10^{-10}$ m), el núcleo contiene casi toda la materia y hasta antes de 1932 se pensaba que el átomo estaba compuesto sólo de electrones y protones.

En 1919 Rutherford [33] realizó el primer experimento de transmutación artificial, es decir, el cambio de un átomo en otro diferente, y para 1932 Chadwick [34] propuso la existencia del neutrón. Desde este momento se definió que Z es el número de protones y A-Z es el número de neutrones, Ze (e es la carga del electrón) es la carga total en el núcleo<sup>iii</sup>.

En 1934 Fermi [35] estudio el núcleo y las reacciones nucleares, mostrando la transmutación por captura de neutrones en el núcleo. En 1939 Strassmann's<sup>iv</sup> observó la fisión de un núcleo pesado en dos más ligeros.

---

<sup>iii</sup> Protones y neutrones son nucleones con diferente isoespín.

<sup>iv</sup> German National Socialism and the quest for nuclear power 1939-1949.

Tipo	Origen	Decaimiento ó reacción nuclear	Carga	Masa (MeV)	Espectro (energía)
Partículas $\alpha$	Nuclear	Decaimiento nuclear o reacción	+2	3727.33	Discreto (MeV)
Rayos $\beta^-$	Nuclear	Decaimiento nuclear	-1	0.511	Continua (keV-MeV)
Rayos $\beta^+$ (positrones)	Nuclear	Decaimiento nuclear	+1	0.511	Continuo (keV-MeV)
Rayos $\gamma$	Nuclear	Decaimiento nuclear	0	0	Discreto (keV-MeV)
Rayos X	Atómico	Decaimiento atómico	0	0	Discreto (eV-keV)
Conversión Interna de Electrones	Atómico	Decaimiento atómico	-1	0.511	Discreto (altos keV)
Electrones Auger	Atómico	Decaimiento atómico	-1	0.511	Discreto (eV-keV)
Neutrones	Nuclear	Reacción nuclear	0	939.57	Continuo o discreto (keV-MeV)
Fragmentos de fisión	Nuclear	Decaimiento nuclear	$\approx 20$	80-160	Continuo (30-50MeV)

Figura II.1. Características de radiación de los núcleos [36].

Gracias a la construcción de aceleradores de partículas se ha conseguido seguir explorando el núcleo del átomo.

## Reacción nuclear

Las reacciones nucleares son de importancia en muchas áreas de la ciencia. En particular esta tesis trata sobre una de las muchas reacciones nucleares que ocurren en el interior de las estrellas, mismas que producen la energía que las estrellas emiten a lo largo de su vida. Nos referimos a reacción nuclear al proceso que se da cuando colisionan núcleos. En una reacción nuclear típica tenemos núcleos incidentes  $a$  sobre un núcleo blanco  $A$ . Al interactuar los núcleos  $a$  y  $A$  por medio de las fuerzas nucleares y electromagnéticas se producen nuevos núcleos  $b$  y  $B$ . La reacción se denota de la siguiente forma:



ó

### $A(a, b)B$

En esta notación, la letra **a** denota al proyectil y **A** al blanco. Por razones históricas tanto **a** como **b** son núcleos ligeros o nucleones (alfa, deuterones etc.) mientras que **A** y **B** son núcleos pesados. En caso contrario nos referimos a reacciones nucleares en cinemática inversa, es decir aquellas en las que el núcleo pesado es el proyectil.

Las reacciones nucleares liberan o absorben energía dependiendo de la diferencia de las energías de amarre entre los núcleos finales e iniciales. La energía de amarre por nucleón es la diferencia entre la masa de un determinado núcleo y la suma de las masas de sus componentes y está determinado como:

$$E_B = (1/A)(ZM_p + NM_n - M_A) c^2$$

donde Z=número de protones, N=número de neutrones, A=número total de nucleones,  $M_p$ =masa del protón,  $M_n$ =masa del neutrón,  $M_A$ =masa del núcleo del átomo y c es la velocidad de la luz. La energía que se necesita para descomponer un núcleo debe ser igual o mayor a la energía que utiliza el núcleo para mantenerse unido, y está dada por

$$E_C = (ZM_p + NM_n - M_A) c^2$$

La energía liberada o absorbida por la reacción  $a + A \rightarrow b + B$  es

$$Q = (m_A + m_a - m_b - m_b) c^2$$

A esta energía se le llama valor Q de la reacción. Si Q es positiva, la reacción libera energía, los núcleos producto tienen energía de amarre mayor que los núcleos originales y se dice que la reacción es exotérmica. Si Q es negativa, se requiere de energía para que la reacción pueda ocurrir y se dice que la reacción es endotérmica. Entonces la reacción nuclear queda de la siguiente forma



En una estrella hay cuatro cadenas diferentes de reacciones nucleares por las cuales puede ser completado un proceso de fusión nuclear. Las dos principales series de reacciones se conocen como *cadena protón-protón* y *ciclo CNO*.

## Sistemas de referencia

Como en esta tesis se va a llevar a cabo un análisis de colisiones entre dos núcleos, es necesario explicar que son los sistemas de referencia de laboratorio y el sistema de referencia de centro de masa. Nombrando a las partículas 1 y 2 que se le asocian  $r_1$ ,  $m_1$  y  $r_2$ ,  $m_2$ , en donde r es

la coordenada de posición (vector),  $m$  la masa reducida de la partícula  $m = m_1 m_2 / M$  y  $MR$  es el centro de masa del sistema.

$$r = r_1 - r_2, \quad R = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{M} = \frac{m}{m_2} r_1 + \frac{m}{m_1} r_2$$

en donde  $M = m_1 + m_2$  que es la masa total. Entonces

$$r_1 = R + \frac{m}{m_1} r, \quad r_2 = R - \frac{m}{m_2} r$$

y a su vez derivando la posición ( $dr = v$ ,  $v$  es un vector).

$$v = v_1 - v_2, \quad V = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{M}, \quad v_1 = V + \frac{m}{m_1} v, \quad v_2 = V - \frac{m}{m_2} v$$

Para el sistema de centro de masa a las partículas las denotaremos por una comilla encima de ella, entonces tendremos  $r'_{1,2}, v'_{1,2}, m'_{1,2}$  quedan de la siguiente manera

$$r_1 = R + r'_1, \quad r_2 = R + r'_2$$

$$r'_1 = \frac{m}{m_1} r, \quad r'_2 = -\frac{m}{m_2} r$$

y al derivar la posición

$$v_1 = V + v'_1, \quad v_2 = V + v'_2$$

$$v'_1 = \frac{m}{m_1} v, \quad v'_2 = -\frac{m}{m_2} v$$

como el momento lineal está dado por  $p = mv$ , entonces para el sistema de referencia de laboratorio queda como

$$P = p_1 + p_2 = m_1 v_1 + m_2 v_2 = MV$$

y para el centro de masa

$$mv = p'_1 = -p'_2 = \frac{m}{m_1} p_1 - \frac{m}{m_2} p_2$$

$$p'_1 = m_1 v'_1, \quad p'_2 = m_2 v'_2$$

$$\text{con } p'_1 + p'_2 = 0$$

las relaciones anteriores se aplican tanto a sistemas iniciales (partículas 1 y 2) como a finales (partículas 3 y 4).

Ahora, la relación que hay en el ángulo de dispersión en el sistema de laboratorio (L) y de centro de masa (') se puede ver en la figura II.2, de donde concluimos que

$$v'_1 \sin \theta' = v_1 \sin \theta_1$$

$$v'_1 \cos \theta' + V = v_1 \cos \theta_1$$

$$\tan \theta_1 = \frac{\sin \theta'}{\cos \theta' + V/v_1'}, \quad V, v_1' \text{ son constantes}$$

entonces

$$\frac{V}{v_1'} = \frac{P}{m_2 v} = \frac{m_1}{m_2} \left[ \frac{(v_1 + \frac{m_2}{m_1} v_2)^2}{(v_1 - v_2)^2} \right]^{1/2}$$

Si  $v_2 = 0$  para la partícula en reposo

$$\frac{V}{v_1'} = \frac{m_1}{m_2}$$

entonces

$$\tan \theta_1 = \frac{\sin \theta'}{\cos \theta' + \frac{m_1}{m_2}}$$

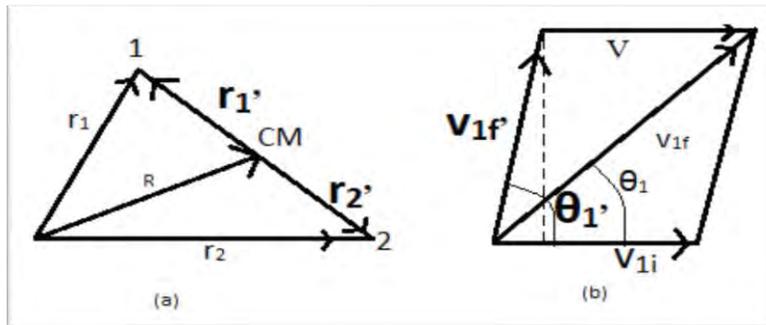


Figura II.2. Se muestran las coordenadas de centro de masa y laboratorio, para (a) la posición y (b) las velocidades.

Entonces cuando no hay fuerzas externas sobre nuestro sistema, tenemos solamente energía cinética, la cual está dada por

$$E_L = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 + \frac{1}{2} (m_1 + m_2) v_{c.m.}^2 = \frac{1}{2} M V^2 + \frac{1}{2} m v^2$$

$$m = m_1 m_2 / M$$

para L=laboratorio, CM=centro de masa, r=relativa en donde  $E_r=Q$  y como la  $V_2=0$ , tenemos que

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{m_2}{m_2 + m_1} E_p$$

$$E_L = E_r + \frac{m_2}{M} E_L$$

$$E_{CM} = \frac{m_1}{M} E_L$$

## Ángulo sólido

Para varias partículas que son emitidas desde una fuente que puede considerarse como puntual, la simetría resultante alrededor del eje que describe la trayectoria de las partículas incidentes (ver figura II.3) nos permite escribir el elemento de ángulo sólido de la siguiente manera.

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$$

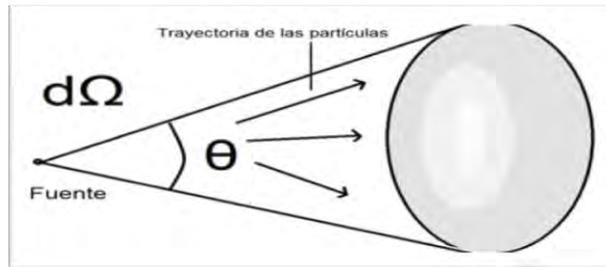


Figura II.3. La trayectoria que siguen las partículas cuando salen de la fuente es radial, pero al tomar solo una pequeña porción, este forma un cono.

## Sección eficaz $\sigma$

Este término debe de quedar claro ya que el presente trabajo trata de la medida de la sección eficaz de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ . En una reacción de captura, la partícula incidente “absorbida” por el núcleo blanco, el cual a su vez se transforma en otro núcleo y dependiendo del estado de excitación en el que quede puedes decaer mediante distintos procesos. La *probabilidad de interacción*, y por lo tanto, la rapidez de la reacción, se mide por una cantidad llamada sección eficaz  $\sigma$  cuya unidad de medida es el “barn” el cual equivale a

$$\text{Barn} = 1 \times 10^{-28} \text{ m}^2$$

Las unidades de sección eficaz son las de un área, pero esta área puede ser mucho mayor ó mucho menor que el área geométrica de los núcleos involucrados. Sin embargo, el área nuclear  $\pi R^2$  da una estimación razonable de la sección eficaz nuclear en muchas reacciones, particularmente en altas energías donde la longitud de onda de la partícula es pequeña comparada con el tamaño nuclear, el radio R tiene que ver con la suma del radio nuclear que tiene el blanco y el proyectil, entonces

$$\sigma = \pi(R_a + R_A)^2$$

La sección eficaz está caracterizada como la forma cuantitativa de la probabilidad de que un par de núcleos **a** y **A** caigan en una reacción de fusión nuclear. Se asume que el núcleo **a** se mueve con una velocidad  $v$ , ver figura II.4,

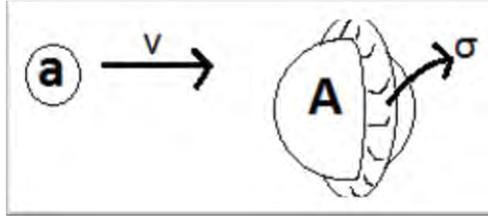


Figura 11.4. Colisión de un blanco A por el proyectil a.

A es considerado como el blanco y a es la partícula incidente. Supongamos que el campo de fuerza es simétricamente esférico; la proyección de esta esfera perpendicular al movimiento de la partícula incidente es un círculo de área igual a la sección eficaz  $\sigma$ , entonces esta área ejerce una atracción sobre la partícula incidente dando como resultado una reacción nuclear, a esta interacción se le llama "colisión", por otra parte, si la partícula incidente no atraviesa el área  $\sigma$  del blanco, se dice que la energía cinética de la partícula incidente es mayor a la requerida para que se produzca una colisión, entonces el termino de sección eficaz depende de la velocidad (la energía cinética está en función de la velocidad).

Experimentalmente, la sección eficaz se calcula mediante la siguiente expresión

$$\sigma = \frac{N_i}{N_p N_t \Omega \epsilon}$$

Donde

$N_i$ =Número de partículas i registradas en el detector.

$N_p$ =Numero de proyectiles que llegaron al blanco.

$N_t$ =Número de átomos del blanco.

$\Omega$ =Ángulo solido, medido en steradianes (sr) o múltiplos de éste.

$\epsilon$ =Eficiencia del detector.

