



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**MEDICIÓN DEL CONTENIDO DE HIDRÓGENO
EN BLANCOS DE GRAFITO PARA
EXPERIMENTOS DE ASTROFÍSICA NUCLEAR**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A:

ELIA LIZETH MORALES GALLEGOS

DIRECTOR DE TESIS:

EFRAÍN RAFAEL CHÁVEZ LOMELÍ

2011





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.

HOJA DE DATOS DEL JURADO.

1. DATOS DEL ALUMNO

Morales
Gallegos
Elia Lizeth
56735015
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
40505854

2. DATOS DEL TUTOR

Dr.
Efraín Rafael
Chávez
Lomelí

3. DATOS DEL SINODAL 1

Dr.
Eleazar
Cuautle
Flores

4. DATOS DEL SINODAL 2

Dr.
Armando
Varela
González

5. DATOS DEL SINODAL 3

Dr.
Edgar
Álvarez
Zauco

6. DATOS DEL SINODAL 4

Dr.
Eduardo
Andrade
Ibarra

7. DATOS DEL TRABAJO ESCRITO

Medición del contenido de Hidrógeno en blancos de Grafito para
experimentos de Astrofísica Nuclear
68p
2011

**“LA TEORÍA ES CUANDO SE SABE TODO Y NADA FUNCIONA.
LA PRÁCTICA ES CUANDO TODO FUNCIONA Y NADIE SABE POR QUÉ.
EN ESTE CASO HEMOS COMBINADO LA TEORÍA Y LA PRÁCTICA:
NADA FUNCIONA... Y NADIE SABE POR QUÉ.”**

ALBERT EINSTEIN

AGRADECIMIENTOS.

Primero que nada quiero agradecer a mi asesor el Dr. Efraín Chávez, por todo el apoyo que me ha brindado desde siempre y por esa cercanía que hemos logrado. También quiero agradecer enormemente a mi familia (Ma, Daddy, Iván, Gorda, Pinta, Aldo, Leo, Dora, Moni...), por siempre creer en mí y por mantenerse tan cerca aunque estemos físicamente tan lejos; es a ellos a quienes dedico este trabajo que más que palabras, representa una batalla ganada y un orgullo. En particular, agradezco a mis padres por confiar en mí y tener la fortaleza de despedir a su hija menor hace ya siete años (Lo logramos!).

También agradezco a Baruch por siempre estar a mi lado animándome en todo sentido y apoyándome en todo momento (por fin Muchi!), a Lupita por ser la hermana que nunca tuve, a Berthita por sus palabras, a Armando por ser mi segundo hermano, a Israel por la historia (ya te toca!), a Andrés por todos los momentos, a Benjamín por los consejos, a todos mis compañeros físicos con los que me desvelé tantas noches, a mis amigos actuarios que siempre estuvieron ahí, a mis músicos adorados, a César (mi actor favorito), a mis nenas de Matamoros, a mis Dungeoneros, a la familia Gaxiola y Valles por su apoyo y a todos aquellos que han marcado mi vida de maneras tan especiales que no menciono para no olvidar ningún nombre.

Por último, pero no menos importante, quiero agradecer al Técnico Académico Arcadio Huerta porque sin él, esto no hubiera sido posible, a Eustacio, a Edilberto, a mis sinodales y a todos los miembros del equipo de Física Experimental.

¡Gracias a todos, por sonreír conmigo!

ÍNDICE...

RESUMEN.....	7
ABSTRACT.....	7
I- INTRODUCCIÓN.....	8
NUCLEOSÍNTESIS.....	8
REACCIONES CON ^{12}C	9
MEDICIÓN DEL CONTENIDO DE H.....	11
II- MARCO TEÓRICO.....	12
FÍSICA NUCLEAR.....	12
<i>Reacciones Nucleares.....</i>	<i>12</i>
<i>Reacciones de núcleo compuesto y reacciones directas.....</i>	<i>13</i>
<i>Resonancias.....</i>	<i>15</i>
<i>Secciones eficaces.....</i>	<i>20</i>
<i>Sección eficaz de una resonancia.....</i>	<i>21</i>
NUCLEOSÍNTESIS.....	23
<i>Nucleosíntesis Estelar.....</i>	<i>24</i>
<i>Cadena PP.....</i>	<i>24</i>
<i>Ciclo CNO.....</i>	<i>26</i>
<i>Quemado de Hidrógeno.....</i>	<i>27</i>
<i>Quemado de Helio.....</i>	<i>28</i>
<i>Quemado de Carbono.....</i>	<i>29</i>
<i>Pico de Gamow.....</i>	<i>30</i>
<i>Factor S.....</i>	<i>31</i>
INTERACCIÓN DE LAS PARTÍCULAS CON LA MATERIA.....	32
<i>Pérdida de energía.....</i>	<i>33</i>
<i>Filtros.....</i>	<i>33</i>
<i>Poder de frenado.....</i>	<i>34</i>
<i>Dispersión energética.....</i>	<i>36</i>

BLANCOS.	37
<i>Grosor y estabilidad de blancos.</i>	38
<i>Contaminantes.</i>	38
DETECTORES DE RADIACIÓN.....	38
<i>Detectores semiconductores.</i>	40
<i>Detectores de Silicio</i>	41
ESPECTROSCOPÍA NUCLEAR.....	41
<i>Calibración de energía</i>	41
III- PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.	43
<i>Acelerador Van de Graaff</i>	45
SOFTWARE Y ELECTRÓNICA.	48
<i>Detectores</i>	48
<i>Electrónica</i>	49
<i>Software SIMNRA</i>	49
TÉCNICA ERDA.	49
IV- ANÁLISIS DE DATOS.	51
DEDUCCIÓN DEL ESPESOR DEL FILTRO.....	51
ENERGÍA DE BOMBARDEO.	54
ANÁLISIS DE MUESTRAS.	55
V- CONCLUSIONES.	65
BIBLIOGRAFÍA.	66

RESUMEN.

El estudio de reacciones nucleares, relevantes para Astrofísica, que involucran blancos de Carbón se vuelve complicado a energías muy bajas debido al contenido de Hidrógeno del grafito. Este trabajo propone una técnica para eliminar el Hidrógeno de muestras de grafito, obteniendo una disminución del contenido de Hidrógeno del 71% medido en el Instituto de Física de la UNAM.

ABSTRACT.

The study of nuclear reactions, relevant for Astrophysics, involving graphite targets becomes complicated at low energies because of the Hydrogen content of graphite. In this work, it is proposed a technique to eliminate the Hydrogen of graphite targets, having as a result a decrease of the content of Hydrogen of 71% measured in the Physics Institute in UNAM.

I- INTRODUCCIÓN.

Los primeros intentos de construir una teoría del origen de los elementos se basaron en la postulación de condiciones extremas de un estado primordial del Universo. El mayor desarrollo en el siglo pasado para la Astrofísica Nuclear ha sido la colocación de la nucleosíntesis en el contexto de la evolución estelar en lugar de en el estado primordial del Universo, es decir, estudiar a la nucleosíntesis en el contexto de la evolución de las estrellas y no desde la teoría del Big Bang. Muchos entornos diferentes y composiciones se han encontrado en la evolución de estrellas individuales, y como resultado, muchos tipos de reacciones nucleares de origen natural pueden ser examinadas como fuentes potenciales de elementos químicos [1].

Nucleosíntesis.

La nucleosíntesis es el proceso mediante el cual se crean nuevos núcleos atómicos a partir de los que ya existen para generar así, el resto de los elementos de la tabla periódica. Robert Hoffman, et al. expresan en la referencia [2] que 'La nucleosíntesis se refiere básicamente a los orígenes nucleares del Universo'. Esta ciencia intenta interpretar las abundancias medidas de elementos químicos en términos de sus propiedades nucleares y de un conjunto de ambientes en los que los núcleos pueden ser sintetizados mediante reacciones nucleares [1]. Una vez conocidas las propiedades nucleares de los isótopos, este entendimiento puede ser utilizado para calcular la historia química del Universo [2].

La Astrofísica Nuclear Moderna nació gracias a la combinación entre Física Nuclear, Astrofísica y Astronomía. Esta rama de la ciencia pretende entender todos aquellos procesos nucleares que ocurren en el Universo, los cuales generan energía y contribuyen a la nucleosíntesis de elementos presentes en los cuerpos celestes [3].

En este contexto, es la Física Nuclear quien proporciona la probabilidad de que ocurran las posibles reacciones que sintetizan nuevos núcleos o generan energía, mediante la medida de la sección eficaz o su cálculo mediante modelos. En general se requieren datos a muy bajas energías lo que obliga a realizar experimentos muy complejos para alcanzar a medir a la menor energía posible y a desarrollar modelos que permitan extrapolar estos valores a energías aún más bajas. Con estas secciones eficaces, tomando en cuenta la termodinámica del sistema en consideración (densidad, temperatura, composición química) es posible calcular las tasas de reacción para modelar los diferentes ambientes astronómicos y entender, por ejemplo, la evolución estelar y la composición elemental e isotrópica del universo. Para lo que hay que comparar con observaciones astronómicas (espectroscopía, curvas de luz, etc.), análisis de la composición de meteoritos y granos, etc.. El resultado de la interacción de la Física Nuclear, la Astrofísica y la Astronomía debe ser considerada como un intento de lograr una comprensión completa del Universo [4].

Contrario a lo que se pueda creer, la nucleosíntesis primordial del Universo es aún un tema activo, especialmente desde el descubrimiento de la radiación térmica de fondo del Universo [5]. Este fondo térmico ha sido interpretado como un residuo aumentado de una bola de fuego primordial, la cual pudo haber producido muchos de los elementos más ligeros, pero ahora parece claro que los núcleos con carga nuclear ≥ 6 son de hecho cenizas de un quemado nuclear durante la evolución estelar [6].

Reacciones con ^{12}C .

La razón de abundancia del Carbono y el Oxígeno es la condición inicial para la evolución estelar y determina el destino de una estrella [7], por ello, la reacción $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ ($Q = 7.16$ MeV [8]) es considerada como la reacción clave en el quemado de Helio en las estrellas y no sólo determina la razón Carbono/Oxígeno sino que también determina la nucleosíntesis de los elementos más pesados [9, 10].

La temperatura para que la reacción $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ ocurra en una estrella es alrededor de 0.2×10^9 K, de la misma manera, la energía del centro de masa $E_{c.m.}$ de la reacción es de 0.3 MeV de acuerdo a la teoría de Gamow. La sección eficaz es del orden de 10^{-17} barn con esa energía del centro de masa, por lo que es demasiado pequeña para ser medida [11].

Las reacciones $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ son reacciones clave en la evolución estelar ya que no sólo influyen en la nucleosíntesis del Neón, sino que también determinan la posibilidad de que ocurra una explosión supernova [12].

La reacción de fusión $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ es el primer proceso que involucra dos núcleos pesados en el canal de entrada. Las reacciones más probables son [1]:



Los protones, partículas alfa y neutrones liberados serán rápidamente consumidos por reacciones secundarias debido a las altas temperaturas y densidades necesarias para que las reacciones de Carbono ocurran [13].

La altura de la barrera coulombiana de la reacción $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ es de aproximadamente 6.3 MeV. Las secciones eficaces de estas reacciones son bien conocidas únicamente muy por arriba de la energía de Gamow $E_0 = 1.5$ MeV, usando espectroscopía de rayos γ o partículas cargadas como se puede observar en las referencias [8, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20]. Sin embargo, abajo de $E = 3.0$ MeV las secciones eficaces reportadas son inciertas, debido a que a estas energías, la presencia de Hidrógeno en los blancos de Carbono atenúan la medida de la reacción $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en ambas técnicas usadas (espectroscopía γ y partículas cargadas) [12, 16].

La motivación central de este trabajo es entonces la necesidad de construir blancos de ^{12}C con una contaminación de Hidrógeno despreciable.

En 2006, L. Barrón-Palos et al. [16] irradiaron muestras de grafito natural con un haz de carbono intenso para calentarlo suficiente y bajar su contenido de Hidrógeno lo más posible.

En la figura 1 se muestran estos resultados obtenidos en el Instituto de Física de la UNAM.

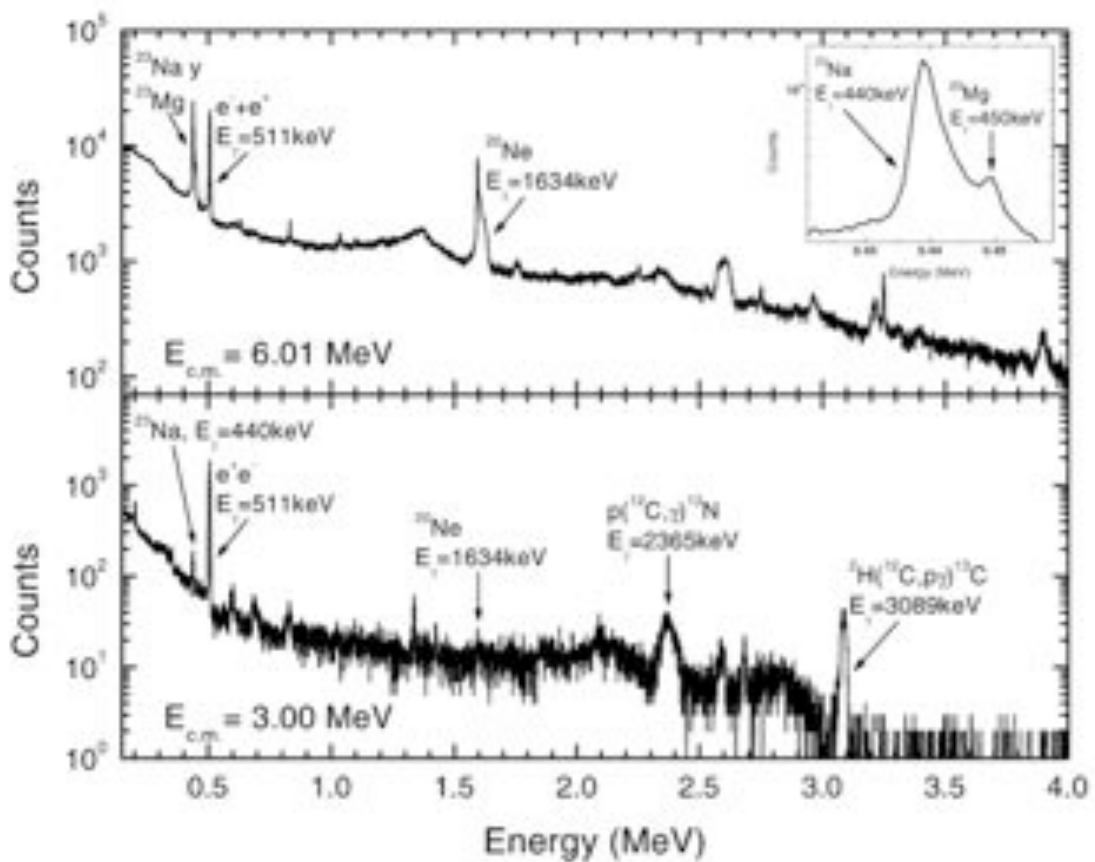


Figura 1. Resultados del experimento de L. Barrón-Palos [16].

En estos resultados se puede apreciar claramente la resonancia existente de la reacción $\text{H} + ^{12}\text{C}$ que a muy bajas energías supera por mucho las cuentas para la reacción de interés, es decir $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. En aquel trabajo no se hizo un estudio cuantitativo del contenido de Hidrógeno en los blancos de grafito.

Es por eso que en este trabajo se propone usar otro tipo de muestra de grafito con menos cantidad de Hidrógeno y darle un tratamiento diferente a la radiación que normalmente se utiliza.

Medición del contenido de H.

Hay elementos muy contaminantes para las muestras que son utilizadas en un experimento de Física Nuclear, uno de los más comunes es el Hidrógeno. El Hidrógeno tiene importantes efectos en las propiedades químicas, físicas y eléctricas en muchos materiales; el análisis del contenido de Hidrógeno en los materiales es muy difícil y hasta podría catalogarse de imposible por métodos analíticos tradicionales [21].

Uno de los métodos más utilizados entre las técnicas de análisis de materiales es la espectrometría de retro-dispersión de Rutherford o RBS por sus siglas en inglés. Este método está basado en el proceso de dispersión elástica y se explica de la siguiente manera [22]: *iones ligeros, usualmente Helio o Hidrógeno, con energías en el rango de 0.5 - 3 MeV, inciden en un blanco mientras se mide el número y energía de los iones retro-dispersados en dirección a un detector ubicado a un ángulo hacia atrás (por eso el nombre de "Retrodispersión") típicamente 150°.* Como la colisión de los átomos del haz con los núcleos del blanco es elástica, se puede derivar su masa a partir de las energías medidas haciendo uso de las leyes de conservación de energía y momento.

Sin embargo, es complicado distinguir el tipo de partículas que se están detectando [21], por lo que una de las técnicas más populares para esto es la llamada Elastic Recoil Detection (ERD).

En este trabajo, es importante determinar el contenido de Hidrógeno en muestras de Carbono y como lo muestran las referencias [23, 24, 25, 26] el análisis por ERD (o ERDA) es la mejor opción.

En los siguientes capítulos se profundiza en los conceptos de Física Nuclear y Astrofísica relevantes para este trabajo como las diferentes reacciones nucleares existentes, la definición de sección eficaz, la definición de Nucleosíntesis y procesos que ocurren en las estrellas como el ciclo CNO y la cadena PP, la descripción del quemado de elementos ligeros en las estrellas, la definición del factor S astrofísico, así como una descripción de los elementos necesarios para llevar a cabo un experimento de esta clase, ahondando en el tema de la interacción partícula-materia, blancos, diferentes tipos de detectores de radiación y espectroscopía nuclear.

Posteriormente se habla del arreglo experimental utilizado, el acelerador Van de Graaff, el software y la electrónica asociada al experimento y la técnica ERDA, para después mostrar los resultados obtenidos y los análisis cualitativos y cuantitativos de estos.

II- MARCO TEÓRICO.

Física Nuclear.

El corazón de la nucleosíntesis son las reacciones termonucleares. Las estrellas se encuentran en un estado estable, pero no estático, en el que liberan energía de su interior y de su superficie. Esta liberación de energía cambia su composición química interna y gracias a estos procesos evolucionan [1].

Reacciones Nucleares.

Una reacción nuclear se puede escribir como $A(x,y)B$ que significa que el núcleo **A** (blanco) colisiona con el núcleo **x** (proyector) y se produce un nuevo núcleo **y** (eyector) dejando al blanco como **B** (residuo).

Para determinar la producción o absorción de energía en una reacción se define una cantidad llamada valor Q , dada por las masas de los núcleos interactuantes:

$$Q = (m_1 + m_2 - m_3 - m_4)c^2$$

donde m_1 y m_2 se refieren a las masas del blanco y del proyectil, mientras que m_3 y m_4 hacen referencia a las masas de los núcleos de salida y c es la velocidad de la luz [1]. También se puede escribir el valor Q de la siguiente manera:

$$Q = E_f - E_i$$

donde E se refiere al valor de la energía total del estado final e inicial.

Si el valor Q es diferente de cero significa que la energía cinética se ha convertido en energía interna de excitación o viceversa; si el valor Q es positivo quiere decir que la reacción es Exotérmica, es decir, se liberó energía, si por el contrario el valor Q es negativo la reacción es Endotérmica, es decir, se absorbió energía [7].

Existen diferentes clases de reacciones nucleares, a continuación se mencionan algunas de ellas [7]:

- **Dispersión elástica:** donde el nuevo núcleo **y** es igual al proyectil **x** y el blanco resultante **B** es el mismo que el blanco original **A**. En esta reacción los estados internos no cambian por lo que el valor $Q = 0$ y la energía cinética en el centro de masa es la misma antes y después de la reacción. Se tiene entonces que la reacción es del tipo $A(x,x)A$.

- **Dispersión inelástica:** en general este término se utiliza para describir una colisión en donde el nuevo núcleo y es igual al proyectil x pero el blanco resultante B es un estado excitado del blanco original A y se denota como A^* . Consecuentemente se tiene que el valor $Q = -E^*$, donde E^* es la energía de excitación de este estado. Como x se emite con una energía menor, generalmente se escribe como x' , se tiene entonces una reacción del tipo $A(x,x')A^*$.
- **Reordenamiento o reacción nuclear:** en este caso el nuevo núcleo y es diferente al proyectil x y el blanco resultante B es diferente al blanco original A por lo que hay alguna transmutación de los núcleos que colisionan, por lo que se tienen diferentes tipos de reacciones como $A(x,y)A^*$ o $A(x,y)B$.
- **Reacciones de captura o fusión nuclear:** este es un caso especial de la reacción anterior en donde el blanco original A y el proyectil x colisionan formando un sistema compuesto en un estado excitado y liberando más tarde esta energía de excitación en forma de rayos gama. Se tiene entonces una reacción del tipo $A(x,\gamma)B$.
- **Reacción de desbaratamiento (spallation) o fragmentación:** este caso se caracteriza tan solo por tener un número apreciable de productos de reacción, es decir, es una reacción del tipo $A + x \rightarrow B + y + z + w$.

