



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS  
INSTITUTO DE FÍSICA

*Estudio de la producción de  $^{26}\text{Al}$ : sus implicaciones en la  
nucleosíntesis y cosmología.*

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRÍA EN CIENCIAS  
PRESENTA:  
VICTORIA ISABEL ARAUJO ESCALONA

DR. EFRAÍN CHÁVEZ LOMELÍ  
INSTITUTO DE FÍSICA

DRA. LIBERTAD BARRÓN-PALOS  
INSTITUTO DE FÍSICA

DR. ROELOF BIJKER  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

México, D.F., diciembre 2015



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.

---

## RESUMEN

Métodos y técnicas experimentales recientes han abierto nuevas formas de explorar las reacciones nucleares de importancia para la nucleosíntesis cerca de las temperaturas de combustión estelar.

Un caso en particular son las reacciones inducidas por deuterio ya que representa una herramienta muy sensible para la caracterización de elementos que presentan bajas concentraciones en materiales (como ocurre con los isótopos), debido al valor  $Q$  positivo (exotérmicas) de las reacciones  $(d, p)$  y  $(d, \alpha)$ . Entonces las partículas de alta energía que emergen de esta reacción son fácilmente identificables, incluso con configuraciones de detección muy simples.

En este trabajo nos centramos en el caso de  $^{26}\text{Al}$ , que es un isótopo relacionado activamente en el proceso de nucleosíntesis. Su presencia en el sistema solar fue inesperado hasta que fue encontrado en el meteorito Allende. Ahora se entiende que su producción se debe a que los rayos cósmicos inducen reacciones nucleares en algunos materiales. En la Tierra, este proceso se conoce bien y es la base de estudios ambientales. Así el  $^{26}\text{Al}$  no es sólo el producto de algún colapso de una estrella con alta metalicidad.

Para su estudio se desarrolla el protocolo para cuantificar el número de deuterios que golpean un blanco de Si / Al, como primer paso para determinar la sección eficaz total en la reacción  $^{28}\text{Si}(d, \alpha)^{26}\text{Al}$  a energías muy bajas de 2.6 MeV hasta 900 keV. Posteriormente, se analiza, como método alternativo para la determinación de la producción de  $^{26}\text{Al}$ , la aplicación de la técnica de Espectrometría de Masas con Aceleradores (AMS).

**Palabras clave:** Reacciones nucleares, Nucleosíntesis, Espectroscopia de Masas con aceleradores.

---

---

## ABSTRACT

Recent techniques and experimental methods have opened up new ways to explore nuclear reactions relevant to nucleosynthesis near to stellar combustion temperatures.

A particular case are induced by deuterium which represent a sensitive tool for characterizing low concentrations of elements (isotopes) in materials due to the positive value  $Q$  (exothermic) in reactions  $(d, p)$  and  $(d, \alpha)$ . High energy particle emerging from this reaction are then easily identifiable even with simple detection configurations.

In this work we focus on the case of  $^{26}\text{Al}$ . Isotope actively associated in the process of nucleosynthesis. Its presence in the solar system was unexpected until it was found in the Allende meteorite. It is now understood that cosmic rays induce nuclear reactions to produce materials. On Earth, this process is well known and is based on environmental studies. So  $^{26}\text{Al}$  is not just the product of some high-metallicity star collapse.

For their study protocol is developed to quantify the number of deuterium hitting a target of Si / Al, as a first step to determine the total cross section in the reaction  $^{28}\text{Si}(d, \alpha)^{26}\text{Al}$  at very low energies of 2.6 MeV to 900 keV. Subsequently, it is discussed as an alternative method for determining  $^{26}\text{Al}$  production application technique of accelerator mass spectrometry (AMS).

**Keywords:** Nuclear reaction, Nucleosynthesis, Accelerator Mass Spectroscopy

---



## *AGRADECIMIENTOS*

---

Antes que nada quiero agradecer a mis padres, *Mario Araujo Jiménez* y *Rosa A. Escalona Martínez*, de quienes he recibido amor incondicional, respaldo y ejemplo. A mi hermana, *Gabriela*, que con todo el amor y paciencia que me tiene podría bien ganar el premio nobel de la Paz y por ser junto con mis padres lo más valioso que tengo.

Al *Dr. Efraín Chávez*, por su entereza en su papel de tutor, la paciencia, tiempo y todos los consejos que me ha brindado junto con todas y cada una de las oportunidades en las que me ha hecho participe.

A la *Dra. Corina Solís* y al *Fis. Arcadio Huerta* por su ayuda en la preparación de muestras, así como en los experimentos realizados en LEMA, a *Oscar de Lucío*, *Carlos Pinto*, "*Charlie*" y al *Dr. Eduardo Andrade* por su invaluable ayuda y participación en los experimentos realizados en el Acelerador Van de Graaff así como todos los consejos brindados a lo largo de esta investigación.

A *Liliana*, que pese la distancia me mantuvo en pie a lo largo de la maestría. *París* que me ha apoyado incondicionalmente de todas las formas y maneras posibles.

Gracias también al resto de mi comité tutor, la *Dra. Libertad Barrón* y el *Dr. Roelof Bijker*, por el apoyo, confianza y facilidades que me brindaron a lo largo de este periodo.

A *Virginia Carrasco*, *Sheryl Melara*, *Mauricio Riquelme*, *Diego Vidal*, *Edgar Jiménez*, *Atzín David Ruiz*, *Oscar Lazo*, *Ernesto Barrientos*, *Francisco Favela*, *Javier Aragón*, por hacer más amena mi estancia durante la maestría. Al *Dr. Luis Acosta*, por incentivar me a seguir adelante en esta línea de investigación.

*Esther e Isabel*, por todo el apoyo en los trámites administrativos sin olvidar mencionar al *Dr. Jorge Reyes Esqueda*, coordinador de posgrado en el tiempo que cursé la maestría por ayudarme a sobre llevar todos los casos especiales en los que caía.

*Eduardo Roa*, *Gabriela Del Valle Díaz*, *Carlos Vargas* que me motivaron a estudiar física "de a de veras". Y seguramente, como ya es mi costumbre estoy olvidando mencionar a muchas personas que fueron y vinieron en este periodo de mi vida y que me han enseñado tanto influyendo en mi formación académica así como personal, en verdad gracias.

Y finalmente, agradecer a la UNAM de manera particular al Posgrado en Ciencias Físicas por la oportunidad de confiar en mí como una futura investigadora y darme la satisfacción de formar parte de esta gran casa de estudios.

¡GRACIAS!

---

# CONTENIDO

I.	Introducción .....	10
II.	Marco Teórico.....	11
II.1.	Decaimiento alfa y Decaimiento beta.....	12
II.2.	Elementos de Estructura Nuclear del $^{26}\text{Al}$ .....	13
II.3.	Técnica RBS .....	15
II.4.	Efecto Túnel en plasmas calientes.....	16
II.5.	Secciones Eficaces .....	18
II.6.	Nucleosíntesis .....	19
(a)	Nucleosíntesis primordial.....	19
(b)	Nucleosíntesis Estelar.....	20
(c)	Nucleosíntesis en las supernovas.....	22
(d)	Nucleosíntesis interestelar .....	23
II.7.	Producción de $^{26}\text{Al}$ en la Tierra .....	23
II.8.	Espectrometría de Masas con Aceleradores, AMS.....	24
III.	Descripción del dispositivo experimental.....	25
III.1.	Laboratorio de Espectroscopia de Masas con Aceleradores, LEMA .....	26
(e)	Preparación de blancos .....	27
III.2.	Acelerador Van de Graaff de 5.5 MV .....	30
(a)	Arreglo Experimental.....	30
(b)	Calibración haz de deuterio.....	33
IV.	Datos .....	37
IV.1.	Análisis de producción de $^{26}\text{Al}$ .....	49
IV.2.	Yield .....	57
V.	Mejora al protocolo experimental.....	58
VI.	Conclusiones .....	61
VII.	Trabajo futuro. ....	63
VIII.	Bibliografía.....	64

# LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1. NIVELES DE ENERGÍA PARA $^{26}\text{Mg}$ . TOMADO DE [3].	10
FIGURA 2. ABUNDANCIA RELATIVA DE LOS ELEMENTOS COMO FUNCIÓN DEL NÚMERO ATÓMICO $Z$ . LAS ABUNDANCIAS SON EXPRESADAS COMO EL NÚMERO DE ÁTOMOS POR CADA $1 \times 10^6$ ÁTOMOS DE SILICIO [10].	11
FIGURA 3. SE MUESTRA LA GRÁFICA DE $N^\circ$ PROTONES FRENTE AL $N^\circ$ NEUTRONES PARA TODOS LOS ÁTOMOS, OBTENIENDO UNA FRANJA DE ESTABILIDAD EN LA QUE SE UBICAN TODOS LOS ELEMENTOS QUE SON ESTABLES. TOMADA DE [15].	13
FIGURA 4. DIAGRAMA DE NIVELES EXCITADOS DEL $^{26}\text{Al}$ [3].	14
FIGURA 5. NIVELES DE ENERGÍA PARA $^{28}\text{Si}$ . TOMADO DE [3].	14
FIGURA 6. SE MUESTRA DE FORMA ESQUEMÁTICA (NO ESTÁ A ESCALA) EL PRODUCTO DE LA DISTRIBUCIÓN MAXWELL-BOLTZMANN Y LA PROBABILIDAD DE PENETRACIÓN DE BARRERA PARA UNA TEMPERATURA DADA.	17
FIGURA 7. ESQUEMA DEL ACCELERADOR DE 1 MV EMPLEADO EN LA TÉCNICA DE ESPECTROMETRÍA DE MASAS.	27
FIGURA 8. MUESTRA EL NÚMERO DE CUENTAS DE OTROS ELEMENTOS COMO EL O, AG, Y CU PRESENTES EN ALUMINIO.	28
FIGURA 9. VISTA ESQUEMÁTICA DEL CÁTODO.	28
FIGURA 10. CORRIENTE DEL PILOTO ( $^{27}\text{Al}$ ) A ALTAS ENERGÍAS DEL ISÓTOPO SEPARADOR DEL ESPECTRÓMETRO DE LEMA PARA CADA MEZCLA DE Si / Al.	29
FIGURA 11. VISTA SUPERIOR DEL BLANCO.	30
FIGURA 12. MUESTRA LA CÁMARA DE VACÍO EMPLEADA PARA LA IRRADIACIÓN DE BLANCOS, DETECTORES PIPS POSICIONADOS PARA LA ADQUISICIÓN DE RBS Y EN LA ESQUINA INFERIOR IZQUIERDA SE MUESTRA EL COLIMADOR DEL HAZ DE DEUTERIO.	31
FIGURA 13. ESQUEMÁTICO DEL ARREGLO EXPERIMENTAL.	31
FIGURA 14. MUESTRAN LOS DOS DETECTORES PIPS Y AL FONDO LA SALIDA DEL HAZ DE DEUTERIO CON UN COLIMADOR DE 1.8 MM.	32
FIGURA 15. VISTA SUPERIOR DEL ARREGLO EXPERIMENTAL. SE MUESTRA LA ALINEACIÓN CON EL APUNTADOR, AMBOS DETECTORES COLOCADOS PARA ANÁLISIS DE RBS.	32
FIGURA 16. MUESTRA EL ARREGLO EXPERIMENTAL UNA VEZ QUE EL HAZ DE DEUTERIO HA SIDO ALINEADO, TAMBIÉN SE OBSERVA EL CÁTODO DE COBRE.	33
FIGURA 17. SE MUESTRA EL ANÁLISIS REALIZADO PARA LA CALIBRACIÓN DEL HAZ, PARA DISTINTAS ENERGÍAS DEL HAZ DE DEUTERIO, EMPLEANDO SIMNRA.	34
FIGURA 18. MUESTRA LOS DATOS DE LA ENERGÍA EN FUNCIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO, OBTENIDOS AL CALIBRAR EL IMÁN SELECTOR DE $90^\circ$ Y LOS VALORES RESPECTIVOS DEL AJUSTE CUADRÁTICO.	35
FIGURA 19. GRÁFICA CALIBRACIÓN DE LOS DETECTORES.	36
FIGURA 20. SE MUESTRA EL ANÁLISIS REALIZADO CON SIMNRA (SIMULADO –AZUL) AL ESPECTRO DE ENERGÍA IRRADIADO A 2760 keV (EXPERIMENTAL –ROJO).	37
FIGURA 21. SE MUESTRA EL ANÁLISIS REALIZADO CON SIMNRA, MOSTRANDO LOS ELEMENTOS PRESENTES EN LA MUESTRA. BLANCO IRRADIADO A 2760 keV.	38
FIGURA 22. ESPECTROS DE ENERGÍA OBTENIDAS AL IRRADIAR EL BLANCO EN UN RANGO DE ENERGÍAS DE 900 -2555 keV.	40
FIGURA 23. COMPARACIÓN ENTRE DATOS OBTENIDOS DE LA RETRODISPERSIÓN DE COBRE.	41
FIGURA 24. SE MUESTRA EL NÚMERO DE PARTÍCULAS INCIDENTES EN EL BLANCO Si / Al AL VARIAR LA ENERGÍA.	43
FIGURA 25. VISTA GEOMÉTRICA DEL SISTEMA CÁTODO –BLANCO –HAZ.	43
FIGURA 26. SE MUESTRA UNA RELACIÓN ENTRE EL ÁREA EFECTIVA (ÁREA IRRADIADA/ÁREA DEL BLANCO) DE ANÁLISIS RESPECTO A LA DISTANCIA ENTRE LOS CENTROS GEOMÉTRICOS DE LA CONFIGURACIÓN HAZ –CÁTODO.	44

FIGURA 27. VISTA SUPERIOR DEL MONTAJE EXPERIMENTAL PARA IRRADIAR CON UN HAZ DE DEUTERIO PASTILLAS (SILICIO, ALUMINIO Y SILICIO/ALUMINIO) A DISTINTAS ENERGÍAS. ....	45
FIGURA 28. ESPECTRO DE DISPERSIÓN ELÁSTICA DE UN HAZ DE DEUTERIO EN EL COMPRIMIDO DE ALUMINIO. ( $E_{HAZ} = 948, 1540, 2130, 2525 \text{ keV}$ ). EL AJUSTE ES REALIZADO CON EL PROGRAMA SIMNRA [49]. ....	46
FIGURA 29. ESPECTRO DE DISPERSIÓN ELÁSTICA DE UN HAZ DE DEUTERIO EN EL COMPRIMIDO DE SILICIO. ( $E_{HAZ} = 948, 1540, 2130, 2525 \text{ keV}$ ). EL AJUSTE ES REALIZADO CON EL PROGRAMA SIMNRA [49]. ....	47
FIGURA 30. ESPECTRO DE DISPERSIÓN ELÁSTICA DE UN HAZ DE DEUTERIO EN EL COMPRIMIDO DE SILICIO/ALUMINIO. ( $E_{HAZ} = 948, 1540, 2130, 2525 \text{ keV}$ ). EL AJUSTE ES REALIZADO CON EL PROGRAMA SIMNRA [49]. ....	48
FIGURA 31. VARIACIÓN TEMPORAL DE LA CORRIENTE DE $^{27}\text{Al}$ ENTRE DOS CÁTODOS DE Si / Al NO IRRADIADOS (NEGRO Y ROJO) Y DOS IRRADIADOS A 2760 keV. (AZUL Y VERDE).....	50
FIGURA 32. VARIACIÓN TEMPORAL DEL COCIENTE DE $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$ , EN TRES BLANCOS IRRADIADOS A 1, 1.5 Y 2 MeV....	51
FIGURA 33. . COCIENTE DE $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$ ENTRE LOS DISTINTOS CÁTODOS IRRADIADOS A ENERGÍAS DE 900 A 2500 keV COMPARADOS CON UN BLANCO SIN IRRADIAR.....	52
FIGURA 34. IMÁGENES DEL CÁTODO OBTENIDAS EN UN MICROSCOPIO ELECTRÓNICO DESPUÉS DEL ANÁLISIS DE ESPECTROMETRÍA DE MASAS CON ACELERADORES, EMA.....	53
FIGURA 35. CORTE TRANSVERSAL DEL CÁTODO PARA VISUALIZAR EL EFECTO “SPUTTERING” REALIZADO POR LA TÉCNICA DE EMA. ....	53
FIGURA 36. SE MUESTRA LA ZONA DE INTERÉS (ROJO) GENERADA TRAS EL ANÁLISIS DE EMA, EN EL CUAL SOLO SE CONTABILIZARÁN LOS $^{26}\text{Al}$ QUE SE PRODUCERON EN ESTA REGIÓN. ....	54
FIGURA 34. MAPA DIMENSIONAL, $E-\Delta E$ DE LA FRACCIÓN DE ÁNODO DE LA CÁMARA DE IONIZACIÓN DE LEMA. LA REGIÓN SOMBRADA LIMITA EVENTOS IDENTIFICADOS COMO IONES $^{26}\text{Al}$ . ....	55
FIGURA 35 SE MUESTRA LA RELACIÓN ENTRE LA CORRIENTE QUE PASA POR EL INJECTOR MAGNET Y LA MASA. EN UN STD ENRIQUECIDO. ....	56
FIGURA 36. RELACIÓN ENTRE LA CORRIENTE QUE PASA POR EL INJECTOR MAGNET Y LA MASA, EN UN CÁTODO Si / Al SIN IRRADIAR. ....	56
FIGURA 43. SE MUESTRA EL COMPORTAMIENTO DEL YIELD EN FUNCIÓN DE LA ENERGÍA INCIDENTE.....	58
FIGURA 41. SIMULACIÓN REALIZADA CON SRIM PARA DETERMINAR LA PENETRACIÓN DEL HAZ DE DEUTERIO DE 2 MeV SOBRE UN BLANCO GRUESO DE 100 $\mu\text{m}$ DE Al/Si. ....	58
FIGURA 42. ANÁLISIS DEL COCIENTE DE $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$ PARA: ESTÁNDAR, BLANCO SIN IRRADIAR, BLANCO IRRADIADO A 1 Y 2 MeV. MAXIMIZANDO EL ÁREA DE INTERÉS. ....	59
FIGURA 43. MUESTRA LA FUNCIÓN YIELD CON LAS NUEVAS MEDICIONES REALIZADAS TRAS LA MEJORA EN EL PROTOCOLO EXPERIMENTAL. ....	59

# LISTA DE TABLAS

	Pág.
TABLA 1. LISTA PARCIAL ORDENADA POR LA ENERGÍA LIBERADA O CONSUMIDA EN LA REACCIÓN. ....	18
TABLA 2. MUESTRA LAS CONCENTRACIONES PRESENTES EN EL ALUMINIO, ANALIZADO EN EL MICROSCOPIO ELECTRÓNICO. ....	28
TABLA 3. PARA LA ELABORACIÓN DE LAS MUESTRAS SE EMPLEÓ SILICIO PURO AL 99% Y ÓXIDO DE ALUMINIO. ....	30
TABLA 4. DATOS EMPLEADOS PARA LA CALIBRACIÓN CAMPO MAGNÉTICO –ENERGÍA DEL HAZ. ....	35
TABLA 5. DATOS ADQUIRIDOS TRAS EL ANÁLISIS CON SIMNRA PARA LAS DISTINTAS ENERGÍAS DE IRRADIACIÓN. ....	40
TABLA 6. EN LA PRIMERA COLUMNA SE PRESENTAN LOS VALORES DE LA ENERGÍA DEL HAZ, LA SEGUNDA COLUMNA INDICA EL NÚMERO TOTAL DE PARTÍCULAS GENERADAS DESPUÉS DE LA IRRADIACIÓN, LAS COLUMNAS SIGUIENTES ESPECIFICAN EL NÚMERO DE PARTÍCULAS POR ELEMENTO PRESENTE EN EL ANÁLISIS DE SIMNRA. ....	42
TABLA 7. DATOS OBTENIDOS EN LA SIMULACIÓN PARA LAS ENERGÍAS INCIDENTES EN LAS PASTILLAS DE SILICIO Y ALUMINIO. ....	49
TABLA 8. SE MUESTRAN LOS DATOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN CORRESPONDIENTES A LAS ENERGÍAS INCIDENTES EN LA PASTILLA DE SILICIO/ALUMINIO. ....	49
TABLA 9. PROMEDIO DEL COCIENTE DE $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ A DIFERENTES ENERGÍAS DE HAZ INCIDENTE. ....	52
TABLA 10. ANÁLISIS DE NÚMERO DE PARTÍCULAS INCIDENTES EN SI Y EL NÚMERO DE CUENTAS DE $^{26}\text{Al}$ ( $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ ), REGISTRADO POR EL DETECTOR A. ....	57
TABLA 11. ANÁLISIS DE NÚMERO DE PARTÍCULAS INCIDENTES EN SI Y EL NÚMERO DE CUENTAS DE $^{26}\text{Al}$ ( $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ ), REGISTRADO POR EL DETECTOR B. ....	57

# ABREVIATURAS

Abreviatura	Término
RBS	Rutherford Backscattering Spectrometry
EMA	Espectrometría de Masas con Aceleradores
AMS	Accelerator Mass Spectrometry
PIPS	Passivated Implanted Planar Silicon

## I. Introducción

A la una de la madrugada del 8 de febrero de 1969, cuando la gente dormía, ocurrió lo inesperado. Un gran estruendo acompañado de una enorme luz incandescente, despertó a todos los pobladores del municipio de Allende, en Chihuahua. El objeto celeste causante del alboroto es hoy el más estudiado de la historia: el “Meteorito Allende” [1].

Ahí se encontró por primera vez, en un objeto celeste una línea gama de 1.809 MeV [2] proveniente del primer estado excitado del  $^{26}\text{Mg}$ , poblado por el decaimiento  $\beta^+$  del  $^{26}\text{Al}$ .

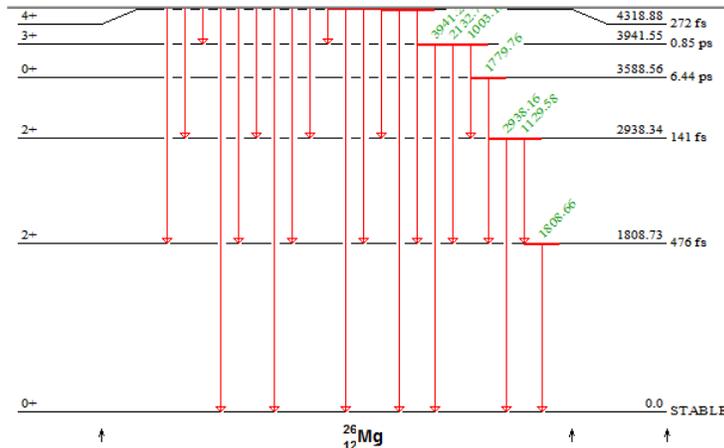


Figura 1. Niveles de energía para  $^{26}\text{Mg}$ . Tomado de [3].

Un descubrimiento inesperado dado que la vida media del  $^{26}\text{Al}$  es muy corta comparada con tiempos característicos del sistema solar o galácticos: 0.72 millones de años.

Así, el pueblo de Allende Chihuahua entró en la historia de los modelos más sofisticados del origen de nuestro sistema solar.

La detección de este rayo gama de 1.809 MeV ha sido reconocido posteriormente como uno de los más claros indicadores de actividad nucleosintética en el Universo.

Esto nos lleva a preguntarnos, ¿Cómo se produce el  $^{26}\text{Al}$  en el Universo?

En la década de los 40, se conocieron secciones eficaces de captura neutrónica para muchos núcleos pesados, Hughes, Bethe y Gamow notaron la relación inversa existente entre la sección eficaz y la abundancia relativa de estos elementos en el Sistema Solar. Estableciendo así un primer vínculo entre las propiedades nucleares y la composición de las estrellas. En 1957, contando con más información sobre dichas abundancias en el Sistema Solar, Burbidge, Fowler y Hoyle [4] desarrollan la teoría de la nucleosíntesis estelar, estableciendo que todos los elementos desde el Carbono hasta el Uranio se forman en el medio estelar.

Por lo tanto, la respuesta sobre la producción de  $^{26}\text{Al}$ , es debido principalmente al resultado de reacciones nucleares dentro de las estrellas (Nucleosíntesis Estelar) [4]–[7]. Dependiendo de las condiciones de temperatura, densidad y composición inicial de la materia que compone a la estrella, pueden ocurrir diversas reacciones nucleares. La reacción  $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$  es la reacción más estudiada para la producción estelar del radioisótopo  $^{26}\text{Al}$  [8], [9]. La detección de la radiación gama generada en el decaimiento permite determinar sitios de producción del  $^{26}\text{Al}$  en el medio interestelar y con esto podemos validar a los modelos cosmológicos.

En capítulos posteriores, mostraremos las reacciones nucleares que permiten la creación de  $^{26}\text{Al}$ , siendo de especial interés la reacción  $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$  que puede llegar a competir con la reacción arriba citada dado que, entre otras cosas, la abundancia relativa del  $^{28}\text{Si}$  es dos órdenes de magnitud mayor que la del  $^{25}\text{Mg}$  en el Universo. Desde el punto de vista documental reviste un interés adicional ya que no existe literatura suficiente sobre la sección eficaz de dicha reacción.