Ahora, para la sección eficaz diferencial  $d\sigma$  en función del ángulo solido diferencial  $d\Omega$  está dado por  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  cuyo valor varía con la energía de la reacción y el ángulo en que es dispersada la partícula. Entonces podemos obtener la sección eficaz total por medio de la integral sobre todos los ángulos sólidos

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

## Barrera coulombiana

Para que se dé una fusión nuclear, el proyectil y el blanco deben de acercarse lo suficiente (algunas decenas de fm). Dado que ambos tienen carga positiva, la energía del proyectil debe de ser suficiente para superar la barrera coulombiana que está dada por

$$E_C = V_C(R_a + R_A) = \frac{Z_a Z_A e^2}{R_a + R_A}$$

siendo  $R_a$  y  $R_A$  los radios respectivos,  $Z_a$  y  $Z_A$  los nucleones respectivos del proyectil y del blanco.  $E_c$  se le llama energía de la barrera coulombiana. Cuando  $E_0 < E_c$  la fuerza Coulombiana impedirá que el proyectil toque al blanco. Cuando  $E_0 \geq E_c$  el proyectil estará sujeto a las fuerzas nucleares, dando como resultado una reacción nuclear.

Para obtener el radio del núcleo blanco, se utiliza la relación siguiente con  $r_0 \approx 1.07 \text{ fm}$  (los femtómetros son las unidades de longitud que se utilizan para núcleos atómicos y equivalen a  $10^{-15} \text{ m}$ ) y la masa  $A$  del blanco.

$$R = r_0 A^{1/3}$$

## Ventana de Gamow

El rango de energía más efectiva para ocurra una reacción nuclear en el interior de una estrella depende de la temperatura  $T$  de la misma y de la barrera coulombiana (ver figura II.5 ) entre los núcleos involucrados: a esto se le conoce como ventana de Gamow con un promedio de energía de

$$E_0 = 6.27 x (z_1 z_2 \sqrt{\mu} kT)^{2/3}$$

Y un ancho de energía de  $\Delta E_0 = 2.31 x \sqrt{E_0 kT}$ .

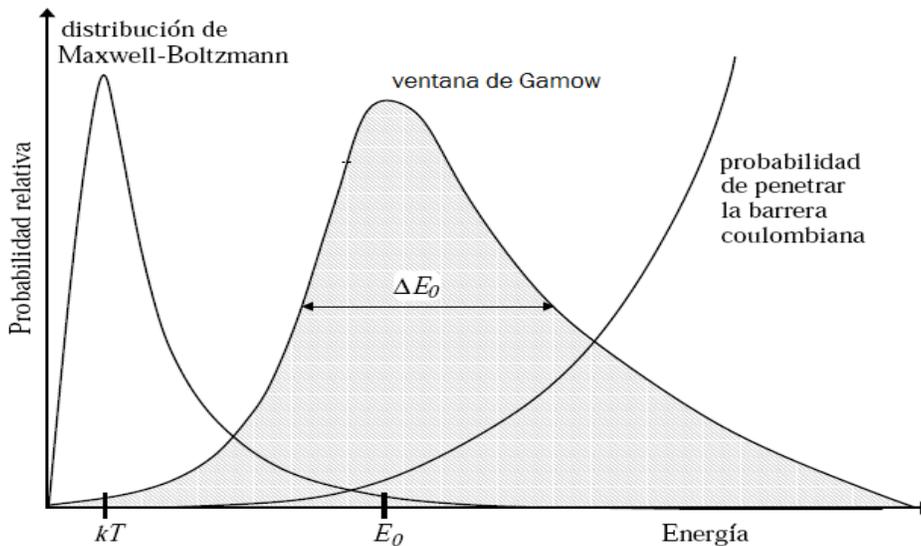


Figura II.5. Se muestra la relación que tiene la  $E_0$  y la barrera coulombiana sobre la ventana de Gamow.

## Factor astrofísico S

Como ya se menciona antes, la medida de la sección eficaz es la probabilidad de que se dé una reacción nuclear a una cierta energía; entonces la sección eficaz es inversamente proporcional a la energía E debido a que clásicamente, la probabilidad de que **a** interactúe con **A** aumenta con el área del blanco, de manera que

$$\sigma(E) \propto \pi(R_a + R_A)^2, \quad \text{Áreas geométricas de } a \text{ y } A$$

ahora, debido a que las reacciones nucleares están gobernada por las leyes de la mecánica cuántica, entonces se reemplaza  $R_a + R_A$  por la longitud de onda de de Broglie del sistema (en el centro de masa)

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

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

Además la sección eficaz para partículas cargadas está influenciada por la probabilidad de penetración de barrera Coulombiana, entonces, la sección decrece exponencialmente si la energía disminuye por debajo de la barrera de la siguiente forma

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta)$$

Usando las últimas dos ecuaciones anteriores se tiene que

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E)$$

$$S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta)$$

entonces, se tiene el factor S o factor astrofísico, que es una función que contiene los efectos estrictamente nucleares de la reacción, y además da como resultado una gráfica suave de la sección eficaz que se esté midiendo,  $\eta$  es el parámetro de Sommerfeld dado por

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

En términos de la energía de centro de masa

$$2\pi\eta = \frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{2\mu}{E_{c.m.}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

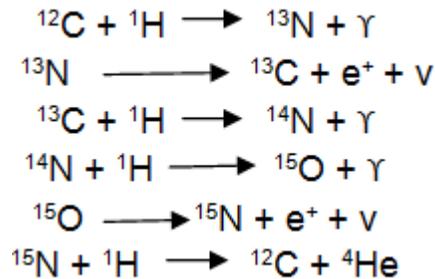
donde  $\mu$  es la masa reducida de las partículas.

## Ciclo CNO

Las cadenas *pp* deben llevarse a cabo para sintetizar  $^4\text{He}$  a partir de hidrógeno en un gas consistente de hidrógeno y helio. Sin embargo la mayoría de las estrellas han sido aparentemente formadas a partir de un gas con una mezcla de elementos más pesados.

El ciclo CNO es el otro mecanismo que tiene como consecuencia el quemado de hidrógeno para producir  $^4\text{He}$ . En las series de reacciones llamadas ciclo CNO, los núcleos de  $^{12}\text{C}$  sirven solamente como catalizador para la conversión de hidrógeno en helio, además este ciclo da como producto los isotopos estables  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{15}\text{N}$ .

La secuencia de reacciones del ciclo CN es



## Nucleosíntesis explosiva

La nucleosíntesis es el proceso mediante el cual se producen, a través de reacciones nucleares, elementos químicos cada vez más pesados en el interior de una estrella a lo largo de su evolución. En cada etapa se llevan a cabo reacciones nucleares donde uno o varios elementos sirven como combustible para la producción del nuevo elemento, además de que mediante estas reacciones se produce la energía que la estrella utiliza para contrarrestar el colapso gravitacional y para radiar energía. Los elementos químicos que se producen se van distribuyendo de manera tal que en el centro se encuentran los elementos pesados, mismos que son el combustible en una etapa determinada. La estrella, cuando es suficientemente masiva, se vuelve dinámicamente inestable debido a que del quemado de Fe no es posible obtener energía, dando como resultado un colapso: una explosión supernova tipo II, durante la cual se van a producir nuevas reacciones nucleares entre los núcleos pesados del centro de la estrella y los ligeros que implotan desde las capas externas, produciendo así nuevos elementos. A esta última fase se le llama nucleosíntesis explosiva.

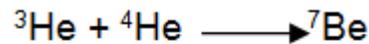
La nucleosíntesis explosiva puede desencadenarse en diversos escenarios estelares, siendo las supernovas sólo uno de ellos. Las novas son detonaciones menos espectaculares que las supernovas pero dan como resultado algunas especies raras como el  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$  y  $^{17}\text{O}$  [10]. Otro evento en donde se encuentra la nucleosíntesis explosiva son los flashes de helio que tiene lugar

durante la fase de gigantes rojas. Además, diversos fenómenos en núcleos activos de galaxias y objetos cuasistelares (cuasares) pueden ser resultado de la nucleosíntesis explosiva. Se ha postulado la existencia de estrellas con masas en el rango de  $100 M_{\odot} \leq M \leq 10^4 M_{\odot}$ , y supermasivas,  $M \geq 10^4 M_{\odot}$ . La nucleosíntesis explosiva es una consecuencia de la evolución estelar.

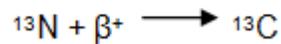
## Flash de helio

Este fenómeno ocurre durante la fase de gigante roja. Los electrones en la zona de quemado de He se vuelven degenerados lo que implica que la temperatura aumente hasta que el combustible nuclear detona moderadamente, a esto se le conoce como flash, y da como producto la nucleosíntesis de elementos como el  $^7\text{Li}$ ,  $^{13}\text{C}$  y elementos del proceso s<sup>v</sup>.

La abundancia de  $^7\text{Li}$  es el resultado de la reacción



Otro Elemento sobreabundante en gigantes rojas es  $^{13}\text{C}$ , esto se debe a que el ciclo CNO es incompleto y sólo se realiza el ciclo CN, en el cual se lleva a cabo la reacción  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  (proceso de interés en esta tesis).



## Características del $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

El  $^{12}\text{C}$  es un núcleo estable con seis protones y seis neutrones. El  $^{13}\text{N}$  (ver figura II.6) tiene  $A=13$ . Para el estado  $\frac{1}{2}^+$ , la reacción  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  tiene una resonancia para 0.457 MeV emitiendo un fotón con energía  $E_{\gamma}=2.366$  MeV, y para el estado  $\frac{3}{2}^-$  la resonancia para 1.699 MeV emitiendo un fotón con energía de  $E_{\gamma}=3.512$  MeV.

Debido a que la corriente de iones es intensa en el acelerador Van de Graaff, se debe de escoger con cuidado el material a utilizarse como blanco para el estudio de la reacción. En el caso del presente trabajo se utilizó un blanco de  $^{\text{nat}}\text{C}$  (grafito), que está compuesto por  $^{12}\text{C}$  y  $^{13}\text{C}$  con

---

<sup>v</sup> Se le llama proceso lento o s al proceso en que el decaimiento  $\beta$  de un núcleo inestable se da antes que la captura de neutrones.

una distribución isotópica de 98.9% de  $^{12}\text{C}$  y 1.10 % de  $^{13}\text{C}$ , además  $^{nat}\text{C}$  tiene un punto de fusión de  $3500\text{ }^{\circ}\text{C}$  lo cual permite que las corrientes intensas no afecten al grafito [37].

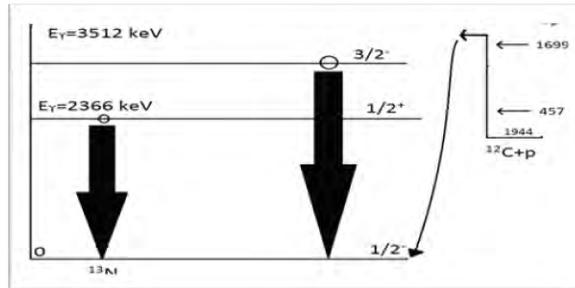


Figura II.6. Rayos gamma de  $^{13}\text{N}$ .

Los rayos gamma son fotones originados en la desexcitación de núcleos atómicos o en otros procesos subatómicos, con la aniquilación electrón-positrón. El concepto de fotón en su representación moderna se remonta al año 1905 debido al brillante trabajo llevado a cabo por Einstein [38] sobre el efecto fotoeléctrico, en donde estableció que cada fotón tiene una energía que es el producto de la constante de Planck y la frecuencia del campo de la radiación

$$\mathcal{E} = h\nu$$

Los fotones son partículas elementales sin masa, sin carga y estables que sólo existen moviéndose a la velocidad de la luz.

## Interacción de fotones con la materia

La reacción que se va a estudiar es



En ella el núcleo  $^{12}\text{C}$  se fusiona con el protón  $p$ , dando lugar a un núcleo más pesado  $^{13}\text{N}$  y emitiendo un rayo gamma. Debido a esto, se utiliza la técnica de espectroscopía de rayos gamma.

El rayo gamma puede interactuar con la materia de tres formas (Figura II.7):

- Efecto Compton
- Producción de pares
- Efecto fotoeléctrico

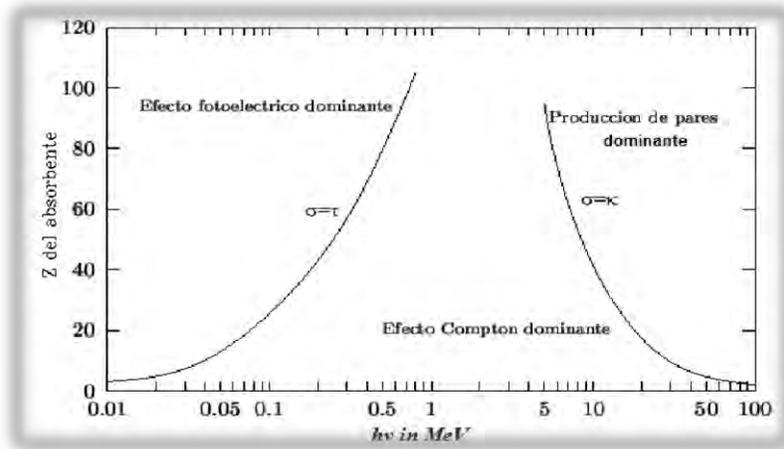


Figura II.7. Interacciones más importantes de rayos gamma con la materia  $\tau$  (fotoeléctrico),  $\sigma$  (compton) y  $\kappa$  (par) [39].