Reacciones de núcleo compuesto y reacciones directas.

Cuando un sistema colisiona se tienen dos posibilidades: que se tenga un núcleo compuesto por un tiempo suficientemente largo o que se produzca la reacción y el sistema se separe inmediatamente. A continuación se describen ambos casos [7]:

- Los átomos colisionan formando un núcleo compuesto excitado. Este núcleo compuesto permanece así por un tiempo suficiente para que su energía de excitación se comparta más o menos uniformemente entre sus constituyentes nucleones. Luego de este tiempo, algún nucleón tiene suficiente energía para escapar y así el núcleo compuesto decae (esto es en una visión clásica del proceso, cuánticamente se habla de transiciones entre estados nucleares):



Si el núcleo B^* permanece con suficiente energía de excitación, puede ocurrir una emisión de nucleones individuales o en cúmulos, si no es así, se des-excitará por medio de decaimientos β (beta) o γ (gama).

Ver al núcleo como una gota de líquido puede ayudar a imaginar este proceso. En la reacción de núcleo compuesto dos gotas que colisionan se combinan para formar una sola gota que, como está excitada, tiene una temperatura alta. El decaimiento, o enfriamiento de esta gota puede ser pensado en términos de evaporación de algunas de las partículas que la forman.

Por el retraso entre la formación y el decaimiento del núcleo y el movimiento complicado de los nucleones que ocurre en ese periodo, puede decirse que el sistema C^* olvidó todo proceso relacionado con el canal $A + x$ mediante el que se formó y entonces, la probabilidad de los varios modos de decaimiento $B^* + y$ será independiente del canal de entrada. Si se sostiene esta hipótesis de independencia la sección eficaz de la reacción estará dada por:

$$\sigma = \sigma_{Ax}^C(E)G_{By}^C(E)$$

donde el primer factor es la sección eficaz de $A + x$ para formar el núcleo compuesto C^* con una energía total E y el segundo factor es la probabilidad relativa de que el núcleo compuesto C decaiga en $B + y$ con la misma energía E . Esto significa que si el mismo núcleo C^* con la misma energía total hubiera sido formado de otra manera, la probabilidad relativa del núcleo para decaer en $B + y$ estará dada por el mismo factor G_{By}^C y por lo tanto, el cambio en la sección eficaz del núcleo compuesto estará gobernado por el cambio en la sección eficaz del canal de entrada para formar el núcleo compuesto C^* .

- En el otro caso, el sistema colisiona, tiene un contacto rápido e inmediatamente se separa. Sus estados internos permanecen sin cambios (dispersión elástica), uno (o ambos) se excitan por el contacto (dispersión inelástica), o algunos nucleones pueden ser transferidos de un núcleo a otro (reacción de transferencia). Como estas reacciones ocurren rápidamente y pasan directamente del estado inicial al final sin formar un núcleo compuesto intermedio son llamadas **reacciones directas**. Claramente, en este caso no se tendrá ninguna relación de independencia entre los canales de entrada y salida como en el caso anterior.

Tres casos de reacciones directas son especialmente importantes:

-Por dispersión inelástica. Se puede visualizar la colisión rápida del proyectil con el blanco usando el modelo de la gota y poniéndola en un estado de oscilación o haciéndola rotar si no es inicialmente esférica. Eso sugiere (y de hecho así es) que un modo directo de dispersión inelástica es particularmente efectiva para estados colectivos excitados de tipo vibracional o rotacional.

-Reacciones de transferencia. Un nucleón sale del proyectil mientras pasa a la periferia del blanco. El prototipo de este tipo de reacciones es la reacción $A(d,p)B$ en donde un neutrón sale del deuterio y es transferido al blanco.

-Reacciones de knock-out. El proyectil saca un nucleón o un núcleo ligero del blanco y continúa libremente su camino, por lo que se tienen tres partículas en el estado final. A estas reacciones también se les llama dispersión quasi-libre dado que el proyectil golpea una partícula colisionando como si esta estuviera libre y el resto del blanco fuese sólo un espectador.

Las reacciones directas y de núcleo compuesto no son mutuamente excluyentes; ambos tipos de procesos pueden contribuir a cierta reacción llevándola a un estado final particular. Por ejemplo, se puede visualizar una colisión periférica rápida resultando en una reacción directa y un choque frontal que lleva a fusionarse en un núcleo compuesto y a decaer después [7].

Resonancias.

Un núcleo compuesto formado con una energía de excitación relativamente baja puede exhibir estados cuánticos discretos (incluso siendo inestable ante emisión de partículas), los cuales sólo son una extensión a energías más altas de los estados discretos observados a energías de excitación menores (debajo del umbral para emisión de partículas). Aunque haya suficiente energía disponible para la emisión de partículas, en general esta energía se comparte entre muchas partículas sin tener ninguna de ellas suficiente para escapar, es por esto que el núcleo compuesto puede sobrevivir por mucho tiempo (comparado con el periodo orbital de un nucleón típico, 10^{-22} s). Aún así, decaerá eventualmente. El efecto de esta inestabilidad es que le proporciona al estado de decaimiento una energía imprecisa. Esta energía se distribuye en probabilidades con una anchura característica Γ que está relacionada con su vida media τ por el principio de incertidumbre:

$$\Gamma \approx \frac{h}{\tau}$$

El que $\tau \gg 10^{-22}$ s implica que $\Gamma \ll 1$ MeV. Incluso los estados más bajos, los llamados estados ligados, son inestables ante decaimiento β y γ , pero sus anchuras Γ debido a estas inestabilidades son en general muy pequeñas.

Si la energía de bombardeo del canal de entrada $A + x$ es igual a la de los estados cuánticos quasi-estacionarios del núcleo compuesto E_r , habrá una resonancia; en la figura 2 se puede observar que la sección eficaz de formación del núcleo compuesto muestra un incremento marcado [7].

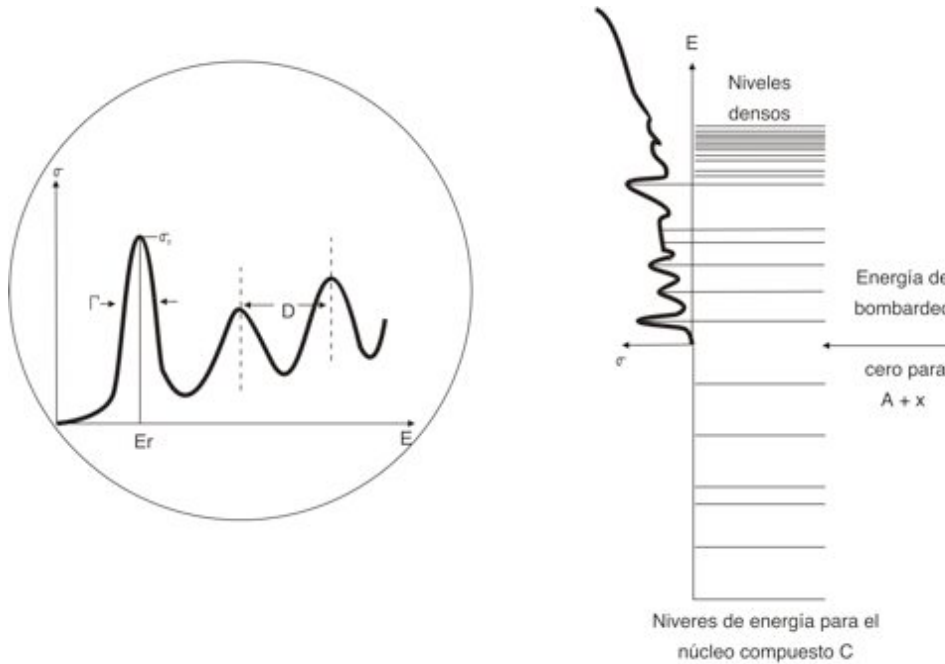


Figura 2. Función de excitación para la reacción obtenida bombardeando el núcleo A con iones x. Cada pico corresponde a un estado del núcleo compuesto $C = A + x$, hasta que la densidad de dichos niveles es tan grande que no se pueden resolver niveles individuales [7].

La forma del pico en la curva de sección eficaz contra energía de bombardeo es la misma que aquella que forma una resonancia en un circuito eléctrico ante un estímulo de potencial, es decir:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\frac{1}{4} \Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}$$

donde σ_0 es la altura del pico (en $E = E_r$) y Γ es la anchura total a la mitad del máximo. Esta ecuación es normalmente conocida como de Breit-Wigner [27].

Como se puede observar en la figura 2, mientras más energía de bombardeo se suministre, los niveles del núcleo compuesto comienzan a estar más cerca uno de otro. Con energía extra disponible y más canales de decaimiento abiertos, las anchuras también crecen hasta que eventualmente se traslapan lo suficiente para que la sección eficaz comience a tener una pequeña dependencia de la energía. Cuando esto ocurre deja de ser posible describir la reacción en términos de números cuánticos de los niveles de resonancia individuales pero se pueden usar propiedades promediadas, lo cual lleva al modelo estadístico de reacciones compuestas [7] que en este trabajo no se abordará.

Tiempos de reacción.

Una de las características que distingue a las reacciones directas de las de núcleo compuesto es el tiempo que se requiere para llevar a cabo cada una de ellas; la reacción de núcleo compuesto es lenta mientras que la reacción directa es rápida, todo esto comparado con un tiempo típico del periodo de un nucleón en su órbita dentro del núcleo 10^{-22} s. Si la colisión toma este tiempo o menos no hay tiempo para que se comparta una energía apreciable entre los nucleones del blanco y del proyectil. En las reacciones de núcleo compuesto, el estado intermedio tiene una permanencia de al menos cien veces mayor.

Efectos de Coulomb.

Sin contar a los neutrones, todas las partículas que pertenecen a una reacción nuclear usual estarán positivamente cargadas y por lo tanto se repelerán. Una vez que los núcleos A y x están suficientemente cerca como para que las fuerzas fuertemente atractivas nucleares comiencen a actuar, la repulsión de Coulomb deja de importar en la mayoría de los casos. En la figura 3 se muestra un esquema de la barrera Coulombiana.

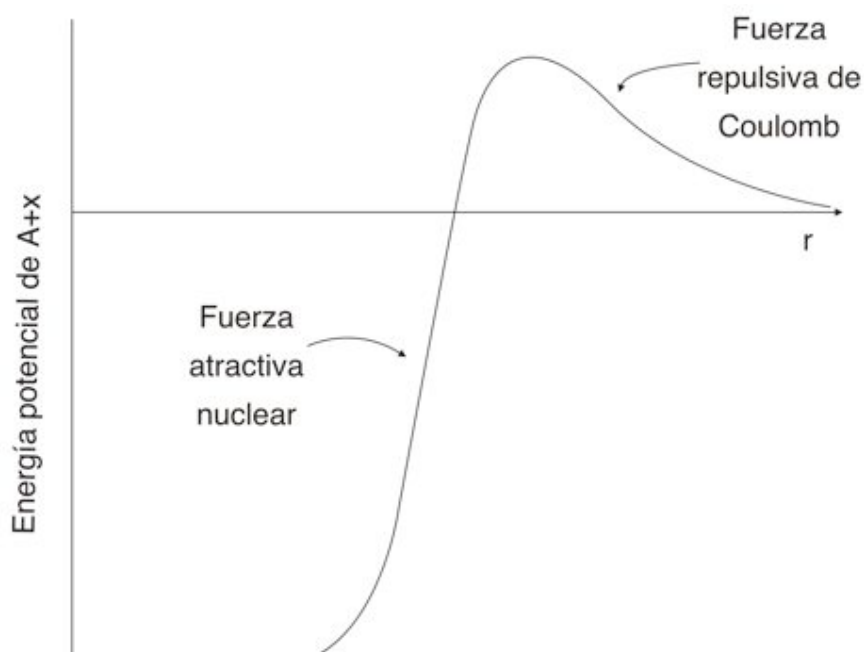


Figura 3. Esquema de la barrera Coulombiana para la reacción $A + x$ [7]. Como puede observarse en el esquema, un potencial positivo corresponde a una fuerza repulsiva por lo que las partículas interactuantes se encuentran a niveles de energía mayores conforme se van acercando; por otro lado, un potencial negativo se refiere a un estado ligado debido a la fuerza de atracción.

Cuando la separación entre núcleos es muy grande, la repulsión Coulombiana tiene una importante influencia en la probabilidad de que dos núcleos entren en contacto y se produzca una reacción. A proyectiles más cargados les corresponderá una barrera Coulombiana más grande. Claramente, la sección eficaz σ^c para formar un núcleo compuesto se reducirá drásticamente mientras la energía de bombardeo esté por debajo de esta barrera repulsiva. Las reacciones directas también serán suprimidas debido a que son periféricas, es decir, los dos núcleos no se acercan tanto para experimentar una reacción directa como es necesario para las reacciones de núcleo compuesto [7].

Por otro lado, una partícula cargada dentro de un núcleo encuentra su salida si logra pasar la barrera de Coulomb, esto ocurre solamente si la energía disponible es igual o mayor que la barrera [28]. En la figura 4 se muestra un esquema de la forma de la barrera Coulombiana entre dos partículas cargadas.

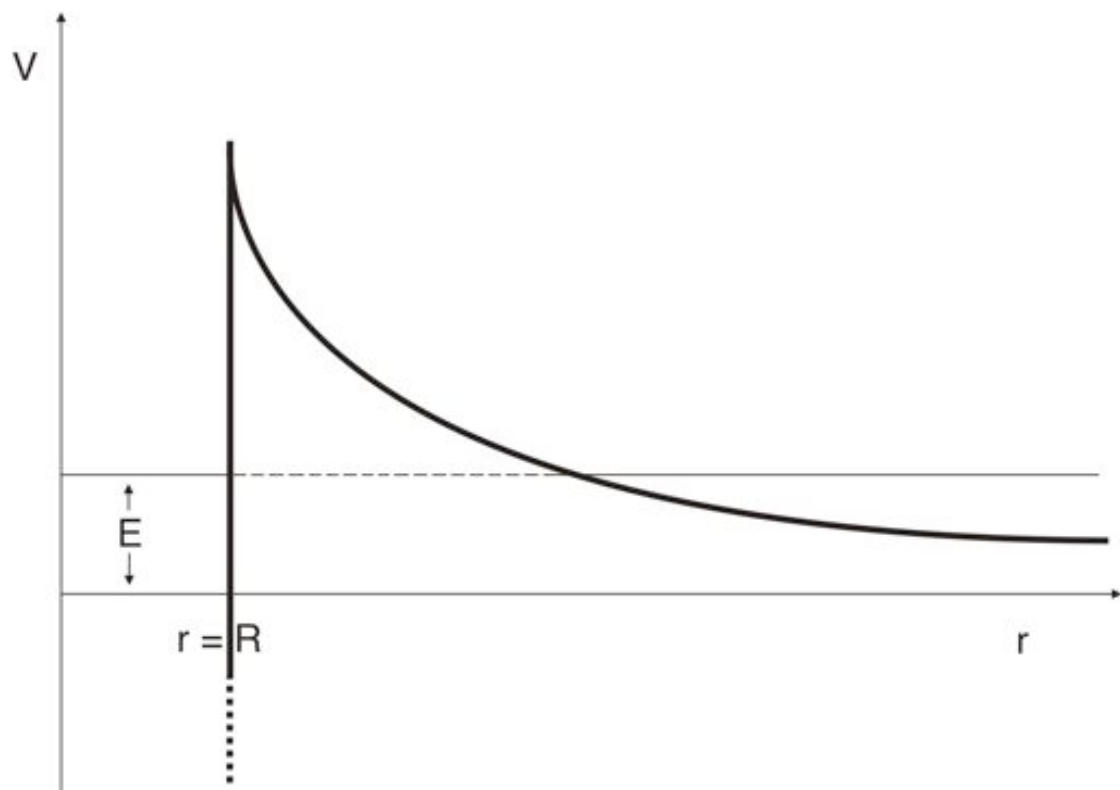


Figura 4. Forma simplificada de la barrera de Coulomb entre dos partículas cargadas. La fuerza nuclear atractiva se asume que actúa abruptamente cuando ambas partículas son separadas por $r = R$ o menos [7].

Transmisión a través de una barrera.

Otra situación de interés para la descripción de reacciones nucleares es aquella concerniente a la probabilidad de transmisión de una partícula cuya energía está cerca del máximo de una barrera como la Coulombiana. En la práctica, dicha barrera no tiene un pico agudo como la mostrada en la figura 4 si no que es más redondeada como la de la figura 3 que cerca del máximo se puede aproximar a una parábola como se muestra en la figura 5:

$$V(r) = B - b(r - r_R)^2$$

en esta expresión, si b tuviera un signo negativo, se trataría de la energía potencial del un oscilador armónico con una frecuencia natural $\omega = \left(\frac{2b}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$ por lo que a veces se le llama barrera de oscilador armónico invertido.

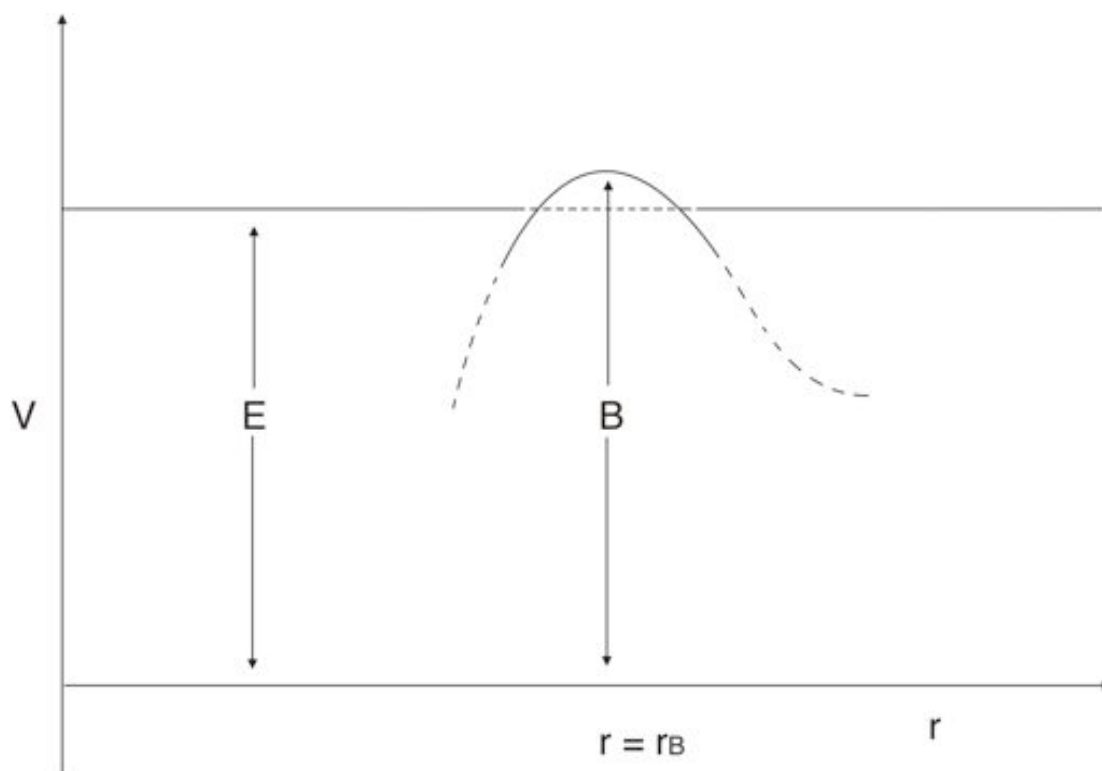


Figura 5. Barrera de potencial parabólico invertido u 'oscilador'.

Para hacer el concepto de sección eficaz más físico se considera la colisión de dos esferas clásicas mostradas en la figura 7. Supóngase una de las esferas en reposo y la otra incidiendo sobre la primera. Las esferas no colisionarán a menos que se tenga una distancia de impacto b menor que la suma de sus radios: $b \leq R_1 + R_2$. El efecto es el mismo para la colisión de una esfera puntual con un disco de radio $R_1 + R_2$. El área del este disco será la sección eficaz de la colisión dada por: $\pi (R_1 + R_2)^2$ [28].