## II. Marco Teórico

Los diversos experimentos sobre la abundancia de los elementos en el Sistema Solar, en estrellas y en el medio interestelar de nuestra galaxia han corroborado el esquema de la nucleosíntesis estelar.

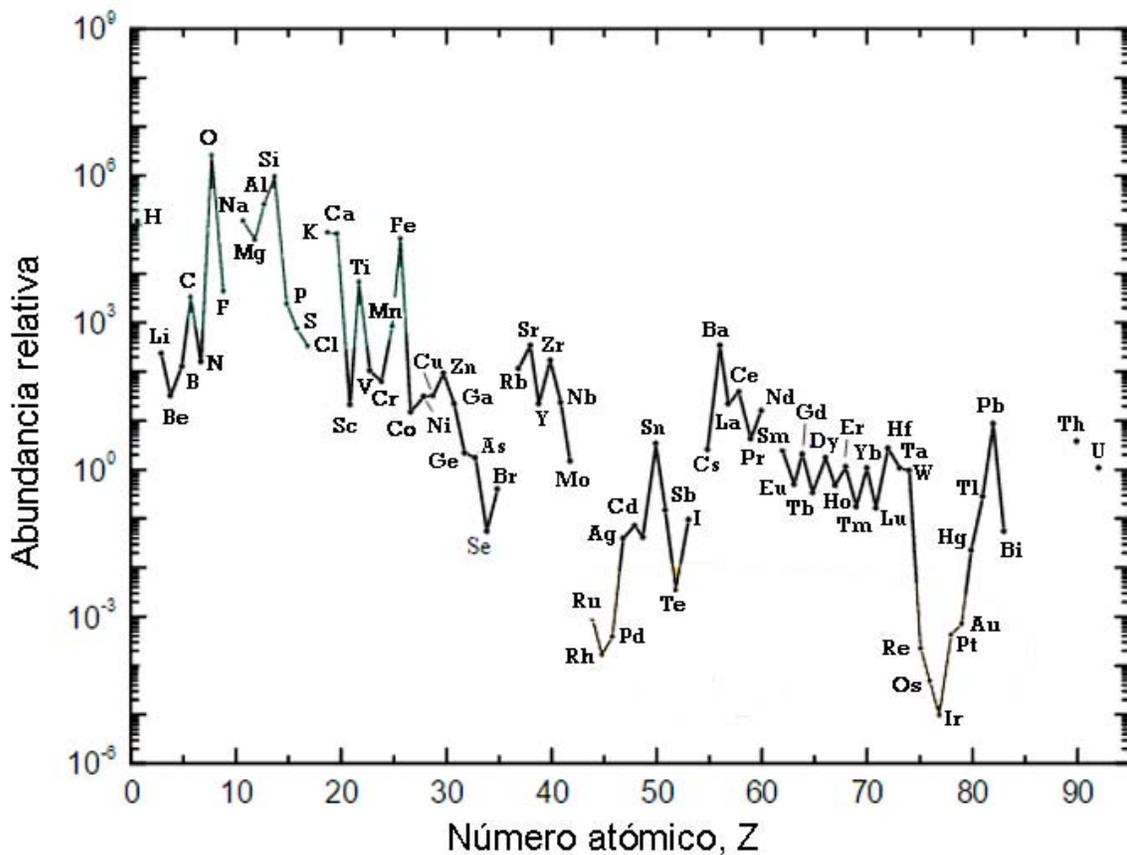


Figura 2. Abundancia relativa de los elementos como función del número atómico Z. Las abundancias son expresadas como el número de átomos por cada  $1 \times 10^6$  átomos de Silicio [10].

Los datos mostrados en la Figura 2, al ser generados por emisiones electromagnéticas entre las capas electrónicas de los átomos, no aportan información correspondiente a los isótopos pues éstos tienen espectros indistinguibles. Es por esto que recurrimos a las propiedades nucleares de los isótopos para conocer la abundancia individual de cada uno de ellos y así corroborar experimentalmente la nucleosíntesis.

Los radioisótopos, a diferencia de los núcleos estables, pueden ser identificados de forma individual a través del valor de la radiación gamma característica. La posibilidad de

detectar radioisótopos en el Universo fue propuesta por primera vez por Clayton y Craddock en 1965 [11] y concretada en 1982 por Mahoney [2] en este último como ya se ha mencionado con anterioridad, se identificó la transición  $E_\gamma=1.809$  MeV, proveniente del decaimiento de  $^{26}\text{Al}$ . Dicho isótopo, decae por la emisión de un positrón (partícula  $\beta^+$ ) en un 81,73% o mediante captura electrónica un 15,51%. Además de ser un claro indicador de la actividad nucleosintética en el Universo, se ofreció por primera vez la oportunidad de identificar los sitios de esta actividad.

## II.1. Decaimiento alfa y Decaimiento beta

El decaimiento alfa está caracterizado por la emisión de un núcleo de  $^4\text{He}$ , o también denominada partícula alfa (dos protones y dos neutrones). La radiación alfa reduce la relación de protones a neutrones en el núcleo emisor o padre, llevándola a una configuración más estable, haciendo que el número atómico cambie. Así el átomo original (o padre) y el producto de la desintegración (o hijo) son átomos de diferentes elementos y por lo tanto tienen diferentes propiedades químicas.

En la desintegración alfa de un núcleo, el cambio en la energía de ligadura aparece como la energía cinética de la partícula alfa y el núcleo hijo. Debido a que esta energía debe ser compartida entre estas dos partículas, y porque la partícula alfa y núcleo hijo debe tener momento igual y opuesto, la partícula alfa emitida y el núcleo en retroceso tendrán cada uno una energía bien definida después de la descomposición. Debido a su masa más pequeña, la mayor parte de la energía cinética va a la partícula alfa.

La energía cinética liberada  $Q(A, Z)$  en el decaimiento alfa de un núcleo  $(A, Z)$  está dada en términos de la energía de ligadura de los núcleos involucrados, dicha relación está expresada en la ecuación 1.

$$Q(A, Z) = B(A - 4, Z - 2) + 28.3 \text{ MeV} - B(A, Z) \quad \dots(1)$$

donde 28.3 MeV es la energía de ligadura correspondiente al  $^4\text{He}$ . Si  $Q(A, Z)$  es positiva, el decaimiento es posible y seguramente ocurre de manera natural. En el caso de las reacciones nucleares inducidas  $Q(A, Z)$  puede calcularse simplemente a partir de las masas de los núcleos participantes en la reacción:

$$Q(A, Z) = [M(^{28}\text{Si}) - M(^{26}\text{Al})]c^2 = 1.428 \text{ MeV} \quad \dots(2)$$

donde el valor de  $Q$ , está determinado para el estudio de la reacción  $^{28}\text{Si}(d, \alpha)$ .

El decaimiento  $\beta^-$  involucra un núcleo  $(A, Z)$  emitiendo un electrón cargado negativamente y transformándose en el núcleo  $(A, Z+1)$ . La energía involucrada en este tipo de decaimiento es relativamente pequeña. Si el núcleo que está decayendo por  $\beta^-$  está fuera de la curva de estabilidad (ver Figura 3). La velocidad de decaimiento depende del valor de espín y paridades de los estados nucleares involucrados. El formalismo de Fermi y Gamow-Teller puede encontrarse en la literatura usual [12]–[14].

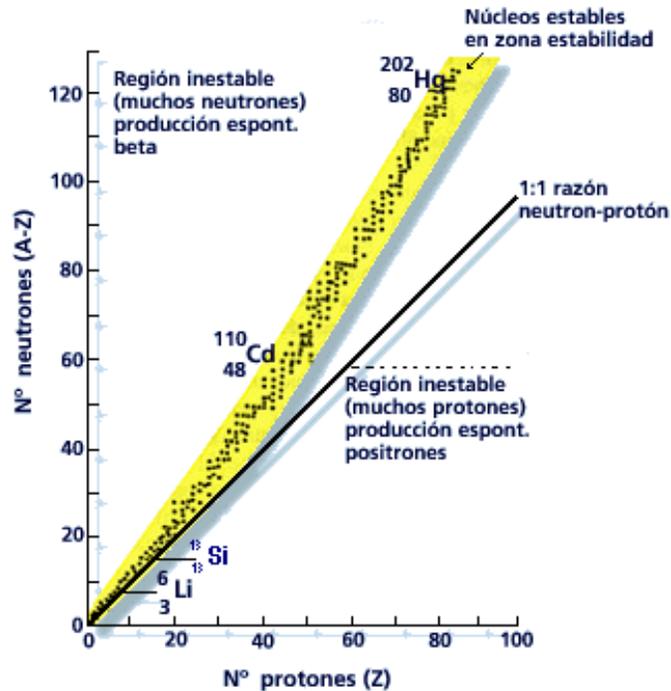


Figura 3. Se muestra la gráfica de N° protones frente al N° neutrones para todos los átomos, obteniendo una Franja de Estabilidad en la que se ubican todos los elementos que son estables. Tomada de [15].

## II.2. Elementos de Estructura Nuclear del $^{26}\text{Al}$

El Aluminio es un elemento monoisotópico, siendo el  $^{27}\text{Al}$  el núcleo estable. El estado fundamental  $J^\pi = 5^+$  del  $^{26}\text{Al}$  es el único radioisótopo con una vida media aproximada de  $0.72 \times 10^6$  años. El  $^{26}\text{Al}$  tiene, además, un estado metaestable  $J^\pi = 0^+$  con una energía de excitación de 228 keV y su correspondiente vida media es de 6.34 segundos [8]. El resto de los isótopos del Aluminio tienen vidas medias menores a 10 minutos. La diferencia entre los momentos angulares, (el  $^{26}\text{Al}^g$  ( $J=5$ )) hace que dicho estado no decaiga directamente al estado fundamental del  $^{26}\text{Mg}$  ( $J=0$ ). Este decaimiento procede entonces, en un 97.3% de los casos, del primer estado excitado  $2^+$  del  $^{26}\text{Mg}$ . Y el porcentaje restante, el 2.7%, se debe a que el  $^{26}\text{Al}$  decae al segundo estado  $2^+$  del  $^{26}\text{Mg}$ . El  $^{26}\text{Al}$ , por su parte, es poblado únicamente por el decaimiento  $\beta^+$  del  $^{26}\text{Si}$ . Dado que el nivel fundamental del  $^{26}\text{Si}$  tiene  $J^\pi = 0^+$ , el decaimiento al  $^{26}\text{Al}^g$  ( $J^\pi = 5^+$ ) es un cuarto prohibido. La transición, entonces, procede rápidamente en 2.2 segundos al estado metaestable  $^{26}\text{Al}^m$  [16].

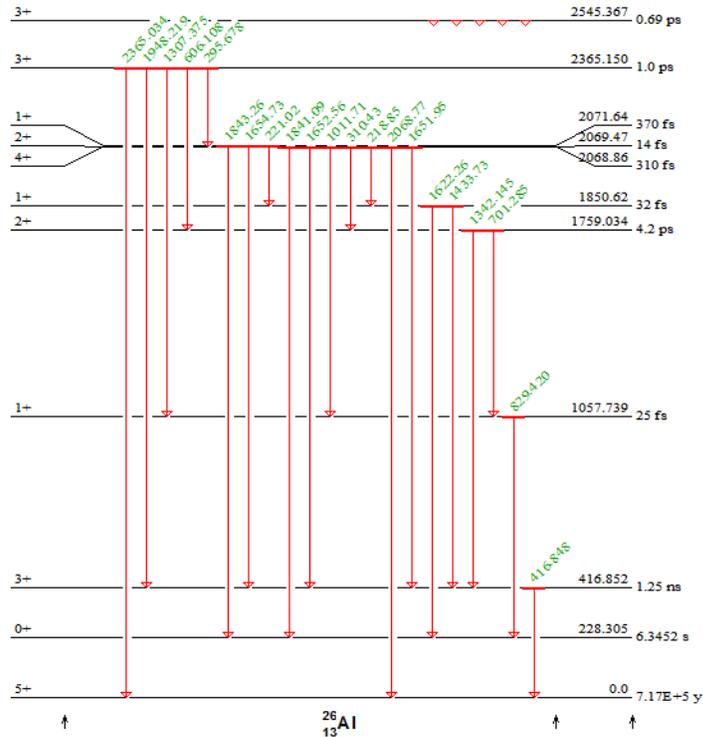


Figura 4. Diagrama de niveles excitados del  $^{26}\text{Al}$  [3].

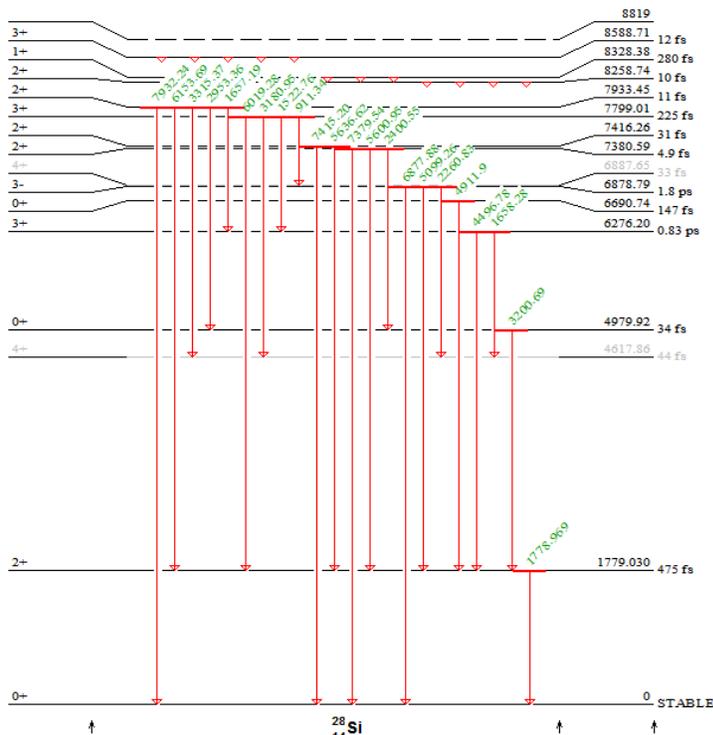


Figura 5. Niveles de energía para  $^{28}\text{Si}$ . Tomado de [3].

La vida media del radioisótopo debe ser corta ( $\sim 10^8$  a) de modo que su actividad sea perceptible pero, a su vez, suficientemente larga (más de  $10^5$  a) como para poder escapar de la

estrella que lo produce. En general, un radioisótopo, ya sea detectado en el Sistema Solar o encontrado en meteoritos (Meteorito de Allende), restringe el fenómeno que lo produce a una escala de tiempo dada por su vida media.

Como hemos mencionado hasta ahora, los núcleos poseen estados excitados de mayor energía (y por lo tanto menos energía de ligadura) que su estado base. Existen muchas maneras de determinar estos estados excitados así como de sus energías. Un método consiste en dispersar partículas ligeras energéticas (protones, deuterones y núcleos de Helio) conociendo su momento inicial y detectándolas posteriormente en un ángulo conocido. Si esta dispersión no provoca una transición en el núcleo blanco a un estado excitado, se trata de una dispersión elástica. En este trabajo se utilizará este fenómeno, específicamente la técnica de RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*) para caracterizar nuestros blancos.

### II.3. Técnica RBS

La técnica RBS o también denominada Retrodispersión de iones. Consiste en colocar un blanco frente a un haz monoenergético de iones de hidrógeno, helio o cualquier otro elemento, normalmente ligeros. Los iones retrodispersados provenientes del blanco como resultado de la interacción son detectados y analizados [17]. Para los iones que son dispersados por la superficie de la muestra se tendrá la siguiente expresión de la energía  $E$ :

$$E = KE_0 \quad \dots(3)$$

donde  $E_0$ , es la energía de incidencia del ion y  $K$  es el llamado *factor cinemático de dispersión*. Este factor proporciona información acerca de la masa del átomo blanco, bajo la siguiente expresión:

$$K = \frac{E'}{E} = \left( \frac{\left[ 1 - \left( \frac{m_1}{m_2} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2} + \left( \frac{m_1}{m_2} \right) \cos \theta}{1 + \left( m_1/m_2 \right)} \right)^2 \quad \dots(4)$$

Para estudiar dicha energía se contabiliza el número de partículas que son retrodispersadas con energías que están dentro de intervalos que cubren a su vez todo el intervalo de energías esperadas como resultado de esa retrodispersión. Por su relación con el espectro en un analizador multicanal, a los pequeños intervalos de energía en adelante se les denominará canales. La forma y la altura del espectro encierran información cuantitativa del blanco.

Así, la técnica de RBS con haces de iones de energías del orden del MeV, está actualmente bien establecida como uno de los principales métodos no invasivos para determinar la densidad superficial elemental y la distribución de impurezas en la región superficial de los sólidos. En el caso de este estudio se consideran blancos gruesos. La técnica se basa en la medida del número y distribución energética de los iones retrodispersados por los átomos de la zona superficial del blanco. Esta medida bien puede permitir la identificación de las masas atómicas y la determinación de la distribución de los elementos del blanco en función de su profundidad [18]–[20]. En nuestros experimentos de RBS, el blanco a analizar es bombardeado por un haz de partículas, deuterio  $^2\text{H}$ , con energías típicas entre 900 a 2500 keV.

Estas partículas colisionan elásticamente con los átomos del blanco, siendo dispersadas con una energía característica de la masa del centro dispersor; además, pierden energía conforme atraviesan el material, tanto en la entrada como en la salida. Las partículas dispersadas son detectadas en determinadas direcciones, siempre correspondientes a ángulos de dispersión mayores de  $90^\circ$  (retrodispersión), con detectores de Silicio, PIPS [21]. El espectro de energía de las partículas detectadas contiene información sobre la composición del blanco y sobre la distribución de concentración en profundidad de los elementos que lo constituyen.

Entre las ventajas que presenta la técnica de RBS están, principalmente, la posibilidad de realizar análisis cuantitativos sin la necesidad de patrones, la alta sensibilidad para elementos pesados en sustratos ligeros, la capacidad de realizar análisis no destructivos en profundidad para perfilar elementos traza y para estudiar interfaces, capas finas y estructuras multicapa con espesores entre los 100 y los 10000 Angstrom [22].

#### II.4. Efecto Túnel en plasmas calientes

Una de las principales características de las reacciones nucleares entre partículas cargadas, es el potencial electrostático repulsivo ejercido entre ellas, el cual predomina a distancias mayores que el radio nuclear.

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad \dots(5)$$

en la ecuación anterior  $Z_1 e$  y  $Z_2 e$  son las cargas de los núcleos, respectivamente, y  $r$  la distancia entre ellos. Si se proponen distancias iguales o menores al radio nuclear, la atracción debida a la fuerza nuclear es más intensa que la fuerza de repulsión presente.

Desde el punto de vista cuántico, existe la posibilidad de que el proyectil con energía menor al valor de la barrera Coulombiana, logre penetrar la barrera. Dicho fenómeno es conocido como efecto túnel, el cual es de gran importancia ya que nos permite explicar la producción de energía en las estrellas mediante reacciones nucleares. Sin dicho efecto, las estrellas necesitarían, para llevar a cabo reacciones nucleares en su interior, que la temperatura fuera tal que  $kT$  (distribución de energía, Maxwell-Boltzmann) sea equivalente a la energía que clásicamente se requiere para sobrepasar la barrera Coulombiana.

A partir de esto definimos el pico de Gamow, el cual representa el óptimo de energía en el cual se dan la mayoría de las reacciones nucleares en las estrellas. Las reacciones de fusión ocurridas en los núcleos de las estrellas se dan gracias al efecto túnel, fenómeno que permite a las partículas en colisión penetrar a las fuertes barreras de potencial que las separan. El pico de Gamow se produce entonces como resultado de la combinación de la distribución de Maxwell – Boltzmann. El cual nos da la probabilidad de que una partícula que se encuentre en un plasma a una temperatura  $T$  tenga una energía  $E$ . Y por otro lado está el factor de penetración de la barrera Coulombiana.

$$\text{Distribución Maxwell – Boltzmann: } \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad \dots(6)$$

$$\text{Factor de Penetración: } \exp\left(-\frac{b}{E^{1/2}}\right) \quad \dots(7)$$

donde  $b$  es un parámetro que resulta de la interacción entre las dos partículas (núcleo incidente y blanco). Se calcula de la siguiente forma:

$$b = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} Z_a Z_x \left( \frac{A_a A_x}{A_a + A_x} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{137} Z_a Z_x \left( \frac{A_a A_x}{A_a + A_x} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 863.94 \text{ keV}^{\frac{1}{2}}. \quad \dots(8)$$

aquí  $A$  representa el número másico y  $Z$  el número atómico, para la reacción  $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ .

La curva de Gamow representa, pues, la probabilidad total de que dos partículas con energía  $E$  y temperatura  $T$  fusionen. Esta probabilidad está representada por el producto de ambos factores.

$$E_G = \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) \quad \dots(9)$$

La altura del pico de Gamow es muy sensible a la temperatura. Pequeños aumentos de esta provocan grandes aumentos en la probabilidad de fusión (Ver Figura 6).

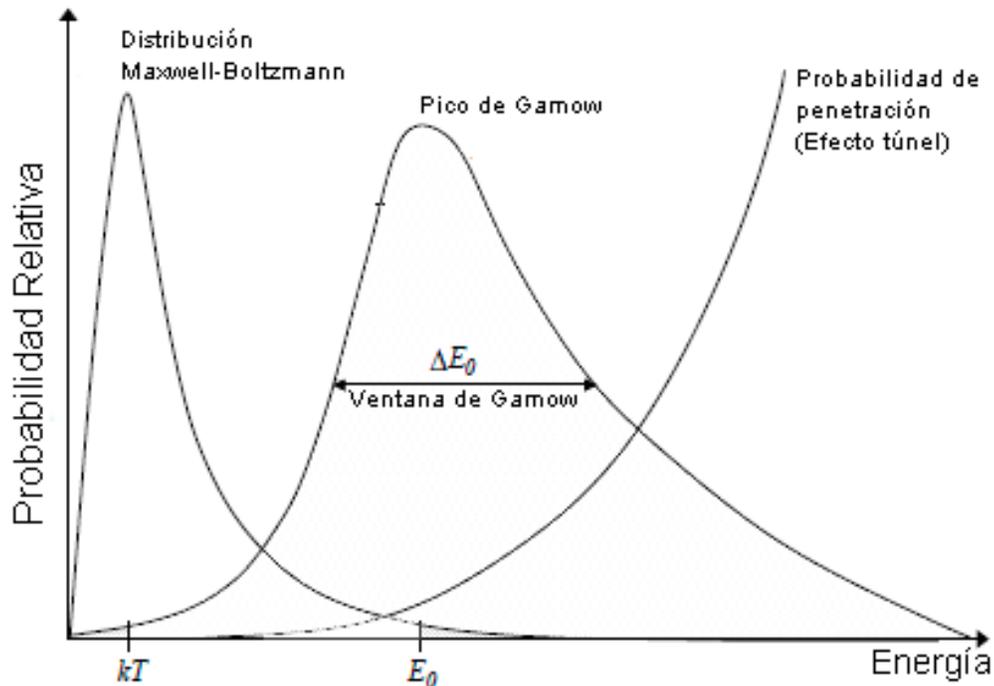


Figura 6. Se muestra de forma esquemática (no está a escala) el producto de la distribución Maxwell-Boltzmann y la probabilidad de penetración de barrera para una temperatura dada.

A continuación se enlistan las principales reacciones nucleares que producen  $^{26}\text{Al}$ . Determinadas a partir de la ecuación 1.

Tabla I. Lista parcial ordenada por la energía liberada o consumida en la reacción.