## Dispersión compton

Cuando un rayo gamma que incide sobre un átomo es dispersado por un electrón que se encuentra en este. A este proceso se le conoce como Dispersión de Compton. Como resultado tenemos ahora un nuevo fotón cuya energía depende del ángulo  $\theta$  que se forma entre la dirección original y la del dispersado, de acuerdo a

$$hv' = \frac{vh}{1 + \left(\frac{hv}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\theta)}$$

Así como un electrón dispersado con energía

$$E_e = vh - hv' = vh \left( \frac{\left(\frac{vh}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\theta)}{1 + \left(\frac{hv}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\theta)} \right)$$

En estas interacciones, la energía del fotón no se entrega totalmente al material. La máxima energía que puede tener el electrón Compton corresponde al caso en el que el fotón es retrodispersado, es decir cuando  $\theta=180^\circ$

$$E_e|_{\theta=\pi} = vh \left( \frac{2vh/m_0c^2}{1 + 2vh/m_0c^2} \right)$$

Es la energía del llamado "hombro" o "frente" Compton. Una característica práctica y útil de recordar, es que la diferencia de energía entre este frente Compton y el fotoelectrón es

$$E_C = vh - E_e|_{\theta=\pi} = \frac{vh}{1 + 2vh/m_0c^2}$$

## Producción de pares

Como vamos a estar detectando gammas tenemos que tener en cuenta lo siguiente. Cuando la gamma tiene energía superior a dos veces la masa del electrón (1.022MeV), el proceso de aniquilación y producción de pares es energéticamente posible y la probabilidad de que ocurra se incrementa con su energía. En este caso, la totalidad de la energía incidente se convierte en masa del par electrón-positrón y en energía cinética (ver figura II.8). Ambas partículas van a interactuar con los electrones del medio depositando su energía cinética. El positrón eventualmente va a aniquilarse con uno de los electrones del medio y producir dos fotones de 511 keV. Que van, a su vez, a interactuar con el medio mediante el efecto fotoeléctrico o la dispersión Compton (la energía ya no es suficiente para producir un nuevo par). Si el medio en el que se encuentran como en el caso de todos los detectores, es finito, uno o ambos fotones pueden escapar sin interactuar nuevamente, llevándose consigo 511 keV cada uno, dando a lugar los llamados picos de primer y segundo "escape"

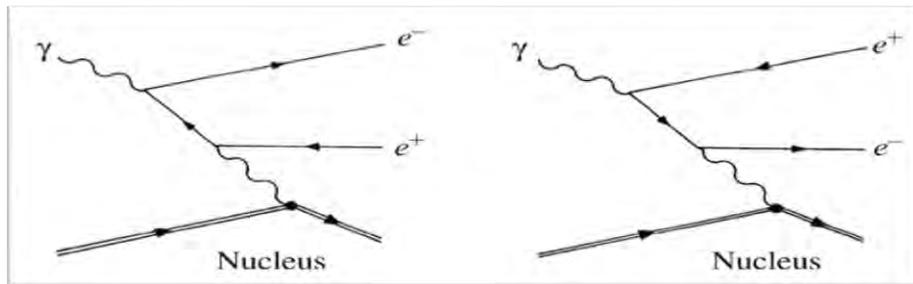


Figura II.8. Proceso de producción de pares [40].

## Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico se da cuando un fotón es absorbido por un átomo, dando como resultado un fotoelectrón. La diferencia entre la energía original ( $h\nu$ ) y la del fotoelectrón ( $E_e$ ) es la energía de ligadura ( $E_b$ ) entre el electrón y el átomo, que es una cantidad constante para cada elemento o material y en general mucho menor que la energía del fotón incidente

Al propagarse el fotoelectrón dentro del material, interactúa con los electrones del medio, produciendo pares electrón-Ion positivo y excitaciones atómicas y moleculares perdiendo energía hasta detenerse. De esta manera la totalidad de la energía que originalmente poseía el fotón, se entrega al material.

La probabilidad de ocurrencia del efecto fotoeléctrico es fuertemente dependiente del número atómico. Aunque no hay una expresión analítica para describir esta dependencia, empíricamente se ha propuesto

$$\tau = k \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}$$

Donde  $k$  es una constante,  $Z$  el número atómico y  $E_\gamma$  es la energía de la gama incidente. El exponente  $n$  toma valores entre 4 y 5 sobre la región de interés de energía. Esta fuerte dependencia en el número atómico del material en el que se propaga el rayo gamma es determinante. De ahí se tiene que el plomo sea un excelente material para blindaje.

En la mayoría de los sistemas de detección de rayos gamma se basan en el efecto fotoeléctrico debido a que la energía del electrón liberado de átomos es proporcional a la energía del rayo gamma que lo liberó, y además en rangos de energía bajos, es la interacción que domina con la materia.

## La fuente emisora de rayos gamma de $^{60}\text{Co}$

El  $^{60}_{27}\text{Co}$  tiene:  $A = 60$  y  $Z=27$ , decae por desintegración beta  $\beta^-$  al elemento  $^{60}_{28}\text{Ni}$  que emite dos rayos gamma de energías:  $E_{\gamma 1} = 1.332$  MeV y  $E_{\gamma 2} = 1.173$  MeV, ver figura II.9.

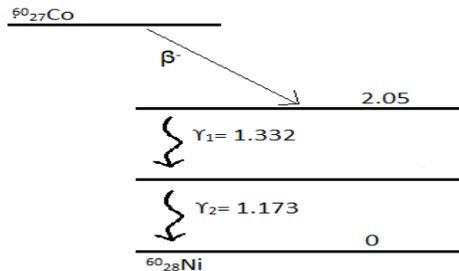


Figura II.9. Gamas de  $^{60}_{27}\text{Co}$ .

## Efecto doppler relativista

Una consecuencia importante de la dilatación del tiempo es el desplazamiento que se encuentra cuando un átomo en movimiento emite un rayo de luz en la dirección contraria. A este fenómeno se le conoce como efecto Doppler y tiene lugar para ondas de sonido y para fotones, en nuestro caso sólo hablaremos del efecto Doppler asociado a la luz.

Cuando una fuente de luz se acerca a un detector con una velocidad relativa  $v$ , decimos que la frecuencia detectada  $f_{Detector}$  se relaciona con la frecuencia de la fuente de luz  $f_{Fuente}$  mediante la relación

$$f_{Detector} = \frac{\sqrt{1 + v/c}}{\sqrt{1 - v/c}} f_{Fuente}$$

## Detectores de HpGe

Los detectores de cristales semiconductores se fabrican con combinaciones de Si-Li y en nuestro caso HpGe (germanio hiper puro), el proceso para obtenerlo se muestra a detalle en la figura II.10, en la que se observa que el último paso es hacer una inspección del cristal para ver las concentraciones de impurezas (tipo p o tipo n) con medidas de efecto Hall. Con base a los resultados se toma el material que tiene el grado deseado para el detector y el material que se desecha se regresa al inicio del proceso.

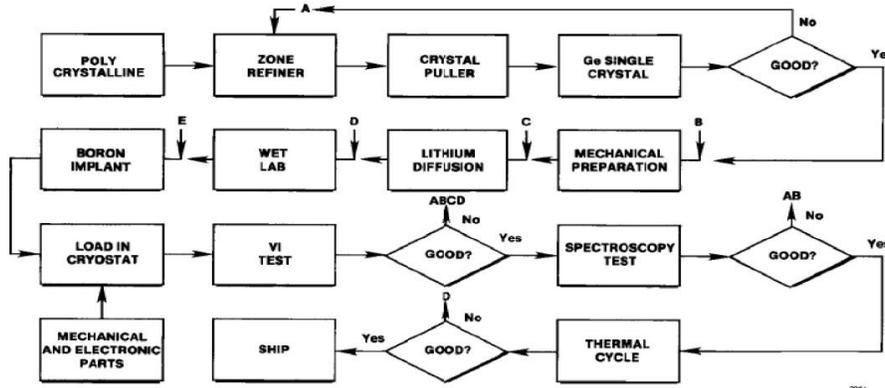


Figura II.10. Proceso de manufacturación del detector de Germanio (ORTEC<sup>41</sup>).

La sección que es adecuadamente pura y perfectamente cristalina se utiliza para crear el detector, entonces se encierra dentro de un cilindro. En este punto el detector se monta sobre un sistema de criostato (ver Fig II.11). La función principal del criostato<sup>vi</sup> es la de mantener al cristal de Germanio a baja temperatura mediante el nitrógeno líquido. Entonces se tiene finalmente el cristal de HpGe que se monta a la electrónica como se ve en la figura II.11.

<sup>vi</sup> Criostato: Recipiente aislado térmicamente, que permite mantener temperaturas muy bajas. Real Academia Española

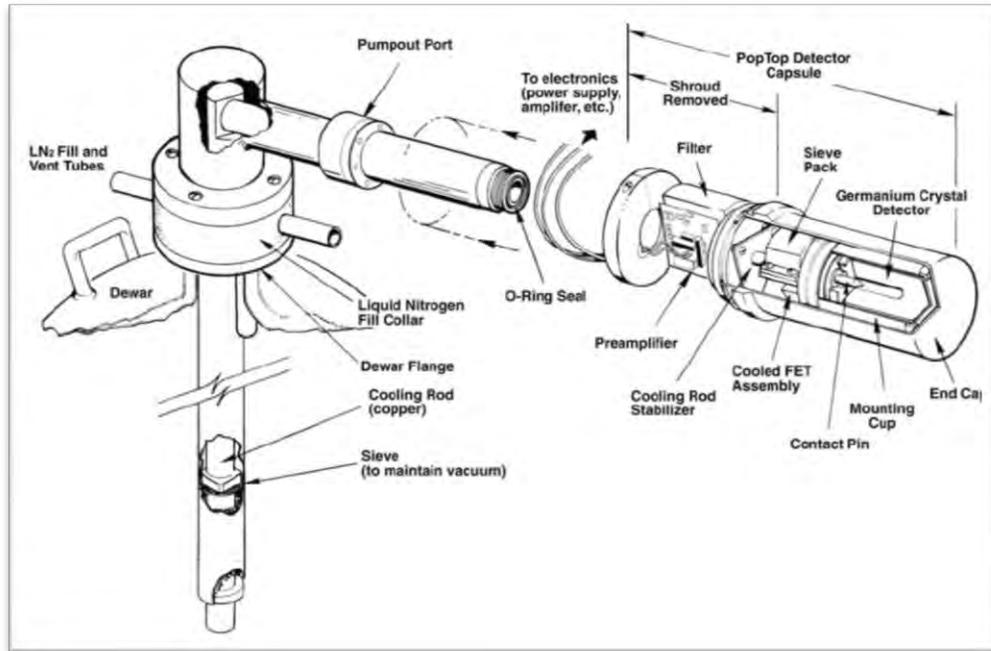


Figura II.11. Esquema interno del detector de HpGe [45] junto a la electrónica asociada al sistema.

Estos detectores funcionan a temperaturas alrededor de 70 K para eliminar en su totalidad los electrones libres de la zona de depleción y poder utilizar diferencias de potencial más elevadas (aprox. 3,000 V), con lo que el proceso de detección se hace más eficiente. Para analizar el pulso producido por un evento en el detector son necesarios varios procesos de amplificación, debido a que un solo amplificador distorsionaría el pulso por necesitar un factor de amplificación muy grande y el proceso sería demasiado sensible a perturbaciones externas como golpes en los cables. Para evitar la introducción de perturbaciones a los pulsos por los cables, inmediatamente después de que el pulso electrónico es generado en el cristal, éste se colecta y se amplifica por un preamplificador que se encuentra dentro del detector. Luego sale del detector por medio de un cable coaxial y es nuevamente amplificado para ser enviado por cable coaxial al sistema encargado de procesar los pulsos. Los pulsos pueden ser procesados de diferentes formas según lo que se desee hacer. Si lo que se necesita es solo contar el número de rayos gamma que inciden en el detector se utiliza un monocanal que cuenta cuantos pulsos se genera en un intervalo de tiempo dado y que se encuentran dentro de un cierto rango de energía. Para calibrar el sistema por lo general se utilizan fuentes radiactivas de energía conocida y se ve el tamaño del pulso que genera. El elemento radiactivo más usado para calibración es el  $^{152}\text{Eu}$  por ofrecer una gran cantidad de decaimientos de rayos gamma de energías conocidas. En nuestro caso se utilizó el  $^{60}\text{Co}$  que cuenta con dos  $^{60}\text{Co}_{\gamma 1}=1170\text{keV}$ ,  $^{60}\text{Co}_{\gamma 2}=1330$  y la radiación de fondo.

La desventaja principal de los detectores de germanio es que deben ser enfriados con nitrógeno líquido. Enfriar con nitrógeno líquido es incómodo, pues el detector requiere horas para alcanzar la temperatura de operación antes de que pueda ser utilizado (mínimo 4 horas). Los detectores de HpGe pueden estar a temperatura ambiente cuando no se utilizan. Se debe tener cuidado al trabajar con nitrógeno líquido, pues representa peligros entre los que destacan quemaduras frías y desplazamiento del oxígeno del ambiente. A temperaturas altas, los electrones pueden cruzar fácilmente el ancho de la banda prohibida en el cristal de HpGe y alcanzar la banda de conducción. El sistema por lo tanto aumenta el ruido eléctrico lo cual provocaría un mal funcionamiento como espectrómetro. Enfriándolo a la temperatura del

## *Medida de la sección eficaz de la reacción de captura $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$*

nitrógeno líquido (77.36 K) se reduce el número de excitaciones térmicas de los electrones de valencia de modo que solamente la interacción de radiación incidente pueda dar a un electrón la energía necesaria para cruzar la banda prohibida y alcanzar la banda de conducción



## CAPITULO III. Metodología experimental

### El acelerador Van de Graaff de 5.5 MV

En el año de 1930, R. J. Van de Graaff trabajó en el desarrollo del generador de alto voltaje que lleva su nombre (ver figura III.1). El acelerador VDG del IFUNAM es de tipo vertical con un voltaje máximo de 5.5 MV, en el interior del tanque de 14 toneladas que contiene el VDG, se encuentra un gas de nitrógeno que tiene la función de aislar el alto voltaje. La figura III.2 muestra los componentes principales del acelerador

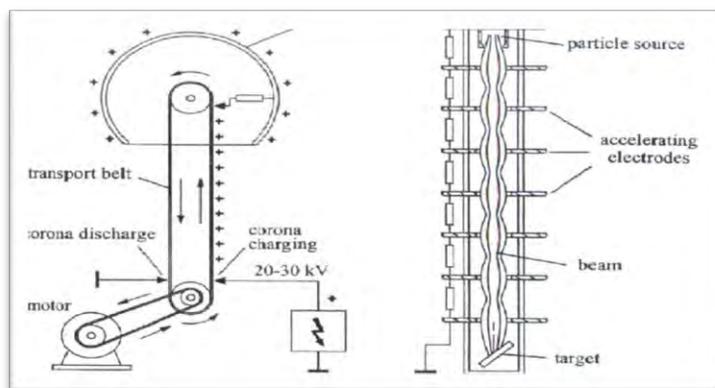


Figura III.1. Esquema del acelerador Van de Graaff [42].