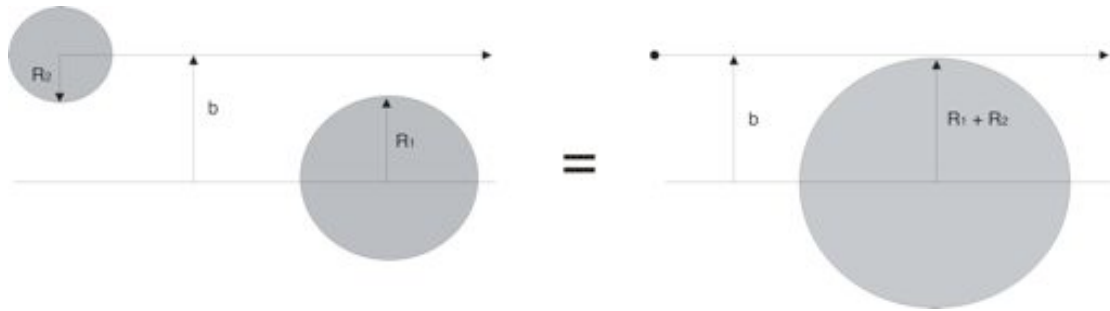


Figura 7. Dos esferas que colisionan tienen la misma sección eficaz que una partícula puntual incidiendo en una esfera de radio $R_1 + R_2$.

De esta figura se puede ver que la sección eficaz no es una propiedad sólo del blanco sino que refleja propiedades del proyectil también. Un proyectil diferente hará que la sección eficaz sea diferente para el mismo blanco.

Sección eficaz de una resonancia.

Como un estado resonante (formado en tiempo $t = 0$) decaerá con una vida media τ , su función de onda ψ debe ser la necesaria para que la probabilidad de encontrar un núcleo compuesto al tiempo t sea [7]:

$$|\psi|^2 = |\psi_0|^2 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

lo cual sugiere que la forma de la función de onda sea:

$$\psi = \psi_0 e^{-i\omega_r t} e^{-\frac{t}{2\tau}}$$

donde $\omega_r = \frac{E_r}{\hbar}$ corresponde al pico de la resonancia con energía E_r y ψ_0 es independiente del tiempo.

Esta función puede expresarse como una superposición, es decir paquetes de onda, o estados estacionarios $\phi(\omega)$ con energías bien definidas $E = \hbar\omega$ en una expansión de Fourier [29]:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \phi(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

invirtiendo:

$$\phi(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \psi e^{i\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{i\psi_0}{\omega - \omega_r + \frac{i}{2\tau}}$$

El significado de la expansión de Fourier en este caso es que la probabilidad de encontrar la energía $E = \hbar\omega$ en el estado ψ es proporcional a $|\phi(\omega)|^2$ lo cual es proporcional según la expresión de $\phi(\omega)$ a:

$$\frac{1}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

donde $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$

La sección eficaz $\sigma_{\alpha C}$ para formar el núcleo compuesto en un estado resonante de un par de núcleos $\alpha = x + A$ a una energía E debe ser proporcional a esta probabilidad para que el estado resonante exista en C a esa energía, y tiene la forma [7]:

$$\sigma_{\alpha C} = \frac{F(E)}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

donde $F(E)$ puede determinarse aplicando un argumento estadístico simple. Si se considera un sistema de volumen V que contiene muchos núcleos tipo x y A en equilibrio con el núcleo compuesto C . El volumen barrido por un cierto núcleo por unidad de tiempo estará dado por $v_{\alpha}\sigma_{\alpha C}$ y la probabilidad de encontrar un núcleo dado por unidad de volumen será $1/V$. Entonces, la probabilidad por unidad de tiempo de que un núcleo x colisione con otro A será $\frac{v_{\alpha}\sigma_{\alpha C}}{V}$ donde v_{α} es la velocidad relativa. En equilibrio estadístico, el número de pares $x + A$ encontrados con velocidades relativas en el intervalo $[v_{\alpha}, v_{\alpha}+dv_{\alpha}]$ o momentos relativos en el intervalo $[p_{\alpha}, p_{\alpha}+dp_{\alpha}]$ es proporcional al número de estados disponibles en el intervalo [29]:

$$n(p)dp = \frac{Vp^2 dp}{2\pi^2\hbar^3}$$

Entonces, la probabilidad total por unidad de tiempo para formar el núcleo compuesto C, en este estado resonante, se obtiene integrando sobre un intervalo de energías que contienen $E = E_r$ [29]:

$$P = \int \frac{\sigma_{\alpha C} v_{\alpha}}{V} \frac{V p_{\alpha}^2 dp_{\alpha}}{2\pi^2 \hbar^3} = \int \frac{\sigma_{\alpha C} p_{\alpha}^2 dE}{2\pi^2 \hbar^3} = \int \frac{\sigma_{\alpha C} k_{\alpha}^2 dE}{2\pi^2 \hbar}$$

Se puede asumir que $k_{\alpha}^2 F(E)$ varía lentamente con la energía comparado con la ecuación dada para $\sigma_{\alpha C}$, entonces:

$$P \approx \frac{k_{\alpha}^2 F(E_r)}{2\pi^2 \hbar} \int \frac{dE}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} = \frac{k_{\alpha}^2 F(E_r)}{\pi \hbar \Gamma}$$

Si el sistema está en equilibrio, esto se balancea con la probabilidad por unidad de tiempo de que el núcleo compuesto C decaiga otra vez en $x + A$. Esto se define como $\frac{\Gamma_{\alpha}}{\hbar}$, donde Γ_{α} es la anchura parcial de la probabilidad del decaimiento que comparando con la ecuación de P se tienen las siguientes dos ecuaciones:

$$F(E_r) = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \Gamma_{\alpha} \Gamma \qquad \sigma_{\alpha C} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \frac{\Gamma_{\alpha} \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

Como la tasa de decaimiento total para C está dada por Γ/\hbar , esto debe ser igual a la suma de las probabilidades de decaimiento en diferentes canales, es decir $\Gamma = \sum_{\beta} \Gamma_{\beta}$, la suma incluye todos los canales β que están energéticamente disponibles.

Nucleosíntesis.

Una cantidad importante utilizada en cálculos de Nucleosíntesis es la tasa de reacción termonuclear, que es una función de densidad de los núcleos interactuantes, de su velocidad relativa y de su sección eficaz.

La mayor parte de la vida de una estrella ocurre en equilibrio hidrostático: la presión gravitacional es compensada por la presión térmica debido al quemado nuclear, el gas no está degenerado y las partículas son no-relativistas. Bajo estas condiciones la distribución de velocidades está dada por la distribución de Maxwell-Boltzmann [4]. Así la tasa de reacción del par proyectil-blanco esta dada por [1]:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int S(E) e^{-\frac{E}{k_B T} - 2\pi\eta(E)}$$

De donde k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura del interior de la estrella y $S(E)$ es el factor astrofísico que se explica más adelante. Esta definición implica evaluar la integral de cero a infinito ya que, para lo que concierne a la Astrofísica, es muy importante conocer las secciones eficaces a energías muy bajas (teóricamente a $E = 0$).

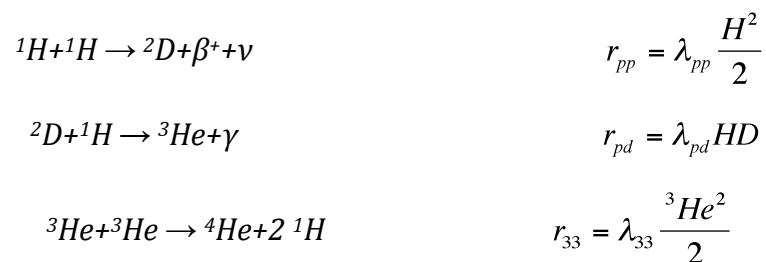
Nucleosíntesis Estelar.

Una manera rápida de describir la evolución estelar es como lo explican Robert Hoffman, et al. en la referencia [2]: *Un 'combustible' abundante se quema liberando energía que sirve para detener la estrella contra la contracción gravitacional. Eventualmente, el combustible se acaba, la estrella se contrae, el núcleo se calienta y las 'cenizas' del escenario anterior de quemado sirven como combustible para el siguiente.*

El quemado hidrostático para la evolución de una estrella se divide en fases: Hidrógeno, Helio, Carbono, Neón, Oxígeno y Silicio.

Cadena PP.

La Cadena PP (o cadena Protón-Protón) se lleva a cabo gracias a que la interacción nuclear débil es capaz de convertir un protón en un neutrón durante una reacción. Esto requeriría energía dado que el neutrón es más masivo que el Hidrógeno, pero con un deuterio basta. Se tienen varios tipos de cadena PP, la más simple es la cadena PPI que ocurre en un gas de Hidrógeno puro y esta dada por [1]:

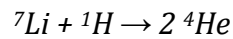
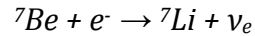
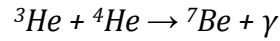


donde λ es la tasa de reacción del proceso correspondiente.

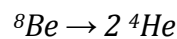
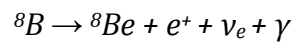
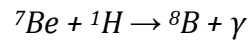
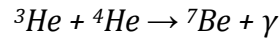
La cadena PPI es dominante a temperaturas de 10 a 14 mega Kelvin. Abajo de ese rango de temperaturas, la cadena PP no produce mucho ${}^4\text{He}$ [8].

De la misma manera, existen dos cadenas más pertenecientes a la Cadena PP: Cadena PPII (dominante en temperaturas de 14 a 23 mega Kelvin) y Cadena PPIII (dominante a temperaturas más altas que 23 mega Kelvin). Son reacciones que involucran partículas α por lo que hay más reacciones destructoras de ${}^3\text{He}$ [1].

PPII [8]:



PPIII [8]:



El término de destrucción de ${}^3\text{He}$ (en equilibrio) está dado por la siguiente expresión matemática [1]:

$$\left(\frac{d^3\text{He}}{H} \right)_e = \left(\frac{\lambda_{pp}}{2\lambda_{33}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Con estos tres tipos de cadenas, la tasa de liberación de energía total en la cadena PP esta dada por:

$$0.98 F_{PPI} + 0.96 F_{PPII} + 0.72 F_{PPIII}$$

De donde F es la fracción de producción de partículas α mediante cadenas PPI, PPII y PPIII.

La energía neta producida en la cadena PP se determina sumando la masa de los núcleos de entrada (cuatro protones) y restando la masa del producto de la reacción (una partícula α), quedando así un valor aproximado de 28.44 MeV.

Ciclo CNO.

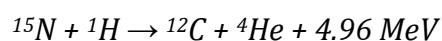
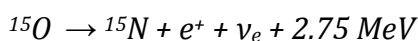
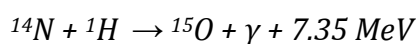
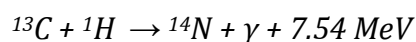
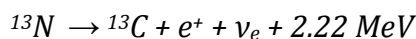
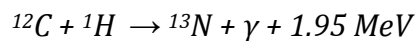
En el ciclo CNO cuatro protones se fusionan usando isótopos del Carbono, Nitrógeno y Oxígeno como catalizadores para producir una partícula α , dos positrones y dos neutrinos del electrón. Los positrones se aniquilan casi instantáneamente con los electrones liberando energía en forma de rayos γ . Los neutrinos escapan de la estrella llevándose un poco de energía. Los isótopos de Carbono, Nitrógeno y Oxígeno son un núcleo que pasa por innumerables transformaciones [30].

En lo que refiere a los núcleos de este grupo, el Oxígeno es el mejor entendido ya que es un elemento primario, es decir, siempre es sintetizado comenzando del Hidrógeno y el Helio de su estrella original [31].

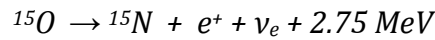
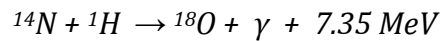
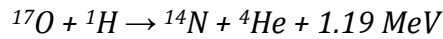
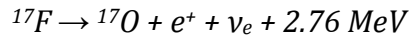
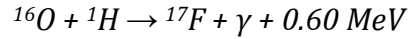
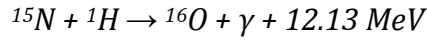
La producción del Carbono es, por otro lado, menos certera ya que se sabe que es sintetizado como un elemento primario, pero su cantidad exacta restaurada en el medio interestelar por estrellas de diferentes masas aun no se conoce. Estudios más recientes sugieren que las estrellas masivas que van desprendiendo masa podrían ser una fuente principal de Carbono [31].

Finalmente, la naturaleza del Nitrógeno en estrellas, es aún controversial: debería ser un elemento secundario típico pero tiene una componente primaria también. La componente secundaria es principalmente producida a través del ciclo CN en estrellas de todas las masas y la cantidad de Nitrógeno depende del Carbono presente en la estrella en el momento de su nacimiento. La componente primaria es, por otro lado, producida comenzando del Carbono fresco de la estrella original que por algún mecanismo de mezclado transporta su recién sintetizado Carbono a la región del quemado de Hidrógeno, en donde el ciclo CNO lo puede convertir en Nitrógeno [31].

Las reacciones principales del ciclo CNO son principalmente estas [32]:



El núcleo de ^{12}C es regenerado en la última reacción. Sin embargo, en una taza más pequeña, el ^{12}C no es regenerado, si no que se convierte en ^{16}O :



El conjunto de todas estas ecuaciones es conocido como el Bi-Ciclo CNO y la taza de generación de energía de este es la suma sobre todas las reacciones del producto de la taza de reacción y la diferencia de la liberación de energía (Valor Q) y la pérdida de neutrinos.

Mientras que el número de núcleos catalizadores se conserva en el ciclo CNO en la evolución estelar, las proporciones relativas de los núcleos se alteran. Cuando el ciclo está funcionando en equilibrio, la razón $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ es de 3.5 y el ^{14}N se convierte en el núcleo más numeroso sin importar la composición inicial. Durante la evolución de una estrella, episodios de mezclado traen material con el cual el ciclo CNO opera desde el interior de la estrella hasta la superficie, alterando la composición observable de la estrella. En las estrellas gigantes rojas (que son estrellas gigantes luminosas y frías de masa intermedia o baja que se encuentran en la última fase de su evolución [33]) se observan razones de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ y $^{12}\text{C}/^{14}\text{N}$ más pequeñas que las estrellas en secuencia principal (estrellas relativamente nuevas), lo cual es considerado como prueba de generación de energía por fusión de Hidrógeno [31].

Quemado de Hidrógeno.

Primero se quema Hidrógeno a una temperatura típica del orden de 10^7 Kelvin [4] y la taza decreciente de la concentración de Hidrógeno es proporcional al peso molecular medio del núcleo [30]:

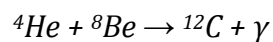
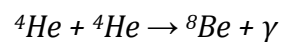
$$\frac{dx}{dt} \approx -\mu^2$$

El quemado de Hidrógeno explica la nucleosíntesis de elementos con un número atómico menor o igual que cuatro. La explicación más plausible de la tasa Helio-Hidrógeno (siendo de alrededor de 0.2) viene de que el quemado de Hidrógeno fue producido en el Universo primordial (hace unos 13 billones de años). El quemado de Hidrógeno viene seguido de una contracción gravitacional [4]. La contracción del núcleo se interrumpe si la temperatura central es suficientemente alta (alrededor de 10^8 Kelvin) para comenzar a quemar He [15].

El quemado de Hidrógeno se lleva a cabo por diferentes reacciones o procesos. El ciclo CNO es uno de los dos sistemas de reacciones de fusión por el cual las estrellas transforman Hidrógeno en Helio. Los modelos teóricos demuestran que este ciclo es la fuente principal de la energía de las estrellas masivas mientras que en las estrellas intermedias y ligeras, la cadena PP es más importante. Esta diferencia se debe a la dependencia de la temperatura entre las dos reacciones; las reacciones de la cadena PP comienzan a ocurrir a temperaturas alrededor de los 4×10^6 Kelvin mientras que las reacciones en el ciclo CNO comienzan en al rededor de los 13×10^6 Kelvin [34].

Quemado de Helio.

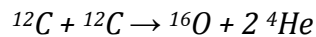
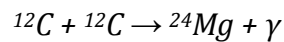
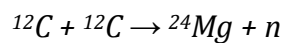
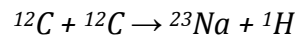
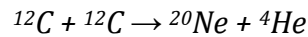
El quemado de Helio comienza con el proceso llamado triple - α en donde tres partículas α se combinan para formar ^{12}C . Las estrellas viejas comienzan a acumular Helio producido en la cadena PP y el ciclo CNO en sus núcleos. Los productos de otras reacciones nucleares de fusión de Helio con Hidrógeno o algún otro núcleo de Helio son altamente inestables y decaen casi instantáneamente en núcleos más pequeños. Cuando la estrella comienza a quedarse sin Hidrógeno que fusionar, su núcleo comienza a colapsar hasta que alcanza una temperatura cercana a 100×10^6 K. En este punto el núcleo de Helio se comienza a fusionar consigo mismo lo suficientemente rápido para competir con la velocidad con que el ^8Be decae en dos núcleos de Helio nuevamente. Esto quiere decir que siempre hay un poco de ^8Be en el núcleo, que puede fusionarse con otro núcleo de Helio para formar ^{12}C , el cual es estable [35]:



La reacción $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ convierte parte del núcleo de ^{12}C en ^{16}O . Cuando el proceso triple - α es relativamente rápido, el Carbono es el producto principal del quemado de Helio de una estrella intermedia y cuando es relativamente lento, el Oxígeno es el producto dominante [15]. En fases de quemado más avanzadas, el proceso triple - α domina el quemado de Helio [36].

Quemado de Carbono.

El proceso de quemado de Carbono es un conjunto de reacciones nucleares de fusión que toman lugar en estrellas masivas que ya quemaron los elementos más ligeros. Para que este proceso se pueda llevar a cabo se requieren temperaturas altas (6×10^8 Kelvin) y densidades de alrededor de 2×10^8 kg/m³. Las reacciones principales de este proceso son [1]:



El quemado de Carbono comienza cuando el quemado de Helio se ha terminado. Durante la fusión del Helio, las estrellas forman un núcleo inerte rico en Carbono y Oxígeno. Una vez que la densidad de Helio cae más abajo que un nivel en el cual el quemado de Helio puede ocurrir, el núcleo colapsa debido a la gravitación. Esta disminución de volumen sube la temperatura y la densidad del núcleo más allá de la temperatura necesaria para quemar Carbono. Esto subirá la temperatura de la estrella permitiéndole quemar Helio en una capa alrededor del núcleo. La estrella incrementa su tamaño y se convierte en una súper gigante roja.

Mientras se quema Carbono, los productos de la reacción (O, Mg, Ne) se acumulan en un nuevo núcleo inerte. Después de algún tiempo, la densidad de Carbono cae más abajo del nivel necesario para quemarlo y el núcleo se enfría y se contrae nuevamente. Esto vuelve a subir la temperatura del núcleo para comenzar la ignición de Neón. Alrededor del núcleo, el Carbono continúa quemándose en una capa y más hacia afuera existe otra capa quemando Helio y otra quemando Hidrógeno. En este punto, las estrellas con masa intermedia se desestabilizan y expulsan su atmósfera en un viento estelar masivo, dejando detrás de él un núcleo de enana blanca (que es una estrella de tamaño comparable con la Tierra y masa comparable con la del Sol; muy densa [37]) de O-Ne-Mg [38].

No todas las estrellas pueden quemar todos los elementos. Las estrellas con poca masa ($< 8 M_{\text{sol}}$) queman primero Hidrógeno y después Helio en su centro; después de que se acaba la fase de quemado de Helio, la estrella consiste de un núcleo degenerado de Oxígeno y Carbono y dos corazas que se encuentran quemando Hidrógeno y Helio respectivamente. Esta fase de la evolución estelar se llama AGB (Asymptotic Giant Branch) [38]. Después de terminar con el Helio

el núcleo de la estrella se contrae y la temperatura sube. Sólo las estrellas masivas ($> 8 M_{\text{sol}}$) logran temperaturas suficientemente altas para las siguientes fases de quemado. Al contrario, en estrellas poco masivas, la alta presión de la degeneración de electrones y el enfriado causado por la producción de plasma de neutrinos no permiten el quemado de Carbono [38].