Proyectil	Blanco	Residuo	Eyectil	Bcoul [MeV]	Q <sub>gg</sub> (MeV)
<sup>2</sup> H	<sup>24</sup> Mg	<sup>26</sup> Al	γ	3.48	11.413
<sup>3</sup> He	<sup>27</sup> Al	<sup>26</sup> Al	<sup>4</sup> He	7.03	7.538
<sup>1</sup> H	<sup>25</sup> Mg	<sup>26</sup> Al	γ	3.67	6.307
<sup>3</sup> He	<sup>24</sup> Mg	<sup>26</sup> Al	<sup>1</sup> H	6.66	5.938
<sup>2</sup> H	<sup>25</sup> Mg	<sup>26</sup> Al	n	3.44	4.082
<sup>2</sup> H	<sup>28</sup> Si	<sup>26</sup> Al	<sup>4</sup> He	3.91	1.428
<sup>3</sup> He	<sup>25</sup> Mg	<sup>26</sup> Al	<sup>2</sup> H	6.60	0.832
<sup>4</sup> He	<sup>23</sup> Na	<sup>26</sup> Al	n	5.96	-2.966
<sup>1</sup> H	<sup>29</sup> Si	<sup>26</sup> Al	<sup>4</sup> He	4.13	-4.821
<sup>2</sup> H	<sup>27</sup> Al	<sup>26</sup> Al	<sup>3</sup> H	3.67	-6.801
<sup>1</sup> H	<sup>27</sup> Al	<sup>26</sup> Al	<sup>2</sup> H	3.90	-10.833
<sup>4</sup> He	<sup>24</sup> Mg	<sup>26</sup> Al	<sup>2</sup> H	6.45	-12.434
<sup>4</sup> He	<sup>25</sup> Mg	<sup>26</sup> Al	<sup>3</sup> H	6.39	-13.507
<sup>1</sup> H	<sup>28</sup> Si	<sup>26</sup> Al	<sup>3</sup> He	4.17	-16.943

## II.5. Secciones Eficaces

Ahora necesitamos una medida cuantitativa de la probabilidad de que una reacción nuclear dada se lleve a cabo. Para ello se introduce el concepto de sección eficaz definida como la posibilidad de que una reacción típica  $A(a, b)B$  con un flujo inicial de partículas  $I_0$  por unidad de área incidente sobre un blanco que contiene  $N$  núcleos de tipo  $A$ , entonces el número de partículas emitidas,  $b$ , por unidad de tiempo es claramente proporcional tanto a  $I_0$  como a  $N$ . La constante de proporcionalidad es la sección transversal y tiene las dimensiones de área. Por lo tanto la sección eficaz para esta reacción particular será:

$$\sigma = \frac{\text{número de partículas emitidas, } b}{(\text{número de partículas incidentes, } a / \text{unidad de área})(\text{número de blancos en el haz})} \quad \dots(10)$$

En general, la probabilidad de emisión de  $b$ , y por lo tanto la sección eficaz diferencial (número de partículas emitidas por unidad de tiempo contenidas en un elemento de ángulo sólido), dependerá de los ángulos angular y azimutal. Sólo en casos de anisotropía la sección eficaz diferencial dependerá de la distribución angular. Sin embargo, el proceso de dispersión es simétrico respecto a la dirección del haz incidente lo que significa que la sección eficaz diferencial no puede depender del ángulo azimutal. Las secciones eficaces son por tanto medidas de probabilidad.

Para cada energía de irradiación dada, podemos definir una sección para cada conjunto disponible de estados; es decir, para cada canal abierto. Dado que los diferentes canales corresponden a los núcleos en diferentes estados de energía.

Cuánticamente, podemos expresar la sección eficaz de fusión o captura como proporcional a la probabilidad de penetración. Si tomamos la forma simple de la función de onda incidente como una función exponencial decreciente ( $\psi(r) \propto e^{-kr}$ ), la probabilidad de penetración queda expresada por

$$\sigma \propto (e^{-kr})^2 \quad \dots(11)$$

donde  $k$  es una constante dependiente de la reacción (el número de onda), y si la reescribimos en términos de la energía relativa  $E$  del sistema y la energía de Gamow [23] (Ver ecuación 9), se tiene que la sección eficaz está dada como

$$\sigma \approx \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\left(\frac{E_G}{E}\right)^{\frac{1}{2}}\right). \quad \dots(12)$$

El factor “S” o también denominado factor astrofísico, es una función cuyos parámetros dependen estrictamente de los efectos nucleares de la reacción.

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta). \quad \dots(13)$$

donde  $\eta$  es el parámetro de Sommerfeld definido como

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}. \quad \dots(14)$$

o en términos de la energía de centro de masa

$$2\pi\eta = \frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{2\mu}{E}\right)^{1/2}. \quad \dots(15)$$

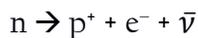
## II.6. Nucleosíntesis

Las diversas condiciones que han influido en cada etapa del origen de los elementos ha favorecido algunos eventos y limitado otros, dando como resultado la forma actual del Universo. Actualmente, la teoría más aceptada sobre el origen y evolución del Universo propone que éste empezó con un evento inicial llamado la Gran Explosión, el Big Bang [5], [24]. Esta propuesta es posible ya que se dispone de un conjunto de evidencias experimentales. Una de éstas es la que llevó a proponer que actualmente el Universo se encuentra en expansión. Fue postulada en 1929 por E. Hubble, basándose en el corrimiento hacia el rojo de los espectros de absorción de la luz proveniente de las galaxias distantes [25]. Una segunda evidencia es el descubrimiento de la radiación cósmica de fondo predicha por G. Gamow, R. Alpher y R. Herman en 1948 [26]. Y una evidencia más es el resultado de muchas observaciones sobre la composición de las estrellas por medio de técnicas espectroscópicas que muestran que la abundancia actual de dos elementos químicos ligeros expresada en porcentaje de masa es de 73.9% de hidrógeno y 24.0% de helio [5], [24], [27]–[29]. Es decir, hay aproximadamente 11 átomos de hidrógeno por cada uno de helio. El 2.1% de la masa restante conforma todos los demás elementos químicos de la tabla periódica [26], [30].

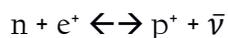
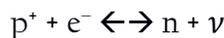
### (a) Nucleosíntesis primordial

La nucleosíntesis primordial ocurrió del tiempo cero a apenas unos cuatro minutos después de la llamada Gran Explosión. En estos primeros instantes el Universo era mínimo, inimaginablemente denso y se encontraba a temperaturas mayores que  $10^{27}$  K pero, al irse expandiendo, la temperatura y la densidad disminuyeron rápidamente. Unos segundos

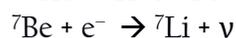
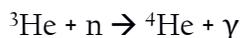
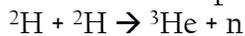
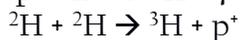
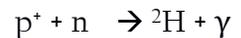
después de la gran explosión la temperatura descendió a  $10^{10}$  K. En esas todavía muy especiales condiciones, ya se encontraban fotones ( $\gamma$ ), positrones ( $e^+$ ), neutrinos ( $\nu$ ), antineutrinos ( $\bar{\nu}$ ), protones ( $p^+$ ), neutrones ( $n$ ) y electrones ( $e^-$ ). Sabemos que con las tres últimas partículas se forman los átomos que hoy conocemos, pero a esas enormes temperaturas no se podían juntar para formarlos. Los neutrones libres, cuya vida media es de 11 minutos, se desintegraban transformándose en protones de acuerdo con



A esas temperaturas ( $10^{10}$  K) muchas de las partículas mencionadas se encontraban en equilibrio, reconvirtiéndose unas en otras de acuerdo con los siguientes procesos



Pero al descender la temperatura a  $10^9$  K, los protones y los neutrones empezaron a fusionarse para dar origen a los primeros núcleos de deuterio ( $^2\text{H}$ ), el cual en esas condiciones era muy inestable y se desintegraba casi tan pronto como se formaba. El Universo continuó enfriándose, muy rápidamente, favoreciendo la fusión de núcleos ligeros para dar núcleos más pesados. Los procesos fueron los siguientes

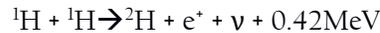


Los núcleos con masa 5 y 8 por ser inestables no se formaron en esta etapa. Cuando la temperatura fue lo suficientemente baja ( $T \sim 4 \times 10^8$  K), la repulsión entre núcleos de mayor carga eléctrica fue mayor que la energía térmica de los mismos, impidiendo la creación de núcleos más grandes [5], [27]. Terminó entonces la llamada nucleosíntesis primordial dando como resultado la aparición de núcleos de tan sólo dos elementos químicos y unos cuantos más en cantidades ínfimas. El hidrógeno ( $^1\text{H}$ ) y el helio ( $^4\text{He}$ ), en proporción 12 a 1, conformaron casi el 100% de los núcleos formados, mientras que en trazas quedaron  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$  y muy poco de  $^7\text{Be}$ . La materia así formada permaneció por casi 400 000 años en un estado de plasma que contenía a los núcleos que se habían formado y a los electrones libres interactuando fuertemente con los fotones. Aunque los núcleos atómicos ya son estables por debajo de  $10^9$  K, los átomos neutros aún no lo eran a esas temperaturas. Fueron posibles cuando la temperatura descendió por debajo de  $10^4$  K. El Universo continuó expandiéndose y cuando la temperatura descendió por debajo de  $10^4$  K, los núcleos comenzaron a asociarse con los electrones dando origen a los primeros átomos neutros. Así, la materia dejó de interactuar tan fuertemente con los fotones. La radiación y la materia se desacoplaron y se enfriaron de aquí en adelante por separado.

### (b) Nucleosíntesis Estelar

Durante todo este tiempo, el Universo continuó únicamente expandiéndose y enfriándose, hasta que en las regiones más frías se formaron nubes a partir de átomos de

hidrógeno y helio, que fueron acumulándose debido únicamente a su propia atracción gravitacional. Cuando esta acumulación de materia fue muy grande, su propia gravedad la hizo alcanzar altas presiones y temperaturas aproximadas de  $10^7$  K en algunas zonas dentro de estas nubes. A estas elevadas temperaturas, los electrones se encuentran nuevamente disociados de los núcleos. La materia se encuentra en estado de plasma y puede empezar a llevarse a cabo la fusión de cuatro protones para formar núcleos de helio con un gran desprendimiento de energía. Ésta es la más simple de las reacciones de nucleosíntesis estelar y se lleva a cabo continuamente todos los días en millones de estrellas. Para llevar a cabo este proceso, se han propuesto una secuencia de varios pasos, el primero es



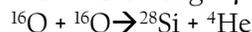
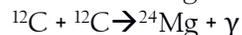
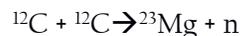
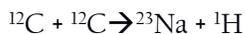
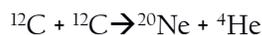
Este paso pudo plantearse gracias a las ideas de Hans Bethe, quien ofreció en 1939 una explicación para la posibilidad de que dos protones se unieran, a pesar de la repulsión electrostática [26]. En ese trabajo Bethe propuso que uno de los protones puede decaer emitiendo un positrón y un neutrino. Actualmente se han encontrado que existen varios mecanismos de formación de helio en las estrellas; la principal es la que se conoce como la reacción en cadena protón-protón, PP. El siguiente mecanismo consiste en la fusión de un núcleo de deuterio con un protón del medio, para producir un isótopo ligero del helio,  ${}^3\text{He}$ . Otro mecanismo, e incluso el más probable para la producción de  ${}^4\text{He}$  es el que se conoce como la rama PP-I, aunque este núcleo puede formarse por otros dos caminos, conocidos como las cadenas o ramas PP-II y PP-III, que involucran la formación y destrucción de varios isótopos de litio y berilio.

Todas las estrellas pasan la mayor parte de sus vidas llevando a cabo estos procesos durante la etapa de su existencia que se conoce como secuencia principal. Las reacciones de fusión en el centro de la estrella son procesos que requieren elevadas temperaturas ( $10^7$  K) y presiones para llevarse a cabo, pero que producen grandes cantidades de energía al efectuarse. Mientras una estrella se encuentra en la secuencia principal, se establece un equilibrio entre la presión que tiende a expandir —debido a las elevadas temperaturas— la masa que la constituye, y la atracción gravitacional, que tiende a agruparla en el centro. Cuando aumenta el desprendimiento de calor debido a la fusión nuclear, el correspondiente aumento en la temperatura causa una expansión del fluido, provocando un descenso en la temperatura, que hace a las partículas más susceptibles de ser dominadas por la gravedad, dándose de nuevo una contracción. Al ir agotándose el hidrógeno en el centro de la estrella, la fusión nuclear se detiene y la disminución en la temperatura inhabilita la expansión. Provocando una nueva contracción debida a la fuerza gravitacional dirigida hacia el núcleo. Esta contracción provoca entonces un nuevo aumento en la temperatura, que aunque no llegue a provocar fusión en el centro, calienta a las capas externas aún ricas en hidrógeno lo suficiente para favorecer la formación de helio en ellas. Esta nueva fusión genera energía que a su vez provoca una expansión de las capas externas de la estrella, dando lugar a lo que se conoce como una Gigante Roja [23]. La fusión de hidrógeno en las capas intermedias produce más helio, que es atraído gravitacionalmente hacia el centro, provocando un aumento en la presión y la temperatura. Una vez que la temperatura del centro de la estrella alcanza los  $10^8$  K, los núcleos de He tienen suficiente energía cinética para vencer la fuerte repulsión electrostática entre ellos y se fusionan para formar  ${}^{12}\text{C}$  en un proceso de dos pasos, conocido como proceso triple alfa. Dos núcleos de  ${}^4\text{He}$  se fusionan para originar uno de  ${}^8\text{Be}$ , que tiene una vida media muy corta. Sin embargo en las condiciones de alta densidad y temperatura reinantes, la probabilidad de

fusionarse a su vez con otro núcleo de  ${}^4\text{He}$ , para formar uno de  ${}^{12}\text{C}$ , es suficientemente alta como para puentear la barrera de la masa 8 y continuar sintetizando núcleos más pesados. En estas condiciones también pueden producirse núcleos de  ${}^{16}\text{O}$ , al fusionarse un núcleo de  ${}^{12}\text{C}$  con otro de  ${}^4\text{He}$ .

El destino de una estrella a partir de esta etapa, depende principalmente de su masa. Las estrellas suelen clasificarse como de baja masa, si tienen una masa inferior a 10 masas solares y masivas, si su masa está por encima de este valor. Para que los núcleos de carbono producidos por la combustión de helio puedan a su vez fusionarse para producir núcleos más pesados, se requieren temperaturas por encima de las que se obtienen a causa de la contracción gravitacional si la estrella es de baja masa.

En las estrellas de baja masa después de que sobre el centro estelar de C se queman de manera intermitente capas de H y He, originando pulsaciones estelares y la subsecuente expulsión de las capas externas hacia el exterior, en el centro queda el núcleo desnudo de la estrella compuesto principalmente por carbono y un poco de oxígeno, denominado enana blanca, con masa y radio semejantes a los de la Tierra [31]. En cambio, en las estrellas masivas, al agotarse el hidrógeno, la contracción gravitacional es más grande y la consecuente elevación de temperatura, aún mayor que en las estrellas que fusionan H y He, provoca que puedan llevarse a cabo reacciones de fusión en las que se producen muchos otros núcleos atómicos. En la primera de estas reacciones los núcleos de carbono pueden fusionarse para originar varios elementos más pesados. A continuación se enlistan algunas de estas reacciones de síntesis de núcleos más pesados que se dan a temperaturas entre  $5 \times 10^8$  K y  $2 \times 10^9$  K



Continúan las fases de combustión en el interior estelar, formándose una estructura de “capa de cebolla”, de tal manera que se fusionan elementos más pesados a radios estelares menores, donde las temperaturas y las densidades son más elevadas. A temperaturas de unos  $4 \times 10^9$  K los núcleos “semilla” de  ${}^{24}\text{Mg}$  y  ${}^{28}\text{Si}$  se fusionan con partículas  $\alpha$  sintetizando  ${}^{36}\text{Ar}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{44}\text{Sc}$ ,  ${}^{48}\text{Ti}$ ,  ${}^{52}\text{Cr}$  principalmente  ${}^{56}\text{Ni}$ , el cual decae a  ${}^{56}\text{Fe}$ . Todas estas reacciones de nucleosíntesis por fusión, a pesar de requerir elevadas temperaturas para iniciarse, son exotérmicas. Esto sucede porque los núcleos que se producen tienen energías de enlace mayores que los núcleos que las originaron. Sin embargo, la obtención de cualquier núcleo más pesado que el hierro es un proceso endotérmico, ya que la energía de enlace de las partículas que componen un núcleo de hierro es la mayor de todos los núcleos.

### (c) Nucleosíntesis en las supernovas

Tengamos presente que la energía que se desprende durante la fusión nuclear se debe a que la energía de enlace de los productos es mayor que la de los reactivos. El valor de esta energía de enlace para los núcleos atómicos aumenta con el número de masa para los átomos ligeros, y va aumentando cada vez más lentamente hasta alcanzar un máximo para el  ${}^{56}\text{Fe}$  o  ${}^{56}\text{Ni}$ . A partir de éste, la energía de enlace nuclear disminuye paulatinamente con el número de masa. Esto quiere decir que la fusión de átomos de número de masa ligeramente menor que 56 desprende cada vez menos energía. El centro de la estrella empieza a acumular Fe y Ni, con un

aumento tan grande en su densidad, que cualquier compactación adicional requeriría que los electrones ocuparan los mismos estados de energía, violando el principio de exclusión de Pauli. Esto origina lo que se conoce como un colapso catastrófico, en el que la parte externa del centro estelar se colapsa hacia el centro mismo de la estrella. Esta contracción provoca un intenso calentamiento ( $T \gg 10^{10}$  K) con la producción de rayos  $\gamma$  de alta energía que descomponen los núcleos de Fe y Ni en núcleos de He y neutrones en un proceso conocido como fotodesintegración endotérmica. Con estas densidades es posible que los protones y los electrones se combinen, produciendo neutrones y neutrinos. Esos neutrinos, altamente energéticos, escapan del centro de la estrella e interactúan con capas menos internas de la estrella dando inicio a una explosión de supernova.

La gran cantidad de neutrones generados en la fotodesintegración del Fe pueden ser captados por los núcleos atómicos de hierro (u otros elementos) sin que haya repulsión electrostática, ya que los neutrones no poseen carga. Este proceso, conocido como “captura rápida de neutrones” (proceso R) genera una enorme variedad de isótopos de Fe y de otros elementos más pesados que éste, los cuales son poco estables y decaen por emisión  $\beta$  expulsando electrones del núcleo y convirtiéndose así en núcleos de mayor número atómico. Esta síntesis de núcleos más pesados continúa hasta el uranio, ya que a partir de éste los núcleos son inestables y se fisionan espontáneamente en núcleos más ligeros.

#### (d) Nucleosíntesis interestelar

En los instantes posteriores a la Gran Explosión se formó un poco de  $^7\text{Li}$  mediante la reacción:  $^4\text{He} + ^3\text{H} \rightarrow ^7\text{Li}$ , pero en cantidades muy pequeñas. Este elemento, junto con el berilio y el boro, que son escasos en el Universo, no se formaron por ninguno de los procesos descritos previamente. El origen de éstos se explica por medio de procesos que ocurren fuera de las estrellas, en el medio interestelar.

Estos elementos se forman como resultado de colisiones a velocidades cercanas a la de la luz que ocurren en los rayos cósmicos. Los rayos cósmicos en realidad no son radiación sino partículas cargadas tales como protones, núcleos de helio y, en menor proporción, diversos núcleos atómicos más pesados que viajan a velocidades cercanas a la de la luz y se cree que provienen de las explosiones de las supernovas. Los rayos cósmicos en su viaje por el espacio chocan con otros núcleos que se encuentran en su trayectoria. La colisión a esas enormes energías cinéticas da como resultado la fragmentación de los núcleos atómicos involucrados en la colisión. A este proceso se le denomina fragmentación (*spallation*).

Se han realizado experimentos que demuestran que, como resultado de estas fragmentaciones, se pueden formar núcleos atómicos de  $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  y  $^{11}\text{B}$  entre otros, lo que ayuda a explicar el origen y la abundancia de estos escasos elementos.

## II.7. Producción de $^{26}\text{Al}$ en la Tierra

El Aluminio se produce mediante la fragmentación en la atmósfera del Argón y en rocas del Silicio. La tasa de producción en la litosfera depende de la latitud y es muy alta para el cuarzo. Por esta razón, la producción de  $^{26}\text{Al}$  proveniente de la sílice representa más del 70% del total terrestre. Se produce a una tasa que es 6 veces mayor que  $^{10}\text{Be}$ . Así, el cociente  $^{26}\text{Al}/^{10}\text{Be}$  es una herramienta muy importante para el estudio de procesos terrestres como la erosión en rocas o datación mediante la medida del tiempo de exposición de las mismas a la radiación cósmica.

La exposición a los rayos cósmicos provoca la formación de  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$  y  $^{36}\text{Cl}$  en la superficie terrestre. La cantidad acumulada de estos isótopos se miden en AMS y se usan para datar las rocas (o datación de exposición). También pueden producirse antropogénicamente, con el uso de aceleradores de partículas.

## II.8. Espectrometría de Masas con Aceleradores, AMS.

El primer instrumento similar a un espectrómetro de masas fue descrito en 1899 por el científico inglés J. J. Thomson, que estaba interesado en medir la relación masa-carga del electrón. En 1918 y 1919, A. J. Dempster y F. W. Aston construyeron los primeros instrumentos capaces de actuar como un espectrómetro de masas, a partir de la relación masa/carga de los iones [32].

Mediante el análisis por Espectrometría de Masas es posible obtener información de la masa molecular del compuesto analizado así como obtener información estructural del mismo. Para ello es necesario ionizar las moléculas y obtener los iones formados en fase gaseosa. Este proceso tiene lugar en la fuente de ionización y actualmente, existen diferentes técnicas que permiten llevarlo a cabo como Impacto Electrónico (EI) o Bombardeo con átomos rápidos (FAB) [33].

Un espectrómetro de masas comprende básicamente cuatro etapas:

1. Ionización de la muestra.
2. Aceleración de los iones por un campo eléctrico.
3. Dispersión de los iones según su masa/carga.
4. Detección de los iones y producción de la correspondiente señal eléctrica.

Los espectrómetros de masas normalmente producen iones positivos de baja energía que pueden ser fácilmente generados por la eliminación de un electrón de los átomos de la muestra. Los iones generados son acelerados hacia un analizador y separados en función de su relación masa / carga ( $m/z$ ) mediante la aplicación de campos eléctricos y magnéticos.

Otras técnicas para la identificación y separación de partículas incluyen filtros de cuadrupolos y análisis de tiempo de vuelo. Incluso con varios selectores secuenciales, una variedad de partículas no deseadas pueden alcanzar el detector y limitar la sensibilidad del espectrómetro de masas.

Los interferentes pueden ser:

- Isóbaros: núcleos con la misma masa pero con distinto número atómico.
- Moléculas con la misma masa que el isótopo a analizar.
- Iones que se caracterizan por los mismos valores de  $M/q$  y  $E/q$  que el isótopo a analizar.
- Iones con distintas masas, energía o carga que, como resultado de cambios en energía o carga, debido a colisiones con los componentes del sistema o el gas residual, fortuitamente imitan la trayectoria del isótopo de interés e incluso pueden llegar a alcanzar el detector.

Pero dichas limitaciones del Espectrómetro de Masas se ven reducidas cuando se incorpora al sistema un acelerador de iones, ya que nos permite una mayor discriminación del fondo molecular a través del proceso de *stripping* (despojar a un ion de uno o varios de sus

electrones), reduciendo la probabilidad de eventos que crearían interferentes, como procesos de dispersión o cambio de carga, y reduciría los interferentes isobáricos obteniéndose una mayor identificación del isótopo a analizar, mediante la medida de su masa nuclear y carga, con un detector nuclear [32].

El primer uso experimental de un acelerador para identificación de isótopos fue en 1939 por Álvarez y Cornog [34], [35], usando un ciclotrón para la detección de  $^3\text{He}$ . En 1977, Muller sugirió, que el  $^{14}\text{C}$  podría ser medido con aceleradores de partículas [36] y dado su enorme interés científico, se llevaron a cabo un gran número de investigaciones. Si bien en un principio fueron los ciclotrones los aceleradores empleados en este campo, pronto fueron reemplazados por aceleradores electrostáticos [37]–[39].

Durante finales de los años 70, se realizaron una gran cantidad de estudios dedicados a la evaluación del uso de los aceleradores tándem, para la detección de  $^{14}\text{C}$  [40]–[42]. Durante la última década, se han obtenido los mejores avances con aceleradores relativamente pequeños diseñados para medidas en AMS.

La datación por  $^{14}\text{C}$  sigue siendo la aplicación más importante en AMS, pero otras aplicaciones se dirigen a estudios de procesos atmosféricos y circulación oceánica. Isótopos como  $^{10}\text{Be}$  y  $^{36}\text{Cl}$ , se estudian en ciencias como la hidrogeología y también se utilizan como trazadores de la modulación solar y geomagnética de la radiación cósmica que alcanza la Tierra. La exposición a los rayos cósmicos provoca la formación de  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$  y  $^{36}\text{Cl}$  en la superficie terrestre. La cantidad acumulada de estos isótopos se miden en AMS y se usan para datar las rocas o meteoritos a través de la datación de exposición [43]–[46].

### III. Descripción del dispositivo experimental

La medición de secciones eficaces a energías estelares, es decir, inferiores a la barrera Coulombiana enfrenta, inevitablemente, el problema de muy bajas tasas de conteo.

Para la reacción  $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ , la sección eficaz cerca de la barrera Coulombiana puede estimarse alrededor de 10 mb. Conforme se reduce la energía hacia la ventana de Gamow, esta sección eficaz se reduce exponencialmente incluso por debajo de un picobarn. Se requiere entonces condiciones experimentales que maximicen dichas medidas.

Para esto el experimento será dividido en tres partes. La primera parte se realizará en el Laboratorio de Espectrometría de Masas con Aceleradores (LEMA) donde se realiza la preparación de muestras y análisis de corriente de  $^{27}\text{Al}$  en muestras con distintas concentraciones de Aluminio – Silicio. En adelante, nos referiremos a las muestras como los cátodos contenedores de la mezcla de Aluminio – Silicio, o blanco.