El funcionamiento de cualquier acelerador electrostático se basa en la interacción de campos eléctricos producidos por fuentes de voltaje  $V$  sobre la carga eléctrica  $q$  de un ión, por lo que la unidad de energía se denomina “electrón-voltio”.

Los componentes relacionados con la generación de alto voltaje  $V$  de un acelerador Van de Graaff son: Poleas inferior y polea superior, motor impulsor de la polea inferior, peines de carga y descarga de carga eléctrica de la banda, banda transportadora de la carga eléctrica, motor impulsor, columna, domo metálico y fuente de alto voltaje de inducción de carga (ver figura III.2). La generación de alto voltaje se logra por el transporte de carga eléctrica inducida desde el nivel de tierra y transportada por la banda al domo metálico que se encuentra en la parte superior de la columna. La carga es inducida en la banda mediante el “efecto corona”, producida por un campo eléctrico intenso generado por una fuente de alto voltaje que se conecta a dos electrodos (el ancho de los electrodos es igual al de la banda y son de dos tipos: peine y pulido) sin tocar físicamente la banda. La carga eléctrica inducida en la banda puede variar al cambiar el voltaje de la fuente. Al inducir carga positiva sobre la superficie de la banda, esta es transportada mecánicamente al domo metálico pulido se distribuye la carga  $Q$  positiva homogéneamente, y constantemente está llegando carga al domo hasta que llega a su voltaje crítico y se descarga.

La fuente de iones del Acelerador es del tipo de radio-frecuencia y solo se pueden acelerar iones a partir de gases. Cuando sucede la ionización se forma un plasma con los iones positivos y los electrones entremezclados, un voltaje positivo aplicado en el plasma quita los

electrones y los iones positivos son extraídos por un canal de salida, los iones son posteriormente acelerados por un voltaje de extracción y son enfocados hacia un blanco.

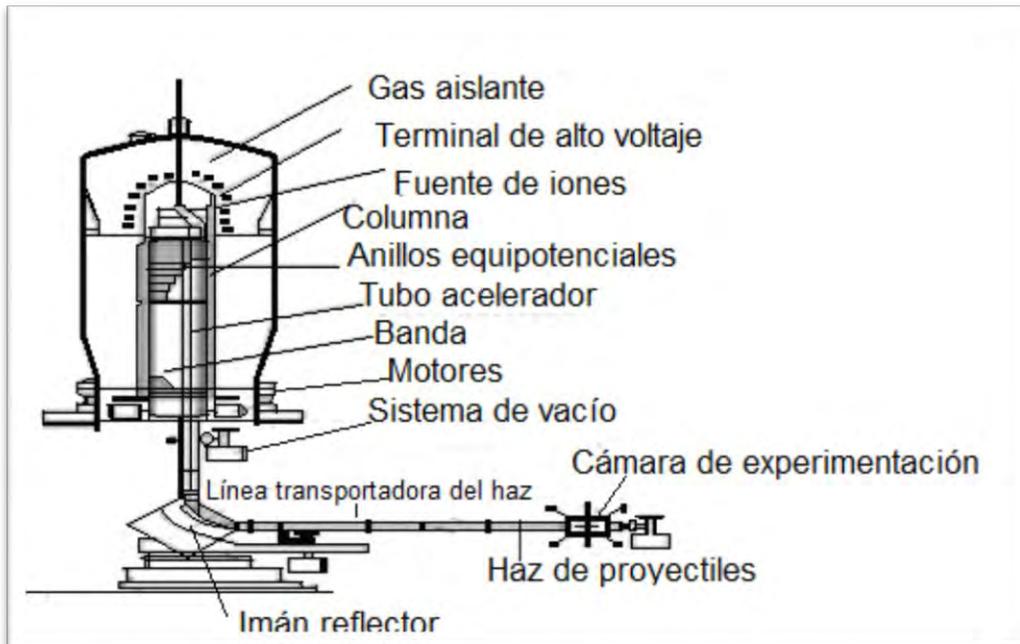


Figura III.2. Esquema del AVG del IFUNAM [43].

El acelerador Van de Graaff de 5.5 millones de volts del Instituto de Física de la UNAM ofrece un haz de iones positivos acelerados a energías de fracciones de MeV hasta decenas de MeV, para iones múltiplemente cargados. Debido a su fuente de iones positivos, este acelerador tiene la capacidad de producir sin problemas, haces de gases nobles y de iones con electronegatividad negativa (por ejemplo el nitrógeno), por el contrario los aceleradores tipo tándem producen haces de iones acelerados a partir de su forma negativa además la fuente de iones es externa al acelerador.

### **Mantenimiento del detector Camberra de HpGe**

El detector en buen funcionamiento mantiene una presión de  $1 \times 10^{-6}$  torr en un tiempo mínimo de un año. El detector se muestra en la figura III.3.



Figura III.3. Detector Camberra de cristal de HpGe.

Consta de un cristal cilíndrico coaxial HpGe (Germanio Hiperpuro) en la cabeza (con medidas de 5 cm de diámetro por 5 cm de altura) y la electrónica en la parte posterior del cristal. El cristal se encuentra en contacto térmico con una barra de Cu (también conocido como dedo frio) que tiene la función de conducir hacia el cristal la temperatura del nitrógeno líquido que se encuentra en el Dewar (botella térmica), la barra de Cu se encuentra cubierta por un tubo de acero debido a que el acero presenta baja presión de vapor. Entre el tubo de acero y el dedo frio se encuentra depositada zeolita atrapada por una red de acero inoxidable. El sistema interno del detector de HpGe se encuentra al vacío y además se le suma el hecho de que la zeolita funciona como una bomba de vacío interna.

Debido a su uso constante, el detector mostraba pérdida de vacío y presentaba condensación de agua en la parte superior del tubo de acero (donde se encuentra el cristal de HpGe y la electrónica), prueba de la existencia de una fuga microscópica en alguna parte del tubo de acero, o, en su defecto, algún corte en los arosellos. Con apoyo del departamento de alto vacío se le dio mantenimiento, como se describe a continuación:

Se desmontó el detector tal como se muestra en la figura III.4, se observa que la zeolita se encuentra hecha polvo (probablemente por el constante uso en México y E.U.A) y está diseminada por todo el sistema, afectando la electrónica y por lo tanto también aumentaba la presión de vapor. Se desarmó con cuidado la electrónica usando guantes de látex y se limpió cada parte con alcohol isopropílico y con una pistola de aire para eliminar el polvo atrapado, se cambió el 100% de la zeolita por una nueva y se le añadió una red de acero inoxidable para impedir que zeolita pase a la parte electrónica del sistema.

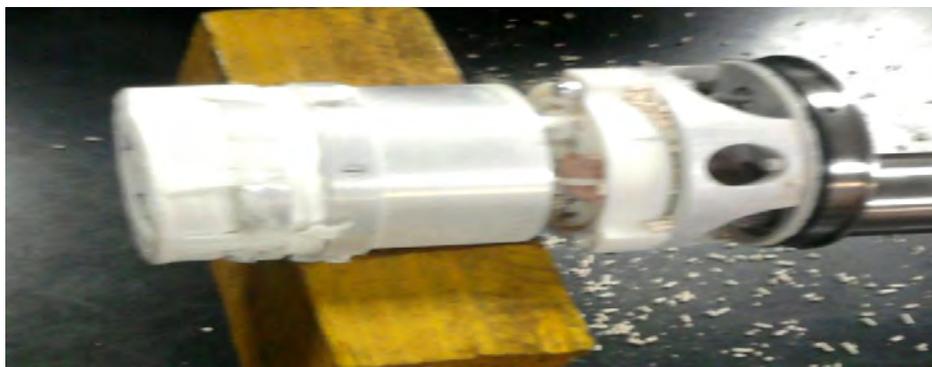


Figura III.4. Detector desmantelado.

Se cambiaron todos los arosellos y a cada uno se le puso una grasa de vacío que soporta una presión de vapor de hasta  $1 \times 10^{-9}$  torr.

Se hizo vacío al sistema y se calienta con una resistencia de agujeta el área donde se encuentra la zeolita para que desgasifique, ver figura III.5 Cada 15min se calienta el tubo por 10min, de manera periódica en todo el día. Este proceso se repite por 5 días y se monitorea continuamente mediante un medidor conectado a un termopar. Cabe señalar que en los días de mayor humedad es más difícil este procedimiento. Se obtuvo un vacío final de  $1 \times 10^{-5}$  torr en el detector, lo que es aceptable para operarlo.



Figura III.5. Proceso de desgasificación de la zeolita.

Por último el dedo frío se sumerge en nitrógeno líquido (el contenedor de nitrógeno líquido dura una semana en vaciarse) se dejara por al menos 24 hrs para verificar que ya no hay condensación de agua en alguna parte del tubo de acero del detector o en la nariz del detector. La parte más importante es que no condensara en la nariz del detector ya que ahí se encuentra el HpGe. Se logró que el tubo no condensara, dando por concluido exitosamente el mantenimiento del detector Camberra de HpGe.

## Instalación del experimento

El experimento se realizó en el laboratorio del acelerador de 5.5 MV del Instituto de Física UNAM.

Se armó el detector de HpGe de la marca Camberra, la cual consta de varias partes como se muestra en la figura III.6.

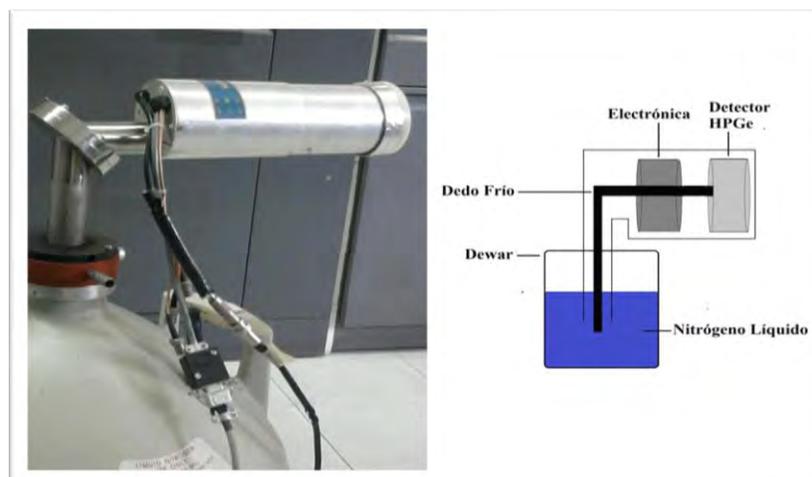


Figura III.6. Fotografía del dispositivo de medición de rayos gamma. A la derecha se muestra el corte transversal del mismo.

Cuando el detector HpGe se encuentra armado y fijado al Dewar, se vierte nitrógeno líquido dentro de éste para que el cristal de HpGe baje su temperatura por 5 horas. Una vez que ha transcurrido ese tiempo se encuentra listo para tomar datos.

Nuestra línea de experimentación se adapta a la salida del haz de iones del acelerador de 5.5 MV, cabe señalar que en este paso fue necesaria la construcción de adaptadores (ver Apéndice único). Para alinearla se usó un haz intenso de  $^4\text{He}$  y colocamos una placa de vidrio en el lugar en el que se ubicará nuestro blanco de carbón natural, en esta fase fue necesario hacer pruebas de vacío. Las alfas producen un punto brillante tal como se muestra en la figura III.7.

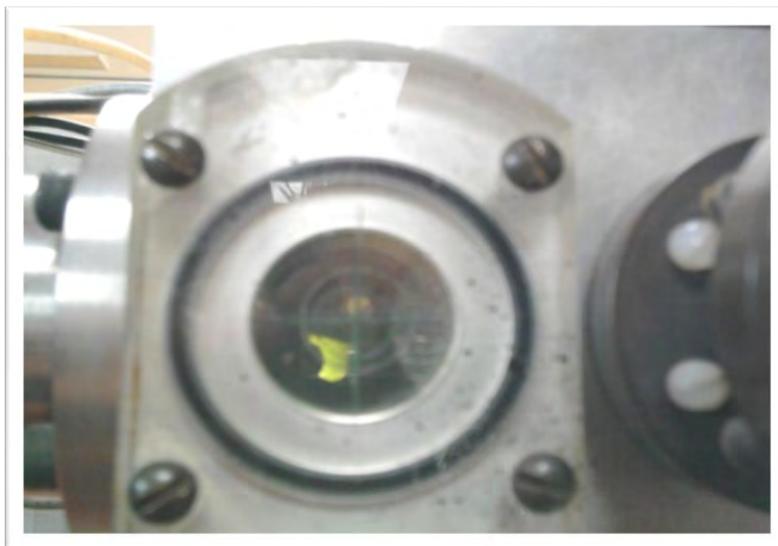


Figura III.7. Haz de alfas incidiendo sobre la ventana de vidrio.

En la medida en que el haz se encuentre en el centro de la pantalla de vidrio (observar la cruz que centraliza el haz) aseguramos que incide únicamente en el blanco de  $^{nat}\text{C}$  montado sobre una tapa metálica refrigerada que sustituirá al vidrio y se muestra en la figura II.8.

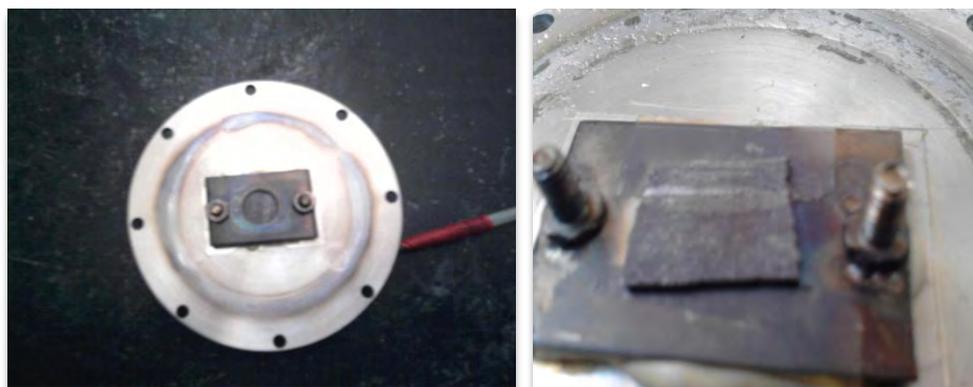


Figura II.8. En el centro de la tapa se ve el blanco de  $^{nat}\text{C}$  (grafito) con seguro a la izquierda y libre a la derecha.