El quemado de Carbono empieza a temperaturas entre 0.6×10^9 K y 0.8×10^9 K. Las reacciones dominantes son: $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ ($Q = 4.62$ MeV [12]) y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{p})^{23}\text{Na}$ ($Q = 2.24$ MeV [12]) que, combinada con la eficiente reacción $^{23}\text{Na}(\text{p},\alpha)^{20}\text{Ne}$, deja al Oxígeno y al Neón como los isótopos dominantes en el núcleo (siendo el Oxígeno un remanente de la etapa anterior de quemado: Helio) [39].

La masa mínima de una estrella para quemar Carbono se llama M_{up} y es un parámetro astrofísico fundamental que marca el límite superior para CO en enanas blancas y el límite inferior para el colapso nuclear (Supernovas). Las estrellas con masa inicial poco menor que M_{up} experimentan un quemado de Carbono bajo la condición de alta degeneración de electrones. Como resultado, un núcleo degenerado relativamente grande con masa de 1.1 a 1.37 masas solares de O, Ne y Mg se forma [38].

Pico de Gamow.

El problema con la nucleosíntesis es que muchas de las secciones eficaces de reacciones importantes no se pueden medir [2] ya que por ejemplo, las reacciones no resonantes inducidas por partículas cargadas en una estrella, tienen lugar en una pequeña ventana de energía llamada 'pico de Gamow', muy por debajo de la barrera Coulombiana [1, 40].

Entonces, para energías debajo de la barrera de Coulomb, la probabilidad de penetrar la barrera puede aproximarse por el llamado factor Gamow [1]:

$$P_0 \approx e^{-2\pi\eta(E)}$$

Por lo que la sección eficaz a bajas energías está dada por:

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

De donde:

$$\eta = \text{Parámetro de Sommerfield; } 2\pi\mu = 31.29Z_1Z_2 \left(\frac{\mu}{E} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Z_1Z_2 son el número de carga del proyectil y del blanco.

μ = masa reducida.

E = energía del Centro de Masa del sistema reaccionante.

Generalmente, $\sigma(E)$ tiene un valor muy pequeño en el pico de Gamow, esto hace que la medida directa en un laboratorio en la superficie de la Tierra tenga una razón señal/ruido muy pequeña por las interacciones de los rayos cósmicos con los detectores [40]. Es por esta razón que se utiliza el factor $S(E)$ como una herramienta de 'extrapolación hacia lo desconocido' [12], sin embargo $S(E)$ varía lentamente con la energía en los procesos directos pero la existencia de resonancias puede afectar a la extrapolación resultando en grandes incertidumbres [40]. Por esto es que el objetivo de la Astrofísica Nuclear recae en la medida de secciones eficaces lo más cerca posible del pico de Gamow.

Factor S.

Las reacciones nucleares en el centro de las estrellas sólo pueden producirse si las partículas reaccionantes penetran la barrera repulsiva de Coulomb que las separa, la cual está dada por [1]:

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$$

De donde: Z_1, Z_2 se refiere a los núcleos que intentan reaccionar, e es carga del electrón y R es la distancia entre los núcleos reaccionantes.

Entonces, la probabilidad de que dos partículas penetren la barrera de Coulomb va como:

$$P \propto e^{-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{h v}}$$

donde v = velocidad relativa de las partículas

Estas ecuaciones a bajas energías se convierten rápidamente en funciones de Energía y se define el 'factor S' (que representa las partes nucleares intrínsecas de la probabilidad de que ocurra una reacción nuclear) como [1]:

$$S(E) = \sigma(E) E e^{-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{h v}}$$

$\sigma(E)$ es la sección Eficaz.

Interacción de las partículas con la materia.

Ya se han revisado las teorías de reacciones nucleares concernientes para el presente trabajo, ahora se discutirán los elementos que una reacción nuclear comprende: una fuente de partículas, un blanco material y un detector de partículas.

Se suelen considerar tres fuentes de partículas (o radiación) [41]:

- Radiactividad (natural o artificial).
- Radiación cósmica (natural).
- Aceleradores de partículas (artificial).

El funcionamiento de los detectores de partículas en general explota los fenómenos electromagnéticos; es decir, está basado en el conocimiento de la interacción electromagnética de las partículas cargadas con la materia que compone el detector.

La interacción electromagnética es la más probable de las interacciones aunque no la más intensa, su alcance es infinito y la sección eficaz de ionización es del orden de 10^7 barn lo cual es muy grande.

Las partículas neutras no tienen interacción electromagnética (excepto el fotón que aunque no tiene carga, es el mediador del campo electromagnético por lo cual tiene interacción) y por lo tanto puede suceder que atraviesen un detector sin dejar ninguna señal observable, la detección de estas partículas se realiza indirectamente gracias a que sufren otros tipos de interacción que dan lugar a la aparición de partículas cargadas. A continuación se muestran algunos ejemplos [41]:

- Fotones: interacción electromagnética, a través de: efecto fotoeléctrico, efecto Compton, creación de pares.
- Neutrones: interacción fuerte, por ejemplo: $n + p \rightarrow n + p$ (dispersión elástica).
- Neutrinos: interacción débil, por ejemplo: $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$.

Estas partículas producen secundarios cargados, y que una vez detectados, permiten calcular las magnitudes físicas de las partículas neutras.

Una partícula cargada positivamente moviéndose a través de un material interacciona con varios electrones a la vez. En cada encuentro, el electrón siente la fuerza de Coulomb atractiva que produce la partícula cargada pasando cerca de su vecindad. La energía es transferida de la partícula a un átomo absorbedor causando la excitación de un electrón a capas más altas (colisión suave) o removiendo completamente el electrón, es decir, ionizando (colisión fuerte). La energía máxima que puede ser transferida en cada colisión es una pequeña

fracción de la energía total de la partícula, pero el número de colisiones por trayectoria es muy grande. En un cierto momento, la partícula interacciona con muchos electrones, lo que causa una pérdida de energía casi continua hasta que se detiene. Las trayectorias de estas partículas en la materia son relativamente rectas debido a que la partícula no es fuertemente deflectada por ninguna de las colisiones. Después de la ionización, los electrones tienden a recombinarse con iones positivos [7].

Pérdida de energía.

Cuando la radiación interacciona con la materia pierde parte de su energía lo cual se debe considerar en cualquier experimento de Física Nuclear. Primero, una partícula incidente puede perder energía en el blanco antes de que se dé una reacción nuclear. Se necesita saber la pérdida de energía en estos casos para poder determinar la energía efectiva y la probabilidad que tiene la reacción para ocurrir. En segundo lugar, la energía de los productos de la reacción puede estar influenciada por las interacciones que ocurren en el blanco mismo o alrededor de él. En tercer lugar, los productos de la reacción tienen que ser detectados para poder determinar la sección eficaz de la reacción. Por otro lado, es importante conocer los procesos por los que la radiación interactúa con la materia para el diseño de detectores [41].

Típicamente, la interacción de radiación con materia tiene que ser considerada en las siguientes ubicaciones experimentales:

- Pérdida de energía en el blanco de una partícula incidente.
- Energía del producto de la reacción o intensidad perdida en el blanco, capa muerta del detector, etc.
- Deposición de energía en los productos de la reacción en el volumen activo del detector.

Filtros.

Una cantidad utilizada al analizar la interacción radiación-materia es la densidad de átomos N . Frecuentemente se utilizan *absorbedores* en los experimentos de Física Nuclear que son delgadas capas de algún material que detiene cierto tipo de radiación que no es necesaria analizar.

Para un absorbedor sólido de densidad ρ que consiste de átomos con masa atómica relativa M , hay N_A/M átomos por cada gramo de material absorbedor y la densidad de átomos está dada por:

$$N = \rho \frac{N_A}{M}$$

Las partículas muy cargadas como protones o partículas alfa interactúan con la materia mediante [13]:

- Colisiones con electrones.
- Dispersión elástica en un núcleo absorbedor.

Estas interacciones causan una pérdida de energía de la partícula incidente y una deflexión en su ángulo incidente. La interacción en sí ocurre más frecuentemente que con cualquier otro tipo de partículas excepto a energías de proyectil muy bajas donde la contribución de la dispersión elástica o el núcleo absorbente se debe tomar en cuenta.

Poder de frenado.

Como el número de colisiones por trayectoria es muy grande, las fluctuaciones en la pérdida de energía total son pequeñas, por lo que el proceso de frenado puede describirse en términos de la pérdida de energía promedio por unidad de trayectoria. La razón de pérdida de energía diferencial entre la trayectoria diferencial se llama *Poder de frenado lineal* y se define como [13]:

$$S_L(E) = -\frac{dE}{dx}$$

generalmente dada en unidades de eV/cm. Este poder de frenado lineal depende solamente de la densidad de electrones en el absorbedor o la densidad de éste ρ . Esta cantidad es llamada *Poder de Frenado de masa* y está dada por:

$$S_M(E) = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$$

El poder de frenado también puede estar dado por el átomo absorbedor:

$$S_A(E) = -\frac{1}{N} \frac{dE}{dx}$$

Esta cantidad es conocida como la *Sección Eficaz de Frenado*. Para una energía de haz dada E S_M y S_A varían relativamente poco en un gran rango de materiales absorbedores. Para efectos prácticos se utiliza solamente S_A y se le llama simplemente *Poder de Frenado*.

Para las energías de haz concernientes a este trabajo, es decir, no relativistas, el poder de frenado electrónico (es decir, la contribución de las colisiones inelásticas entre el proyectil y los electrones) está dado por [42]:

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{Z_p^2}{v^2} \left(N_A \rho \frac{Z_t}{M_t} \right) \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right)$$

donde Z_p , v , Z_t y M_t son la carga y velocidad de proyectil, el número atómico y la masa atómica relativa del absorbedor, respectivamente; m_e es la masa en reposo del electrón, e la carga del electrón e I representa una excitación promedio y un potencial de ionización del absorbedor (se trata como un parámetro empírico). Esta ecuación es válida si la velocidad del haz es grande comparada con las velocidades de los electrones en los átomos absorbedores. En un rango de energía grande, excluyendo aquellas para las que el término logarítmico domina, la magnitud del poder de frenado decrece cuando las energías incrementan como $1/v^2$ o $1/E$. Este comportamiento puede ser explicado por el hecho de que el proyectil pasa mucho tiempo en la vecindad de un electrón si su velocidad es pequeña y, consecuentemente, la energía transferida es grande. El poder de frenado incrementa con Z_p^2 . Por lo tanto, las partículas alfa experimentarán una pérdida de energía grande comparadas con los protones en el mismo medio absorbedor. El poder de frenado también depende linealmente de la densidad del material absorbedor [13].

El poder de frenado también es útil en casos donde los proyectiles pierden una fracción de su energía en el absorbedor. El grosor d del absorbedor está relacionado con la pérdida total de energía del haz con energía incidente E_0 por la siguiente expresión:

$$d = \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \frac{dE}{(dE/dx)}$$

Para un absorbedor muy delgado (ya sea el mismo blanco o un material en el detector), la pérdida de energía del proyectil es relativamente pequeña y el poder de frenado es aproximadamente constante:

$$d = \frac{1}{(dE/dx)_{E_0}} \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} dE = \frac{\Delta E}{(dE/dx)_{E_0}}$$

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{E_0} d = \left(\frac{1}{N} \frac{dE}{dx} \right)_{E_0} N d = \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{E_0} \rho d$$

donde N es la densidad de átomos y Nd el número de átomos por centímetro cuadrado.

Para núcleos compuestos, los poderes de frenado aproximados pueden obtenerse haciendo un promedio de los frenados individuales de acuerdo con la fracción de electrones que pertenecen a cada elemento, esta aproximación se conoce como la *Regla de Bragg*. Para un núcleo compuesto X_aY_b que consiste de dos elementos X y Y, donde a y b son el número de átomos por molécula de cada elemento, el poder de frenado por molécula será [13]:

$$\frac{1}{N_C} \left(\frac{dE}{dx} \right)_C = a \frac{1}{N_X} \left(\frac{dE}{dx} \right)_X + b \frac{1}{N_Y} \left(\frac{dE}{dx} \right)_Y$$

donde N_C es la densidad de las moléculas, ya sea del núcleo completo C o de cada uno de sus componentes X o Y.

Para proyectiles con energía incidente E_0 , la pérdida de energía en un absorbedor delgado de núcleo compuesto X_aY_b se deriva de las últimas dos ecuaciones:

$$\begin{aligned} \Delta E_C &= \frac{1}{N_C} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{C,E_0} N_C d = a \frac{1}{N_X} \left(\frac{dE}{dx} \right)_X N_C d + b \frac{1}{N_Y} \left(\frac{dE}{dx} \right)_Y N_C d \\ &= \frac{1}{N_X} \left(\frac{dE}{dx} \right)_X N_X d + \frac{1}{N_Y} \left(\frac{dE}{dx} \right)_Y N_Y d \end{aligned}$$

donde $N_X = aN_C$ y $N_Y = bN_C$

Dispersión energética.

Supóngase ahora un haz mono-energético. Cuando un proyectil penetra en un absorbedor, pasa por un gran número de interacciones independientes que provocan que el proyectil se detenga. Las fluctuaciones estadísticas en el número de colisiones y la energía transferida en cada colisión dejan lugar a una distribución de la energía del haz, con un valor centrado en $E_0 - \Delta E$, es decir, la energía incidente menos la pérdida de energía media.

La energía máxima que una partícula cargada de masa m y energía cinética E puede transferir a un electrón libre de masa m_e en un sola colisión es del orden de $2 \times 10^{-3} E/m$ [13]. Si el número de colisiones es grande, la función de distribución de energía se aproximará a una gaussiana [43]. Si por el contrario, el número de colisiones es pequeño, la función de distribución de energía de los proyectiles pasando a través de un absorbedor se cierto grosor se sesgará. En la figura 8 se muestra una representación esquemática de estas funciones.

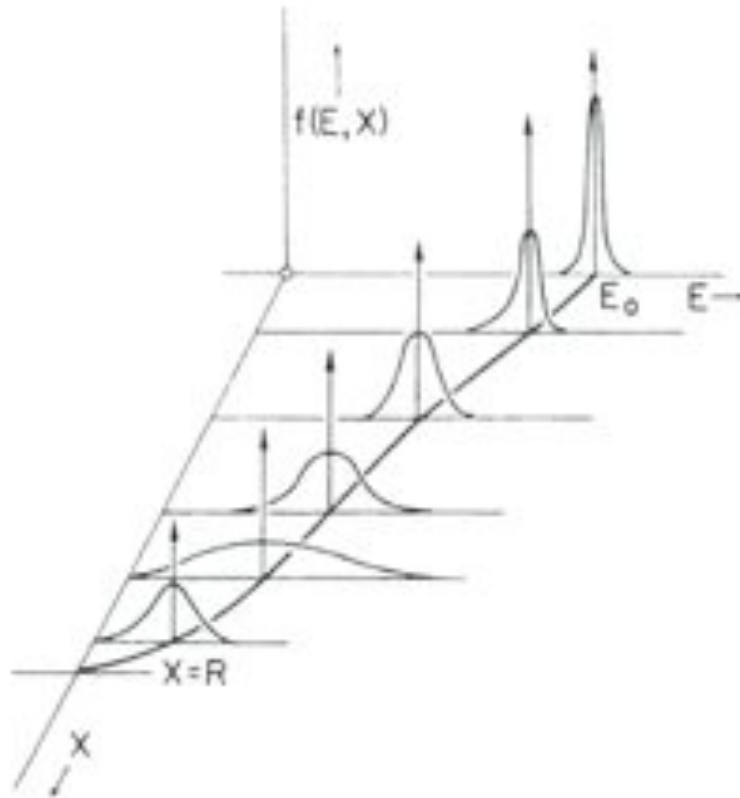


Figura 8. Representación esquemática de las funciones de distribución de energía $f(E, x)$ (x es la trayectoria del proyectil a través del absorbedor) de un haz de partículas cargadas con una energía inicial pequeña [42].

Blancos.

Ya en el laboratorio, una reacción nuclear comienza con un haz bombardeando un blanco y la reacción tiene lugar en la posición del blanco. Los blancos y todo el equipo necesario para realizar el experimento (soportes, detectores, cámaras) deben ser diseñados y preparados cuidadosamente.

Los soportes y los blancos sólidos pueden ser suficientemente delgados para que el haz los atraviese o relativamente gruesos para detenerlo. También suelen utilizarse blancos gaseosos pero en este trabajo no se abordará ese tema.

En general un blanco no se sostiene a sí mismo por lo que es necesario diseñar soportes con ciertas características [13]:

- El material del blanco debe adherirse uniformemente al soporte.
- El soporte no debe presentar ningún tipo de radiación no requerida cuando se expone al haz.
- Para blancos que paran completamente el haz, los soportes deben proveer suficiente enfriamiento para evitar que se degrade el blanco.

Grosor y estabilidad de blancos.

La elección del grosor del blanco depende totalmente del experimento. No existe aparente ventaja en escoger el grosor de un blanco (en unidades de energía) más pequeño que la resolución del haz. Si se mide una reacción con partículas cargadas en un rango de energía que contiene una resonancia, el grosor del blanco debe escogerse más pequeño que la separación de energía de las resonancias.

La estabilidad de un blanco depende no sólo de la intensidad del haz, si no también del tipo de iones. Los blancos que son estables ante el bombardeo de protones de alta intensidad ($>100\mu\text{A}$) se degradarán si se bombardean con partículas alfa de la misma intensidad.

Contaminantes.

Los estudios de las reacciones nucleares están frecuentemente obstaculizados debido a la presencia de contaminantes ya sea en el blanco o en el soporte. Aunque la concentración de los contaminantes es generalmente muy pequeña, sus secciones eficaces inducidas por el haz incidente suelen ser muy grandes, por lo que pueden contribuir u oscurecer del todo la tasa de conteo de interés. Si la reacción de interés y la reacción con el contaminante tienen lugar en resonancias estrechas de diferentes energías puede ajustarse la energía del haz para no excitar la resonancia del contaminante. Por otro lado, si la reacción de interés se lleva a cabo en una resonancia estrecha y la reacción del contaminante sucede en una resonancia amplia o es un proceso no resonante, entonces sólo es posible medir la tasa de conteo justo debajo, en la parte superior o justo encima de la resonancia de interés. La diferencia entre los espectros de resonancia y los de no-resonancia puede utilizarse para estimar la contribución del contaminante. Este procedimiento no es aplicable si ambas reacciones (la de interés y la del contaminante) se llevan a cabo a través de resonancias amplias o procesos no resonantes. En estos casos es útil estimar las contribuciones del fondo comparando las tasas de conteo de diferentes ciclos en donde participen el blanco con el contaminante y el contaminante solo [13].

Detectores de radiación.

Las reacciones nucleares se estudian midiendo los productos de la reacción con detectores. Diferentes tipos de radiación interactúan de diferente manera con la materia y por lo tanto, el tipo de detector a utilizar dependerá de la radiación de interés. Muchos detectores producen, directa o indirectamente, cierta cantidad de carga eléctrica libre como resultado de la energía depositada por la radiación. La carga es colectada aplicando un campo eléctrico y, como resultado, una señal eléctrica se produce. La forma de la señal depende, además de otras cosas, en cómo y dónde se produce la carga en un volumen activo, que tan rápido es colectada y las características del circuito eléctrico al que está conectado el detector (por ejemplo, pre-amplificador o tubo fotomultiplicador).

Aunque la forma de la señal varíe mucho de un tipo de detector a otro, la amplitud del pulso es usualmente proporcional a la carga generada en el volumen activo, o equivalentemente, la energía depositada por la radiación en el detector. Por otro lado, las variaciones en las alturas de los pulsos son causadas por muchos efectos [13, 42]:

- Puede que la radiación que incide en el detector no sea monoenergética.
- Incluso para radiación incidente monoenergética, diferentes cantidades de energía pueden estar depositándose en el detector.
- Puede haber fluctuaciones intrínsecas en la respuesta del detector.

En la práctica, la señal de salida de un pre-amplificador o un fotomultiplicador es después amplificada y formada por circuitos electrónicos adicionales mientras se preserva la información de la altura del pulso. Los datos después se muestran como un espectro (histograma) de alturas de pulso, mostrando las diferentes alturas en el eje horizontal y el número de pulsos de cada altura en el eje vertical. Después de hacer una calibración cuidadosa, la información contenida en el espectro puede estar relacionada a energías e intensidades de la radiación incidente. La forma del espectro puede ser muy complicada y depende de la naturaleza y la energía de la radiación incidente así como de la respuesta intrínseca del detector.