La segunda parte tiene lugar en el Laboratorio Acelerador Van de Graaff de 5.5 MV donde los cátodos con las mezclas óptimas en corriente de  $^{27}\text{Al}$  fueron irradiados a diferentes energías con un haz de deuterio.

Para la última parte, se analizan las cuentas producidas de  $^{26}\text{Al}$  después de la reacción nuclear, en el LEMA.

### III.1. Laboratorio de Espectroscopia de Masas con Aceleradores, LEMA

Tradicionalmente la identificación de radioisótopos se realizaba mediante la radiación emitida en su decaimiento, lo cual era muy limitante en el caso de vidas medias muy largas, por ejemplo, el caso del  $^{26}\text{Al}$  que tiene una vida media aproximada de  $0.72 \times 10^6$  años.

La técnica de Espectroscopia de Masas con Aceleradores nos permite identificar y detectar con una mayor sensibilidad a los radionúclidos. Dicha sensibilidad de aproximadamente  $10^{-15}$  nos permite detectar una especie nuclear en concentraciones extremadamente bajas respecto a un isótopo estable, en nuestro caso el  $^{27}\text{Al}$ .

El funcionamiento principal de un espectrómetro de masas es separar los distintos isótopos de un elemento mediante la ionización (negativa o positivamente) del átomo, aquellos se aceleran mediante un potencial electrostático  $V$ , y posteriormente se clasifican utilizando un campo magnético  $B$ , mediante el radio de giro,  $\rho$ , el cual está determinado por

$$\rho = \frac{\sqrt{2mE}}{qB} \quad \dots(16)$$

donde  $E$  denota la energía en  $eV$ .

La técnica EMA (Espectrometría de Masas con Aceleradores), en su mayoría emplea aceleradores tipo tándem, en la Figura 7 se muestra el esquema de dicho acelerador. La fuente produce iones negativos que son analizados a partir de su masa por un imán inyector, de modo que los iones se aceleran hacia la entrada del acelerador. En el primer tramo del tándem, los iones negativos son acelerados hacia el terminal de alto voltaje. En esta etapa atraviesan una región de gas donde son ionizados nuevamente, logrando la total separación de la molécula. Ahora, los iones ya con carga positiva, se aceleran adicionalmente hacia el potencial de tierra. El isótopo de interés es entonces seleccionado con el imán analizador, a partir de la definición de rigidez magnética mencionada anteriormente.

Para determinar la concentración de los blancos, se sintoniza un haz del isótopo estable, cuya intensidad puede ser medida como una corriente en las cajas de Faraday dispuestas a lo largo del acelerador (Ver Figura 7). El objetivo fundamental de los mismos ha sido la optimización de la medida de  $^{26}\text{Al}$ , entendida como el conjunto de parámetros y condiciones que nos permiten obtener la máxima transmisión (para que la estadística de recuento sea mayor) con el menor fondo posible (aumentando así la sensibilidad).

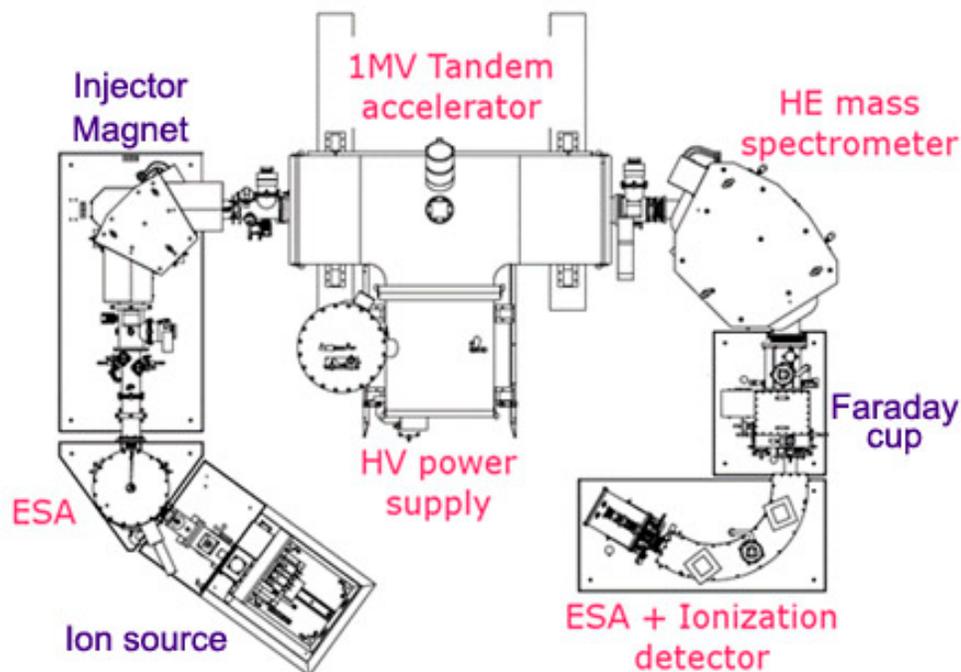


Figura 7. Esquema del Acelerador de 1 MV empleado en la técnica de Espectrometría de Masas.

### (e) Preparación de blancos

El Aluminio, es un elemento reactivo, por lo que se encuentra en la naturaleza en forma de minerales tales como Bauxitas y en arcillas minerales, también en vegetales y animales. El Aluminio metálico es no reactivo debido a la rápida formación de una capa protectora de óxido sobre cualquier superficie expuesta al aire.

Para la reacción nuclear de nuestro interés, bastaría usar un blanco solo de Silicio, sin embargo dado que se requiere de un haz piloto de  $^{27}\text{Al}$  se optó por preparar blancos de Silicio con una mezcla inicial de Aluminio.

Se realiza como primer procedimiento, la preparación de cinco diferentes blancos con las siguientes mezclas de Aluminio –Silicio con pesos [mg]: 5:1, 4:2, 3:3, 2:4 y 1:5. Aquí presentamos una ventaja adicional, la practicidad en la elaboración de cátodos a partir de mezclas, ya que los datos reportados en la literatura [47] se realizan con algún tratamiento químico adicional.

En la Tabla 2, se muestra la concentración por elemento químico presente en Aluminio empleado para la preparación de blancos, análisis realizado empleando la técnica de microscopía electrónica.

Tabla 2. Muestra las concentraciones presentes en el Aluminio, analizado en el microscopio electrónico.

Element	k-ratio (calc.)	ZAF	Atom %	Element Wt %	Wt % Err. (1-Sigma)	No. of Cations
Al-K	0.4602	1.401	53.10	64.46	+/- 0.47	27,556
O -K	0.0994	3.348	46.25	33.29	+/- 1.09	---
Ag-L	0.0065	1.349	0.18	0.88	+/- 0.25	0,094
Cu-K	0.0118	1.154	0.48	1.36	+/- 0.31	0,248
Total			100.00	100.00		27,897

The number of cation results are based upon 24 Oxygen atoms

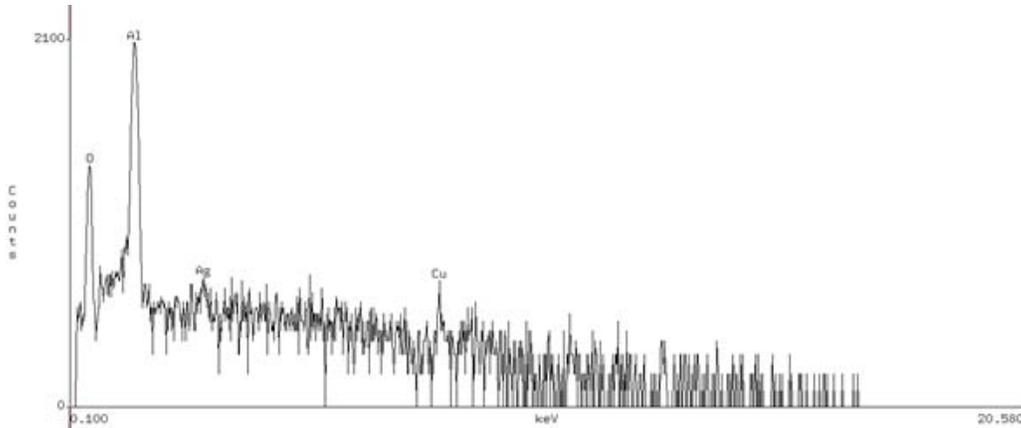


Figura 8. Muestra el número de cuentas de otros elementos como el O, Ag, y Cu presentes en Aluminio.

En la Figura 8, se muestra el número de cuentas de los elementos presentes (Oxígeno, Plata y Cobre) en el Aluminio [*Aluminum, Purified. Powder. J. T. Baker Chemical Co., Phillipsburg, N. J. 08865*] empleado para la preparación de cátodos.

Para la preparación del blanco, se utilizó un cátodo de Cobre de forma cilíndrica, como contenedor. La mezcla (Si / Al) fue compactada en dicha cavidad de dimensiones: 3.2 mm de diámetro y 5 mm de largo (Ver Figura 9).

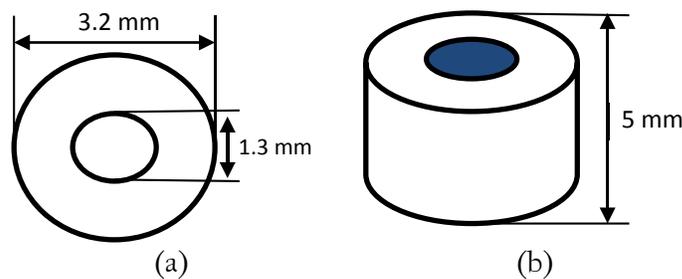


Figura 9. Vista esquemática del cátodo.

Se sabe que la corriente de Aluminio es difícil de producir por medio de la técnica de ablación iónica en fuentes de iones negativos de Cesio, SNICS, por sus siglas en inglés (*Sputtering Negative Ion Cesium Sources*), así que resultó elemental investigar cada corriente suministrada por cada concentración de Si/Al en nuestros cátodos.

Estos cátodos son montados en el carrusel de la fuente de iones SNICS del separador de isótopos en LEMA junto con dos cátodos de referencia  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Estándar KN0141 (STD) y un blanco de Aluminio enriquecido para comparar la corriente piloto producida a alta energía del separador. Los resultados se muestran en la Figura 10.

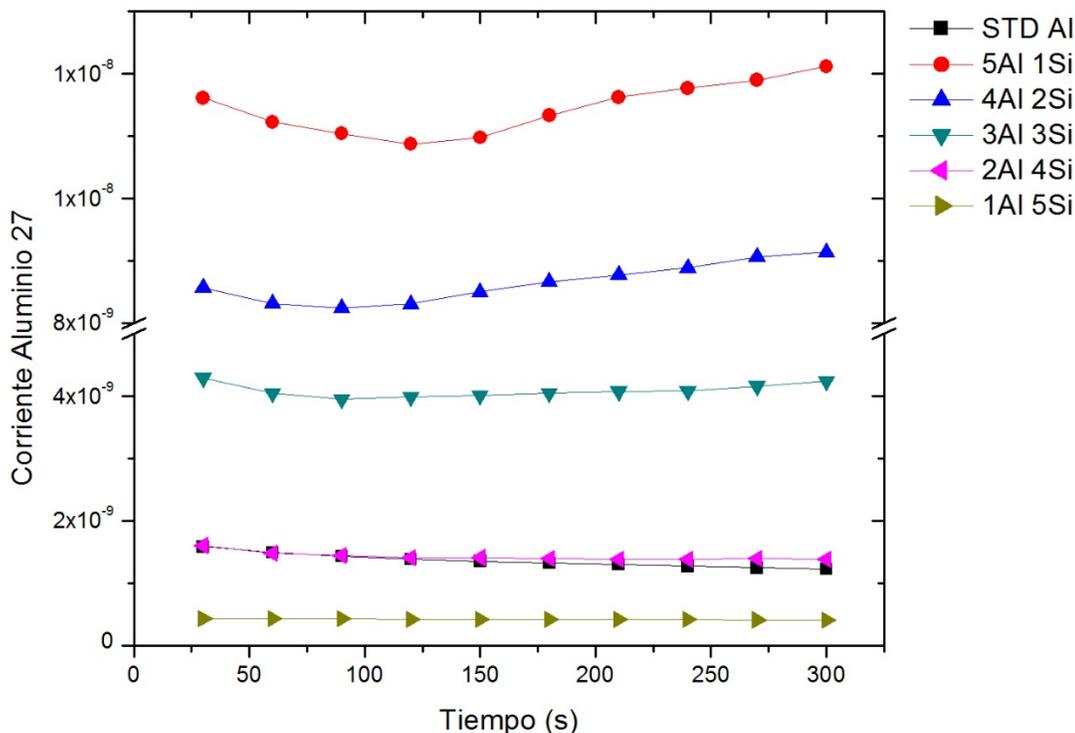


Figura 10. Corriente del piloto ( $^{27}\text{Al}$ ) a altas energías del isótopo separador del espectrómetro de LEMA para cada mezcla de Si / Al.

Basado en estos resultados, se decidió usar la mezcla de 3/3 (mismos pesos) de Si / Al para irradiar con el haz de deuterio en el acelerador de Van de Graaff 5.5 MV. Razón sustentada en que dicha mezcla alcanza una corriente de  $^{27}\text{Al}$  análoga al STD de Aluminio. En la Figura 10, las corrientes del STD y la concentración 3:3 (azul y verde oscuro, respectivamente) tienen la misma corriente, aproximadamente de 2 nA. Este material servirá como referencia ya que conocemos el valor del cociente  $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$  ( $7.44 \times 10^{-11}$ ).

Una razón más es que al incrementar la cantidad de Silicio en el blanco, la corriente tiende a disminuir del mismo modo, si reducimos la cantidad de Silicio en el blanco, la corriente aumenta pero se minimiza la interacción de deuterios en el Silicio, para la reacción nuclear que se planea estudiar. Así, el blanco apropiado para llevar a cabo la reacción nuclear ( $d, \alpha$ ) es 3 mg de Al y 3 mg de Si (3:3), encontrando un cociente conveniente entre corriente obtenida y el número de deuterios incidentes en Silicio.

Una vez determinada la concentración de material en el blanco, determinaremos el comportamiento de la sección eficaz en función de la energía, función de excitación, para esto, se elaboran 12 blancos de Silicio-Aluminio (3:3) para el análisis de producción de  $^{26}\text{Al}$ . En la Tabla 3, se especifican los pesos de los elementos, empleados en la elaboración de blancos.

Tabla 3. Para la elaboración de las muestras se empleó Silicio puro al 99% y Óxido de Aluminio.

<u>ALUMINIO [mg]</u>	<u>SILICIO [mg]</u>
3.78	3.84
3.29	3.35
3.45	3.46
3.64	3.75
3.06	3.08
3.67	3.44
3.30	3.36
3.29	3.57
3.06	3.33
3.08	3.89
3.07	3.36
3.27	3.74

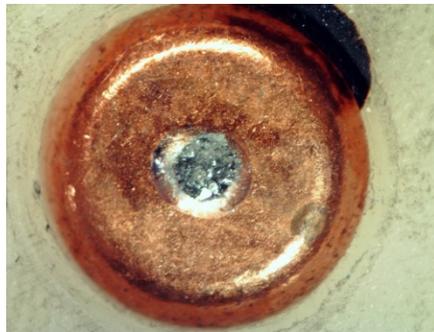


Figura 11. Vista superior del blanco.

### III.2. Acelerador Van de Graaff de 5.5 MV

Existen diferentes fenómenos asociados a las reacciones nucleares, desde el arreglo experimental así como el proceso de adquisición de datos [22]. A continuación describiremos el arreglo utilizado para la parte de irradiación del blanco. Primero el acelerador empleado es una acelerador Van de Graaff, que tiene un imán selector a ángulos de  $0^\circ$ ,  $\pm 15^\circ$ ,  $\pm 30^\circ$  y  $\pm 45^\circ$ , la línea que utilizaremos para irradiar las muestras será la correspondiente a la línea de  $0^\circ$ . El campo magnético máximo proporcionado por el imán analizador es de 13 K Gauss [48].

#### (a) Arreglo Experimental

El dispositivo experimental para aplicar la Retrodispersión de Rutherford se puede apreciar en la Figura 13. En ella, el acelerador provee un haz de deuterio para hacerlo incidir sobre un blanco que se encuentra en la cámara de dispersión, que debe hallarse al vacío. La corriente del haz puede estimarse antes de entrar a la cámara mediante una caja de Faraday. Así pues para las irradiaciones con deuterio, se emplea una cámara de vacío y detectores de

barrera superficial, PIPS posicionados a  $150^\circ$  respecto al haz incidente para la medida de retrodispersión de partículas. (Ver Figura 12) Más adelante, detallaremos la electrónica utilizada para la adquisición de datos.

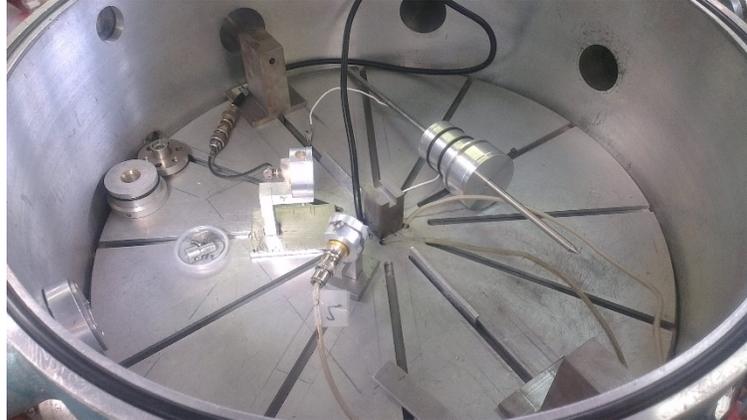


Figura 12. Muestra la cámara de vacío empleada para la irradiación de blancos, detectores PIPS posicionados para la adquisición de RBS y en la esquina inferior izquierda se muestra el colimador del haz de deuterio.

Cada detector PIPS (que etiquetaremos como A y B) cuentan con un colimador de 2.8 mm y 3.4 mm de diámetro respectivamente, asimismo en la entrada del haz de deuterio a la cámara de ionización se coloca un colimador de 1.8 mm de diámetro. En la Figura 13, se muestra el arreglo experimental de forma esquemática.

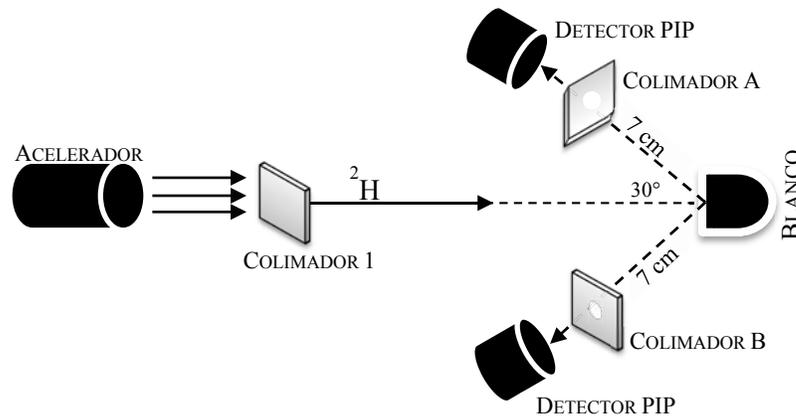


Figura 13. Esquemático del arreglo experimental.

En la Figura 14, se muestra de forma parcial el arreglo experimental. Al fondo, en la misma figura se observa la entrada del haz de deuterio a la cámara de vacío, donde se ha montado un colimador de 1.8 mm para hacer efectiva el área de irradiación en la muestra, recordando que el diámetro de la muestra en el cátodo es de 1.3 mm y el diámetro del cátodo de 3.2 mm, se estima que el haz de deuterio irradiará completamente el blanco Si / Al, cubriendo parcialmente al cátodo de Cobre.

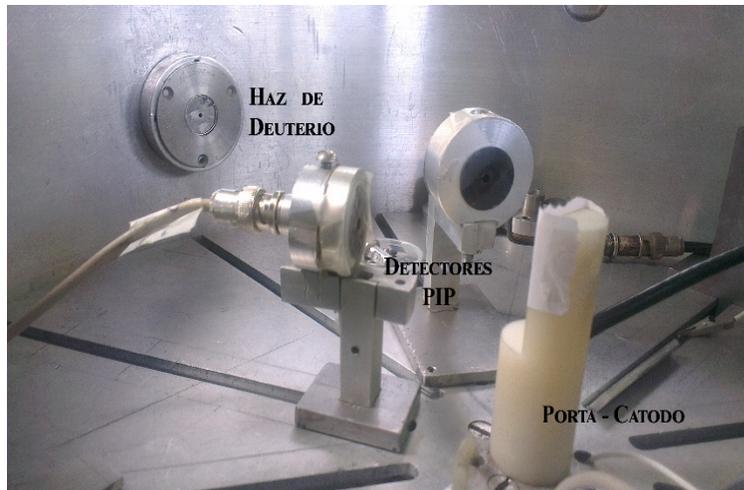


Figura 14. Muestran los dos detectores PIPs y al fondo la salida del haz de deuterio con un colimador de 1.8 mm.

En la Figura 15, se muestra el apuntador empleado para simular la trayectoria del haz de deuterio, los detectores posicionados a una distancia de 7 cm respecto al centro del blanco colocado dentro del porta cátodo de Nylon.

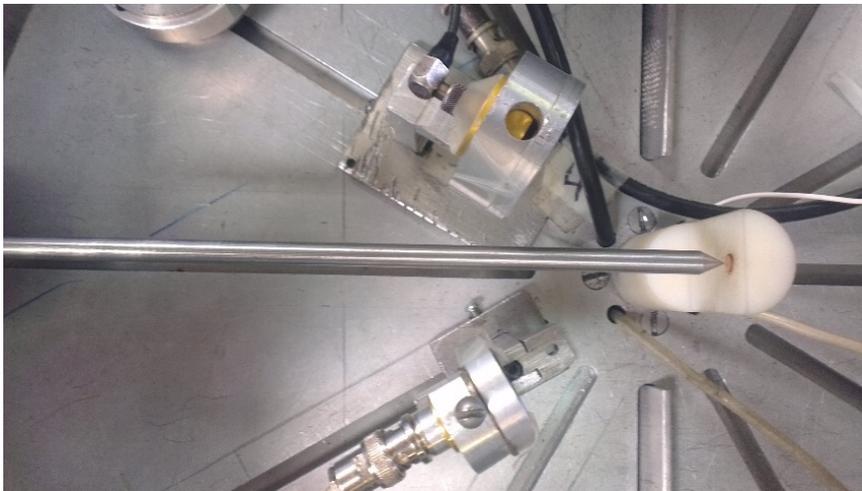


Figura 15. Vista superior del arreglo experimental. Se muestra la alineación con el apuntador, ambos detectores colocados para análisis de RBS.

Nuestro blanco, mezcla de Si / Al de 6 mg es considerada como un blanco grueso debido a su espesor. En la siguiente figura se muestra el arreglo experimental final del sistema.



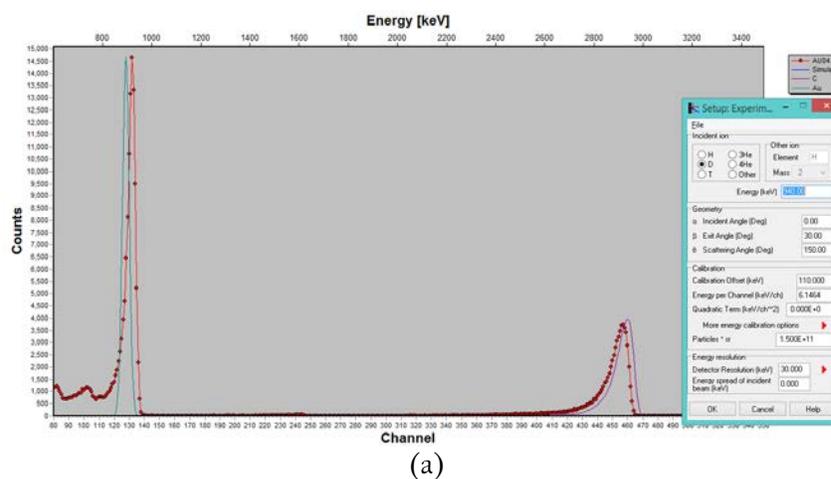
Figura 16. Muestra el arreglo experimental una vez que el haz de deuterio ha sido alineado, también se observa el cátodo de Cobre.

Para la adquisición electrónica, los pulsos de voltaje a la salida del preamplificador se conectan a un amplificador lineal (modelo Ortec 452). La salida del amplificador unipolar estaba conectado a un analizador de altura de pulso multicanal (Hewlett Packard 5416 B) con un convertidor analógico-digital de resolución de 1024 canales de escala completa. La tasa de conteo se limitaba a 3000 cuentas por segundo para evitar el efecto de apilamiento.