Cuando ya se aseguró que el haz de iones da en el centro de la ventana de vidrio entonces se fija el blanco (tomando en cuenta que la tapa debe de quedar atornillada perfectamente para que no haya pérdida de vacío) y se procede a la creación de un protocolo para medir la sección eficaz.

En nuestra línea debemos de tener una llave de paso para conectar una bomba mecánica que tiene la capacidad de llegar a un vacío de  $1 \times 10^{-35}$  torr, ver figura II.9. También debe de contar con una válvula que restringe la comunicación de nuestra línea con la del acelerador.

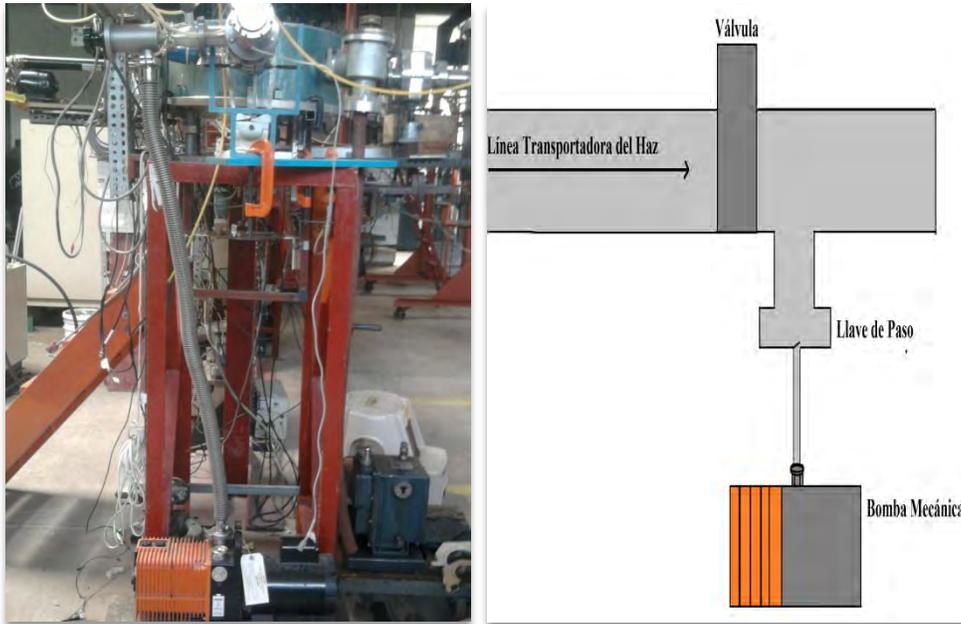


Figura III.9. A la izquierda se muestra la bomba mecánica conectado a la línea transportadora del haz por medio de la llave de paso. A la derecha se muestra el esquema.

Para finalizar la instalación del experimento, se coloca al final de la línea transportadora la cámara de reacción que es donde se lleva a cabo la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ , inmediatamente se coloca enfrente el detector de HpGe con la finalidad de detectar los rayos gamma, el esquema se puede ver en la figura III.10.

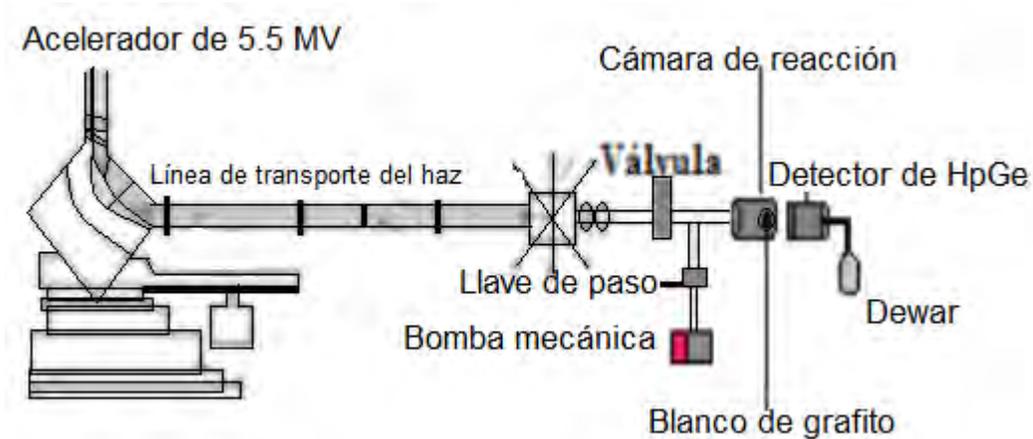


Figura III.10. Montaje completo del experimento de la medida de la sección eficaz de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ .

El esquema de la cámara de reacción se muestra en la figura III.11.

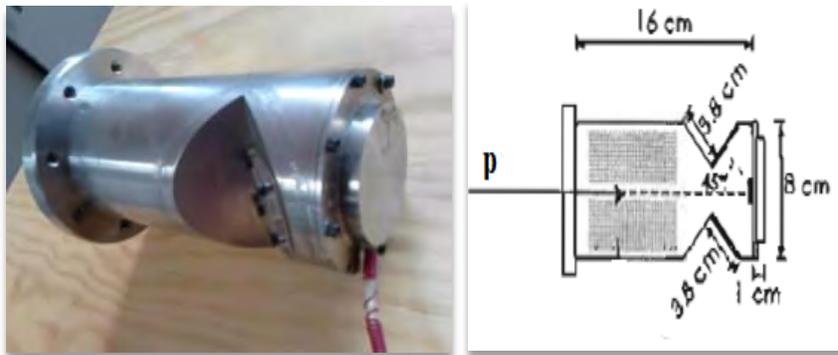


Figura III.11. Se observa la cámara de reacción y a la derecha el esquema interno.

### Toma de datos de radiación de fondo

Cuando nuestra línea se montó correctamente, se conecta la electrónica asociada al experimento, que consta de un BIN, un multicanal y una computadora, tal como se muestra en la figura III.12.

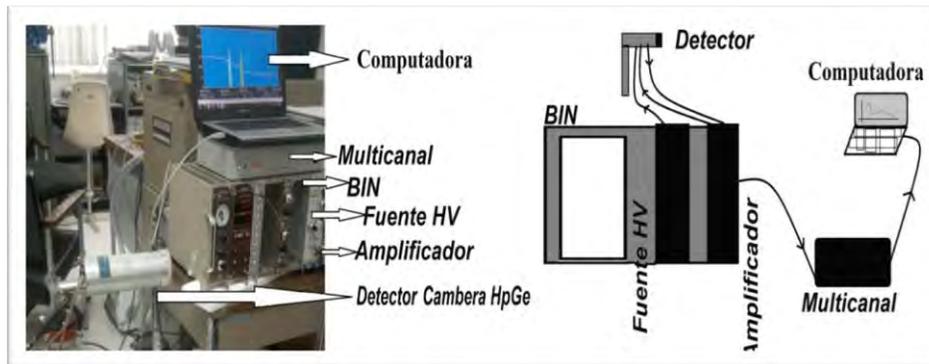


Figura III.12. Electrónica asociada a la medición de rayos gamma.

El espectro de la radiación de fondo se adquiere en dos etapas y se toman en tiempos iguales para tener datos que concuerden ya que el número de conteos varía con el tiempo:

- Durante 100 horas sin blindaje (tal como se muestra en la figura III.12).
- Durante 100 horas blindado (tal como se muestra en la figura III.13 y III.14).



Figura III.13. Dispositivo de toma de radiación de fondo blindado, se observa el plomo con el que se taparon los orificios que estaban descubiertos.

Los detalles del blindaje que se uso en la toma de radiación blindado se muestran en la figura III.14.

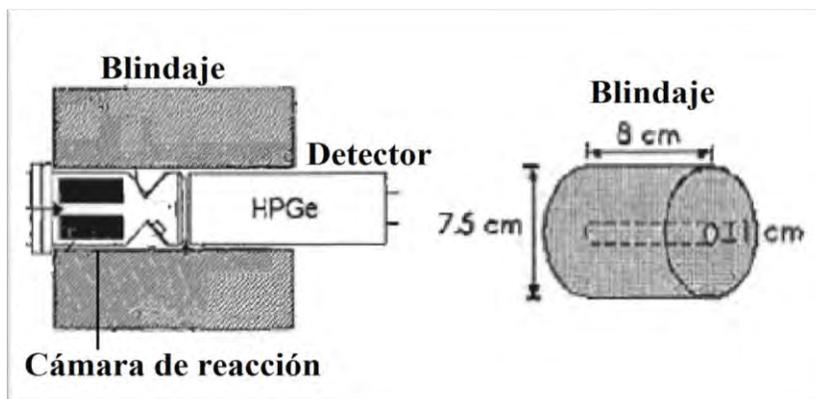


Figura III.14. Corte transversal del dispositivo de toma de radiación de fondo blindado.

Los datos obtenidos se guardan en la memoria de la computadora, utilizando el software llamado Spectrum Techniques.

### Toma de datos de sección eficaz

Con la configuración mostrada en la instalación del experimento, en la fuente de iones del acelerador se inyecta el gas de Hidrógeno para producir el haz de protones, la energía del protón en el laboratorio es de  $E_p=1.92$  MeV. E haz se hace incidir sobre el blanco de  $^{nat}\text{C}$ , produciendo la

## Medida de la sección eficaz de la reacción de captura $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

reacción  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ . Son los gammas emitidos en esta reacción los que necesitamos detectar. Se adquieren datos durante un tiempo de 88 minutos con una intensidad de haz inferior a los 10 nA. Posteriormente hubo que suspender el experimento por una falla mayor en la fuente de iones y el vacío sobre la línea es de  $2.8 \times 10^{-6}$  Torr. Los datos obtenidos se guardan en la memoria de la computadora.

La Q del sistema es de  $Q = 1.9473$  MeV, lo cual nos muestra que es una reacción exotérmica. Debido a que la energía del protón es de  $E_p = 1.92$  MeV, le corresponde al primer estado de excitación de nuestra reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  en  $E_\gamma = 2366$  keV en el estado  $+1/2$ .

El blanco de nuestra reacción nuclear ( $^{nat}\text{C}$ ) lo ideamos de forma cilíndrica, con un radio  $r = 0.49$  cm y un espesor de  $L = 0.1$  cm, entonces el volumen es de  $V_{natC} = 0.07542$  cm<sup>3</sup>.

Tenemos que la densidad volumétrica del  $^{12}\text{C}$  es de  $\delta_{12C} = 2267$  Kg/m<sup>3</sup>, entonces la densidad de superficie  $N = 6.83 \times 10^{49}$  átomos/m<sup>2</sup>.

El radio del protón es de  $R_p = 1.07$  fm y el radio del  $^{12}\text{C}$  es de  $R_{12C} = 2.44$  fm (fm =  $10^{-15}$  m), entonces, como la sección eficaz (teórica) esta dada por la ecuación  $\sigma = \pi(R_p + R_{12C})^2$  se obtiene que  $\sigma = 49.02$   $\mu\text{b}$  ( $b = 10^{-24}$  m<sup>2</sup>). El valor de la sección eficaz obtenida en el laboratorio es de  $\sigma = 99$   $\mu\text{b}$  para una energía de 2369 keV.

La barrera Coulombiana es de  $E_{Coul} = 2.45$  MeV.

## CAPITULO IV. Datos

La figura IV.1, muestra los datos obtenidos para la radiación de fondo sin blindaje, la cual se muestra sin calibración de energía. Se obtuvo una ecuación de ajuste lineal de la forma  $y = A + Bx$  para la energía de los rayos gamma conocidos. Los picos que se observan en la figura se tomaron para la calibración en energía, como se muestran en la tabla IV.1.

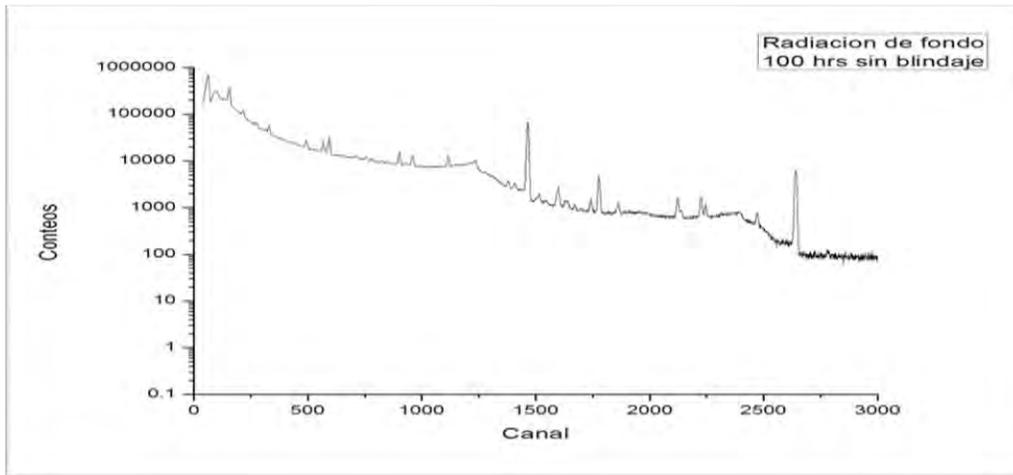
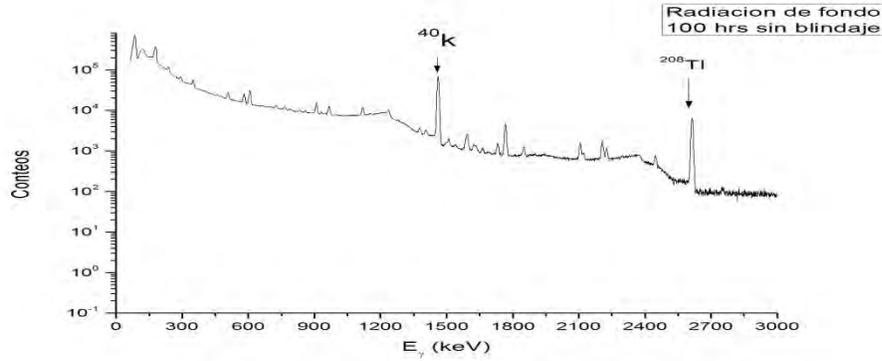


Figura IV.1. Radiación de fondo sin ajuste de energía.