La intensidad neta del pico η , que es proporcional al número de cuantos de radiación de una energía incidente específica, se calcula substrayendo la radiación de fondo B del número total de cuentas en la región de interés T [13]:

$$\eta = T - B$$

El fondo B se puede estimar del número de cuentas en las regiones a la izquierda y derecha del pico. Las cuentas se distribuyen de acuerdo a la función de probabilidad de Poisson, con la desviación estándar dada por la raíz cuadrada del número de cuentas. Entonces, se obtiene un error en el número de cuentas neta:

$$\Delta\eta = \sqrt{(\Delta T)^2 + (\Delta B)^2} = \sqrt{T + B}$$

En casos más complicados que incluyen superposición de picos y estructuras no lineales de radiación de fondo se emplean programas de ajuste sofisticados [43].

Otra propiedad importante de un detector es la llamada *eficiencia de detección*, que está relacionada con la probabilidad de detectar un cuanto de radiación emitida por una fuente. Las eficiencias pueden determinarse por la información contenida en el espectro de altura de pulsos. La eficiencia total de

un detector es determinada por la razón de las cuentas totales grabadas en el espectro y el número de cuantos emitidos por la fuente de radiación:

$$\varepsilon_{tot} \equiv \frac{\eta_{total}}{\eta_0}$$

Existe otra cantidad importante llamada *eficiencia intrínseca de detección* y está dada por la ecuación anterior de eficiencia pero con la diferencia de que el número de cuantos totales emitidos se reemplaza por el número de cuantos incidentes en el detector, dando como resultado [13]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{int} \frac{\Omega}{4\pi}$$

donde Ω es el ángulo sólido subtendido por el detector.

Detectores semiconductores.

El principio de operación de los detectores semiconductores se basa en la formación de una unión semiconductor. Esta unión se forma usando semiconductores dopados, con Silicio y Germanio siendo los materiales más utilizados. Por ejemplo, en la interfase de un material semiconductor tipo p y tipo n se crea una región desprovista de portadores de carga (electrones o vacancias). Si se aplica un voltaje de polarización inversa a la unión, por ejemplo un voltaje negativo en la región p, se agranda la zona de depleción que representa el volumen activo del detector. La radiación ionizante que incide deposita cierta cantidad de energía a esta zona por lo que se crean pares electrón-vacancia.

La principal ventaja de los detectores semiconductores es la pequeñísima energía promedio que se necesita para crear los pares electrón-vacancia. Esta cantidad de energía es de sólo 3.6 eV y 2.9 eV para Si y Ge respectivamente [44], a una temperatura de nitrógeno líquido (77 Kelvin). Estos valores son mucho más pequeños (más de un orden de magnitud) que los necesitados para otros tipos de detectores. Por lo tanto, para una misma energía de radiación depositada, el número de portadores de carga creados será mucho mayor en los semiconductores y la resolución de energía será mucho mejor. Además, la energía promedio necesitada para la creación de un par electrón-vacancia es independiente de la energía de radiación [13, 42].

El Silicio es el material más utilizado para detectores semiconductores, su eficiencia intrínseca es de 100% para partículas cargadas. Por otro lado, el germanio es más utilizado para la detección de fotones debido que posee un número atómico mayor al del Silicio lo que incrementa la probabilidad del efecto fotoeléctrico sobre la dispersión de Compton a bajas energías.

Detectores de Silicio.

Los detectores de Si más populares para detectar partículas cargadas son los *detectores de Silicio de barrera superficial*. En este caso, la unión se forma entre una región de semiconductor dopado y un metal, por ejemplo, Si tipo n y oro. La situación es similar a una unión p-n y se forma una zona de depleción que se extiende sobre todo el semiconductor. Como generalmente se utiliza Silicio tipo n en los detectores de barrera superficial, por convención se aplica un voltaje positivo.

Las uniones también pueden producirse con placas muy dopadas tipo n o p en un material semiconductor implantando iones. La concentración de impurezas se controla ajustando la energía de implantación y la corriente. Los detectores de iones implantados (PIPS) tienen propiedades mejoradas para la detección de partículas cargadas comparados con los detectores de barrera superficial. Los detectores PIPS tienen ventanas de entrada más delgadas y su área activa es menos sensible a la contaminación superficial [13, 42].

Espectroscopía nuclear.

La ciencia y estudio de los espectros se llama Espectroscopía y en Física Nuclear se estudian los espectros de alturas de pulsos inducidos por radiación nuclear. Lo más importante es el análisis de picos bien definidos en un espectro dado. La energía de una línea discreta corresponde frecuentemente a la diferencia de energía entre los estados nucleares final e inicial lo cual refleja el origen de la radiación que se está midiendo. La intensidad de una línea discreta es proporcional al número de estados nucleares de decaimiento por lo que permite determinar las secciones eficaces nucleares. La interpretación cuantitativa de un espectro de alturas de pulsos requiere cierto conocimiento de las propiedades del detector utilizado. Primero, la altura del pulso de la señal (número de canal) tiene que calibrarse y expresarse en términos de la energía de radiación. Segundo, la medida de la intensidad del pico necesita ser corregida para la eficiencia del detector [13, 42].

Calibración de energía.

Los detectores semiconductores operados en modo proporcional, entregan un pulso eléctrico cuya amplitud depende linealmente con la energía de la radiación incidente, por lo que la expresión para su calibración está dada por la ecuación de la recta:

$$E_i = aC_i + b$$

donde a y b son constantes empíricas y C_i es el canal número i. Para calibraciones precisas de energía, la pérdida de energía del haz en la capa muerta del detector deben tomarse en cuenta. El grosor de esta capa puede determinarse midiendo la energía de un grupo de partículas cargadas monoenergéticas a diferentes ángulos de incidencia [43].

En la figura 9 se muestra un esquema de la medición de partículas cargadas.

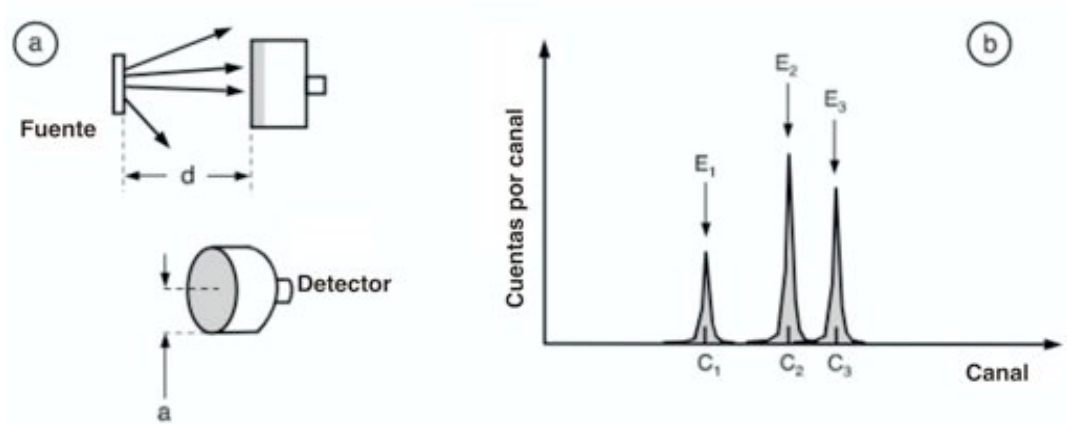


Figura 9. Medida de partículas cargadas emitidas por una fuente de partículas alfa. (a) Esquema del arreglo de la fuente y el detector; d y a son la distancia del detector a la fuente y el radio del área activa del detector, respectivamente.

(b) Espectro de alturas de pulso típico. Una calibración de energías del espectro se realiza relacionando los números discretos de canal con las energías conocidas de las partículas alfa emitidas por la fuente.

III- PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

En un intento por eliminar la contaminación de H de las muestras de grafito, se propuso una técnica para ello que consiste en colocar las muestras en una cámara de vacío para primero eliminar el Hidrógeno que pudiese estar en el ambiente en donde las muestras fueron sumergidas, posteriormente se inyectó Argón en la cámara para que desplazara las moléculas de Hidrógeno presentes debido a que el Argón es mucho más pesado que el Hidrógeno. Después de haber realizado esto se comenzó a subir la temperatura para calentar las muestras de grafito y evaporar su contenido de Hidrógeno, llegando a una temperatura recomendada de 830° C inyectando Argón y haciendo vacío cada 10 minutos para asegurar la salida de todo el Hidrógeno dispersado en el ambiente de la cámara. Una vez alcanzada la temperatura deseada se mantuvo ahí por una hora para lograr la máxima evaporación del Hidrógeno presente en las muestras haciendo, de la misma forma, el procedimiento de inyectar Argón y hacer vacío a la cámara cada diez minutos. Después de la espera de una hora a la temperatura elevada, se procedió a bajar la temperatura para poder almacenar las muestras; en la tabla 1 se muestra la evolución temporal de la temperatura de las muestras. Todo esto se llevó a cabo en el laboratorio de Crecimiento de Cristales del edificio principal del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México.

Hora	Voltaje medido [mV]	Temperatura [°C]
11:15	7.8	192
11:25	20.2	490
11:37	29.1	700
11:52	34.8	838
12:02	34.5	830
<i>Temperatura estable en 830°C por una hora haciendo vacío e inyectando argón cada 10 minutos</i>		
13:13	33.9	816
13:20	33.4	803
13:31	33.3	801
13:44	32.0	770
13:56	29.9	719
14:09	28.1	676
14:21	26.7	643
14:33	25.5	615
14:44	24.3	586
14:56	23.6	570
15:06	22.0	532
15:17	20.5	497
15:29	18.7	455
15:42	17.9	436
15:54	17.0	415
16:14	14.7	379
16:34	12.9	336
16:43	12.4	323
16:53	12.3	315

17:04	12.2	310
17:23	10.6	281
17:33	10.0	266
17:44	9.0	242
17:54	8.0	217
18:03	7.3	198
18:13	6.6	182
18:23	6.1	169
18:33	5.7	158
18:43	5.2	146
18:53	4.7	134
19:03	4.6	122
19:13	4.5	110
19:19	4.1	101
19:29	3.8	93
19:39	3.5	85
19:49	3.4	83
20:00	3.0	74

Tabla 1. Evolución temporal de la temperatura de las muestras. Se muestra el voltaje medido en la consola de la cámara y su traducción a temperatura según las tablas de conversión del laboratorio de Crecimiento de Cristales del IFUNAM.

Posteriormente se llevaron las muestras tratadas y las no tratadas al laboratorio del acelerador Van de Graaff de 5.5 MV que se encuentra en el Instituto de Física de la UNAM. En la imagen 1 se muestra el contenedor de la muestras.

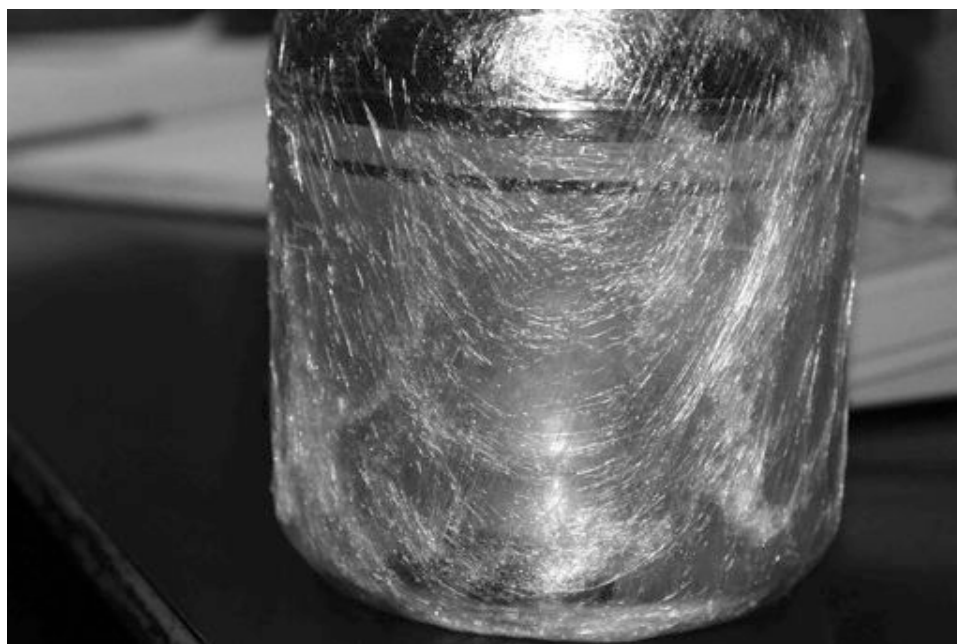


Imagen 1. Contenedor de las muestras de grafito tratadas. Su interior está lleno de Argón y su exterior recubierto con plástico para evitar en la mayor medida posible la penetración de aire y por lo tanto Hidrógeno.

El arreglo experimental consistió de dos detectores, uno de barrera superficial y el otro tipo PIPS. El detector PIPS se colocó a 15 grados del blanco para tener una medición del contenido de Hidrógeno en las muestras por la técnica ERDA como se discutió en el marco teórico y un detector de barrera superficial se colocó a 150 grados del blanco para hacer un análisis RBS (Ver Figura 13). Frente al detector PIPS se colocó una capa de aluminio de 11.63 μm de grosor para detener el haz de ^4He con el que se trabajó.

Primero se trabajó con la muestra de grafito no tratada para medir el contenido de H que posee y después se procedió a analizar una muestra tratada del mismo material y cuantificar su contaminación por H.

El análisis del contenido de Hidrógeno de las muestras se hizo en el acelerador Van de Graaff de 5.5 MV.

Acelerador Van de Graaff

El acelerador utilizado para este trabajo fue un acelerador electrostático tipo Van de Graaff capaz de producir 5.5 millones de volts ubicado en el Instituto de Física de la UNAM.

Este tipo de acelerador tiene su nombre en honor a su inventor Robert Van de Graaff, quien desarrolló un sistema para generar alto voltaje en la Universidad de Princeton, en el año de 1929. Pero no fue si no hasta seis años después que este tipo de generadores se utilizó para acelerar iones y se convirtió en una herramienta indispensable para estudios de Física Nuclear.

En la imagen 2 se muestra una fotografía del tanque del acelerador el cual pesa alrededor de 14 toneladas y contiene un gas dieléctrico (nitrógeno) que sirve para aislar el alto voltaje a alta presión [45].



Imagen 2. Fotografía del acelerador Van de Graaff de 5.5 MV del Instituto de Física.

La operación de este acelerador puede explicarse superficialmente con un esquema del circuito en funcionamiento como se ve en la figura 10.

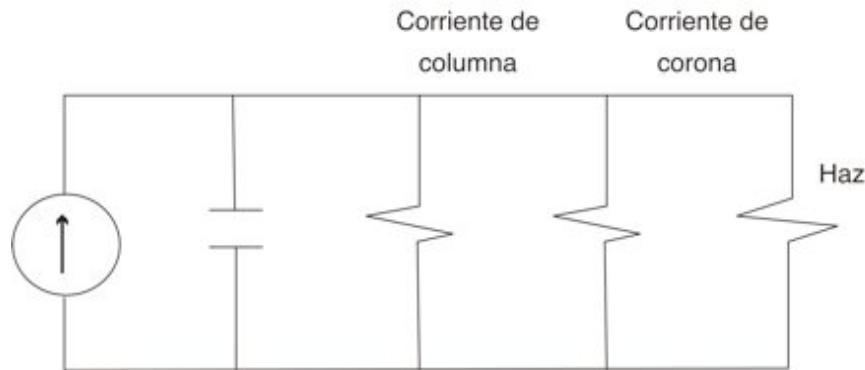


Figura 10. Circuito del funcionamiento del acelerador Van de Graaff.

Ahondando en el tema, para explicar de mejor manera la operación del acelerador, se tomarán las palabras de F. Favela [46]: *'Una descarga de corona de un arreglo de agujas dentro de un gas se utiliza como fuente de electrones. Los electrones se acarrearán hacia el electrodo positivo y se depositan en un cinturón móvil. El cinturón integrado por un material aislante se sumerge en un gas aislante en alta presión. La carga unida se lleva mecánicamente contra el gradiente de potencial hacia la terminal de alto voltaje de metal. Esta actúa como jaula de Faraday; no hay campo eléctrico dentro de ella con excepción de la carga en el cinturón. La carga fluye de la correa cuando entra en contacto con un cepillo metálico y se deposita en la terminal'*.

La energía para cargar la terminal de alto voltaje es proveída por el motor de la correa y controlada por la corona para conducir el haz. La energía para las fuentes de iones se puede proveer por un generador unido a la polea del cinturón dentro de la terminal de alto voltaje. El apoyo horizontal de cinturones largos del acelerador son difíciles de diseñar, por lo que se recurre al diseño vertical.

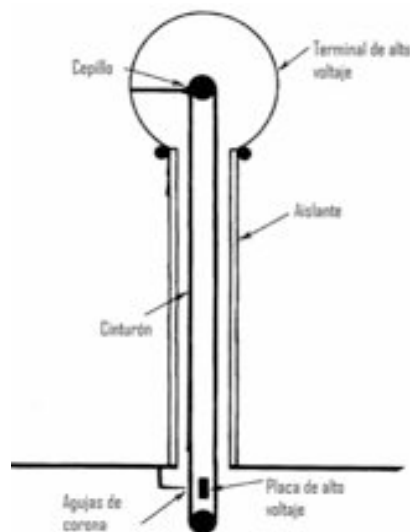


Figura 11. Esquema del generador Van de Graaff.

Ahora, es necesario hablar sobre los equipos periféricos del acelerador los cuales pueden visualizarse en la figura 12 como esquema.

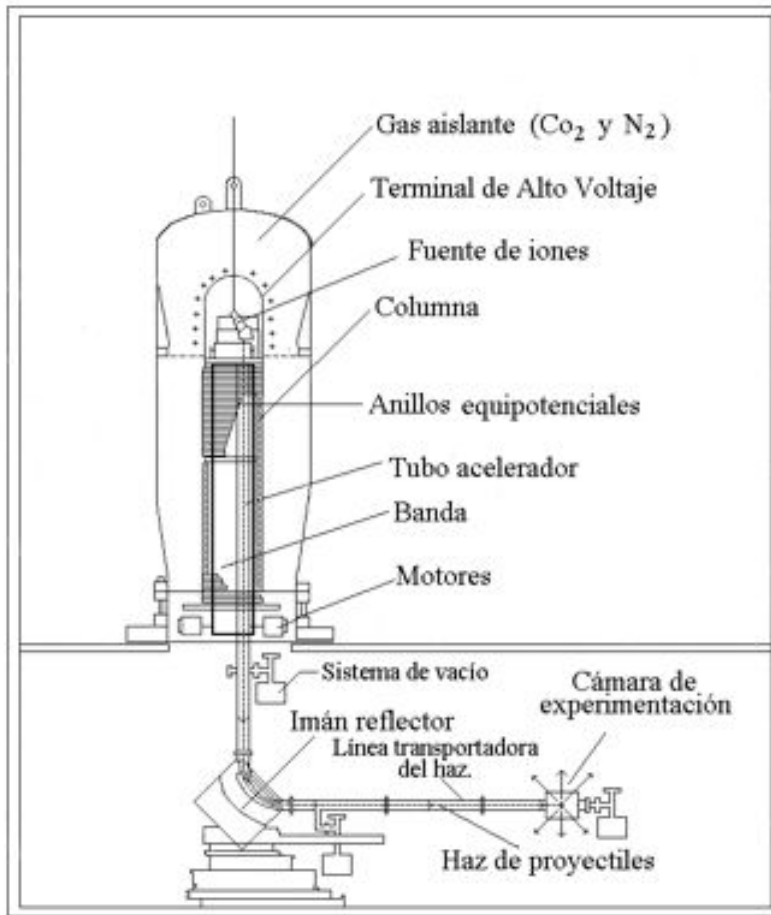


Figura 12. Esquema del acelerador mostrando el generador Van de Graaff y la periferia asociada [45].

Como puede observarse en la figura 12, los componentes de la periferia del acelerador son los siguientes:

- a) Líneas o tuberías de acero para transporte del haz.
- b) Sistema de vacío (Bombas mecánicas y de difusión).
- c) Electroimán de 90° selector de energía del haz.
- d) Rejillas de estabilización de energía del haz.
- e) Circuitos electrónicos para la estabilización de energía de haz.
- f) Cuadrupolos electrostáticos para enfocar el haz en el blanco.
- g) Cámara de blancos o de experimentación.
- h) Jaula de Faraday para integrar la corriente del haz.