### (b) Calibración haz de deuterio

La calibración consta de dos partes, la primera consiste en obtener una relación de la energía del haz en función del campo magnético en el imán analizador. Para determinar dicha relación se hace incidir el haz de deuterio proveniente de la línea del acelerador de  $90^\circ$  sobre un blanco de Carbón (C) recubierto por una lámina de oro (Au), de sólo algunas micras de espesor, para distintos valores del campo magnético.

En la Figura 17, se muestran los datos experimentales obtenidos al irradiar el blanco de Au/C junto con el análisis realizado con SIMNRA, determinando así la energía de incidencia del haz.



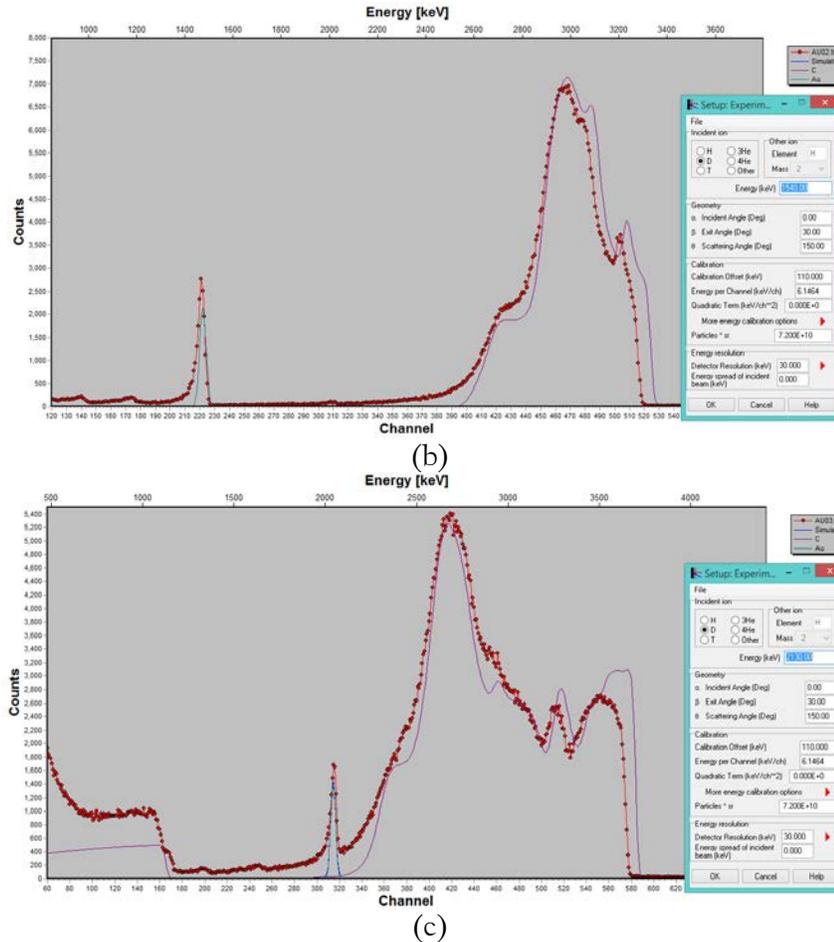


Figura 17. Se muestra el análisis realizado para la calibración del haz, para distintas energías del haz de deuterio, empleando SIMNRA.

En la misma figura, se nota, la sensibilidad de las reacciones nucleares presentes en Carbón al aumentar la energía del haz incidente, y el RBS en Oro. A partir de los valores ya conocidos de RBS en *Au* y *C*, podemos fijar los valores de calibración para los detectores, estableciendo la energía con la que se irradia al blanco, dejando como única variable en el análisis, para todas los blancos a analizar, el número de partículas por estereorradián.

A partir de estos parámetros, obtenemos una relación cuadrática para la energía dependiente del campo magnético.

$$E_{\text{deuterio}} = 3.7828E - 04B^2 + 0.26723B - 157.62 \quad \dots(17)$$

De la última ecuación, podemos extrapolar el valor de la energía del haz incidente (deuterio) para cualquier valor de campo magnético proporcionado por el imán de 90°. A continuación, se muestra de forma gráfica el comportamiento de la energía. (Figura 18).

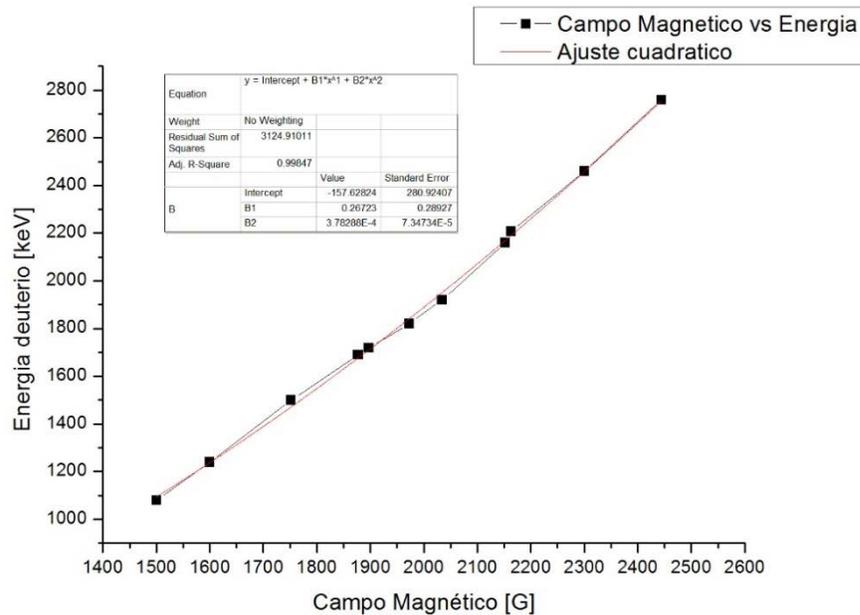


Figura 18. Muestra los datos de la energía en función del campo magnético, obtenidos al calibrar el imán selector de  $90^\circ$  y los valores respectivos del ajuste cuadrático.

Una vez determinada la relación de energía del haz de deuterio con el campo magnético continuamos con una segunda calibración, la que corresponde a los detectores *PIPS*. Posteriormente describiremos la intervención de estos detectores en el experimento, así como su funcionamiento.

En esta etapa, se hace incidir nuevamente el haz de deuterio sobre un blanco. En este caso por simplicidad incidimos el haz sobre el contenedor de la muestra, es decir, el cátodo, que es de Cobre. Ya que conocemos la energía del deuterio que incide en el blanco, a través de la cinemática de la reacción nuclear podemos determinar el canal y la energía de deuterios incidentes a  $150^\circ$  en Cobre (*RBS en Cu*). En la Figura 19, se muestran los cuatro valores de la energía a los que se hizo incidir el haz de deuterio sobre el cátodo de Cobre y el canal, respectivo, obteniendo una relación lineal entre estas variables.

Tabla 4. Datos empleados para la calibración campo magnético –energía del haz.

$B [G]$	$E_{ret} [keV]$
1972	1820
2034	1920
2152	2160
2300	2460

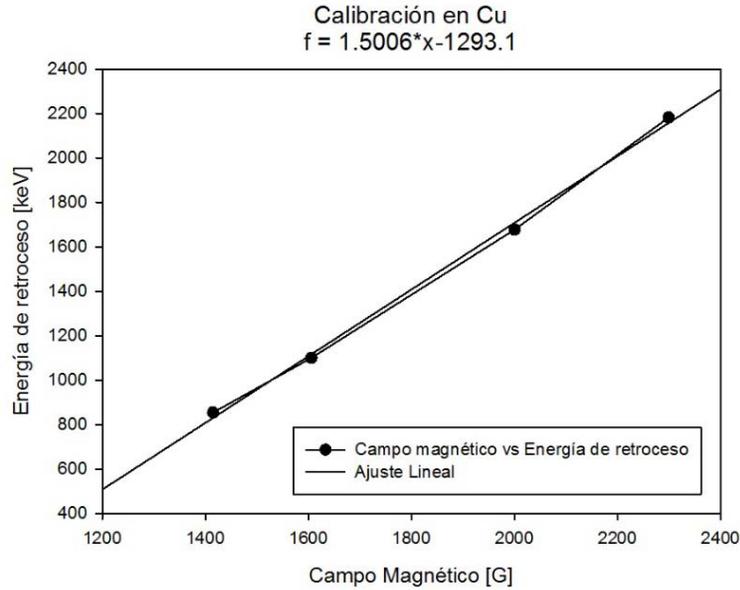


Figura 19. Gráfica calibración de los detectores.

La calibración realizada para los detectores *PIPS*, nos servirán para fijar las variables de calibración dentro de *SIMNRA*.

Ahora, si consideramos una sección eficaz de 10 mb para la producción de  $^{26}\text{Al}$ , podemos estimar que la producción de la concentración relativa ( $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$ ) será del orden aproximado de  $1 \times 10^{-10}$ . La concentración más baja medible en LEMA es de  $3.03 \times 10^{-15}$  permitiéndonos realizar mediciones en la sección eficaz alrededor de 10 nb. En consecuencia, esta técnica es una excelente y novedosa alternativa para la determinación de secciones eficaces a bajas energías.

## IV. Datos

Una vez descrito el arreglo experimental, procedemos a irradiar distintos blancos (3:3 mg de Si/Al) variando la energía en un intervalo de 900 a 2760 keV, todo este rango está comprendido por debajo del valor de la barrera Coulombiana para esta reacción de 3.91 MeV (calculado para esferas en contacto).

En promedio, los blancos fueron irradiados por 3 horas continuas. La corriente del haz de deuterio medida en la caja de Faraday antes de la cámara de radiación es aproximadamente de 300 – 1000 nA, permaneciendo en este intervalo en las mediciones realizadas.

En la siguiente figura, se muestra el espectro de energía de los deuterios detectados en uno de los monitores. En este caso el campo magnético del imán analizador se fijó en 2446 G, equivalente a una energía de haz de deuterio de 2760 keV, la corriente del haz medida en la caja de Faraday antes de entrar a la cámara de vacío era del orden de 800 nA.

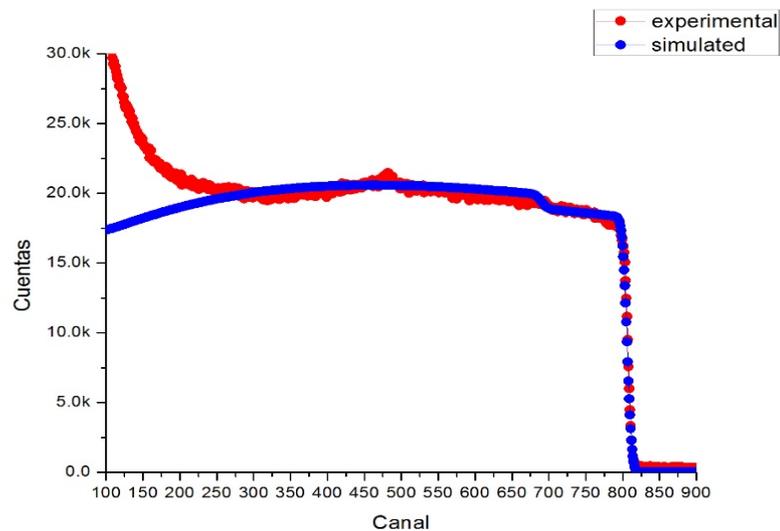


Figura 20. Se muestra el análisis realizado con SIMNRA (simulado –azul) al espectro de energía irradiado a 2760 keV (experimental –rojo).

A partir del análisis realizado con SIMNRA, identificamos la concentración de los elementos presentes en el blanco irradiado, en la Figura 20, se muestra un pico correspondiente al oxígeno, recordemos que la microscopía electrónica realizada indica un 46% de peso atómico al Aluminio que fue empleado para la preparación de las muestras. Aproximadamente en el canal 680, se observa en la simulación (azul) la Retrodispersión de Rutherford en Silicio/Aluminio.

En la siguiente figura, se muestra el mismo espectro de dispersión elástica del haz de deuterio en uno de los blancos de Silicio–Aluminio ( $E_{\text{haz}}=2760$  keV) revelando que el haz no sólo está irradiando al blanco comprendido de Silicio–Aluminio, sino que cubre una parte del contenedor, es decir el cátodo de Cobre. En términos del número total de átomos, como se mostrará más adelante, es mayor la interacción de deuterios con Cobre que con el blanco.

Así es como, a partir del software SIMNRA [49] y la composición del blanco, podemos determinar el número total de átomos que interactúan con el deuterio incidente.

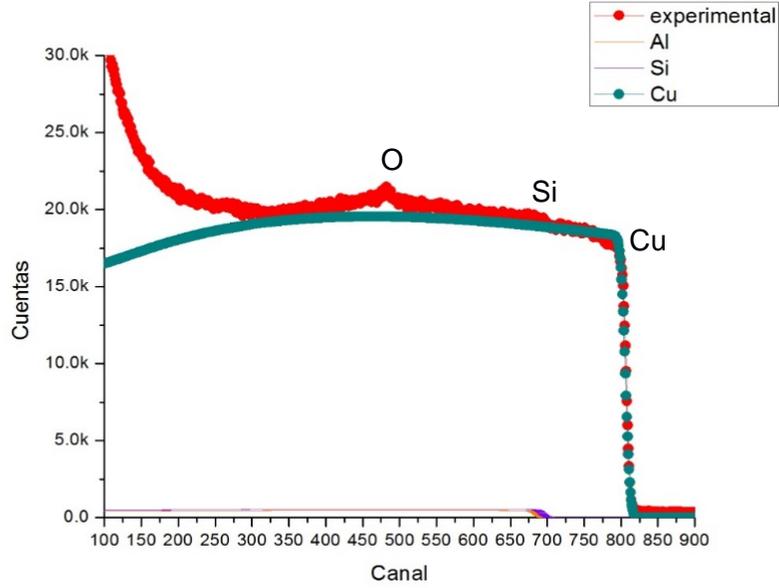
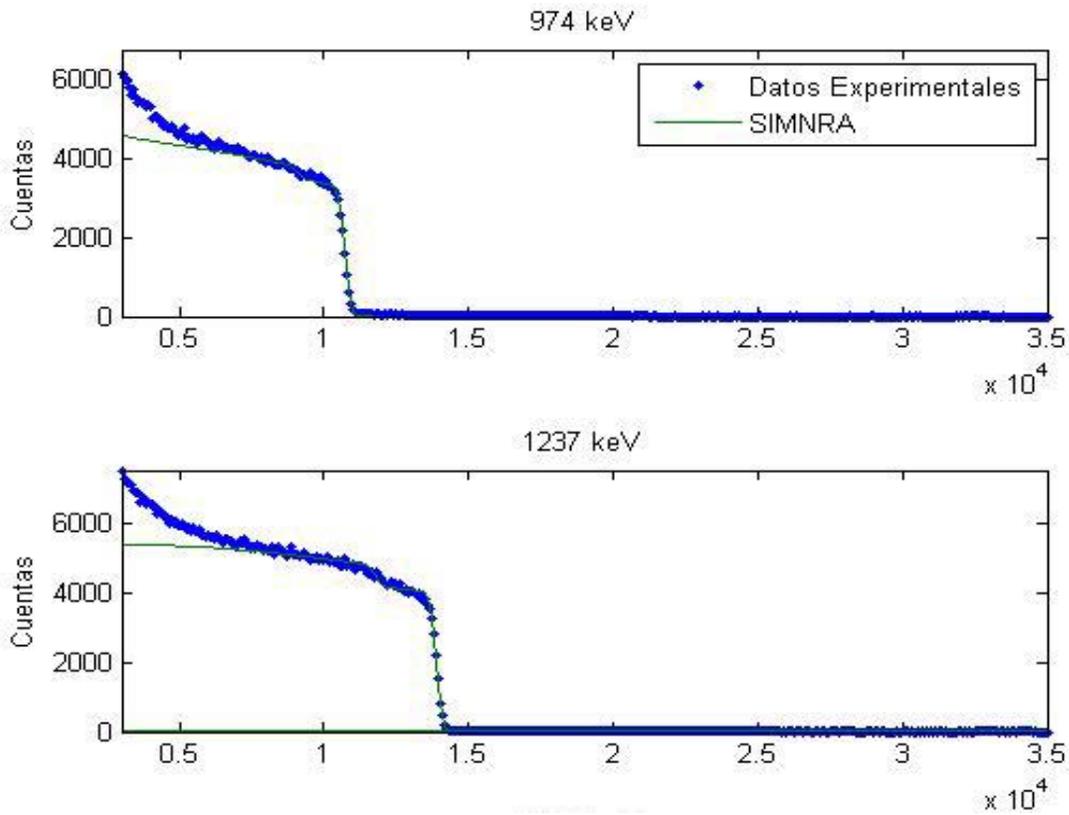
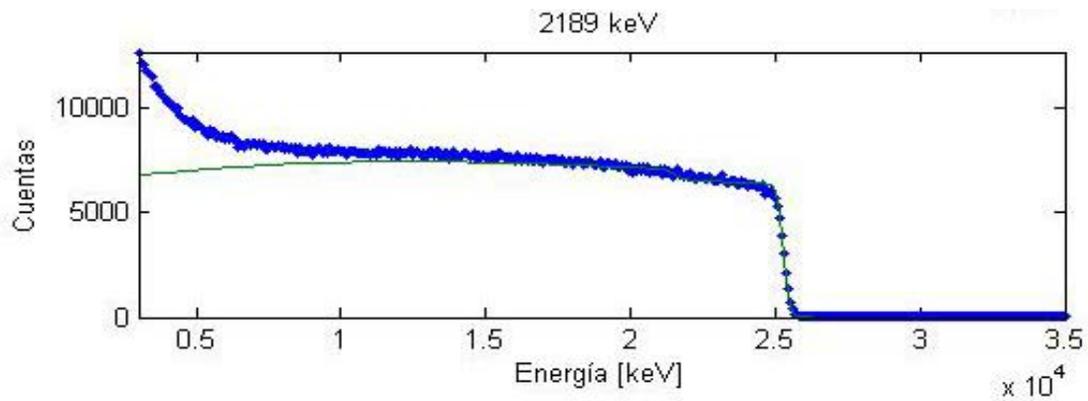
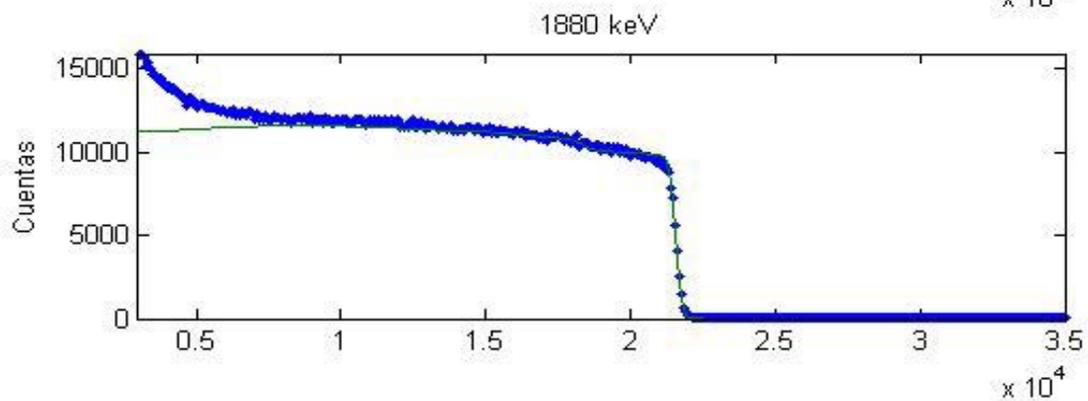
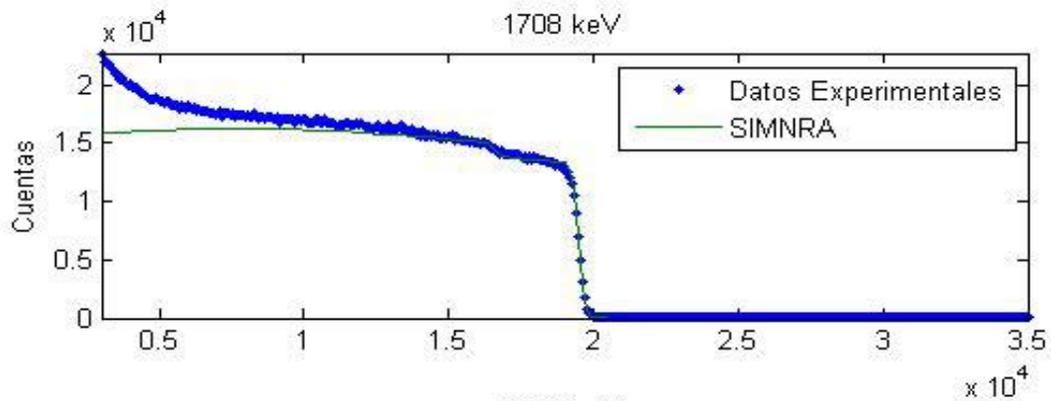
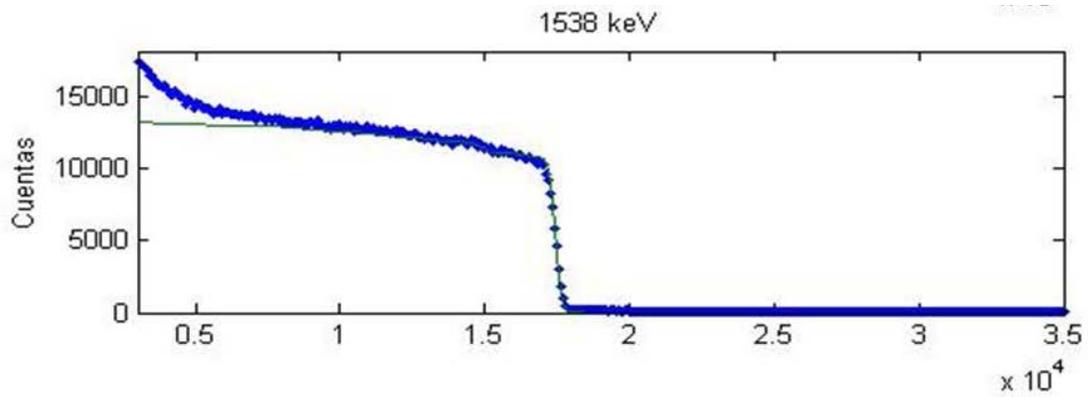


Figura 21. Se muestra el análisis realizado con SIMNRA, mostrando los elementos presentes en la muestra. Blanco irradiado a 2760 keV.

A continuación se muestran los espectros de dispersión elástica de un haz de deuterio en los blancos de Si/Al irradiados en un intervalo de 974 – 2555 keV. El ajuste fue realizado con el programa SIMNRA [6].





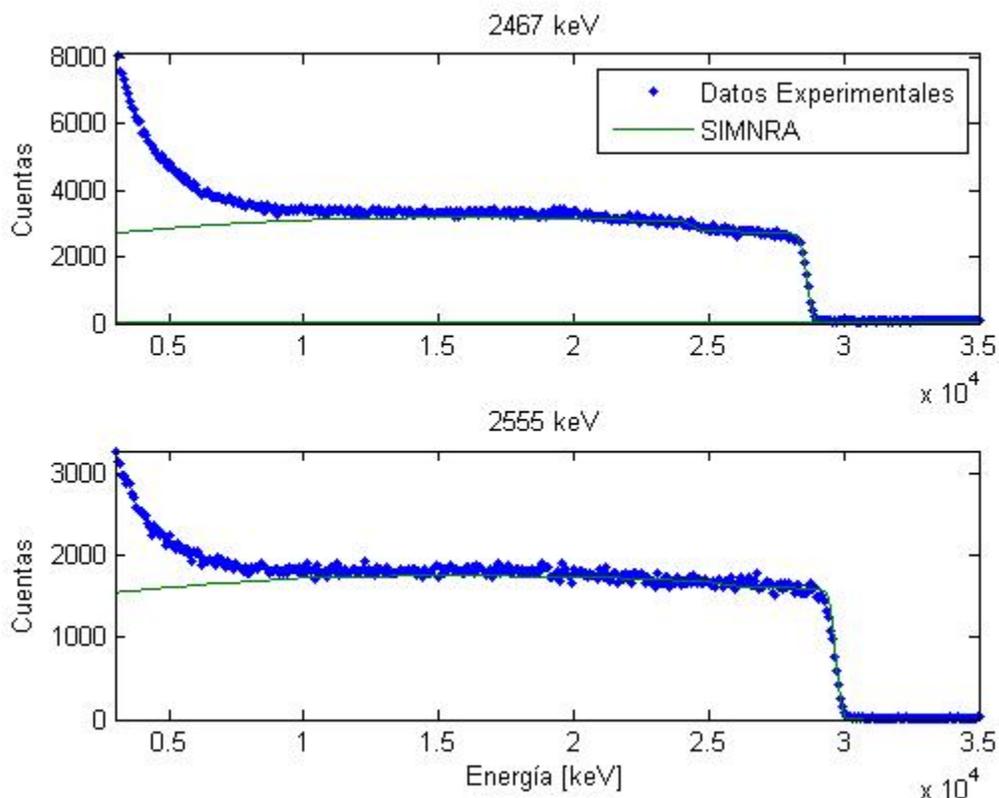


Figura 22. Espectros de energía obtenidas al irradiar el blanco en un rango de energías de 900 -2555 keV.