Elemento	Elemento(KeV)	Canal	Ajuste de Energía (KeV)
$^{60}\text{Co}_{\gamma 1}$	1170	1168	1170.56
$^{60}\text{Co}_{\gamma 2}$	1330	1331	1330.29
$^{40}\text{K}$	1460.83	1463	1459.6
$^{208}\text{Tl}$	2614	2641	2614.09

Tabla IV.1. Elemento asociado a la energía.  $^{40}\text{K}=1460.83\text{KeV}$ ,  $^{208}\text{Tl}=2614.6\text{KeV}$ ,  $^{60}\text{Co}_{\gamma 1}=1170\text{keV}$  y  $^{60}\text{Co}_{\gamma 2}=1330\text{keV}$ .



Gráfica IV.2. Los datos de la gráfica anterior calibrados. Se marcan los elementos de  $^{40}\text{K}$  y  $^{208}\text{Tl}$  utilizados para el ajuste.

La figura IV.2 muestra la radiación de fondo con el ajuste de energía. La figura IV.3 muestra la radiación de fondo con blindaje. Haciendo un análisis de la importancia del blindaje, entonces superponemos las graficas IV.2 y IV.3 para observar el efecto que tiene el blindaje en la reducción del fondo (figura IV.4). Se encontró que si tomamos en cuenta que el  $^{40}\text{K}$  y el  $^{208}\text{Tl}$  que se encuentra de forma natural (grafica IV.2) en el ambiente, se reducen de manera significativa la detección de sus gammas emitidos: el  $^{40}\text{K}$  en 97.85% y el  $^{208}\text{Tl}$  en 96.93% (figura IV.5). La razón de que se tomaran en cuenta estos dos elementos se debe solamente a que se encuentran presentes en los datos obtenidos de la radiación de fondo sin blindaje, pero no tienen nada que ver con la reacción estudiada en esta tesis, solamente nos sirve de referencia para ver que tan bueno es nuestro blindaje.

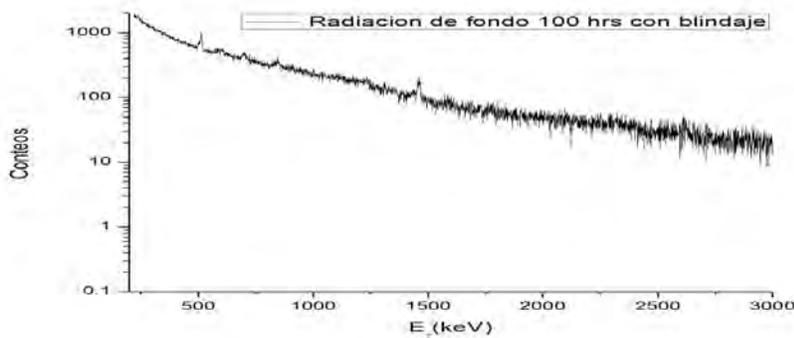


Figura IV.3. Datos obtenidos de radiación de fondo sin blindaje en el laboratorio de 5.5 MV en un tiempo de 100 horas.

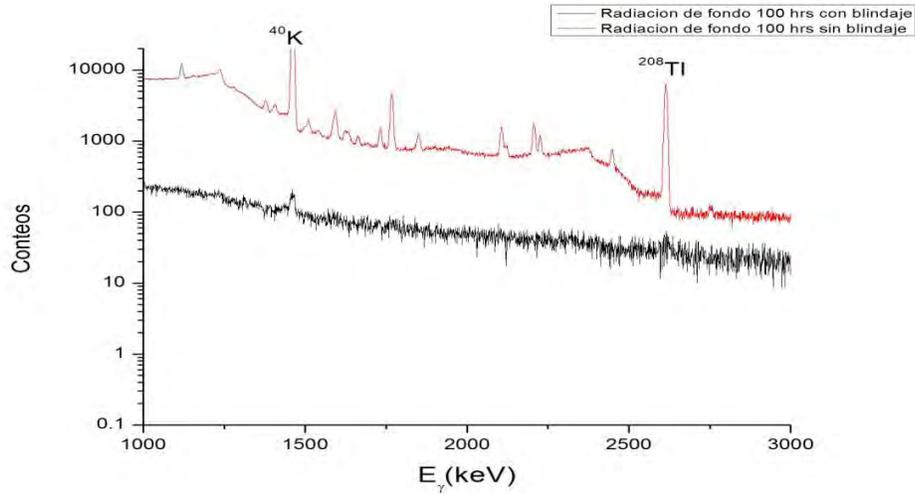


Figura IV.4. Comparación de datos obtenidos para la radiación de fondo. En las dos gráficas se presenta el  $^{208}\text{Tl}$  y el  $^{40}\text{K}$ .

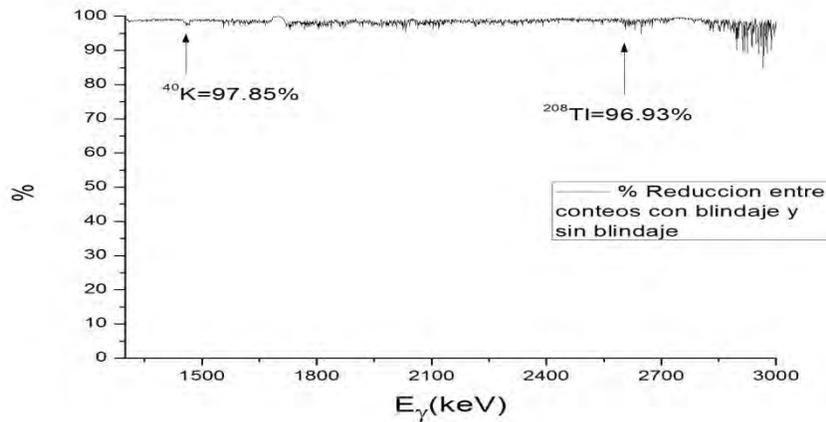


Figura IV.5. Porcentaje de reducción de conteos. Se indica la posición del  $^{40}\text{K}$  y el  $^{208}\text{Tl}$ .

Inicialmente se llevó a cabo el experimento sin colocar el blindaje alrededor de la cámara de reacción y el detector de germanio con la intención de verificar que todo estaba funcionando adecuadamente. Una vez montado el blindaje, el acceso a la cámara y al detector se torna más complejo. De los 120 minutos planeados, se pudo tomar solamente 88 minutos, debido a una falla en el acelerador. El espectro en energía de los rayos gamma detectados en esta medida se muestra en la figura IV.6, donde se aprecia claramente la contribución debida a la reacción que estamos estudiando.

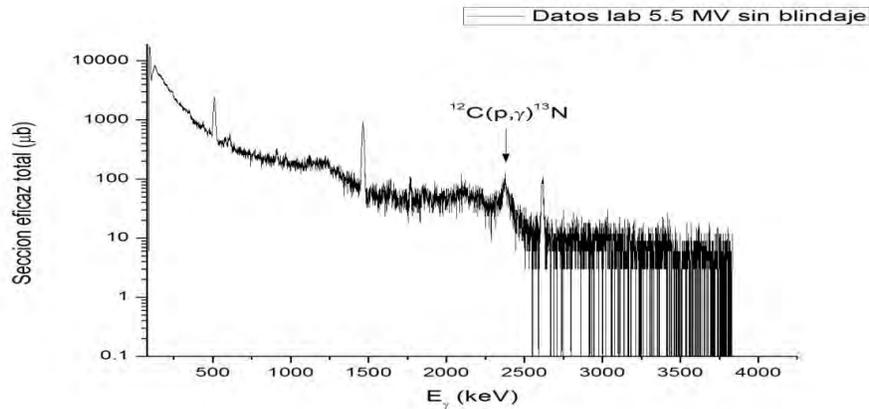


Figura IV.6. Espectro de energía de los rayos gamma detectados. El tiempo de adquisición fue de 88 minutos.

En la figura IV.6 el eje vertical está etiquetado como sección eficaz total. Para lograrlo normalizamos nuestros datos con los publicados por Matulewicz [27] y que reproducimos en la figura IV.7. A continuación se explica el uso de los valores de los ejes coordenados:

- ♣ En el eje independiente se encuentra la energía de los rayos gamma (que se detectaron con el detector de germanio hiper puro), debido a que hay una relación entre la energía del protón incidente y la energía de excitación del primer estado del  $^{13}\text{N}$  de la siguiente manera: tomando el experimento como un sistema cerrado (no hay ninguna interacción externa), entonces

$$E_{\gamma} = E_{c.m.} + Q, \quad Q = 1943 \text{ keV}, \text{ y}$$

$$E_{c.m.} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} E_p, \quad m_1 = \text{masa del protón}, \quad m_2 = \text{masa del carbono},$$

$E_p =$  energía del protón incidente. Por lo anterior se observa la relación que tiene  $E_{\gamma}$  (detectada) y  $E_p$  (incidente), que finalmente queda de la siguiente manera

$$E_{\gamma} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} E_p + 1943, \text{ los cuales son valores conocidos.}$$

- ♣ En el eje dependiente se encuentra la sección eficaz total, que si bien es una probabilidad de interacción entre la partícula incidente (protón) y el blanco (carbón natural que está compuesto por  $^{12}\text{C}$  y  $^{13}\text{C}$ ), esta queda en términos de área debido a que el blanco presenta una superficie de media esfera (idealizado) para que se dé la fusión nuclear y se mide en barns. La energía del protón en el laboratorio fue de 1.92 MeV que a primera vista sobrepasa la energía de excitación del primer estado del  $^{13}\text{N}$  que es de 457 keV, por lo que el protón incidente no pierde toda su energía en el primer choque entonces sigue interaccionando con los otros núcleos y electrones que se encuentran en las capas posteriores, pero no es de nuestro interés el estudio del amplio espectro de energía que se obtiene de la interacción que se dan entre el protón y el  $^{nat}\text{C}$ , solo fijamos la atención a las energías comprendidas entre 2200 y 2500 keV. Debido a que el cambio del ángulo sólido entre el rango de energías de nuestro interés es mínima, podemos decir que su cambio no es significativo, dando como resultado la toma de datos de la sección eficaz total. Por último si se tiene la duda de porqué relaciono  $^{12}\text{C}$  con  $^{13}\text{N}$  (ver Capítulo II), es debido a que al

fusionarse el protón incidente con el  $^{12}\text{C}$  da como resultado un  $^{13}\text{N}$  que decae emitiendo un rayo gamma.

- ♣ Se normalizaron los datos con por Matulewicz [27] debido a que el conteo máximo que obtuvimos de rayos gamma de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  fue de 42.

Se utilizó el software libre de nombre digit-exe-windows-4\_1 el cual nos permite obtener los datos de una gráfica impresa en papel. Debido a que en los datos originales de Matulewicz [27] que presenta la energía del protón medida desde el centro de masa, entonces se aplicó una transformación de sistema de referencia para los datos obtenidos en el IFUNAM obtener los valores de la  $E_\gamma$  de laboratorio para poder normalizar con estos.

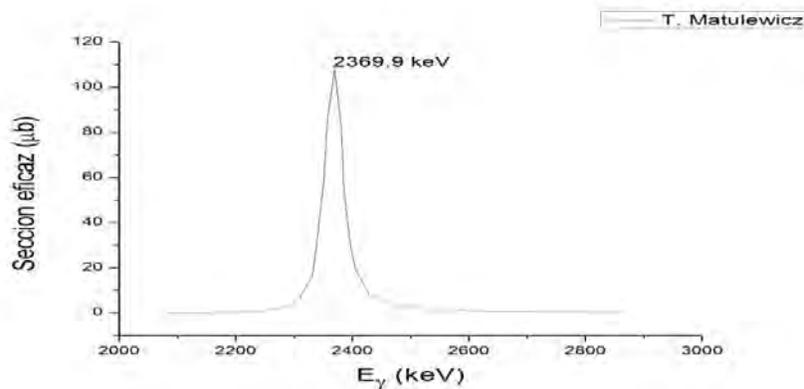


Figura IV.7. Datos publicados por Matulewicz [27].

En la figura IV.8 se muestran nuestros datos junto con los de Matulewicz [27], se incluye también los datos de radiación de fondo sin blindaje y con blindaje, cabe mencionar que nuestros datos se muestran sin hacer la corrección del efecto Doppler relativista. Los datos de radiación de fondo con y sin blindaje se incluyen en la gráfica mencionada para mostrar la influencia que tiene sobre los datos obtenidos de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ; como el  $^{208}\text{Tl}$  se encuentra presente en: los datos obtenidos en la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  (normalizados) y también en la radiación de fondo (con y sin blindaje), entonces normalizamos los datos de los últimos con el máximo ( $^{208}\text{Tl}$ ) que se encuentra en el espectro de la reacción nuclear. El objetivo de insertar los datos de radiación de fondo en la gráfica figura IV.8 es para dar una idea de cómo se pueden mejorar nuestros datos al incluir blindaje sobre la cámara de reacción, ya que el término de sección eficaz en la radiación de fondo no tiene sentido.