Un electroimán es una componente importante en la línea de conducción del haz. El electroimán asociado al acelerador tiene tres funciones: desviar el haz un ángulo de 90° respecto a la dirección con la que sale del acelerador para dirigirlo hacia la cámara de experimentación, medir en forma precisa la energía de las partículas del haz y seleccionar los iones por su carga eléctrica y su masa. Un analizador de energía de haz se necesita debido a que los aceleradores electrostáticos no tienen una forma absoluta de medir el alto voltaje, y por consiguiente la energía de los iones. Este imán deflecta entonces el haz hacia la línea de transporte mientras que los cuadrupolos electrostáticos se encargan de enfocar el haz hacia la cámara de experimentación. Llegando a la cámara, se coloca un colimador para evitar dispersiones del haz dentro de esta.

Software y Electrónica.

Detectores.

Un detector de barrera superficial con polarización de 60V de la marca ORTEC fue utilizado para RBS ubicado a 150 grados en retroceso.

Se utilizó un detector PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon) de 60 V de polarización de la marca CANBERRA para la espectrometría ERD posicionado a 30 grados del haz. Se trata de un detector para partículas cargadas con excelente resolución para partículas alfa, beta, protones, electrones y iones pesados.

En la figura 13 se muestra un esquema del arreglo experimental utilizado.

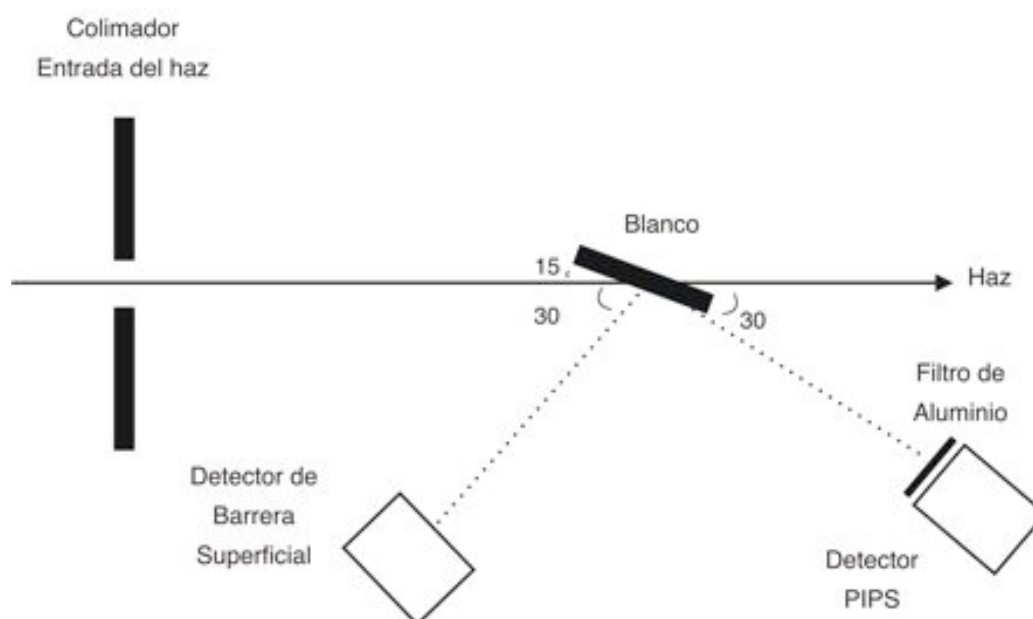


Figura 13. Esquema del arreglo experimental.

Electrónica.

Como se mencionó anteriormente, la electrónica asociada a este tipo de experimentos necesita un pre-amplificador. En este caso se utilizó uno de la marca ORTEC que tiene un nivel realmente bajo de ruido, opera en vacío, es pequeño y rápido.

Se utilizó un multicanal Spectrum Techniques modelo UCS30 que se caracteriza por contar con discriminadores inferiores y superiores para evitar señales no requeridas; además de tener una conexión USB a computadoras y ser soportado por todo sistema operativo.

El multicanal es conectado a toda la electrónica y posteriormente a una computadora donde con el software de la misma marca se analizan los espectros y se les puede dar una calibración de energía adecuada teniendo una fuente de partículas de energía conocida. En este caso se utilizó una fuente triple de partículas Alfa.

Software SIMNRA.

El código de SIMNRA es sumamente útil en experimentos de esta índole dado que permite simular las pérdidas de energía implicadas en el experimento y adaptarlas a los datos aplicando un factor de corrección. Es una herramienta excelente para el análisis de todo tipo de reacción nuclear ya que cuenta con parámetros a modificar como la composición precisa del blanco, absorbedores utilizados, calibración, tipo de reacción, arreglo de los detectores, etc. [47].

Técnica ERDA.

El método de ERD usa la misma física que el RBS excepto que su geometría permite detectar los átomos que arranca el haz de la muestra y no los que salen retrodispersados [48]. Haciendo esto, el método se vuelve sensible a exactamente esos átomos que son muy difíciles de detectar en RBS [21].

El análisis por ERD (ERDA) está basado en el proceso de la dispersión elástica clásica de dos cuerpos de esferas cargadas positivamente, es decir, el núcleo de los dos átomos involucrados [49]. Con este análisis también se puede obtener información cuantitativa acerca de la distribución de profundidad de elementos ligeros en alguna muestra a analizar [22]. Al bombardear la muestra, el Hidrógeno sale de ella y con el número de átomos se determina la cantidad de Hidrógeno en el blanco [21].

Una de las consideraciones más importantes que se deben tener en cuenta en el diseño de la configuración en ERDA es la manera en la que serán separados los átomos de estudio de los átomos del haz dispersados; la manera más común de hacer esto es con un absorbedor (un filtro de partículas) que se

coloca enfrente del detector y se elige suficientemente grueso para parar todas las partículas dispersadas elásticamente del haz incidente pero suficientemente delgado para que deje pasar los átomos que se están estudiando [22].

Para minimizar los efectos de degradación en la muestra se utilizan generalmente haces de Helio para determinar la cantidad de Hidrógeno en una muestra, por lo que el absorbedor más conveniente es el Aluminio que, en un grosor determinado, permite pasar todos los protones hasta el detector y evita que las partículas alfa del haz sean detectadas.

Una figura esquemática de un experimento por análisis ERD se muestra en la figura 14.

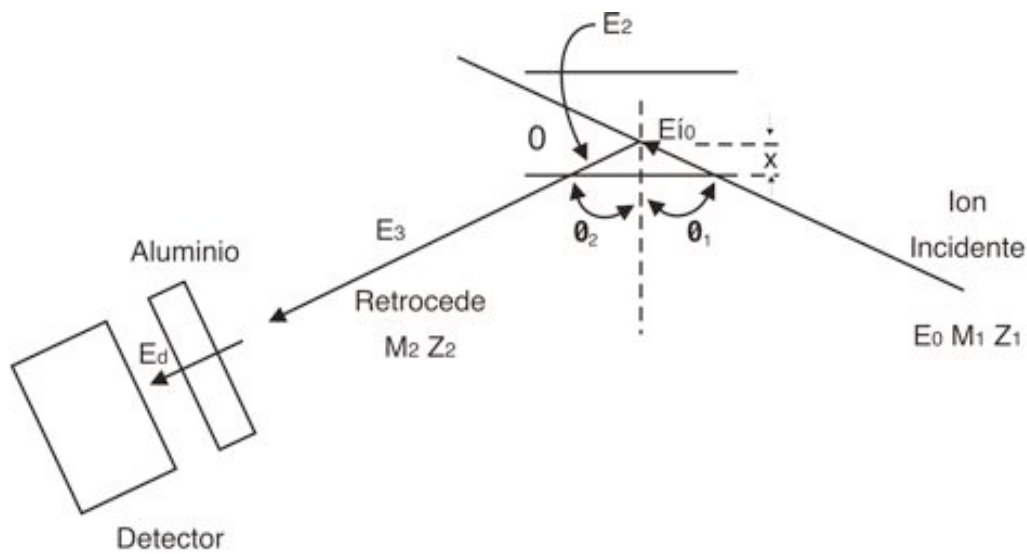


Figura 14. Configuración esquemática de un experimento de ERD, mostrando: ángulos de incidencia y salida (θ_1 y θ_2) medidos relativamente a la normal de la muestra, la pérdida de energía ($E_0 - E'0$) del haz incidente debido a la penetración a distancia x en la muestra, la energía (E_2) después de atravesar la muestra y la energía el átomo en retroceso (E_d) detectado en un detector de barrera superficial después de atravesar una lámina de aluminio para absorber la energía del haz.

El átomo en retroceso es dispersado a un ángulo $\phi = \pi - (\theta_1 + \theta_2)$ con una energía E_2 , que puede relacionarse con la energía del proyectil E_0 por el factor cinemático K [11]:

$$E_2 = KE_0$$

$$\text{donde } K = \frac{4M_1M_2 \cos^2 \phi}{(M_1 + M_2)^2}$$

El ERDA está basado en la teoría de dispersión clásica de Rutherford que permite calcular exactamente la probabilidad de dispersión dada una geometría experimental definida. Por ello, ERDA es un método de rendimiento con una

sensibilidad casi constante para todos los elementos químicos (para el Hidrógeno, la sensibilidad es incluso mayor a un factor de cuatro). La fracción total de átomos dispersados fuera de la muestra es muy pequeña (típicamente menor que 10^{-10}). Es por eso que el ERDA es, en principio, una técnica no destructiva [10].

Una gran ventaja importante del ERD es que se dispone de un análisis completo de la muestra inmediatamente además de que en el límite de medición, para muestras con muy poco contenido de Hidrógeno el ERDA es suficientemente sensible y por su bajo nivel de degradación es la mejor técnica.

IV-ANÁLISIS DE DATOS.

Deducción del Espesor del Filtro.

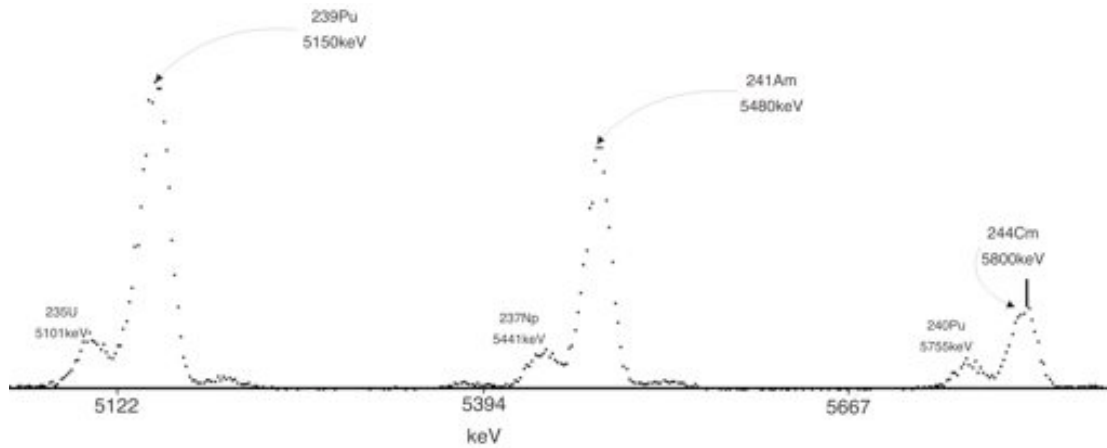
Primero se midieron diferentes películas de Aluminio con el tornillo micrométrico de uno de los laboratorios de Dosimetría del IF-UNAM obteniendo valores de $12\mu\text{m}$ y $17\mu\text{m}$ (de mediciones de 6 películas diferentes). Se escogió una película de $12\mu\text{m}$ debido a que en el análisis de la pérdida de energía de un haz de ^4He (mostrado en la tabla 2) se observó que este espesor es óptimo para detener el haz y dejar pasar todos los protones.

Espesor de la película de Aluminio [μm]	Pérdida de Energía para ^4He [MeV \pm 5%]	Pérdida de Energía para H [MeV \pm 5%]
6.52	2.00	0.00
7.48	2.25	0.00
8.50	2.50	0.00
9.56	2.75	0.00
10.68	3.00	0.00
11.85	3.25	0.00
12.00*	3.30	0.00
13.07	3.50	~0.00
14.33	3.75	~1.00
15.65	4.00	~1.10
18.43	4.50	~1.20

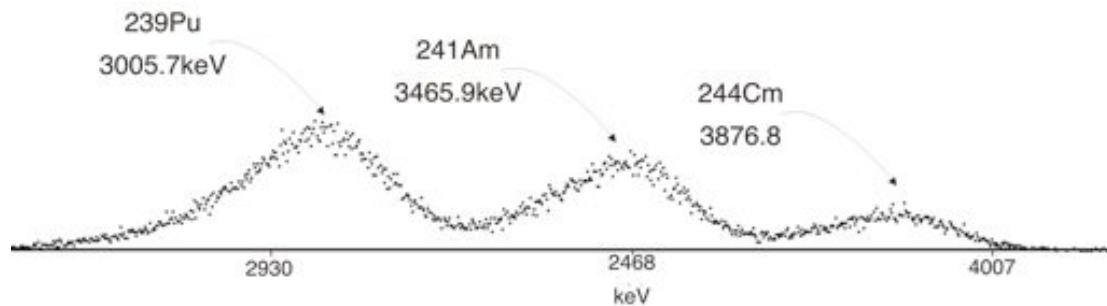
Tabla 2. Relación entre el espesor de una película de aluminio y la pérdida de energía de las partículas alfa y los protones. Fuente: Software STOPX desarrollado en el Laboratorio Nacional de Oak Ridge [50].

*Interpolación de datos.

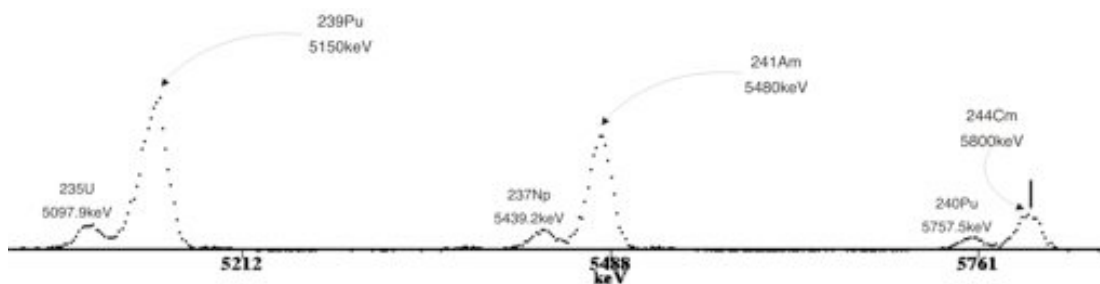
Una vez escogida la muestra ideal, se hizo la calibración de los detectores PIPS y de barrera superficial con y sin filtro de aluminio con el objetivo de saber *exactamente* el espesor de la película de aluminio; utilizando el software de Spectrum Techniques se obtuvieron los siguientes espectros:



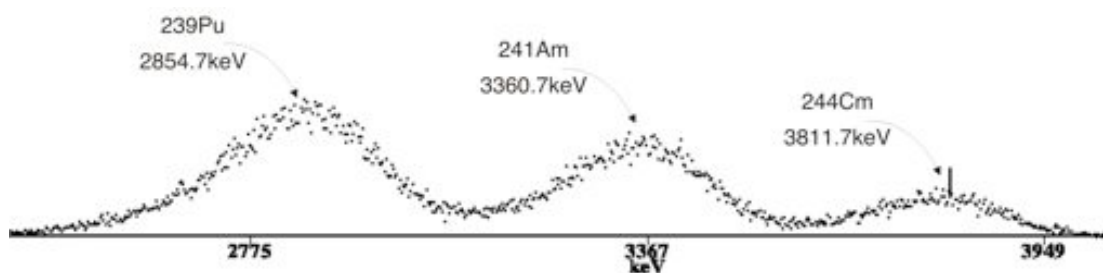
Espectro 1. Espectro calibrado del detector de barrera superficial con una fuente triple de partículas alfa sin filtro.



Espectro 2. Espectro calibrado del detector de barrera superficial con la misma fuente con un filtro de Aluminio. Se pueden apreciar los 3 picos con una pérdida de energía de alrededor de 2000 keV.



Espectro 3. Espectro calibrado del detector PIPS con la fuente triple sin filtro.



Espectro 4. Espectro calibrado del detector PIPS con misma fuente con un filtro de Aluminio. Se pueden apreciar los 3 picos con una pérdida de energía de alrededor de 2000 keV.

Al tener bien calibrados estos espectros se puede deducir el espesor exacto del filtro de aluminio con las tablas de conversión del Laboratorio Nacional de Oak Ridge de Tennessee en Estados Unidos, usando la pérdida de energía registrada en los espectros. A continuación se muestran esos datos:

Tipo de detector	Energía sin filtro [keV]	Energía con filtro [keV]	Pérdida de energía [keV]
Barrera superficial	5150.0	3005.7	2144.3
	5480.0	3465.9	2014.1
	5800.0	3865.9	1923.2
PIPS	5150.0	2854.7	2295.3
	5480.0	3360.7	2119.3
	5800.0	2811.7	1988.3

Tabla 3. Pérdidas de energía a causa del filtro de aluminio para ambos detectores.

Haciendo un promedio de estas pérdidas de energía para los detectores, se tienen los siguientes valores: 2219.8 keV, 2066.7 keV, 1955.75 keV. Que de acuerdo a las tablas de conversión anteriormente mencionadas corresponde a un espesor de **11.63 micras**.

Energía de Bombardeo.

Primero que nada, era importante conocer la Energía de bombardeo que se tenía en el acelerador; gracias a E. Andrade, et al. [51] se pudo deducir la energía a partir del campo magnético medido en el imán del acelerador. La siguiente tabla, muestra estos resultados.

Energía de Bombardeo [MeV]	Campo Magnético para ⁴He [gauss ± 0.25]
1.1	1769.9
1.2	1850.8
1.3	1928.3
1.4	2002.9
1.5	2074.9
1.6	2144.6
1.7	2212.1
1.8	2277.6
1.9	2341.3

Tabla 4. Relación entre la energía de bombardeo del haz y el campo magnético del imán del acelerador.

Con el gaussmetro del acelerador se midió un campo de 2034.0 gauss por lo que interpolando de la tabla 4 se dedujo una energía de bombardeo de **1.454 MeV**.

Análisis de Muestras.

Después de tener el espesor exacto del filtro de aluminio utilizado en este experimento y la energía de bombardeo, se calibraron los detectores con el haz de ^4He proporcionado por el acelerador. Se colocaron ambos detectores PIPS y de Barrera Superficial a 150° en retroceso para hacer RBS y asegurar el correcto funcionamiento de los dos detectores; para esto, se colocó una muestra bien conocida de oro y grafito y se consiguieron las calibraciones correctas para cada detector en el software Simnra utilizado para analizar todas las muestras.

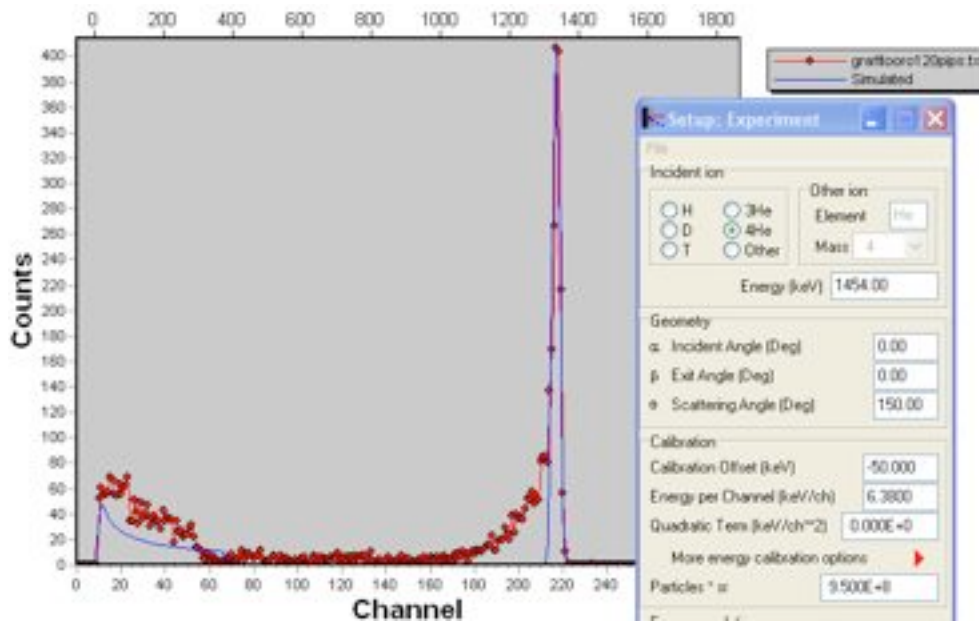


Imagen 3. Calibración del detector PIPS en RBS simulada en SIMNRA. El pico corresponde a la capa de Oro de la muestra, mientras que el resto corresponde al grafito sobre el que se encuentra.