Para cada energía, se determina el número de partículas incidentes (importante notar la sensibilidad en la variación del valor de la distancia del PIPS al blanco).

Como ya hemos mencionado el análisis de los datos obtenidos tras la irradiación se llevó a cabo con SIMNRA, la ventaja principal de este software es que nos permite identificar la concentración por elemento en el blanco, así como el número de partículas incidentes (particle\*sr). A continuación se enlistan los valores obtenidos para cada una de las energías.

Tabla 5. Datos adquiridos tras el análisis con SIMNRA para las distintas energías de irradiación.

Energía [keV]	Concentración por Elemento		Partículas * sr
974	Cobre	0.70	2.2 E+10
	Al/Si	0.30	
1075	Cobre	0.59	5.072 E+11
	Al/Si	0.41	
1237	Cobre	0.62	4.260 E+10
	Al/Si	0.38	
1538	Cobre	0.77	1.338 E+11
	Silicio	0.23	
1708	Cobre	0.71	2.095 E+11
	Al/Si	0.29	

1880	Cobre	0.77	1.659E+11
	Al/Si	0.23	
1898	Cobre	0.85	2.059 E+11
	Al/Si	0.15	
2189	Cobre	0.74	1.401 E+11
	Al/Si	0.26	
2210	Cobre	0.47	2.517 E+11
	Al/Si	0.53	
2467	Cobre	0.63	7.841E+10
	Al/Si	0.37	
2555	Cobre	0.95	3.710 E+10
	Al/Si	0.05	

De los datos anteriores, resaltaremos dos casos de especial interés, los blancos irradiados a 1898 keV y 2210 keV. A continuación se muestran las gráficas para estas energías (Figura 23).

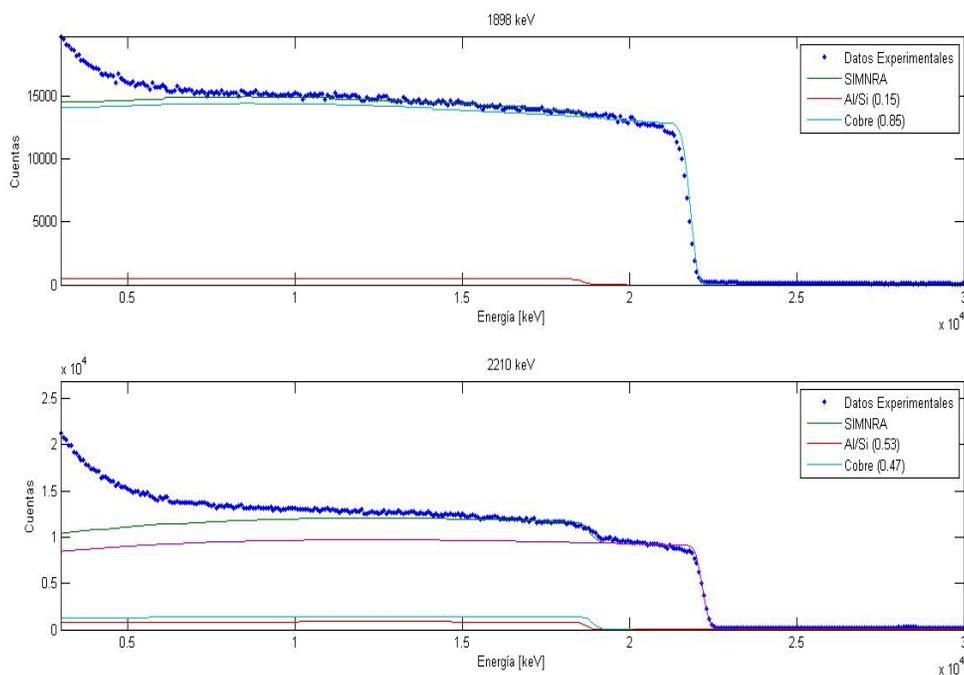


Figura 23. Comparación entre datos obtenidos de la retrodispersión de Cobre.

En la Figura 23, se muestran los datos experimentales adquiridos en la irradiación a 1898 keV y 2210 keV, respectivamente junto con la simulación realizada con SIMNRA así como la contribución de los elementos presentes.

La diferencia en la energía de los deuterones dispersados por Al y aquellos dispersados por Si es muy pequeña y cercana a la resolución de nuestros detectores como para permitir a SIMNRA realizar una simulación confiable por separado. Finalmente sabemos que por construcción la concentración de Al y Si en el blanco es la misma (por masa).

A partir de las concentraciones analizadas, el número de partículas incidentes (Partículas\*srad) obtenido también del análisis con SIMNRA y conociendo la posición de los detectores PIPS respecto al centro del blanco, determinamos el ángulo sólido. Con este valor podemos estimar el número total de partículas incidentes, así como la contribución por elemento. Esta información se muestra en la Tabla 6.

Cabe resaltar, que la enorme diferencia entre la proporción de Al/Si y Cu de un espectro a otro demuestra la existencia de un problema inesperado que más adelante se identificará como una falla de alineación de la posición del blanco con el eje del haz en la cámara de reacción.

Tabla 6. En la primera columna se presentan los valores de la energía del haz, la segunda columna indica el número total de partículas generadas después de la irradiación, las columnas siguientes especifican el número de partículas por elemento presente en el análisis de SIMNRA.

$E$ [keV]	# partículas	#Al/Si	#Cu
974	1.20E+13	3.59E+12	8.39E+12
1075	2.74E+14	7.13E+12	7.14E+12
1237	2.30E+13	4.50E+12	7.49E+12
1538	7.22E+13	2.67E+12	9.32E+12
1708	1.13E+14	3.43E+12	8.55E+12
1880	8.95E+13	2.70E+12	9.29E+12
1898	1.11E+14	1.80E+12	1.02E+13
2189	7.56E+13	3.14E+12	8.85E+12
2210	1.36E+14	6.34E+12	5.65E+12
2467	4.23E+13	4.38E+12	7.61E+12
2555	2.00E+13	5.66E+11	1.14E+13

Como podemos ver el número relativo de deuterones impactando los diferentes componentes del blanco no muestra el comportamiento aproximadamente constante esperado para todas las energías incidentes.

Como se mencionó arriba, los resultados de SIMNRA para las concentraciones separadas de Al y Si no son suficientemente robustas, por lo que hablaremos de Al/Si como si se tratara de un solo componente.

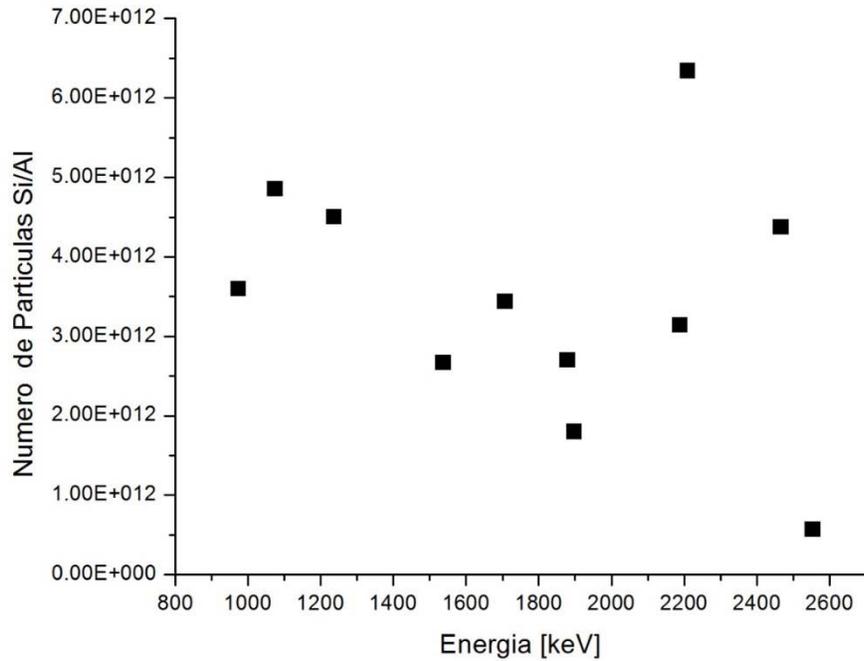


Figura 24. Se muestra el número de partículas incidentes en el blanco Si / Al al variar la energía.

Si ponemos más detalle en el aspecto geométrico, (ver figura 25) y los datos experimentales obtenidos, podemos concluir que la alineación del haz de deuterio es fundamental, pues la región de irradiación sobre el blanco de Silicio/Aluminio, es mínima en algunos casos.

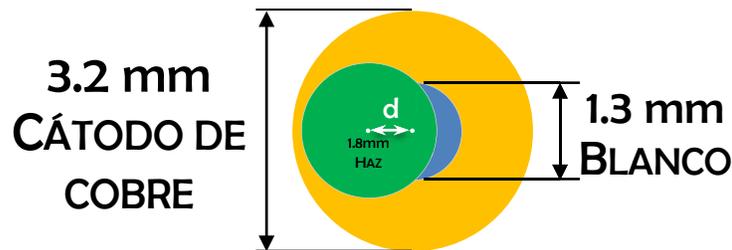


Figura 25. Vista geométrica del sistema cátodo –blanco –haz.

En la figura 25, se muestran los diámetros presentes en la configuración del sistema, si denotamos como  $d$ , a la separación de los centros geométricos del haz de deuterio y del blanco. Podemos determinar el área real de irradiación. En la siguiente figura, se muestra la dependencia entre el área irradiada sobre el área del blanco, respecto a la distancia entre los centros geométricos.

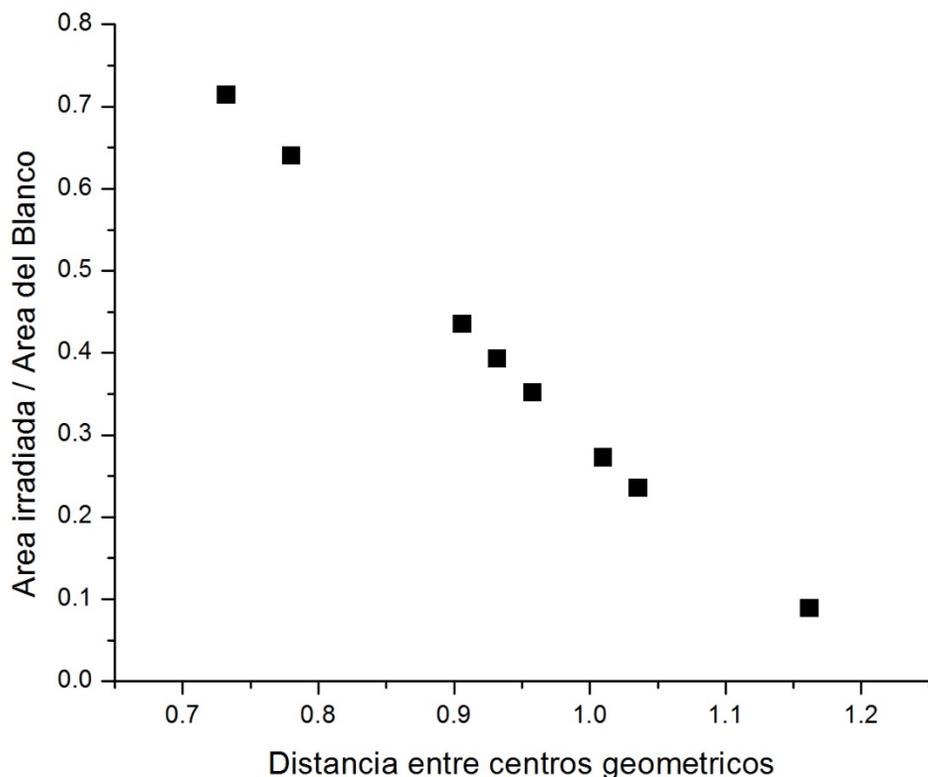


Figura 26. Se muestra una relación entre el área efectiva (Área irradiada/Área del blanco) de análisis respecto a la distancia entre los centros geométricos de la configuración haz -cátodo.

De la figura anterior observamos que sólo para los dos primeros cátodos irradiados se consiguió cubrir una buena área de irradiación, los 6 cátodos restantes presentan una diferencia significativa entre la distancia de los centros geométricos, disminuyendo el área efectiva de irradiación.

Dado que el proceso necesario para corregir la alineación del haz implica la suspensión de actividades en todo el laboratorio y no está contemplado en el corto plazo, se propone como medida correctiva la sustitución del colimador de 1.8 mm por uno de 3 mm.

Dada la contribución dominante del Cu en la parte correspondiente a la dispersión elástica de deuterio en nuestros blancos, decidimos explorar la idea de cuantificar el número de deuterios incidentes en la mezcla Al/Si utilizando las reacciones nucleares con valor “Q” positivo que se observan en los mismos espectros. Para ello se realizaron irradiaciones en blancos de mayor diámetro (pastillas o comprimidos) de Aluminio, Silicio y una combinación de ambos.

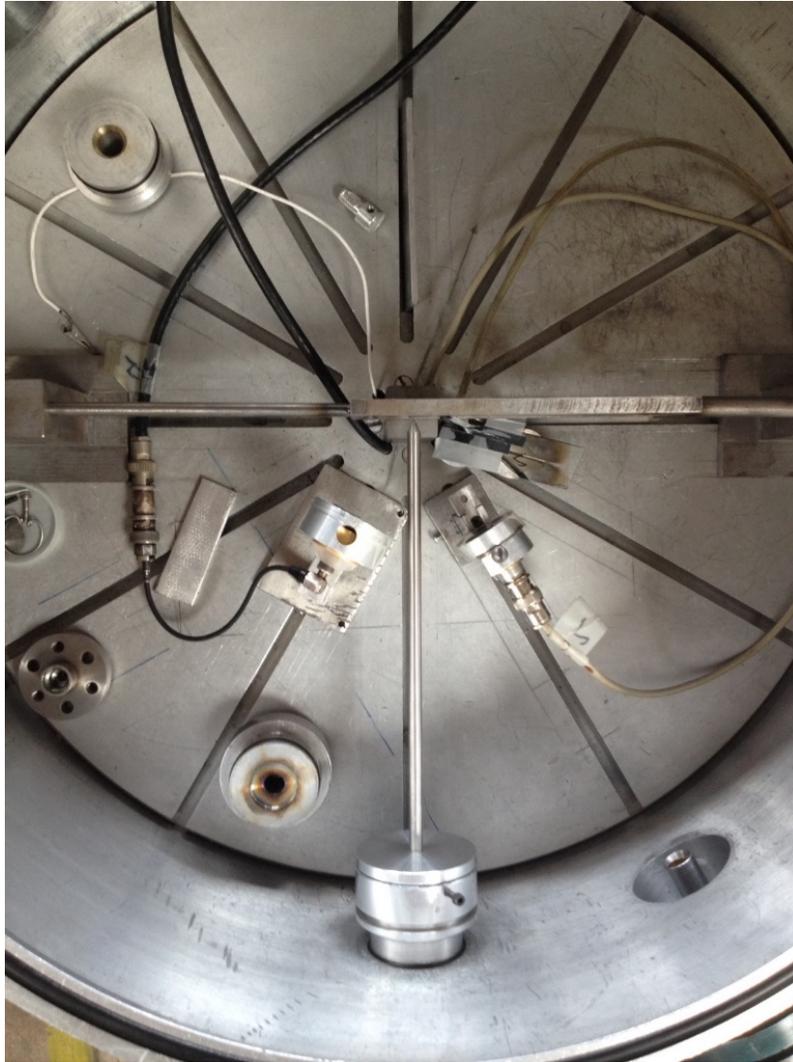


Figura 27. Vista superior del montaje experimental para irradiar con un haz de deuterio pastillas (Silicio, Aluminio y Silicio/Aluminio) a distintas energías.

A continuación se muestran los espectros de energía obtenidos de la irradiación de los comprimidos a diferentes energías.

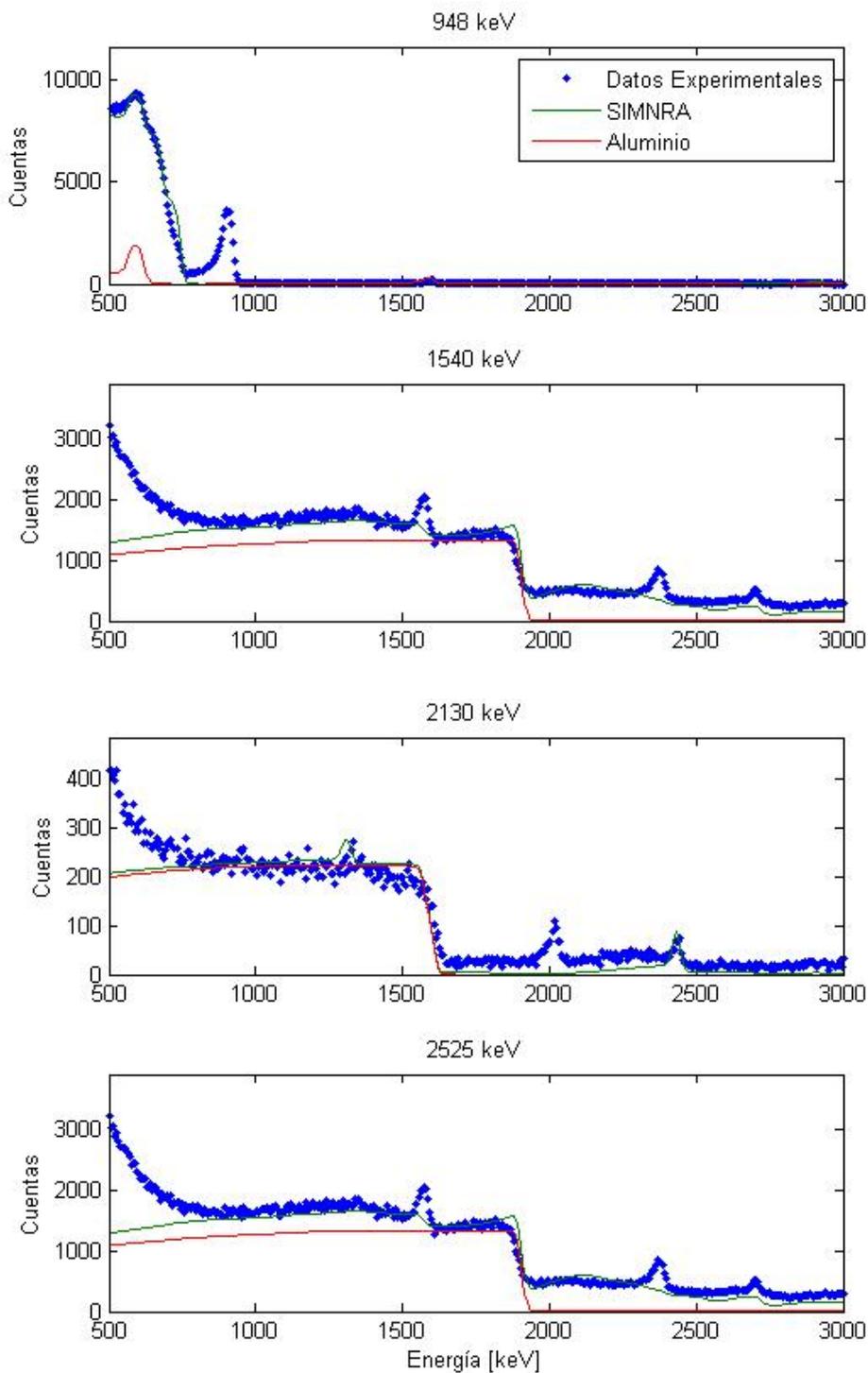


Figura 28. Espectro de dispersión elástica de un haz de deuterio en el comprimido de Aluminio. (Ehaz = 948, 1540, 2130, 2525 keV). El ajuste es realizado con el programa SIMNRA [49].

Para el análisis anterior, se considera un blanco grueso de Aluminio-Oxígeno, en cada una de las gráficas se indica en color rojo la retrodispersión de Aluminio y otras contribuciones de reacciones nucleares presentes en Oxígeno.

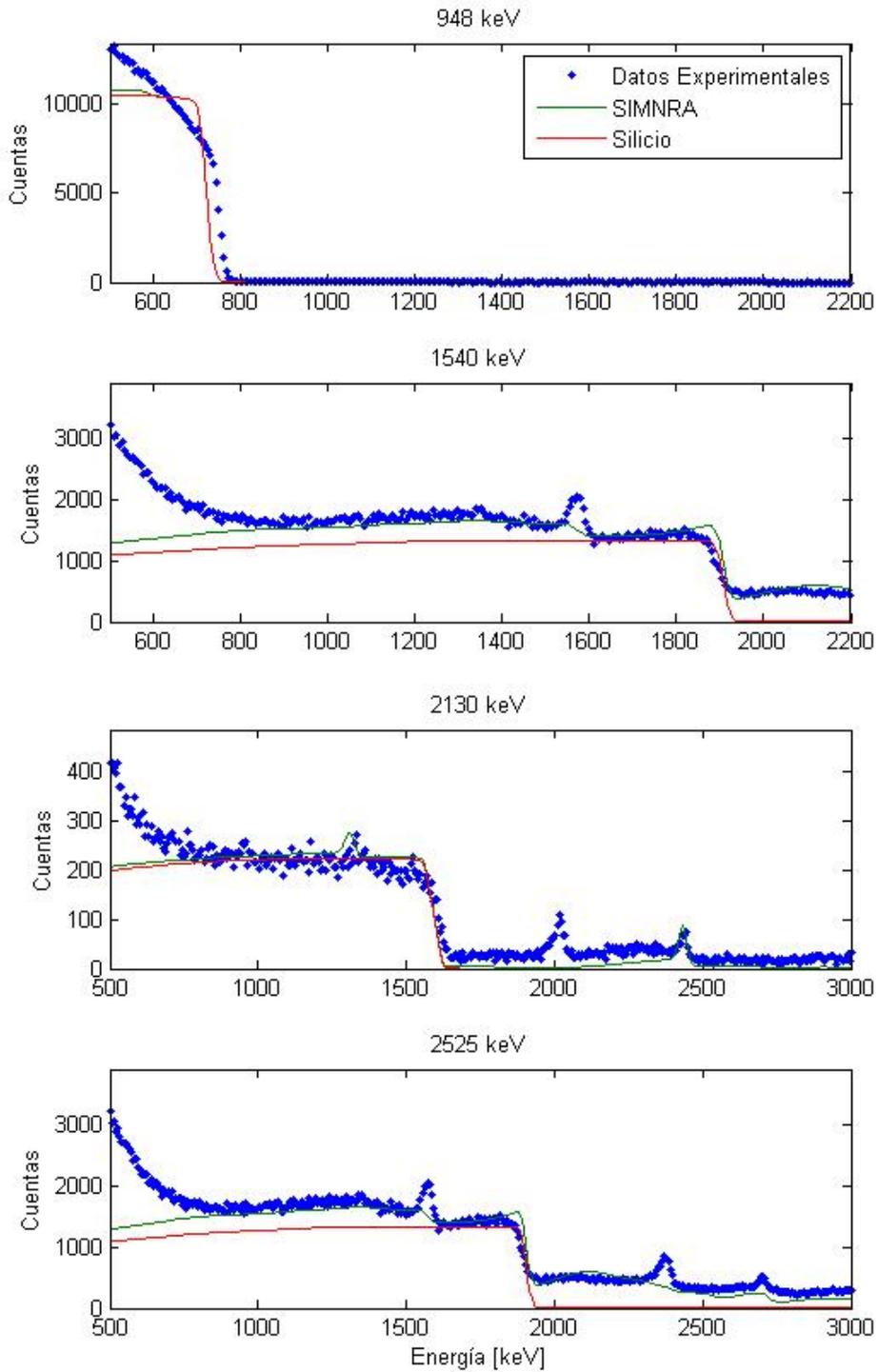


Figura 29. Espectro de dispersión elástica de un haz de deuterio en el comprimido de Silicio. ( $E_{\text{haz}} = 948, 1540, 2130, 2525 \text{ keV}$ ). El ajuste es realizado con el programa SIMNRA [49].

En la figura anterior, el blanco grueso analizado está compuesto de Silicio irradiado a cuatro diferentes energías. Del espectro también se observan otras reacciones nucleares presentes al irradiar con un haz de deuterio.

De las figuras 28 y 29 podemos concluir que conforme reducimos la energía de bombardeo, los datos correspondientes a las reacciones nucleares con “Q” positiva se extinguen. Ya para la menor de las energías de irradiación aquí mostradas, ya es imposible utilizarlas como monitor del número de deuterios incidentes. Cabe recordar que el objetivo final de este proyecto es llegar a medir secciones eficaces a energías todavía mucho menores. Por lo anterior decidimos utilizar el estudio de RBS para la determinación del número de deuterios incidentes en nuestro blanco de Al/Si.