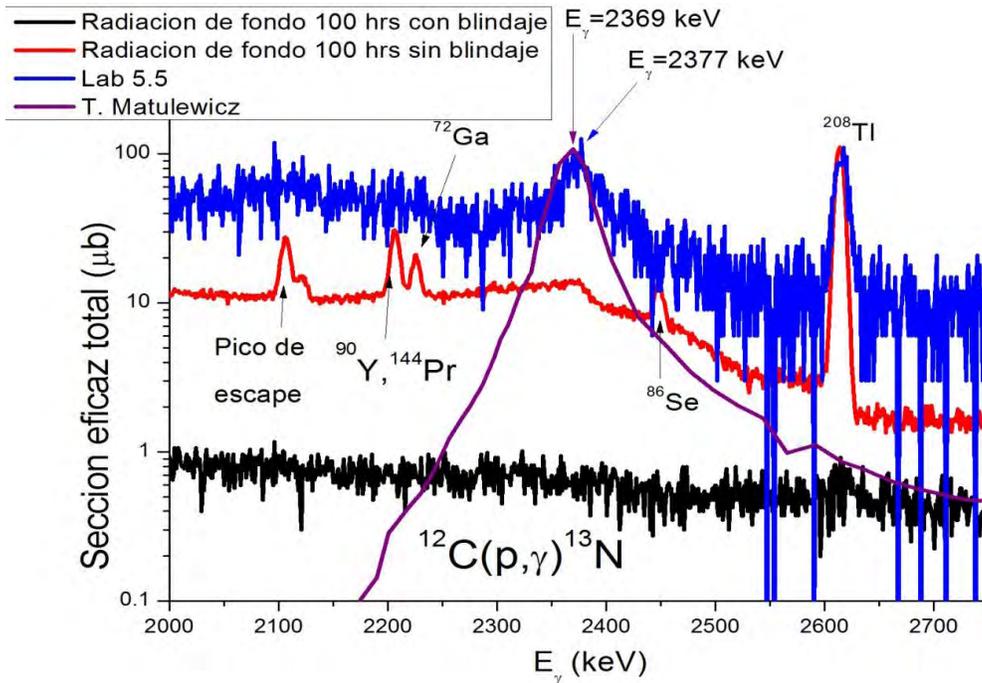


Figura IV.8. Datos obtenidos en el laboratorio de 5.5 MV comparados con los de Matulewicz [27].

Se toma en cuenta el efecto Doppler relativista ya que es inherente al experimento, debido a que el proyectil (protón) incide sobre el  $^{12}\text{C}$  dando como resultado que una parte de la energía total se gasta en la fusión ( $^{13}\text{N}$ ) y la otra parte se convierte en energía cinética, entonces el nuevo átomo se mueve y al mismo tiempo emite un rayo gamma, la velocidad del  $^{13}\text{N}$  se obtiene de la siguiente manera: por conservación de energía  $E_i = E_f$ , como  $E_i = 1.92 \text{ MeV}$  y también  $E_f = k_{^{13}\text{N}} + k_\gamma$  con  $k = \text{energía cinética}$ , como el rayo gamma no tiene masa  $k_\gamma = 0$ , usando la ecuación de energía cinética  $k = \frac{1}{2}mv^2$  se obtiene finalmente la velocidad del  $^{13}\text{N}$ . Una vez que se obtuvo la velocidad se sustituye en la ecuación de efecto Doppler relativista mencionado en el capítulo II, esto se hace ya que cuando el detector recibe la gamma emitida la detecta con una energía mayor, es por esto que a los datos obtenidos se les aplica una corrección de energía debido al efecto Doppler relativista, por lo que en la figura IV.9 se vuelve a mostrar los resultados de la reacción nuclear estudiada con la corrección en energía de la gamma detectada.

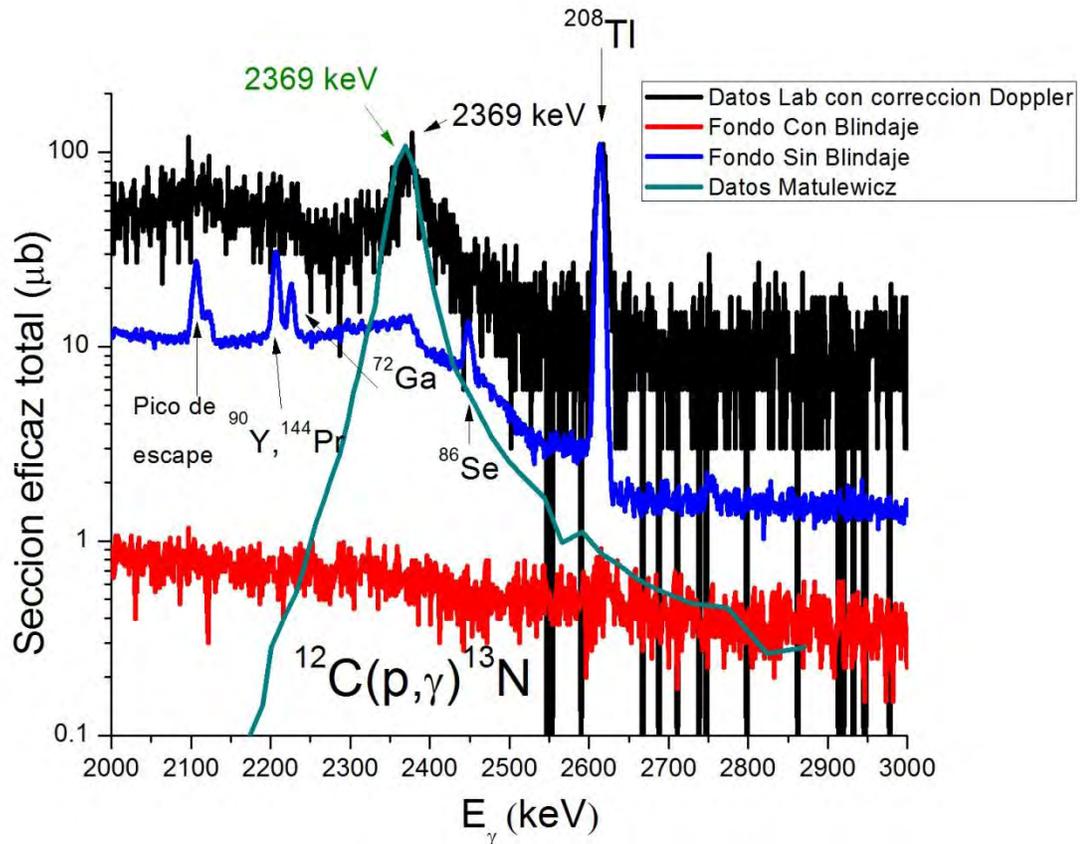


Figura IV.9. Datos obtenidos en el Laboratorio de 5.5 MV incluyendo la corrección por efecto Doppler relativista, comparados con los de Matulewicz

La figura IV.9 muestra que la corrección Doppler relativista aplicada a los datos obtenidos es correcta ya que coincide con la gráfica de Matulewicz [27] y además es próxima a los valores teóricos los cuales son: para el primer estado de resonancia  $p+^{12}\text{C}=457$  keV le corresponde un rayo gamma de  $E_\gamma=2366$  keV.

En la literatura se encuentran trabajos en los que reportan medidas similares a la nuestra, pero en lugar de reportar una sección eficaz total, presentan sus datos en forma del factor S (ver capítulo I). Con la intención de comparar nuestros datos con los de aquellos en la figura IV.10 se grafica los datos obtenidos en forma del factor astrofísico S vs  $E_{c.m.}$ , tomando en cuenta que la energía de centro de masa ( $E_{c.m.}$ ) es  $E_{c.m.} = \frac{m_c}{m_p+m_c} E_p$

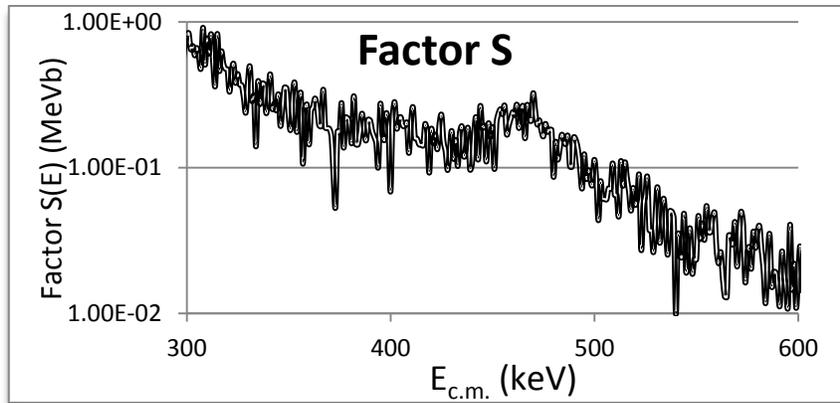


Figura IV.10. Factor astrofísico S obtenido en el laboratorio del IFUNAM.

Los datos del factor S obtenido se comparan con Nesaraja<sup>3</sup>, Li<sup>5</sup> y Burtebaev<sup>30</sup> en la figura IV.11.

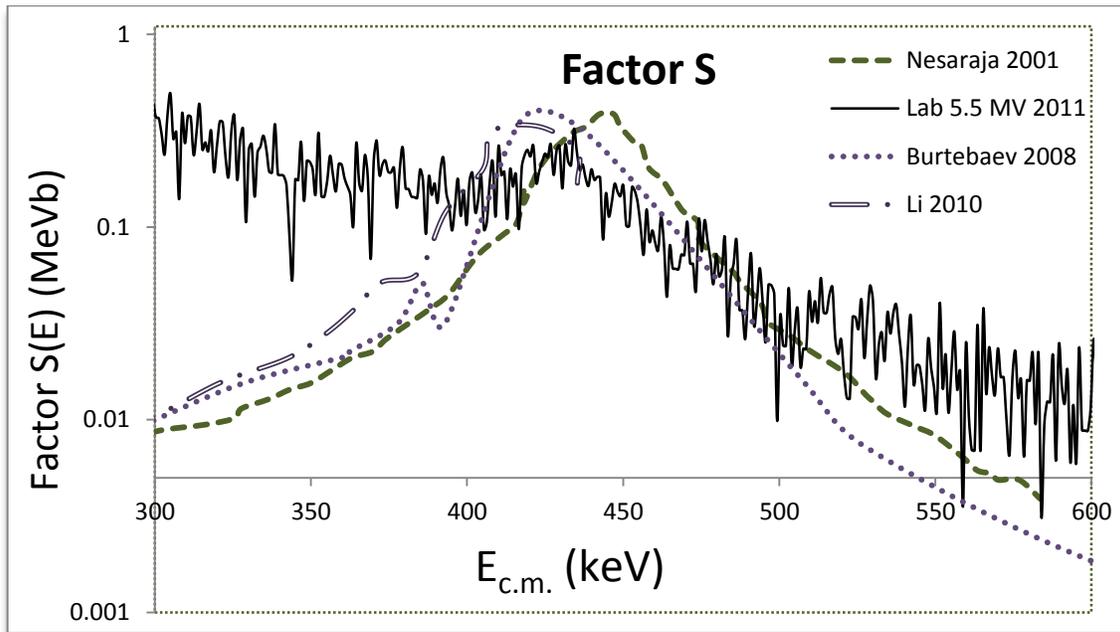


Figura IV.11. Comparación del factor astrofísico S de los datos obtenidos en el laboratorio de 5.5 MV en el IFUNAM con otros autores. La  $E_{c.m.}$  de 300keV -600keV en donde se encuentra el primer estado de resonancia de  $^{13}\text{N}$ .

## CAPITULO V. Conclusiones

Parte fundamental, por lo que a mi consideración lo pongo en primer lugar, es el éxito en la reparación del detector de Germanio Hiperpuro de la marca Camberra, que se encontraba fuera de funcionamiento. Gracias al proceso que se llevó a cabo en el taller del IFUNAM y en el taller de alto vacío se logró alcanzar en su interior un vacío estable de  $1 \mu\text{Torr}$ , con lo que se obtuvieron las condiciones necesarias para su funcionamiento y así poder medir la sección eficaz de la reacción  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ . El proceso fue el siguiente:

- ♣ Se desarmó por completo el detector de Germanio Hiperpuro reemplazando la zeolita anterior por una nueva.
- ♣ Después de varias pruebas hechas en el detector, se encontró y reparó la fuga de vacío.
- ♣ Se comprobó el funcionamiento del detector reparado, al medir la resolución de fuentes radioactivas conocidas, dando un buen resultado en la energía de las gammas detectadas.

Se cumplió con el objetivo de esta tesis, de ser capaces de medir la sección eficaz de  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  para el estado  $\frac{1}{2}^+$  del  $^{13}\text{N}$ , que es una reacción nuclear relevante para procesos de evolución estelar y nucleosíntesis (debido a que es la reacción primaria del ciclo CNO), mediante un dispositivo completamente nuevo en el Acelerador de 5.5 MV del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México, mediante el siguiente protocolo:

- ♣ Se diseñaron y construyeron adaptadores de vacío de posicionamiento para poder montar nuestro experimento.
- ♣ Se realizaron pruebas de vacío en la nueva línea y se realizó un protocolo para medir la sección eficaz:
  - ✚ Medición de la intensidad de la radiación ambiental como función de la energía de los rayos gamma registrados por el detector.
  - ✚ Medición de la supresión de la radiación de fondo mediante el uso de un blindaje de 9 cm de plomo-ferro, el cual es de uso exclusivo para este experimento.
  - ✚ Alineación del haz del Acelerador de 5.5 MV con la cámara de reacción, asegurándonos que el haz incide sobre el lugar en dónde se encontrará el blanco de  $^{nat}\text{C}$ , y no sobre el soporte.
  - ✚ Producir un vacío previo en el sistema del orden de  $1 \mu\text{Torr}$  para poder conectarse con el acelerador y permitir la llegada del haz
  - ✚ Montar el detector de Germanio, la electrónica asociada y el sistema de adquisición de datos. El detector de HPGe pegado a la cámara de reacción para registrar los rayos gamma que son emitidos cuando el haz de protones incide sobre el blanco.
- ♣ Se llevo a cabo el análisis de los datos obtenidos y se comparó con los publicados en la literatura de la siguiente manera:

- ✚ Se identificó la región de interés en el espectro de energía de fotones detectados para la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  en el estado  $\frac{1}{2}^+$  del  $^{13}\text{N}$ , y se hicieron los cambios de sistema de referencia necesarios para poder comparar nuestros datos con los de la literatura.
- ✚ Se normalizaron nuestros datos con los de Matulewicz y así poder presentarlos como sección eficaz total.
- ✚ Se realizó la corrección por efecto Doppler relativista.