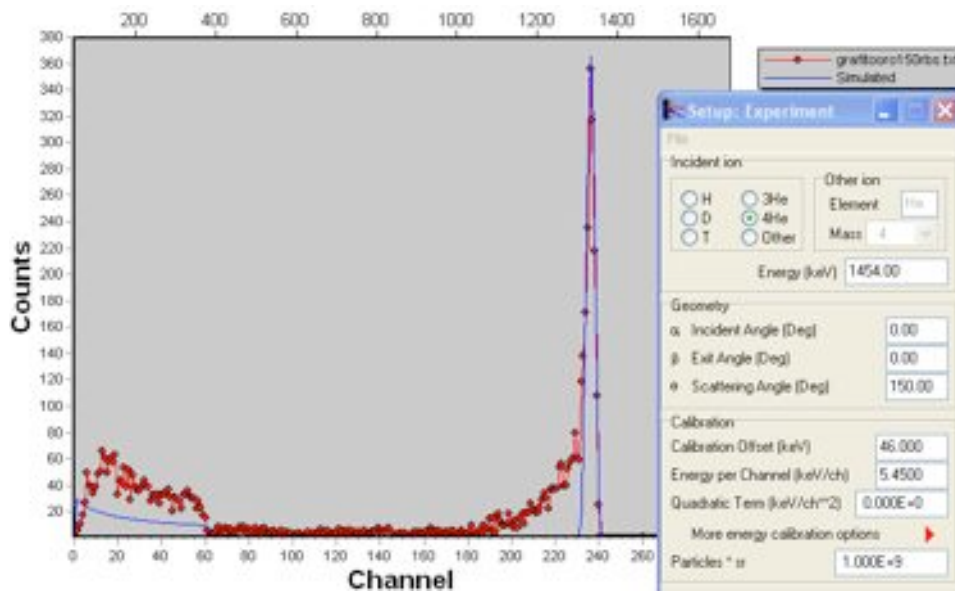


Imagen 4. Calibración del detector de Barrera Superficial en RBS simulada en SIMNRA. El pico corresponde a la capa de Oro de la muestra, mientras que el resto corresponde al grafito sobre el que se encuentra.

Posteriormente, se procedió a analizar una muestra de Kapton de la cual se conoce su estequiometría (tabla 5), en la configuración de ERDA, y se obtuvo el espectro mostrado en la imagen 5.

Elemento	Fración por peso
^1H	0.026362
^{12}C	0.691133
^{14}N	0.073270
^{16}O	0.209235

Tabla 5. Composición de Kapton. Fuente: ASTAR and PSTAR databases.

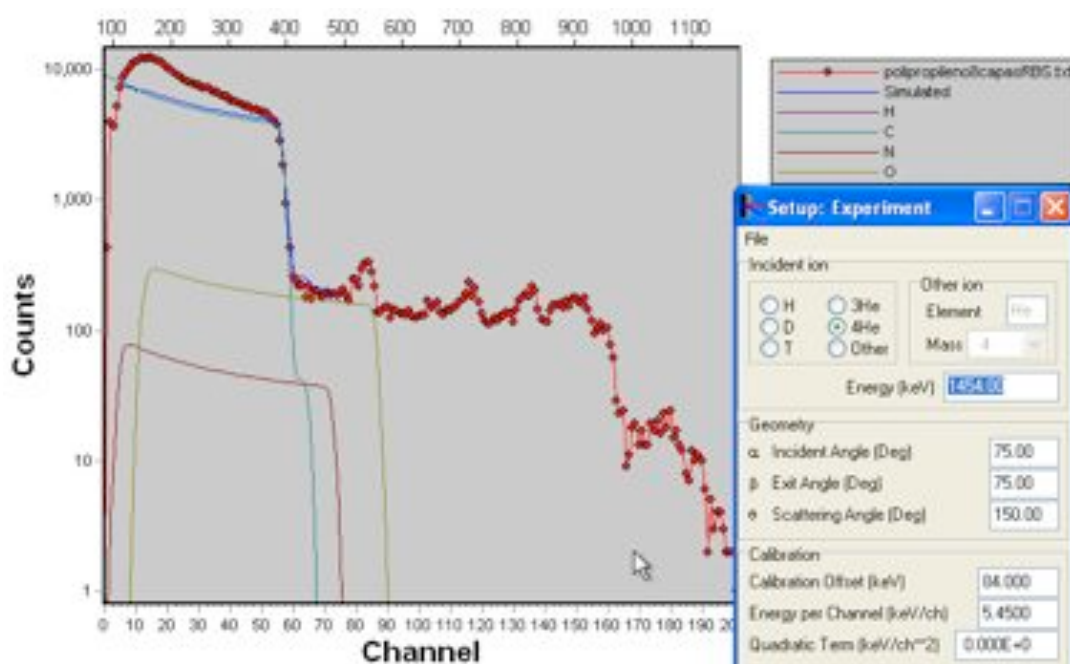


Imagen 5. Análisis en SIMNRA de una muestra de Kapton detectada por el detector de barrera superficial en RBS.

Se pueden observar muchas anomalías en la estequiometría del Kapton en este espectro, esto se explica tomando en cuenta que el haz de Helio en ese momento era tan intenso que quemó la mayor parte de las capas de la muestra y entonces se tienen reacciones diferentes a las esperadas.

En el análisis de ERDA se obtuvo el siguiente espectro mostrando la cantidad de Hidrógeno contenida en la muestra de Kapton.

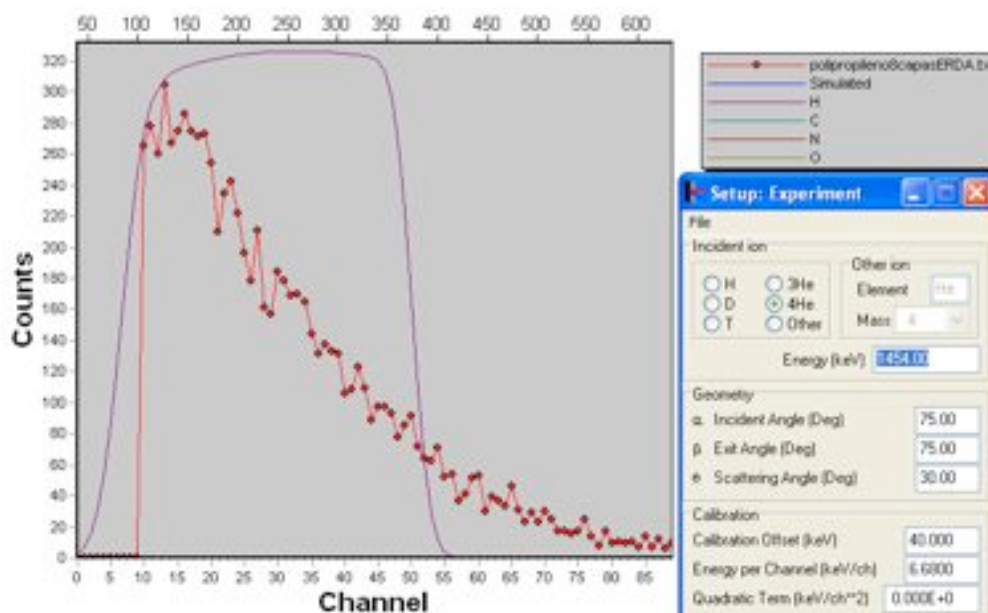


Imagen 6. Análisis en SIMNRA de una muestra de Kapton detectada por el detector PIPS en ERDA con un filtro de Aluminio.

Después de tener estos espectros analizados, se procedió a contabilizar el contenido de cada uno de los elementos (integrando el espectro en las regiones del C y del H en SIMNRA) y se obtuvo la siguiente tabla.

RBS	ERDA	Canales	C	N	O	H/C	(H/C)*
417424	8690	[1,58]	305141	2968	10783	2.08%	2.73%
± 0.1%	± 1.1%		±0.2%	±1.8%	±1.0%	±0.18%	±0.12%
				1%	4%		

Tabla 6. Análisis cuantitativo de la muestra de Kapton. Se muestran las cuentas obtenidas por el detector en RBS y ERDA, el intervalo de canales donde se contaron los diferentes elementos que componen la muestra y los resultados (la última fila representa el contenido del elemento respecto al Carbono). Las últimas dos columnas corresponden a la medición del contenido de Hidrógeno respecto a las cuentas totales y a la medición del contenido de Hidrógeno respecto al Carbono.

De este análisis puede observarse que la muestra de Kapton utilizada en este experimento tiene un $(2.08 \pm 0.18)\%$ de Hidrógeno lo cual era de esperarse dado que se conoce bien la estequiometría de este material.

Con estos resultados, se puede proceder a analizar el grafito que es el tema central de este trabajo. Se consiguieron dos grafitos idénticos hiperpuros. Se trató uno y el otro se dejó como referencia. En la imagen 7 se muestra una fotografía de la posición de los detectores y el grafito dentro de la cámara del acelerador.

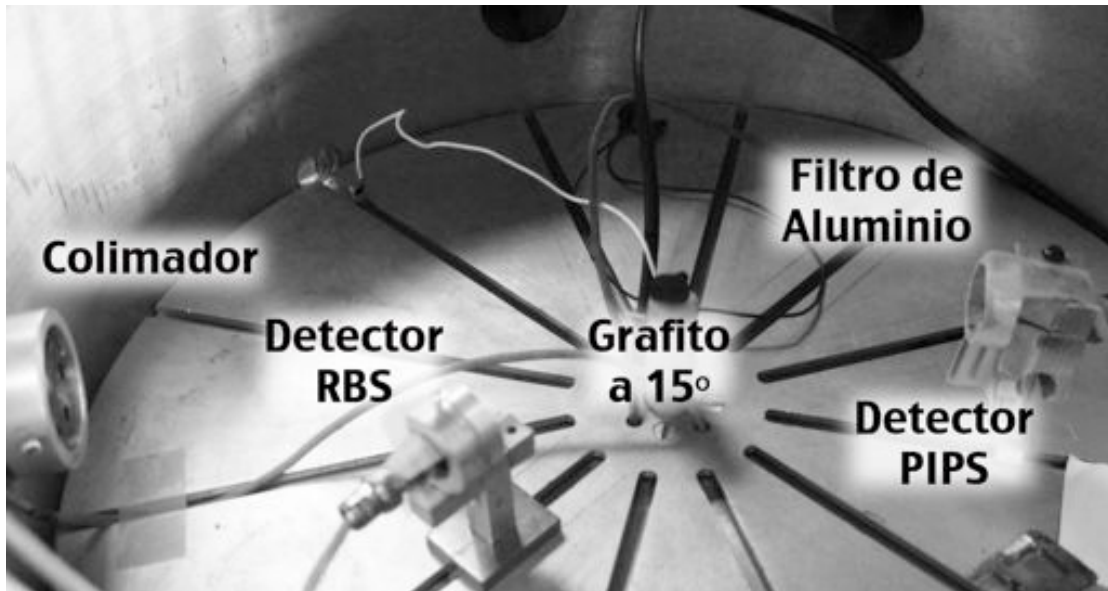


Imagen 7. Fotografía del arreglo experimental dentro de la cámara del acelerador.

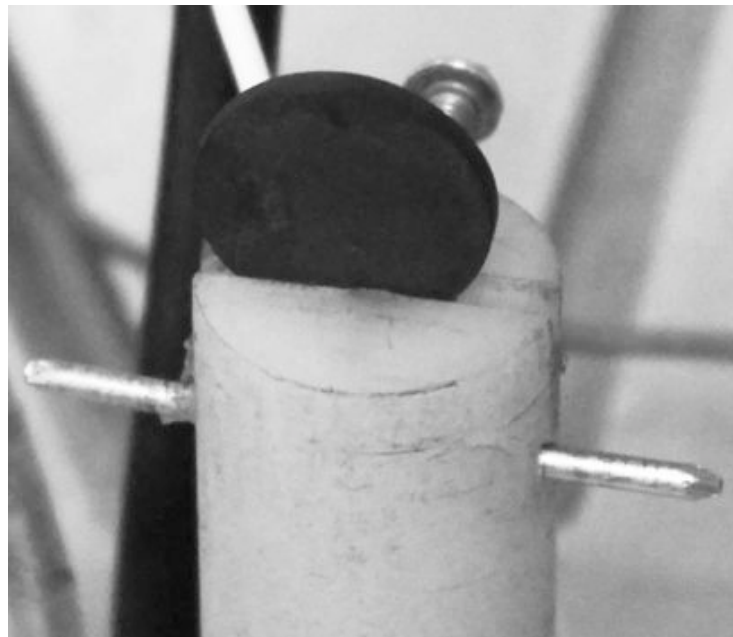


Imagen 8. Acercamiento de la muestra de grafito en su soporte.

Los parámetros utilizados en la consola del acelerador para el análisis de las muestras de grafito (tanto la tratada como la no tratada) fueron los siguientes:

Parámetro	Notas	Valor medido
Ganancia	Detectores conectados al mismo amplificador	24.4 ± 0.25
Up charge	Carga que sube por la banda [μA]	20
Pulley charge	Corriente residual [μA]	0
Column current	Corriente en la columna [μA]	11
P. S. Input	Resistencia de la columna [V]	31
I. Corona	Corriente en la corona [μA]	~5
Carga total	[μA]	9
Alto voltaje	[MV]	1.5
Gas control	Control del gas	36
Source magnet	Fuente del Imán	34
Gas select	Selección de haz (⁴ He)	33
Belt charge	Carga en el cinturón [μA]	22
Analysing magnet	Imán analizador	26
CAMPO MAGNÉTICO	Medido en el gaussmetro [gauss]	2034 ± 0.5

Tabla 7. Valor de los parámetros medidos en la consola del acelerador Van De Graaff 5.5 MV para la muestra de grafito no tratada y para la tratada también.

Posteriormente, se analizaron los espectros obtenidos en SIMNRA obteniendo los siguientes resultados.

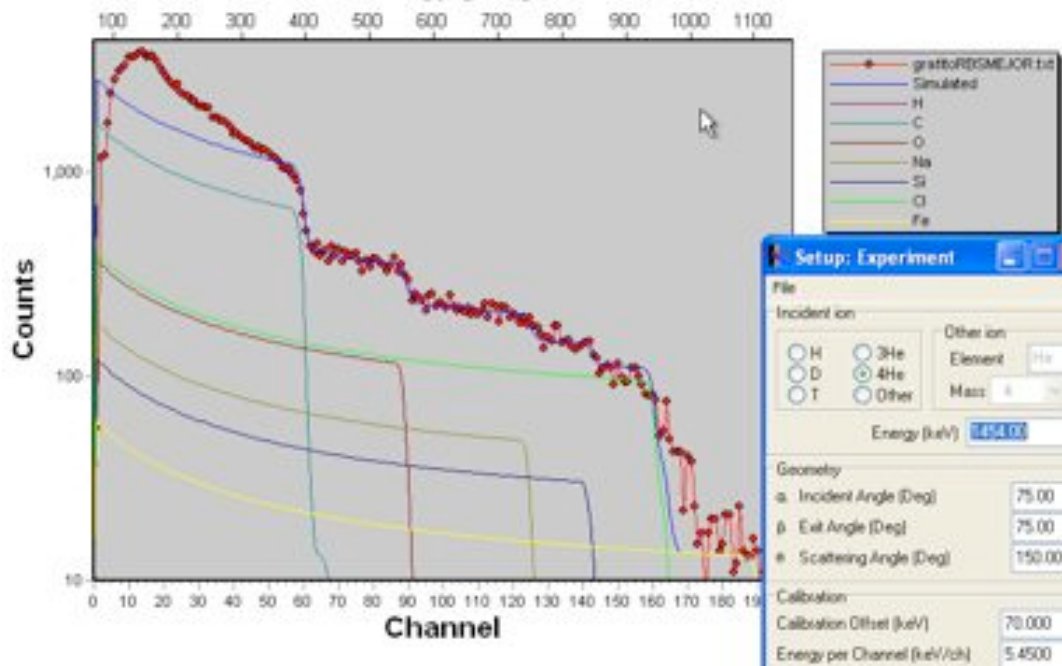


Imagen 9. Análisis en SIMNRA del espectro RBS del grafito hiperpuro NO tratado. Se pueden observar en la composición del blanco otros elementos además del Carbono: Hidrógeno, Oxígeno, Sodio, Silicio, Cloro y Hierro.

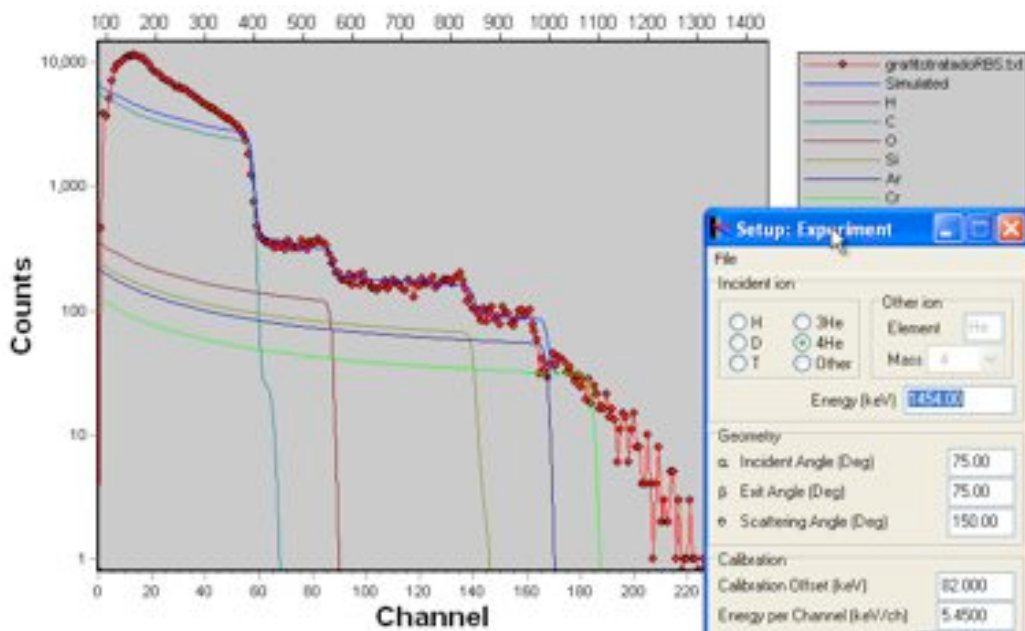


Imagen 10. Análisis en SIMNRA del espectro RBS del grafito hiperpuro tratado. Se pueden observar en la composición del blanco otros elementos además del Carbono: Hidrógeno, Oxígeno, Silicio, Argón y Cromo.

Cualitativamente se puede observar que el grafito no tratado tiene más contaminantes en su composición que el tratado con la técnica anteriormente mencionada. Se muestra que el grafito no tratado contiene, además de Carbono e Hidrógeno, cantidades pequeñas de Oxígeno, Sal (Cloruro de Sodio), Silicio y Hierro; mientras que el grafito tratado contiene aún menos cantidad de contaminantes y ya no tiene Sal ni Hierro, in embargo, contiene Argón debido a que se le inyectó a la atmósfera en la técnica de extracción de Hidrógeno, se almacenaron en un contenedor con Argón y se tuvo la precaución de llenar la cámara de análisis del acelerador con este elemento antes de sacar la muestra de su contenedor y montarla en el soporte de la cámara para evitar contaminaciones no deseadas de Hidrógeno.

A continuación se muestran los espectros en ERDA de las mismas muestras.