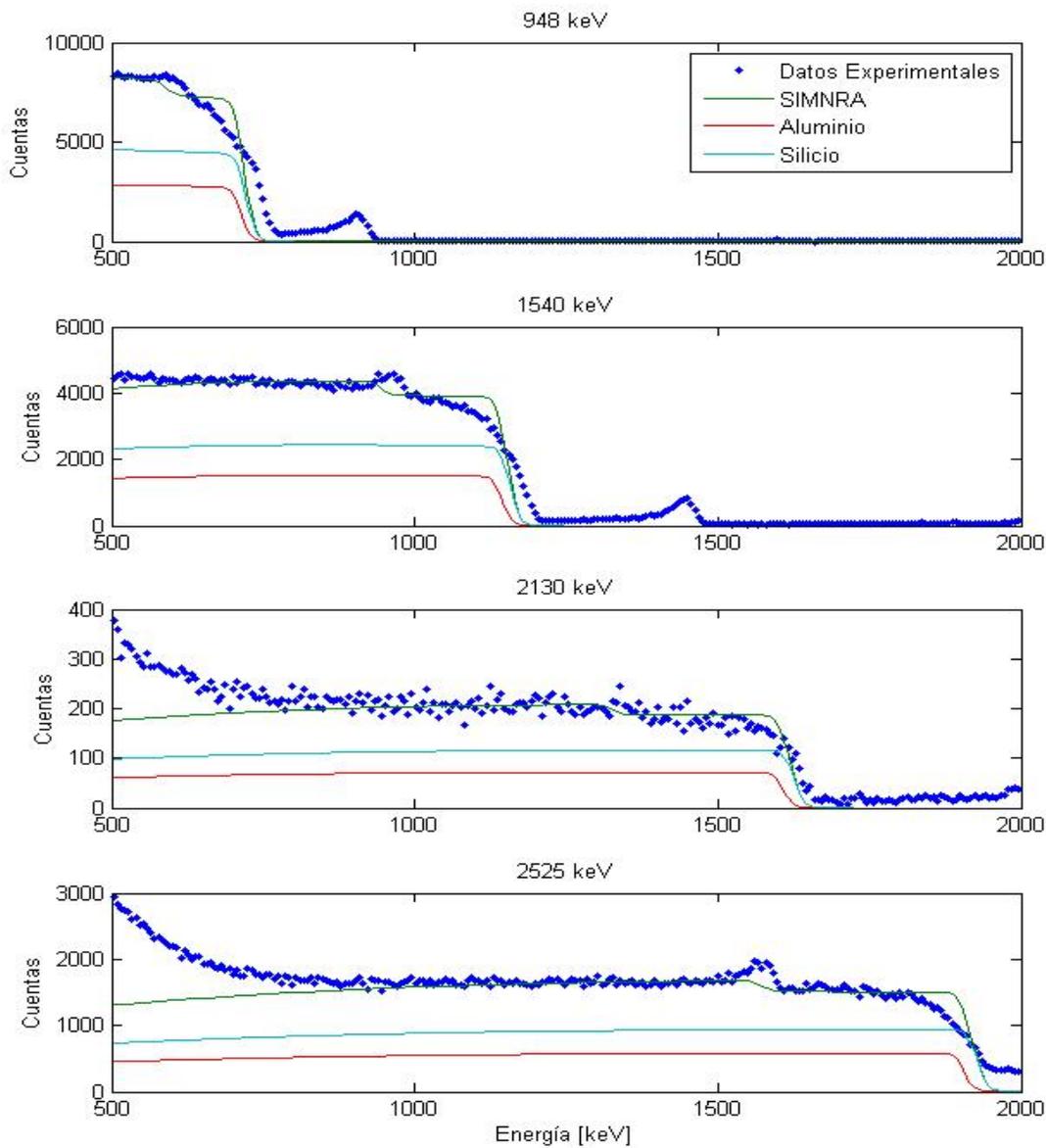


Figura 30. Espectro de dispersión elástica de un haz de deuterio en el comprimido de Silicio/Aluminio. ( $E_{\text{haz}} = 948, 1540, 2130, 2525 \text{ keV}$ ). El ajuste es realizado con el programa SIMNRA [49].

Finalmente, en la figura 30 se observa la dispersión elástica del haz de deuterio sobre un blanco grueso (comprimido) compuesto de Al/Si. Con la intención de ganar familiaridad con la forma esperada, cuando el cobre no está presente.

Tabla 7. Datos obtenidos en la simulación para las energías incidentes en las pastillas de Silicio y Aluminio.

<i>Energía</i> [keV]	<i>Partícula*sr</i>	<i>Concentración</i> Silicio	<i>Concentración</i> Oxígeno
948	1.50E+11	0.91	0.09
1540	9.15E+10	0.91	0.09
2130	4.81E+10	0.91	0.09
2525	1.64E+11	0.91	0.09

<i>Energía</i> [keV]	<i>Partícula*sr</i>	<i>Concentración</i> Aluminio	<i>Concentración</i> Oxígeno
948	1.38E+11	0.73	0.27
1540	9.26E+10	0.73	0.27
2130	1.11E+10	0.73	0.27
2525	1.01E+11	0.73	0.27

Tabla 8. Se muestran los datos obtenidos de la simulación correspondientes a las energías incidentes en la pastilla de Silicio/Aluminio.

<i>Energía</i> [keV]	<i>Partícula*sr</i>	<i>Concentración</i> Aluminio	<i>Concentración</i> Silicio	<i>Concentración</i> Oxígeno
948	1.22E+11	0.32	0.44	0.24
1540	1.32E+11	0.32	0.44	0.24
2130	1.02E+10	0.32	0.44	0.24
2525	1.04E+11	0.32	0.44	0.24

De los datos mostrados en las tablas anteriores se puede concluir que mientras el Silicio que utilizamos es bastante puro, el Aluminio contiene una cantidad no despreciable de Oxígeno. Además de que, en la mezcla, el cociente entre el número de átomos de Aluminio y de Silicio es 0.73.

En la siguiente sección, se detalla los datos obtenidos tras el análisis de Espectrometría de Masas con Aceleradores en los cátodos irradiados.

#### IV.1. Análisis de producción de $^{26}\text{Al}$ .

Después de irradiar los cátodos, los blancos son llevados nuevamente al LEMA para el análisis de cuentas de  $^{26}\text{Al}$  producido.

La sintonización del separador isotópico se lleva a cabo utilizando un cátodo estándar hasta obtener un cociente de  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  de  $7.44 \times 10^{-11}$  y  $4.99 \times 10^{-13}$  de fondo, valores proporcionados por (K. Nishiizumi [50]). Una vez sintonizado, se llevarán a cabo los estudios de  $^{26}\text{Al}$  en los cátodos irradiados a diferentes energías.

En la fuente de iones del LEMA se introducen los cátodos irradiados. Ahí son sometidos al bombardeo de átomos de Cesio de 7 keV de energía, lo que produce átomos libres de la mezcla de Al/Si por erosión atómica. Gracias a un proceso de “ionización resonante” (todavía en debate) se generan átomos negativos que son manipulados por campos eléctricos y magnéticos (Transporte de iones) antes de alcanzar el acelerador tipo tándem, donde son acelerados hacia la terminal positiva por una diferencia de voltaje de un 700 kV.

En esta etapa, el flujo de iones negativos entra en una cámara en la que se mantiene gas Argón a baja presión. La interacción de los iones acelerados con el gas provoca la pérdida de electrones (“*Stripping*”) en dichos iones, convirtiéndolos en iones positivos. De esta manera sufren una segunda etapa de aceleración en la segunda parte del acelerador (por eso se le llama Tandem).

Estas partículas aceleradas a alta energía son inyectadas en un nuevo campo magnético lo que provoca que las partículas describan trayectorias circulares cuyo radio de curvatura depende de la masa (Análisis de Masas). Si las partículas cargadas tienen la misma energía pero diferentes masas, como en el caso de los isótopos de Aluminio, las partículas más pesadas se desviarán con menor intensidad. Finalmente, se ubican detectores apropiados a diferentes ángulos de desviación para contar el número de partículas de cada masa.

Al final del proceso de EMA se obtiene el número de átomos de  $^{26}\text{Al}$  en la muestra, así como la cantidad de  $^{27}\text{Al}$ , a partir de estos datos, la relación de la concentración de los isótopos permite evaluar el cociente  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ .

Para este estudio cada medida duró 30 segundos. Un “batch” estaba constituido por 10 de estas medidas y en total se tomaron 5 *batches* por cada cátodo.

Para el primer blanco irradiado a una energía de 2760 keV se muestra el comportamiento de la corriente del isótopo estable,  $^{27}\text{Al}$  (Ver Figura 31) en comparación con un blanco no irradiado.

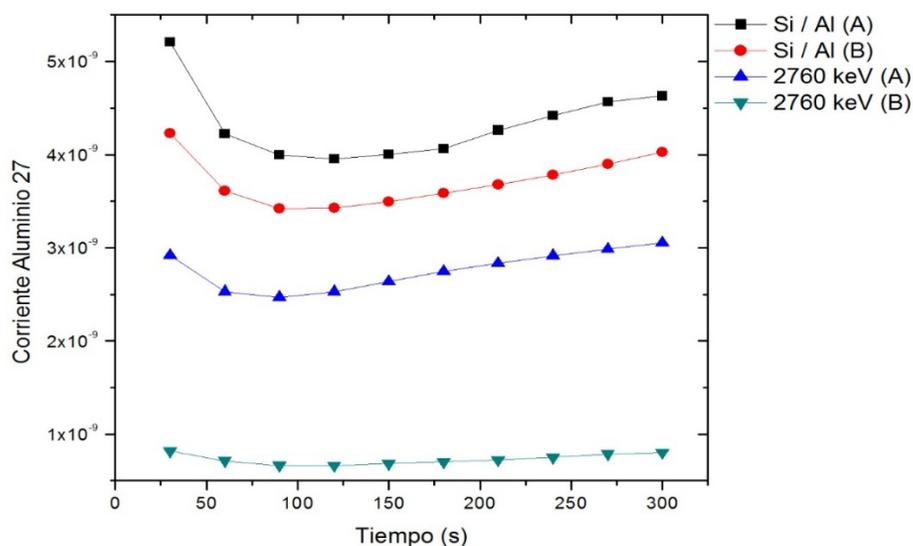


Figura 31. Variación temporal de la corriente de  $^{27}\text{Al}$  entre dos cátodos de Si / Al no irradiados (negro y rojo) y dos irradiados a 2760 keV. (azul y verde)

Notemos que una diferencia entre los cátodos irradiados y no irradiados es que estos últimos no son sometidos a las altas temperaturas en vacío a las que son expuestos los cátodos irradiados por un tiempo aproximado de 5 horas. Bajo estas condiciones, la química juega un papel importante.

En el caso de sistemas de EMA de baja energía, las medidas de  $^{26}\text{Al}$ , normalmente se llevan a cabo con el isótopo en estado de carga +1 o +3. Como se mencionó en el capítulo dedicado a Espectrometría de Masas con Aceleradores, las distribuciones de carga para el Aluminio después del proceso de *stripping*, son mayores para los estados de carga +1, +2 y +3. El hecho de realizar la medición en estos estados de carga (+1 y +3), se debe a que en dichos estados apenas se logran ver interferentes en el detector, obteniéndose espectros de energía en los que el pico de  $^{26}\text{Al}$  es fácilmente distinguible de algún otro isótopo de misma masa.

A continuación, mostramos los datos del cociente de  $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$  para blancos irradiados a tres distintas energías: 1.0, 1.5 y 2.0 MeV.

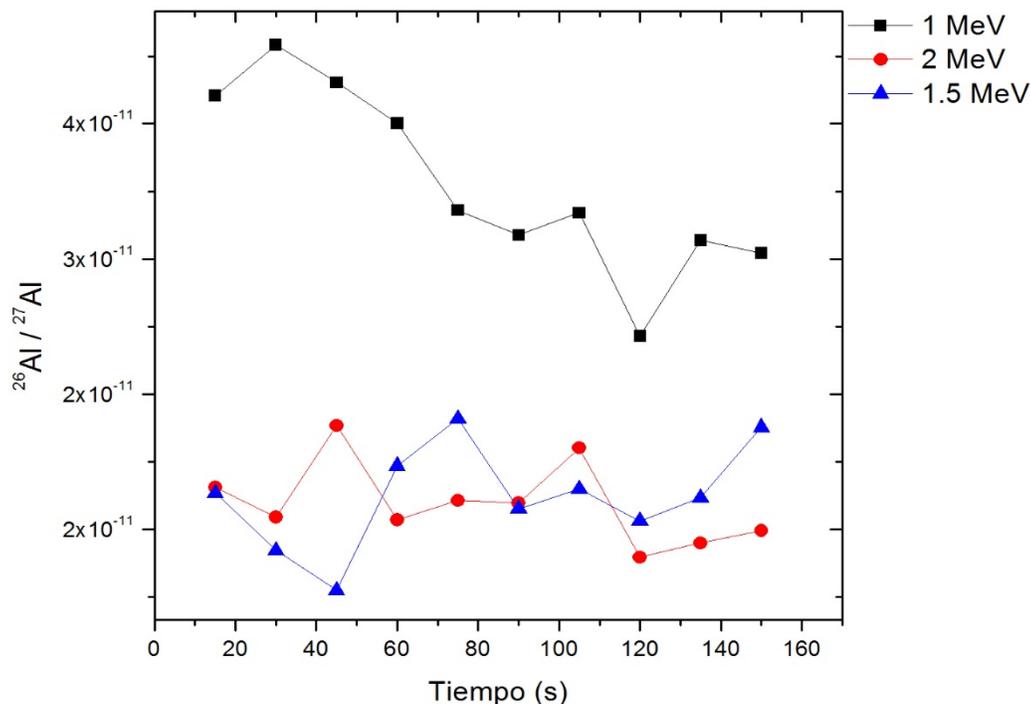


Figura 32. Variación temporal del cociente de  $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$ , en tres blancos irradiados a 1, 1.5 y 2 MeV.

En la Figura 32, se muestra el comportamiento del cociente de  $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$ . Cada punto obtenido para este cociente representa el promedio de las 10 mediciones realizadas por cada *batch* en un lapso de 20 minutos, para las tres energías analizadas.

Si consideramos un promedio entre los valores del cociente obtenido para cada energía analizada, se observa que dicho promedio es comparable, en orden de magnitud, ( $1 \times 10^{-11}$ ) al valor registrado para estándares de Aluminio.

$$1 \text{ MeV} \sim 3.34 \times 10^{-11}; \quad 1.5 \text{ MeV} \sim 1.95 \times 10^{-11}; \quad 2 \text{ MeV} \sim 1.92 \times 10^{-11}.$$

En la figura 33, se reporta el comportamiento del cociente de los isótopos de Aluminio en los blancos irradiados a diferentes energías.

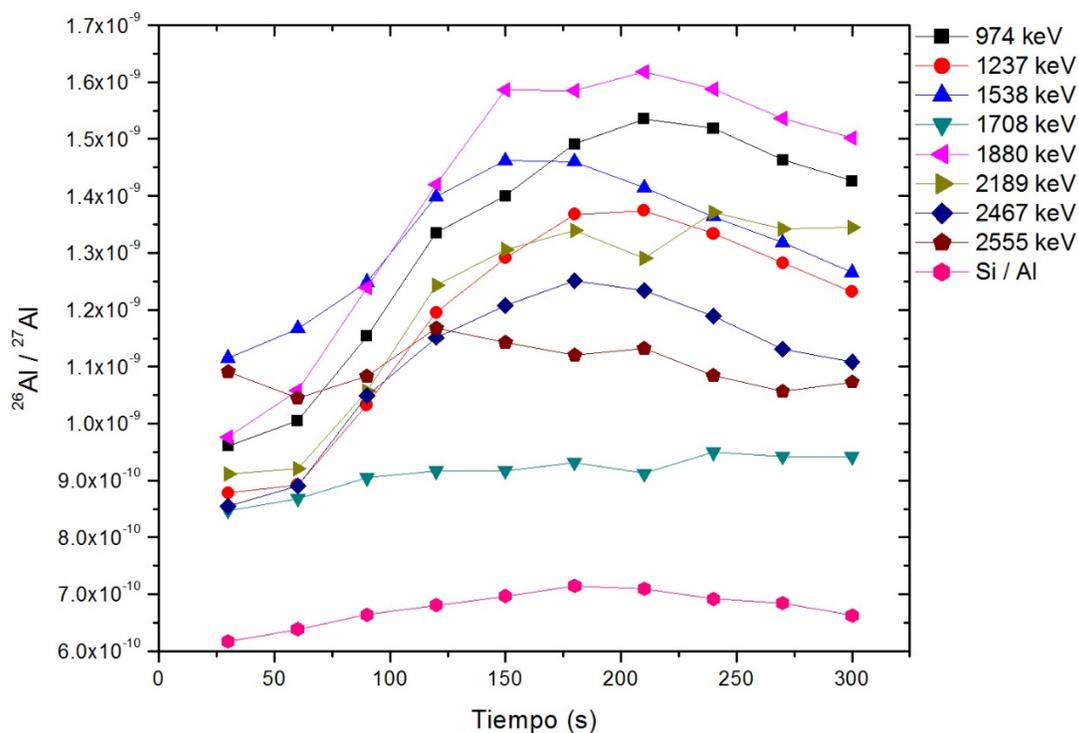


Figura 33. . Cociente de  $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$  entre los distintos cátodos irradiados a energías de 900 a 2500 keV comparados con un blanco sin irradiar.

El comportamiento de dichos cocientes dependerá de la intensidad del haz de deuterio, así como del tiempo de irradiación al que fue expuesto el cátodo para cada energía. En la siguiente tabla se muestran los promedios obtenidos para cada cátodo.

Tabla 9. Promedio del cociente de  $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$  a diferentes energías de haz incidente

Energía [keV]	$^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$
900	1.33 E-09
1200	1.2 E-09
1500	1.32 E-09
1700	9.13 E-10
1900	1.41 E-09
2200	1.21 E-09
2500	1.10 E-09
2600	1.1 E-09

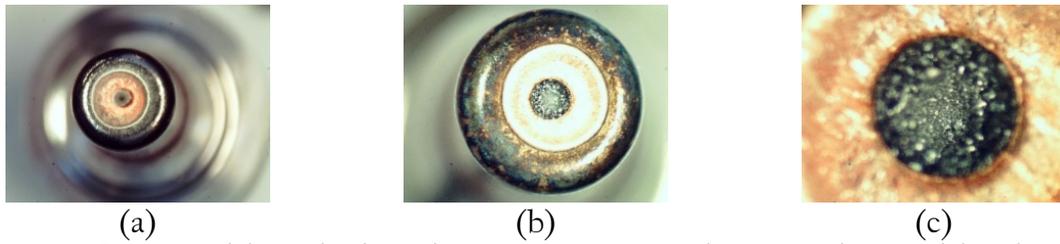


Figura 34. Imágenes del cátodo obtenidas en un microscopio electrónico después del análisis de Espectrometría de Masas con Aceleradores, EMA.

Una observación importante es que la técnica de EMA al realizar el conteo de  $^{26}\text{Al}$  presente en los cátodos, produce una especie de perforación tipo cónica dentro del cátodo (Ver Figuras 34 y 35) cada vez que efectúa un grupo de mediciones (*batch*) impuestas al inicio del experimento, cada *batch* representa un bloque de 10 datos por blanco registrados en 5 minutos, para el análisis de  $^{26}\text{Al}$  se tomaron datos correspondientes a 10 grupos de mediciones correspondientes a un lapso de dos horas.



Figura 35. Corte transversal del cátodo para visualizar el efecto “*sputtering*” realizado por la técnica de EMA.

Esta observación conlleva a que se genere una pequeña zona de interés donde se encontrará la producción de  $^{26}\text{Al}$  generados en la reacción y que pueden ser detectados mediante la técnica de EMA, regresemos nuevamente a la geometría del sistema. En la Figura 36, se muestran los diámetros del sistema blanco –haz –EMA.

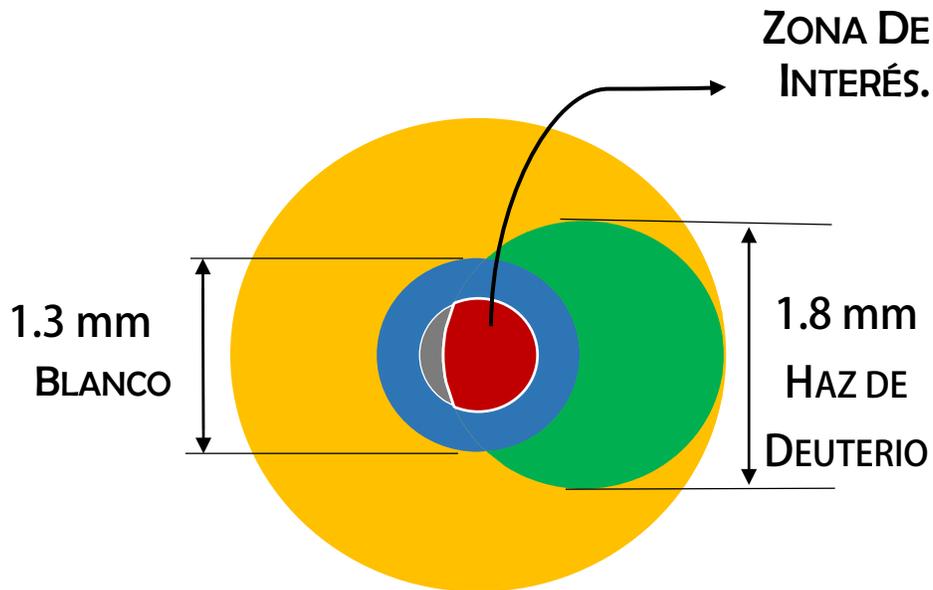
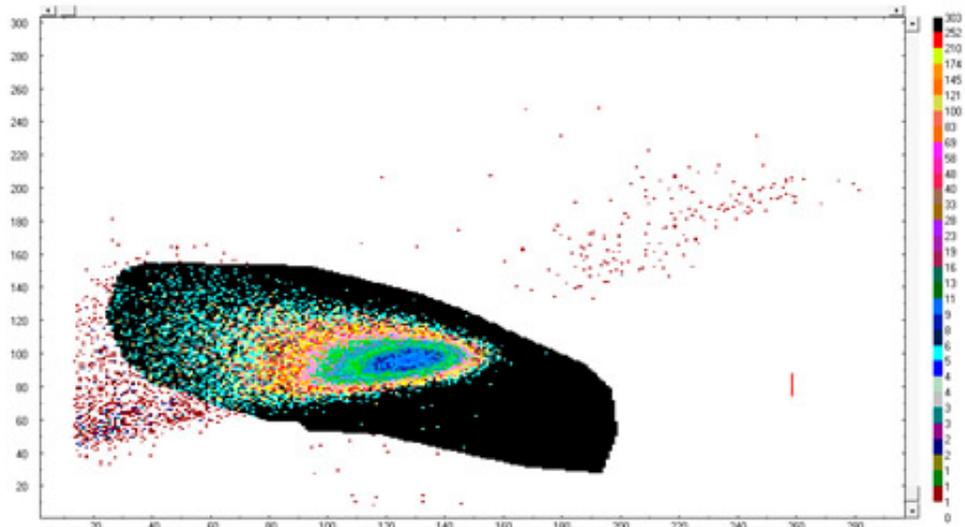
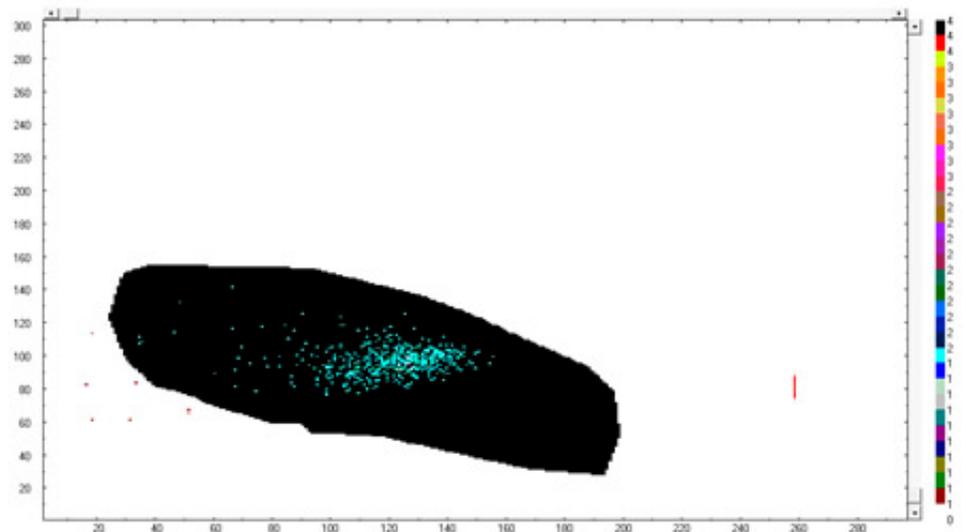


Figura 36. Se muestra la zona de interés (rojo) generada tras el análisis de EMA, en el cual solo se contabilizarán los  $^{26}\text{Al}$  que se produjeron en esta región.