Con los datos obtenidos se demostró que es factible llevar a cabo un estudio detallado de la reacción de captura radiativa de protones en  $^{12}\text{C}$  utilizando el Acelerador Van de Graaff de 5.5 MV del IFUNAM.

El trabajo hecho en esta tesis sirve como base para profundizar el estudio detallado de este sistema, para resolver las diferencias que aún se observan en los distintos conjuntos de datos y cálculos hechos por otros autores, tal como se observa en la comparación de nuestros datos con la literatura, y que se puede ver en la figura V.11.

Debido al éxito obtenido en este trabajo, se puede decir que el futuro del estudio de la medida de la sección eficaz de la reacción nuclear  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  en el estado  $\frac{1}{2}^+$  del  $^{13}\text{N}$ , es prometedor debido a que el protocolo seguido funciona muy bien y nuestro detector de Germanio Hiperpuro de la marca Camberra se encuentra en buen funcionamiento.

Sugerimos para la continuación de estas medidas en el futuro que:

- ♣ Incrementar la intensidad del haz de protones hasta un mínimo de  $1\ \mu\text{A}$ .
- ♣ Reducir la energía del protón incidente a  $E_p \approx 600\ \text{keV}$  (en este trabajo la energía del protón fue  $E_p \approx 1.92\ \text{MeV}$ ) para reducir el fondo en el rango de energía de interés producido por efecto Compton producido en las reacciones  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  ocurridas a más alta energía.
- ♣ Montar en su lugar el blindaje, caracterizarlo y, si es posible, mejorarlo.

De esta manera conseguiremos medir la sección eficaz de manera más precisa y además, alcanzar secciones eficaces más pequeñas del orden de  $\leq 1\ \text{nb}$  (en esta tesis se pudo medir hasta  $58\ \mu\text{b}$ ).

## APÉNDICE ÚNICO

Debido a que la línea que se utiliza para medir la sección eficaz  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  se encontraba en un principio en otro laboratorio, fue necesario diseñar y construir 5 bancos metálicos (ver figura A.1), los cuales cumplen la función de poner en línea el haz de protones y el blanco de  $^{nat}\text{C}$ .

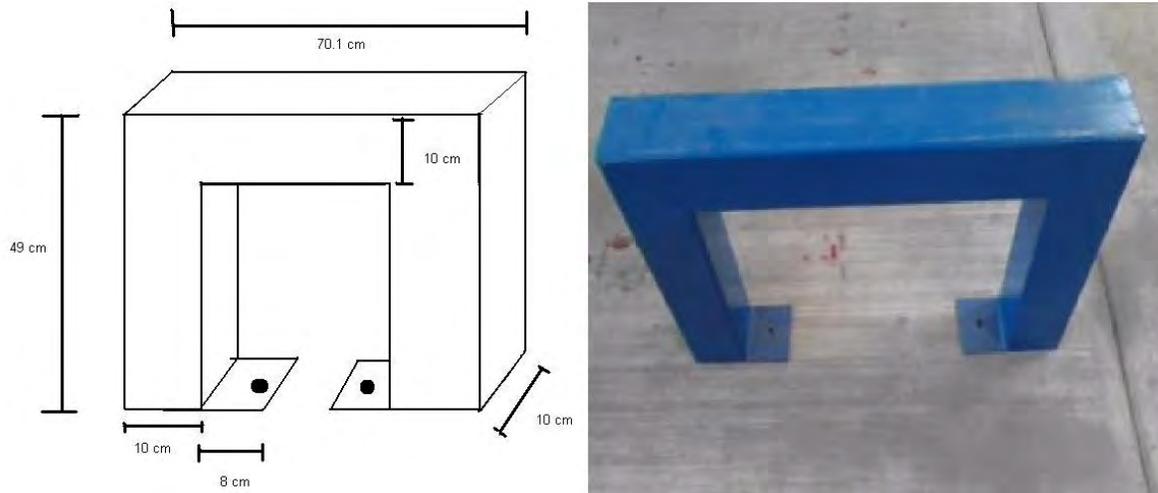


Figura A.1. Banco metálico construido en el taller del IFUNAM.

Por otra parte, también fue necesario construir un adaptador (ver figura A.2) para montar esta línea en el nuevo laboratorio.

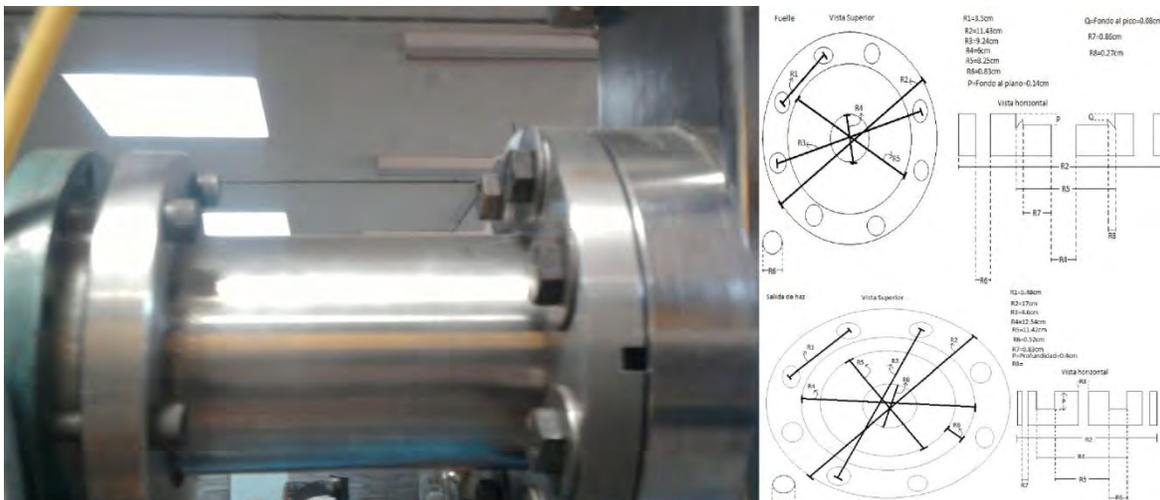


Figura A.2. Adaptador construido en el taller del IFUNAM

## Bibliografía

---

- <sup>1</sup> Hoyle F. and Fowler W.A, In Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse, ed. I. Robinson, A. Schild, and E. L. Schucking (Chicago: University of Chicago Press) 1965.
- <sup>2</sup> William A. Fowler, Astrophysical Journal, Vol. **144** (1965), p.180. "The stability of supermassive stars".
- <sup>3</sup> C. D. Nasaraja, C. R. Brune, et al. Phys. Rev. **C64** 065804 (2001). "Ratio of S factor for (p,  $\gamma$ ) reactions on  $^{12}\text{C}$  and  $^{13}\text{C}$  at astrophysically relevant energies"
- <sup>4</sup> Xiaodong Tang. Phys. Rev. **C69** 055807 (2004). "Determination of the direct capture contribution for  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$  from the  $^{14}\text{O} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$  asymptotic normalization coefficient".
- <sup>5</sup> Li ZhiHong, SU Jun, GUO Bing, et al. Phys. Mech. & Astr. Vol. **53** (2010) 658. "Asymptotic normalization coefficient from the  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{13}\text{N}$  reaction and the astrophysical  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  reaction rate".
- <sup>6</sup> C. E. Rolfs and W. S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, the University of Chicago Press, 1998.
- <sup>7</sup> Jaime Klapp, V Escuela Mexicana de Física nuclear 2007, "Evolución Estelar y nucleosíntesis".
- <sup>8</sup> M. Wiescher, J. Görres, E. Uberseder, et al. Annu. Rev. nucl. Part. Sci. (2010) **60**:381-404. "The cold and hot CNO cycles".
- <sup>9</sup> von Weizsäcker CF. *Phys. Z.* 38:176 (1937). "Origin of stars".
- <sup>10</sup> Bethe H. A, Critchfield CL. *Phys. Rev.* 54:248, 862 (1938). "The formation of Deuteron by proton combination".
- <sup>11</sup> E. E. Salpeter. *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 2:41 (1953) "Energy Production in Stars".
- <sup>12</sup> von Weizsäcker CF. *Phys. Z.* 39:633 (1938). "Origin of stars".
- <sup>13</sup> Bethe HA. *Phys. Rev.* 55:103, 434 (1939). "Energy production in stars".
- <sup>14</sup> Burbidge E.M, Burbidge GR, Fowler WA, Hoyle F. *Rev. Mod. Phys.* 29:547 (1957). "Synthesis of the elements in stars".
- <sup>15</sup> C. Rolfs and W. S. Rodney, The Astrophysical Journal, **194** (1974) L63. "Experimental evidence for CNO tri-cycling".
- <sup>16</sup> Carl L. Bailey, *Rev. Phys.* Vol. **77** (1950), p.194. "Cross section of the  $\text{C}^{12}(p, \gamma)\text{N}^{13}$  reaction at low energies".
- <sup>17</sup> Robert Noel Hall and William Alfred Fowler. *Phys. Rev.* Vol. **77** (1950) 197. "The cross section for the radiative capture by  $\text{C}^{12}$  near 100 keV".
- <sup>18</sup> R. W. Detenbeck et al. *Nucl. Physics.* Vol. **72** (1965) 552-576. "Weakly excited resonance levels in the  $\text{C}^{13}(p, \gamma)\text{N}^{14}$  reaction".
- <sup>19</sup> Delbard, W. Galster, P. Leleux, et al. *Nucl. Phys.* **A542** (1992) 263. "One-step energy scanning of wide low-lying  $1^-$  resonances in  $^{13}\text{C} + p$  and  $^{13}\text{N} + p$  scattering".
- <sup>20</sup> Warburton, E. K., and H. O. Funsten, *Phys. Rev.* Vol. **128**, (1962) 1810. "High-energy gamma rays and low-energy protons and deuterons from  $\text{C}^{12} + p$  for  $E_p=14-20$  MeV".
- <sup>21</sup> C. Rolfs, R. E. Azuma, *Nucl. Phys.* **A227**, 291 (1974). "Interference effects in  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  and direct capture to unbound state".

- <sup>22</sup> J. C. P. Heggie, Z. E. Switkowski. Nucl. Instr. & Meth. **147** (1977) 425. "A precise determination of the  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  reaction Q-value".
- <sup>23</sup> T. Matulewicz. Acta Phys. Pol. Vol. **B15** (1984) 569. "Analysis of the  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  reaction at  $E_p \leq 1$  MeV".
- <sup>24</sup> S. Hinds and F. C. Barker. Aust. J. Phys. **45** (1992) 749-56. "The  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  cross section near the  $E_p=0.46$  MeV peak".
- <sup>25</sup> C. D. Nasaraja, C. R. Brune, et al. Phys. Rev. **C64** 065804 (2001). "Ratio of S factor for (p,  $\gamma$ ) reactions on  $^{12}\text{C}$  and  $^{13}\text{N}$  at astrophysically relevant energies".
- <sup>26</sup> N. Burtebaev, S. B. Igamov, R. J. Peterson, et al. Phys. Rev. **C78** 035802. "New measurements of the astrophysical S factor for  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the  $p+^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}$  reaction".
- <sup>27</sup> Z. H. Li, J. Su. B. Guo, E. T. Li, et al. Nucl. Phys. **A834** (2010) 661c-663c. " $^{13}\text{N}(d,n)^{14}\text{O}$  reaction and the astrophysical  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  reaction rate".
- <sup>28</sup> W. A. S. Lamb and Ross E. Hester. Phys. Rev. Vol. **107** (1957) 550. "Radiative capture of protons in carbon from 80 to 126 keV".
- <sup>29</sup> Robert Noel Hall and William Alfred Fowler. Phys. Rev. Vol. **77** (1950) 197. "The cross section for the radiative capture of protons by  $\text{C}^{12}$  near 100 keV".
- <sup>30</sup> Geiger, H. and Marsden, E. (1909). Proc. Roy. Soc. Vol. **A82**, 459. "On a diffuse reflection of the  $\alpha$ -particles".
- <sup>31</sup> Barkla, C. G. (1911). **Phil. Mag.** Vol. 21, 648, and earlier papers. "Conduction of electricity through gases".
- <sup>32</sup> Bohr, N. (1913). **Phil. Mag.** Vol. 26, 1. "On the constitution of atoms and molecules".
- <sup>33</sup> Rutherford, E. (1919). **Phil. Mag.** Vol. 37, 537. "Collision of a particle with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen".
- <sup>34</sup> Chadwick, J. (1932). **Nature**, Vol. 129, 312; Proc. Roy. Soc. Vol. **A136**, 692. "The existence of a neutron".
- <sup>35</sup> Fermi, E. (1934). **Nature**. Vol. 133, 898. "Artificial radioactivity produced by neutron bombardment".
- <sup>36</sup> William R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach. Germany 1987. Springer London, Limited.
- <sup>37</sup> Libertad Barrón Palos, Tesis doctoral "Medidas de sección eficaz de fusión para el sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  a energías de interés astrofísico".
- <sup>38</sup> Einstein, A. Ann. d. Phys. **17**, 132 (1905). "über einen die erzeugung und verwandlung des liches betreffenden heuristischen gesichtspunkt".
- <sup>39</sup> Glenn F. Knoll. J. Wiley and Sons, Radiation Detection and Measurement", 1987 pag 52.
- <sup>40</sup> Nuclear and Particle Physics an Introduction. Brian R. Martin. Edit Wiley 2006.
- <sup>41</sup> ORTEC®, "High-Purity Germanium (HPGe) Detector Manufacturing".
- <sup>42</sup> Klaus Wille, The Physics of Particle Accelerator an Introduction, Oxford University Press 2000.
- <sup>43</sup> Julio Cesar Cruz Cárdenas, Tesis licenciatura "Caracterización elemental de zeolitas usando técnicas analíticas de origen nuclear".
- Walker, Mark. German National Socialism and the quest for nuclear power. 1939-1949. Cambridge 1993.