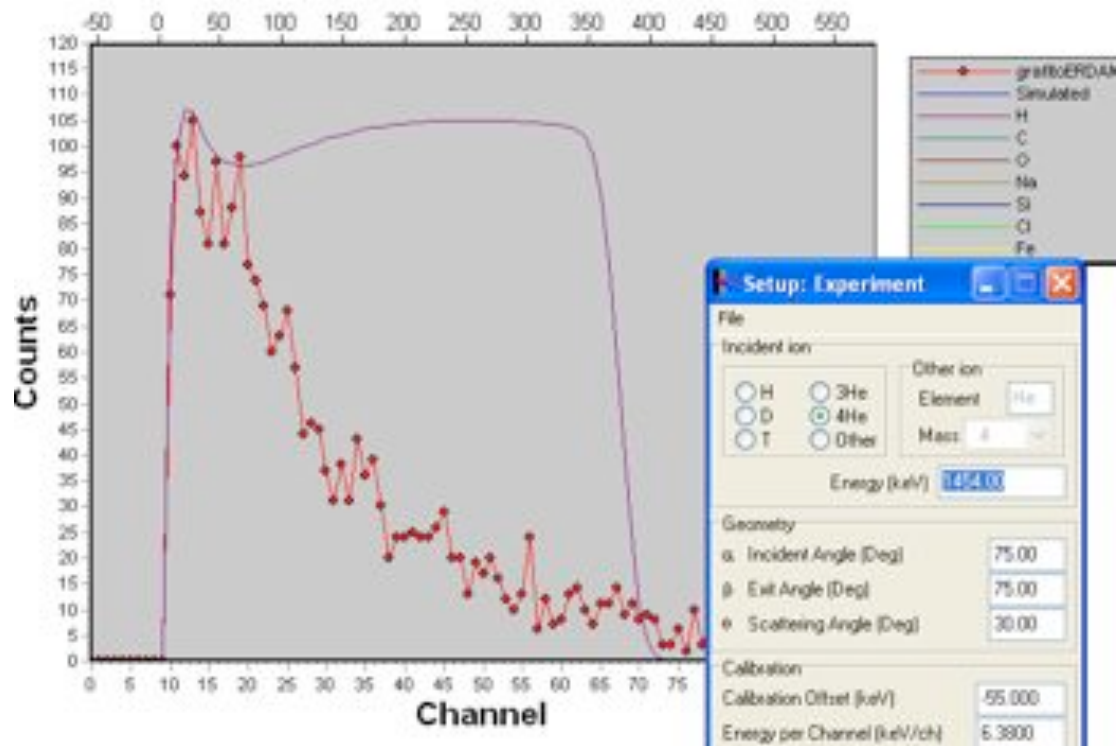


Imagen 11. Análisis en SIMNRA del espectro ERD del grafito hiperpuro NO tratado con un filtro de Aluminio adelante del detector.

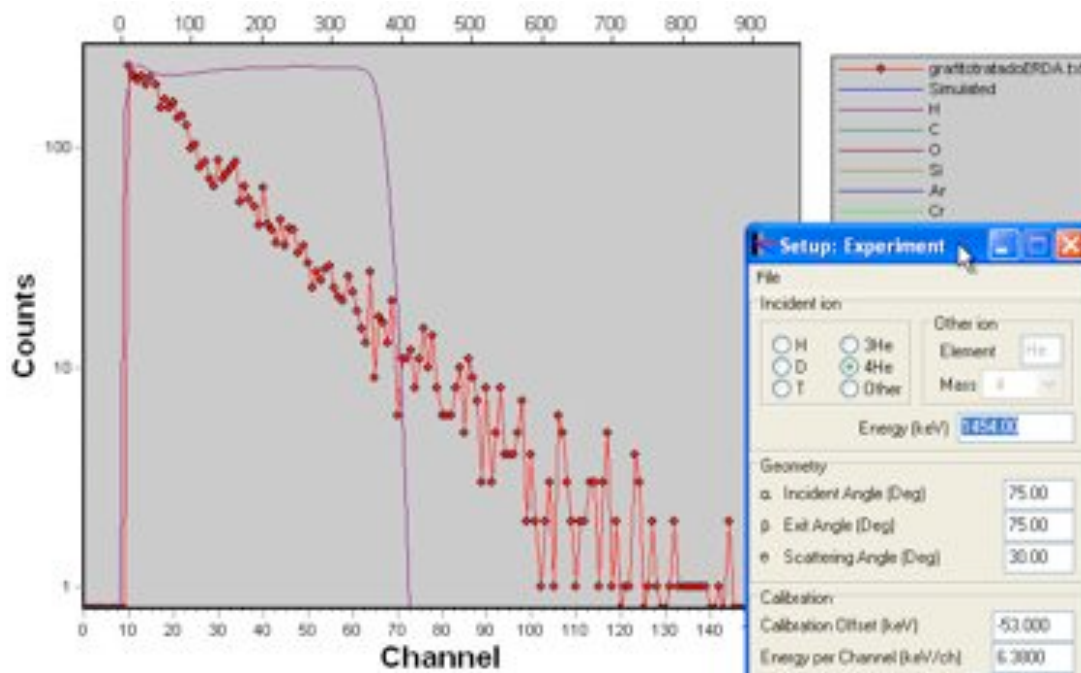


Imagen 12. Análisis en SIMNRA del espectro ERD del grafito hiperpuro tratado con un filtro de Aluminio adelante del detector.

De estos espectros sin integración no puede sacarse mucha información, por lo que pasando al análisis cuantitativo de las muestras, se obtuvieron los resultados listados en la tabla 8.

RBS	ERDA	Canal	C	O	Si	Ar	Na	Cl	Cr	Fe	H/C*
357492	4836	[1,58]	186135	11821	8108	7161	0	0	4212	0	1.63%
±0.2%	±1.4%		±0.2%	±0.9%	±1.1%	±1.2%			±1.5%		±0.34%
				6%	4%	4%	0%	0%	2%	0%	
125910	2467	[1,60]	57702	12356	4012	0	6042	13294	0	1983	5.65%
±0.3%	±2.0%		±0.4%	±0.9%	±2.7%		±1.3	±0.9		±2.2%	±0.07%
				21%	7%	0%	10%	23%	0%	3%	

Tabla 8. Análisis cuantitativo de las muestras de grafito Tratado (Arriba) y No tratado (abajo). Se muestran las cuentas obtenidas por el detector en RBS y ERDA, el intervalo de canales donde se contaron los diferentes elementos que componen la muestra y los resultados. La última columna corresponde a la medición del contenido de Hidrógeno respecto al Carbono.

Con estos resultados se obtiene que la ganancia, es decir, el porcentaje de extracción de Hidrógeno con el tratamiento utilizado fue del $(71 \pm 1.0)\%$.

Otro hallazgo importante de este experimento, fue el análisis de una muestra de Glasicarbon (que es un grafito con una estructura diferente), la cual se trató de la misma manera y simultáneamente con la muestra de grafito hiperpuro.

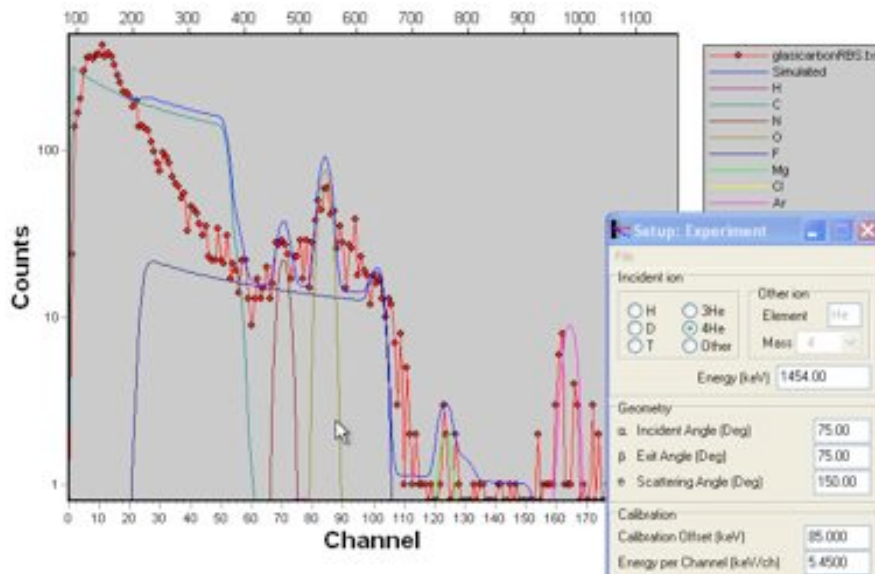


Imagen 13. Análisis en SIMNRA del espectro RBS de una muestra de Glasicarbon tratado. Se observan los siguientes elementos además del Carbono: Hidrógeno, Nitrógeno, Oxígeno, Flúor, Magnesio, Cloro y Argón.

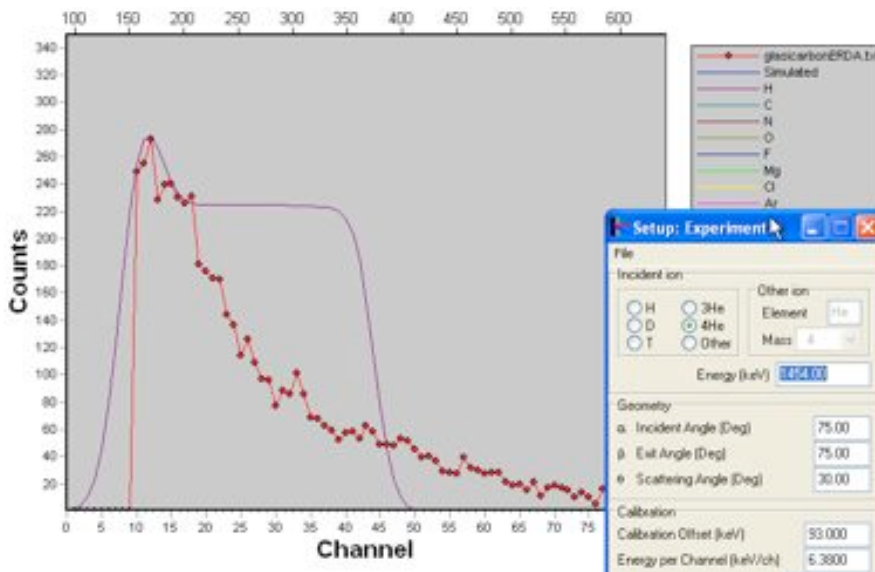


Imagen 14. Análisis en SIMNRA del espectro ERD de una muestra de Glasicarbon tratado con un filtro de Aluminio adelante del detector.

Se encontró que el Glasicarbon, a pesar de estar tratado, posee una capa superior de otros elementos, lo que lo hace muy poco puro. Esta capa superior, según este análisis, es de aproximadamente 200 capas atómicas de espesor y contiene, además del Carbono y el Hidrógeno, Oxígeno, Magnesio, Flúor, Nitrógeno y Argón; mientras que la siguiente capa mucho más gruesa está compuesta por Cloro, Flúor y Argón además, por supuesto, del Carbono y el Hidrógeno.

Integrando estos espectros, se tienen los resultados mostrados en la tabla 9 a continuación.

RBS	ERDA	Canales	C	F	H/C*
8054	5919	[1,55]	8845	479	74.11%
±1.1%	±1.3%		±1.1	±4.6%	±0.001%
				1%	

Tabla 9. Análisis cuantitativo de la muestra de Glasicarbon Tratado. Se muestran las cuentas obtenidas por el detector en RBS y ERDA, el intervalo de canales donde se contaron los diferentes elementos que componen la muestra y los resultados. La última columna corresponde a la medición del contenido de Hidrógeno respecto al Carbono.

Como se puede observar de los resultados, este tipo de grafito, a pesar de estar tratado de la misma manera que el anterior, contiene una cantidad de Hidrógeno muy elevada por lo que no es para nada conveniente utilizarlo en experimentos de Astrofísica Nuclear.

V- CONCLUSIONES.

Este trabajo se enfocó en bajar el contenido de Hidrógeno de muestras de grafito con una técnica que involucró Argón, Vacío y Altas temperaturas. Se consiguieron muestras de grafito hiperpuro y de un tipo de grafito bien estructurado llamado Glasicarbon. Al analizar estas muestras en el software SIMNRA se encontraron los diferentes contaminantes de cada una de ellas: el grafito hiperpuro no tratado contiene Hidrógeno, Carbono, Oxígeno, Sodio, Cloro, Silicio y Hierro; el grafito hiperpuro tratado contiene Hidrógeno, Carbono, Oxígeno, Silicio, Argón y Cromo en muy pequeñas cantidades; y el glasicarbon tratado contiene Hidrógeno, Carbono, Nitrógeno, Oxígeno, Flúor, Magnesio, Cloro y Argón.

Al hacer el análisis cuantitativo se encontró que con el tratamiento propuesto se logró bajar en un **71%** la cantidad de Hidrógeno del grafito hiperpuro; mientras que para el glasicarbon tratado se encontró una cantidad de Hidrógeno muy elevada en su composición, a pesar de tener el mismo tratamiento, por lo que se concluye que no es recomendable utilizar este tipo de grafito para los experimentos de Astrofísica Nuclear que aquí fueron mencionados.

En resumen, puede concluirse que la técnica para eliminar el Hidrógeno de muestras de grafito propuesta en este trabajo es muy eficiente con algunos tipos de grafito como el hiperpuro, pero debe tenerse mucho cuidado el tipo de muestra utilizada dado que para algunas otras estructuras de grafito, es básicamente imposible eliminar, en una cantidad considerable, su contenido de Hidrógeno.

Finalmente, cabe señalar que las puertas quedan abiertas para el siguiente paso de este trabajo, que es utilizar esta técnica en las muestras de grafito adecuadas y realizar la reacción $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a energías aún más bajas de las reportadas en trabajos anteriores.

BIBLIOGRAFÍA.

-
- [1] D. Clayton, 'Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis', The University of Chicago Press, Chicago and London (1983).
- [2] R. Hoffman, et al., 'New Results On Nucleosynthesis in Massive Stars; Nuclear Data Needs For Nucleosynthesis', Journal of Nuclear Science and Technology. LLNL reference: UCRL-JC-146202, (2001).
- [3] K. Langanke, M. Wiescher, 'Nucleosynthesis in Nature', curso On-line (1999).
- [4] C. Angulo, 'Experimental Tools for Nuclear Astrophysics', Lect. Notes Phys. 764, 253-282 (2009).
- [5] A. Penzias, R. Wilson, 'A measurement of excess antenna temperature at 4080mc/s', Astrophysical Journal, 142:419 (1965).
- [6] P. Peebles, 'Primordial helium abundance and the primordial fireball (Primordial He 3 and 4 and deuterium abundances in early stages of universal expansion show dependence on time scale)', Astrophysic Journal, 146:542 (1966).
- [7] R. Satchler, 'Introduction to nuclear reactions', The Macmillan Press LTD, London and Basingstoke (1980).
- [8] C. Rolfs, W. Rodney, 'Cauldrons in the Cosmos', The University of Chicago Press (1988).
- [9] W. Fowler, 'Les Priz Nobel-1983', Alquimist a. Wiksell Int., Stocholm, Sweden (1984).
- [10] K. Langanke, C. Barnes, Advances in Nuclear Physics, Plenum Press, Vol. 22 (1996).
- [11] Y. Xu, et al., 'A new study for $^{16}\text{O}(\gamma,\alpha)^{12}\text{C}$ at the energies of nuclear astrophysics interest: The inverse of key nucleosynthesis reaction $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ ', Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 581, 866-873 (2007).
- [12] F. Strieder, C. Rolfs, 'Reaction data for light element nucleosynthesis', Progress in Particle and Nuclear Physics 59, 562-578 (2007).
- [13] C. Iliadis, 'Nuclear Physics of Stars', Wiley (2007).
- [14] M. Mazarakis, W. Stephens, 'Experimental Measurements of the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Nuclear Reactions at Low Energies', Phys. Rev. C 7 1280 (1973).
- [15] K. Kettner, et al., 'The $^4\text{He}(^{12}\text{C},\gamma)^{16}\text{O}$ Reaction at Stellar Energies', Zeitschrift für Physik A, Atoms and Nuclei, 308 73-94 (1982).
- [16] L. Barron-Palos, et al., 'Absolute cross sections measurment for $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ syatem at astrophysically relevant energies', Nuclear Physics A 779 318-332 (2006).
- [17] P. Rosales, et al., 'Subcoulomb Fusion Excitation Function for $^{12}\text{C}+ ^{12}\text{C}$ ', Revista Mexicana de Física, 49 S4 88-91 (2003).

-
- [18] L. Barrón-Palos, et al., 'Low Energy Cross Section Measurements through Detection of Secondary Gamma Emission and Thick Target', *Revista Mexicana de Física*, 50-S2 18-23 (2004).
- [19] L. Barrón-Palos, '12C+12C Cross Section Measurements at Low Energies', *European Physics Journal*, A 25, S01 645-646 (2005).
- [20] E. Aguilera, et al., 'New gamma-ray measurements for 12C+12C sub Coulomb fusion: Toward data unification', *Physical Review*, C73 064601 (2006).
- [21] W. Lanford, 'Analysis for hydrogen by nuclear reaction and energy recoil detection', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 65-82 (1992).
- [22] W. Arnold, F. Habraken, 'Elastic Recoil Detection', *Rep. Prog. Phys.* 56 859 (1993).
- [23] F. Naab, et al., 'Ion Beam Analyses of Carbon Nanotubes', *J. Physics and Chemistry*, 109 1415-1419 (2005).
- [24] T. Adachi, et al., 'Hydrogen Accumulation in Surface of Perfluorosulfonic Acid Membranes after γ -Ray Irradiation using Elastic Recoil Detection Techniques', *Japanese Journal of Applied Physics*, 45 8A 6385-6387 (2006).
- [25] H. Boldyryeva, et al., 'Characterization of hydrogen contained in passivated poly-Si and microcrystalline-Si by ERDA technique', 38 819-822 (2006).
- [26] F. Yubero, et al., 'Quantification of the H content in diamondlike carbon and polymeric thin films by reflection electron energy loss spectroscopy', *Applied Physics Letters* 87 084101 (2005).
- [27] A. Ferrer-Soria, 'Física Nuclear y de Partículas', PUV, 2a edición (2007).
- [28] M. Preston, R. Bhaduri, 'Structure of the Nucleus', Addison-Wesley Pub. Co. (1975).
- [29] A. Messiah, 'Quantum Mechanics Vol. I', Interscience Publishers (1962).
- [30] H. Bethe. 'Energy Production in Stars', *Physical Review* 55, 436 (1939).
- [31] D. Romano, F. Matteucci, 'Nova nucleosynthesis and Galactic evolution of the CNO isotopes', *Mon. Not. R. Astronomical Society* 342, 185-198 (2003).
- [32] K. Krane, J. Wiley & Sons, 'Introductory Nuclear Physics, New York (1988).
- [33] The Cambridge Atlas of Astronomy 2, Cambridge University Press, 255. ISBN 0-521-36360-8.
- [34] C. Von Weizsäcker, 'About element transformations in the interior of stars'. *Zeitschrift für Physik*. 39 633 (1938).
- [35] D. Ostlie, B. Carroll, 'An Introduction to Modern Stellar Astrophysics', Addison Wesley, San Francisco (2007).

-
- [36] F. Herwig, et al., 'Nuclear Reaction Rate Uncertainties and Astrophysical Modeling: Carbon Yields from Low-Mass Giants', *Physical Review C* 73, 260 025802 (2006).
- [37] J. Johnson, 'Extreme Stars: White Dwarfs and Neutron Stars', Lecture notes, *Astronomy* 162, Ohio State University (2007).
- [38] F. 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 012025 (2010)
- [39] M. Bennett, et al., 'The effect of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ rate uncertainties on s-process yields', *Nuclear Physics in Astrophysics IV. Journal of Physics: Conference Series* 202 012023 (2010).
- [40] D. Bemmerer, et al., 'Low energy measurement of the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ total cross section at the LUNA underground facility'. *Nuclear Physics A* 779, 297-317 (2006).
- [41] A. Ferrer, E. Ros, 'Física de Partículas y de Astropartículas', PUV (2005).
- [42] G. Knoll, 'Radiation detection and measurement', Wiley (2000).
- [43] W. Leo, 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments', Springer (1987).
- [44] T. Bergauer, 'Silicon Detectors in High Energy Physics', Conferencia, HEPHY Vienna (2011).
- [45] E. Andrade, 'Characterization of Natural and Modified Zeolites Using Ion Beam Analysis Techniques', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 266 10 2379-2382 (2008).
- [46] F. Favela, 'Efectos no nucleares en interacciones de neutrones con blancos pesados', Tesis de licenciatura (2007).
- [47] E. Strub, et al., 'Possibilities and limitations of ERDA: examples from the ERDA ToF set-up at the Hahn-Meitner-Institute', *Surface and Interface Analysis* 35 753-756 (2003)
- [48] J. L'Ecuyer, et al., 'Quantitative depth profiling of light elements by means of the ERD $E \times B$ technique', *J. Applied Physics* 47 381 (1976).
- [49] W. Bohne, et al., 'Calibration of various analytical methods with heavy-ion ERDA', *Surface and Interface Analysis* 36 1089-1092 (2004).
- [50] J. Ziegler, 'The stopping ranges of ions in matter', Pergamonn Press, 3, 6-5 (1980)
- [51] E. Andrade, et al., 'Application of the Simnra Code to calibrate the analyzing magnet associated with a Van de Graaff accelerator', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 261 1-2 553-556, (2007).