En la figura 37, se muestra la configuración empleada para el análisis de  $^{26}\text{Al}$  en el STD enriquecido, en la parte superior (a), se muestra la sintonización empleada para maximizar el número de eventos registrados para Aluminio 26, sin embargo para esta configuración el número de eventos identificados como iones de  $^{26}\text{Al}$  era inclusive superior en cátodos a los que no se habían expuesto a irradiación con el haz de deuterio, es decir al no incluir las aperturas dentro del análisis, se permitió el paso a partículas. En la Figura 42(b), se muestra el cambio significativo en el número de eventos registrados como  $^{26}\text{Al}$  afirmando que es necesaria la inclusión de las aperturas dentro del experimento, para garantizar solo eventos de  $^{26}\text{Al}$  y no de otros contaminantes.



(a)



(b)

Figura 37. Mapa dimensional, E- $\Delta E$  de la fracción de ánodo de la cámara de ionización de LEMA. La región sombreada limita eventos identificados como iones  $^{26}\text{Al}$ .

A continuación, se muestra otra gráfica (Ver Figura 35) comparativa en corriente donde se manifiesta la importancia de las aperturas dentro del análisis de producción de  $^{26}\text{Al}$ .

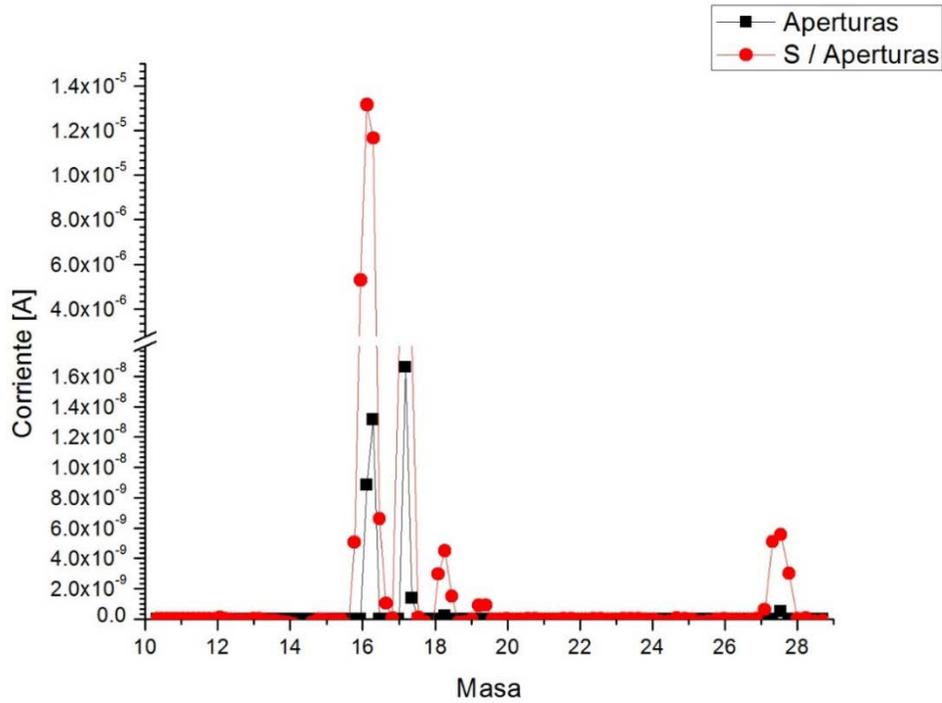


Figura 38 se muestra la relación entre la corriente que pasa por el *injetor magnet* y la masa. En un STD enriquecido.

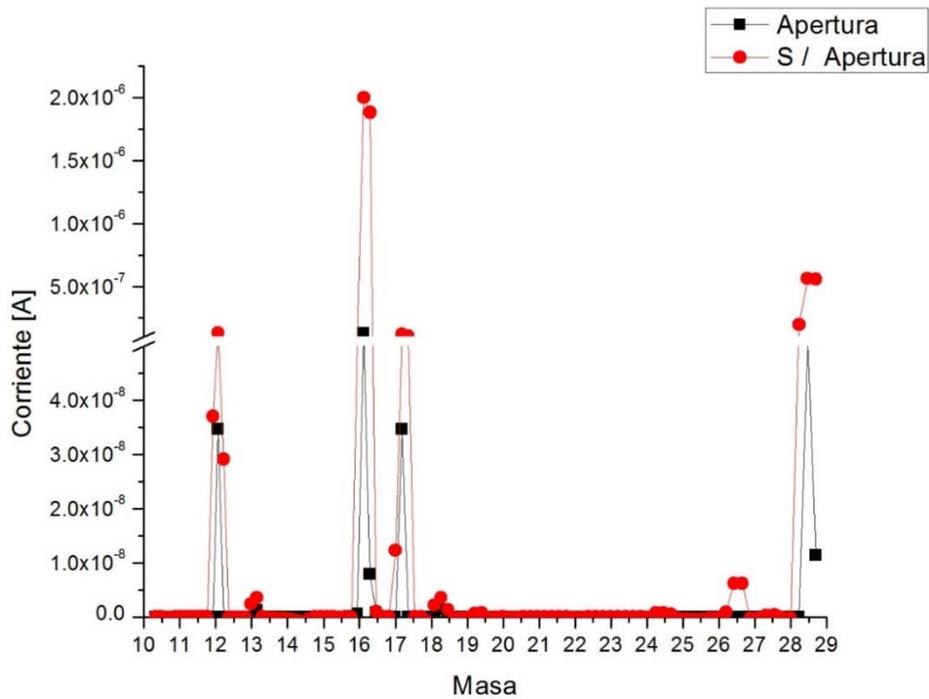


Figura 39. Relación entre la corriente que pasa por el *injetor magnet* y la masa, en un cátodo Si / Al sin irradiar.

## IV.2. Yield

Antes de obtener la función de excitación, es necesario introducir el concepto de *Yield*. Esta cantidad está relacionada con la eficiencia de detección y la energía incidente, así como del número de partículas incidentes en el blanco. Por lo tanto, definimos al *Yield* como

$$Y = \frac{1}{\epsilon} \frac{\text{número de cuentas de } ^{26}\text{Al}}{\text{número de partículas incidentes}} \quad \dots(18)$$

El número de cuentas de  $^{26}\text{Al}$  se obtienen a partir del valor del cociente de  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  resultante del análisis en LEMA.

En las siguientes Tablas 9 y 10, se enlistan los valores necesarios para determinar el *Yield* a partir de los detectores A y B. Y en las figuras 41 y 42, se muestra el comportamiento gráfico.

Tabla 10. Análisis de número de partículas incidentes en Si y el número de cuentas de  $^{26}\text{Al}$  ( $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ ), registrado por el Detector A.

detector A	Energía [KeV]	Número Partículas Si/Al	# Partículas incidentes en Si	$^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$	Yield
	1237	1.13E+13	5.66E+12	1.2E-09	2.10E-22
1708	4.56E+13	2.28E+13	9E-10	4.00E-23	
1970	3.90E+14	1.95E+14	1.3E-09	6.55E-24	
2189	2.76E+13	1.38E+13	1E-09	8.78E-23	
2210	3.09E+13	1.54E+13	1.9E-11	1.24E-24	
2467	1.93E+13	9.67E+12	1E-09	1.14E-22	

Tabla 11. Análisis de número de partículas incidentes en Si y el número de cuentas de  $^{26}\text{Al}$  ( $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ ), registrado por el Detector B.

detector B	Energía [KeV]	Número Partículas Si/Al	# Partículas incidentes en Si	$^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$	Yield
	1237	1.07E+13	5.37E+12	1.2E-09	1.11E-22
1708	3.19E+13	1.59E+13	9E-10	2.86E-23	
1970	6.78E+14	3.39E+14	1.3E-09	1.88E-24	
2189	1.25E+13	6.27E+12	1E-09	9.67E-23	
2210	3.51E+13	1.75E+13	1.9E-11	5.46E-25	
2467	1.94E+13	9.69E+12	1E-09	5.71E-23	

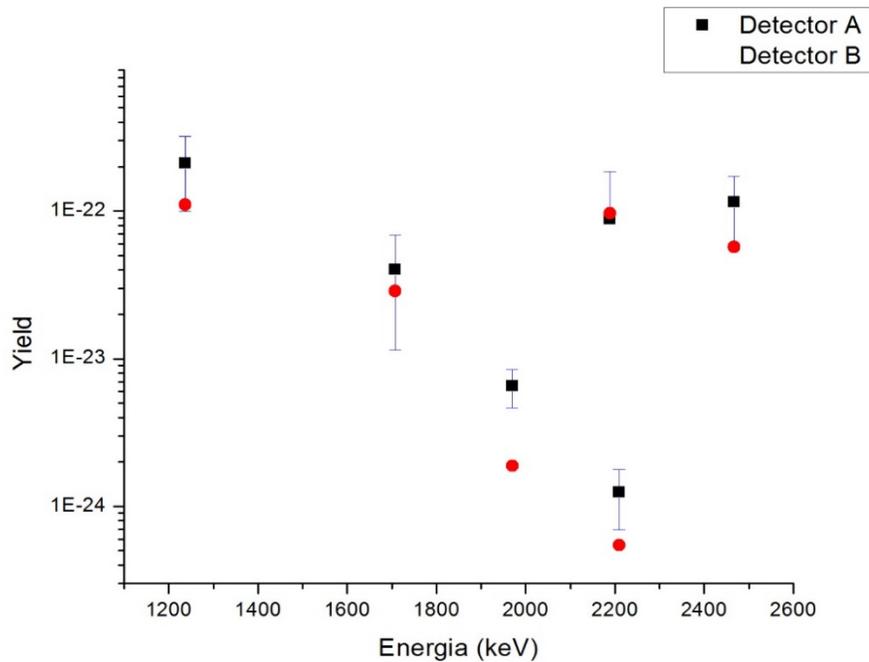


Figura 40. Se muestra el comportamiento del Yield en función de la energía incidente.

## V. Mejora al protocolo experimental.

Realizar las irradiaciones sobre blancos con un haz de deuterio de mayor diámetro, ayudó a estimar el número de deuterios incidentes en el blanco mezcla de Al/Si, pero principalmente convirtió la irradiación en un proceso más regular y coherente.

Por otro lado el conteo de la producción de <sup>26</sup>Al en LEMA una vez realizada la reacción nuclear en el 5.5 no debe sufrir ningún cambio, ya que la penetración de deuterios sobre el blanco es muy superficial, 20-30  $\mu\text{m}$  (ver Figura 39).

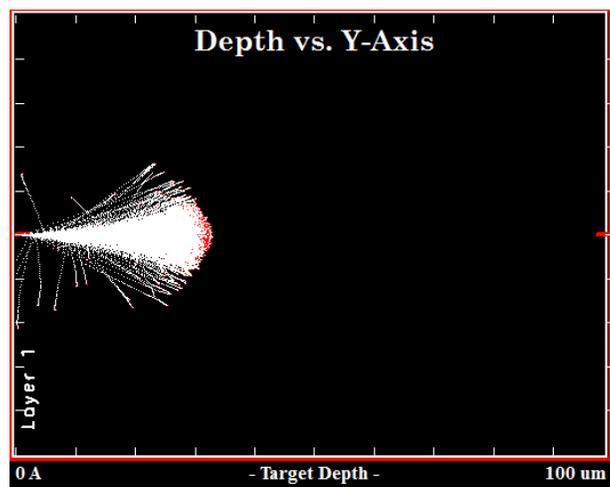


Figura 41. Simulación realizada con SRIM para determinar la penetración del haz de deuterio de 2 MeV sobre un blanco grueso de 100  $\mu\text{m}$  de Al/Si.

En esta sección analizaremos la producción de  $^{26}\text{Al}$  en blancos de Al/Si irradiados con haces de deuterio de 1.0 y 2.0 MeV, incrementando el colimador para el haz a 3 mm de diámetro.

En la siguiente gráfica se observa el cociente de  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  como función del tiempo de duración de la medida. Comparando con la figura 32 se observa un aumento de un factor 25 del valor del cociente, pasando de un valor aproximado de  $4 \times 10^{-11}$  a  $1.0 \times 10^{-9}$  para la energía del haz incidente de 1 MeV (ver Figura 42).

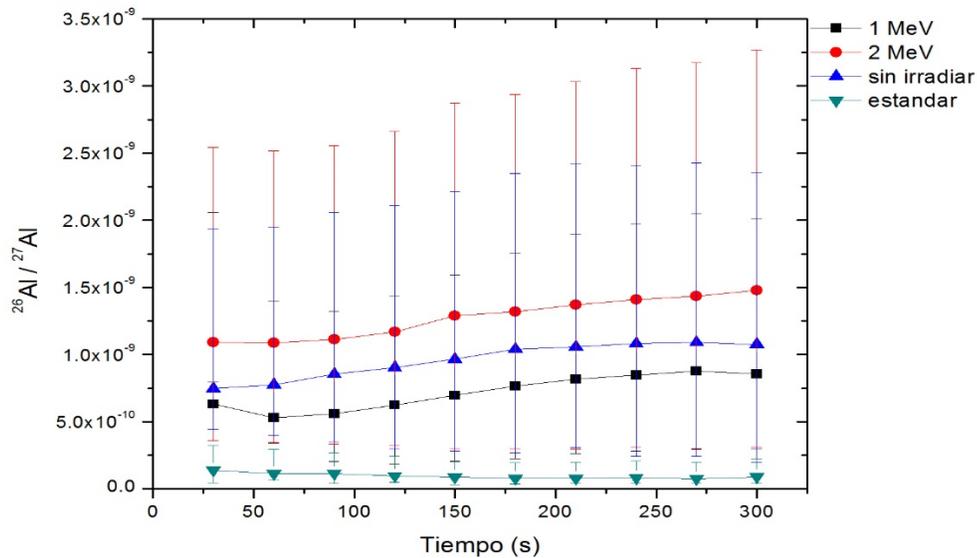


Figura 42. Análisis del cociente de  $^{26}\text{Al} / ^{27}\text{Al}$  para: estándar, blanco sin irradiar, blanco irradiado a 1 y 2 MeV. Maximizando el área de interés.

Finalmente, en la Figura 43 se muestran los dos nuevos valores para la función *Yield* una vez implementada la mejora en el protocolo experimental.

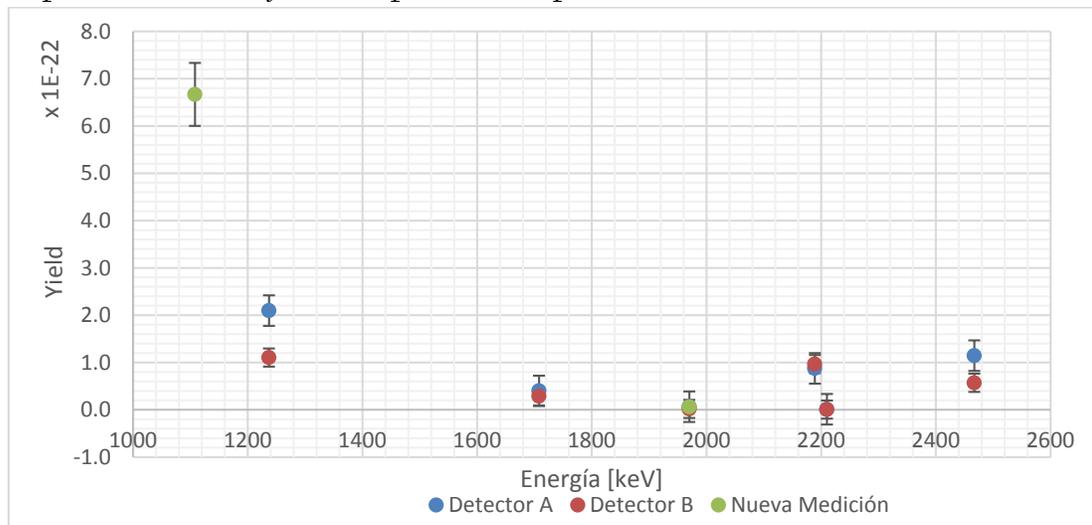


Figura 43. Muestra la función *Yield* con las nuevas mediciones realizadas tras la mejora en el protocolo experimental.

En la figura anterior, observamos que los nuevos datos adquiridos tras incrementar el área de incidencia del haz, no son perceptibles aún, ya que falta realizar otra mejora dentro del protocolo experimental esta es la sintonización del acelerador empleada para maximizar el número de eventos registrados para Aluminio 26 dentro del análisis de espectrometría de masas. Esta mejora será objeto de estudio para investigaciones posteriores.

## VI. Conclusiones

En este trabajo se presenta en detalle el protocolo experimental requerido para llevar a cabo la medida de la sección eficaz de la reacción nuclear  $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$  en los laboratorios del Instituto de Física de la UNAM, combinando la infraestructura instalada en el Laboratorio de Espectrometría de Masas con Aceleradores (LEMA) y el del Acelerador CN-Van de Graaff de 5.5 MV. Desde la preparación de los blancos, la realización de las irradiaciones con haces de deuterio de diversas energías y finalmente, el conteo de los núcleos de  $^{26}\text{Al}$  producidos durante la irradiación.

Aquí se engloba un amplio trabajo de investigación y desarrollo ya que desde las primeras pruebas realizadas se presentaron grandes retos, como suele ocurrir al implementar una nueva idea y un complejo protocolo experimental.

Para los experimentos en LEMA todo el protocolo es novedoso. Desde la adquisición de los materiales: estándares y sustancias puras. Su caracterización con técnicas de microscopía electrónica. La preparación de muestras. El establecimiento de los parámetros de operación de la fuente de iones SNICS con mezclas Al/Si optimizando la corriente del isótopo estable y, finalmente, la medida de las concentraciones  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  en cátodos irradiados, no irradiados (control) y estándares (referencia).

Una vez elegidas las concentraciones ideales en los cátodos a irradiar, se estableció un protocolo para la irradiación de los cátodos con deuterio en el Acelerador de Van de Graaff de 5.5 MeV. Procedimos desde efectuar una nueva calibración en energía del imán analizador para los haces de deuterio a utilizar. Se requirió el diseño y construcción de un porta-muestras especial, para alinear el centro del cátodo con el haz incidente. La sintonización y transporte del haz para incidir en un blanco de diámetro tan pequeño como el que nuestros requerimientos exigía resultó un reto inédito para ese laboratorio ya que en esa línea de haz en este laboratorio se realizan principalmente análisis de materiales (RBS, ERDA, NRA) e irradiaciones con blancos de mayor diámetro: 10 mm o mayor. El análisis de nuestros datos sugiere una desviación entre el eje geométrico de la línea de cero grados y el haz mismo de 900  $\mu\text{m}$ .

Conforme se avanzaba en la investigación, el protocolo se fue mejorando y a partir de este se obtuvieron las siguientes conclusiones:

- La mezcla Al/Si ideal para el uso simultáneo como blanco para la irradiación con deuterio y el conteo de  $^{26}\text{Al}$  en LEMA es 50% de cada uno. Lo que permite generar una corriente piloto en LEMA lo suficientemente intensa (comparable a la obtenida con los estándares internacionales) y al mismo tiempo presenta un número suficientemente grande de átomos de Si para el bombardeo con deuterio.
- Al irradiar los cátodos directamente no se requiere ningún tratamiento químico adicional posterior a la irradiación. Eliminando un paso intermedio se reduce una fuente importante de posible contaminación y error en la medida.
- La deducción del flujo de deuterio que incide en el blanco es factible utilizando el software SIMNRA y una estrategia de substracción de simulaciones sucesivas.
- Para la realización del conteo de  $^{26}\text{Al}$  en LEMA fue necesario restringir el flujo de partículas a través del separador isotópico exclusivamente a las trayectorias coaxiales dentro de un diámetro no mayor a 5 mm.
- Medir concentraciones de  $^{26}\text{Al}$  utilizando espectrometría de masas con aceleradores, utilizando un método alternativo y novedoso, nos permite detectar con

una sensibilidad de  $1 \times 10^{-12}$  átomos de  $^{26}\text{Al}$  formados en blancos de  $^{28}\text{Si}$  y con ello obtener parámetros útiles para determinar el origen de producción del radioisótopo en estrellas y meteoritos.

## VII. Trabajo futuro.

Habiendo desarrollado en toda su extensión el protocolo a seguir para medir la sección eficaz de la reacción  $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ , es posible ahora proceder a medir la función de excitación y extenderla hacia bajas energías hasta encontrar el límite práctico de esta técnica, que estimamos alrededor o por debajo de los 10 nb. Con ésta, se puede deducir el factor astrofísico  $S$  y finalmente comparar con las tasas de producción de  $^{26}\text{Al}$  mediante otras reacciones nucleares previamente estudiadas. Principalmente  $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ .

## VIII. Bibliografía

- [1] S. Patricia de la Peña, “Meteorito Allende,” *Boletín Informativo de la coordinación de la Investigación Científica*, no. 95, pp. 4–5, 2009.
- [2] W. A. Mahoney, J. C. Ling, A. S. Jacobson, and R. E. Lingenfelter, “Diffuse galactic gamma-ray line emission from nucleosynthetic Fe-60, Al-26, and Na-22 - Preliminary limits from HEAO 3,” *Astrophys. J.*, 1982.
- [3] S. Y. Chu H. Nordberg R. B. Firestone L. P. Ekström, “Isotope Explorer, Version 2.23.” 1999.
- [4] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. a. Fowler, and F. Hoyle, “Synthesis of the elements in stars,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 29, pp. 547–650, 1957.
- [5] A. Mishra and D. N. Basu, “Nuclear reaction rates and the primordial nucleosynthesis,” *Rom. Reports Phys.*, vol. 57, no. 9–10, pp. 1317–1327, 2012.
- [6] G. J. Wasserburg, M. Busso, R. Gallino, and K. M. Nollett, “Short-lived nuclei in the early Solar System: Possible AGB sources,” *Nucl. Phys. A*, vol. 777, no. February, pp. 5–69, 2006.
- [7] W. a. Fowler, “Experimental and theoretical nuclear astrophysics: The quest for the origin of the elements,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 56, pp. 149–179, 1984.
- [8] A. Arazi, T. Faestermann, J. Niello, K. Knie, G. Korschinek, M. Poutivtsev, E. Richter, G. Rugel, and A. Wallner, “Measurement of Mg25(p,  $\gamma$ )Al26g resonance strengths via accelerator mass spectrometry,” *Phys. Rev. C*, vol. 74, no. 2, p. 025802, Aug. 2006.
- [9] A. Formicola, A. Best, G. Imbriani, M. Junker, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Broggini, A. Cacioli, F. Confortola, P. Corvisiero, H. Costantini, Z. Elekes, Z. Fulop, G. Gervino, A. Guglielmetti, G. Gyürky, C. Gustavino, A. Lemut, B. Limata, M. Marta, C. Mazzocchi, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, C. R. Alvarez, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, and H. P. Trautvetter, “Measurement of 25 Mg(p,  $\gamma$ ) 26 Al resonance strengths via gamma spectrometry,” *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.*, vol. 35, no. 1, p. 014013, Jan. 2008.
- [10] G. Audi and A. H. Wapstra, “Table of Isotopic Masses and Natural Abundances,” *Nucl. Phys. A*, vol. 565, pp. 1–65, 1993.
- [11] C. D.D., Clayton W.L., “Radioactivity in Supernova Remnants,” *Am. astronomical Soc.*, vol. 142, 1965.
- [12] K. K. Darrow, *Elements of Nuclear Physics*, vol. 85, no. 2203. 1937.
- [13] J. Basdevant, J. Rich, and M. Spiro, *Fundamentals In Nuclear Physics*. 2005.
- [14] D. W. Lang, “Advances in nuclear physics,” *J. Franklin Inst.*, vol. 289, no. 1, pp. 72–73, 1970.
- [15] “Curva de Estabilidad.” [Online]. Available: [http://www7.uc.cl/sw\\_educ/qda1106/CAP4/4B/](http://www7.uc.cl/sw_educ/qda1106/CAP4/4B/).
- [16] H. Liang, N. Van Giai, and J. Meng, “Isospin corrections for superallowed Fermi beta decay in self-consistent relativistic random phase approximation approaches,” no. 2, p. 7, 2009.
- [17] R. Backscattering, S. Rbs, and M. Mayer, “Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS),” *Work. Nucl. Data Sci. Technol. Mater. Anal.*, no. May 2003, pp. 19–30, 2003.
- [18] a. Barragán-Vidal, F. García-Santibáñez, G. Murillo, I. E Andrade, and M. Feregrino-

- Dorantes, "Analysis of a very rough sample by accelerator techniques," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 117, no. 3, pp. 304–310, 1996.
- [19] M. Mayer, "Ion beam analysis of rough thin films," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 194, no. 2, pp. 177–186, 2002.
- [20] W. Eckstein and M. Mayer, "Rutherford backscattering from layered structures beyond the single scattering model," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 153, no. 1–4, pp. 337–344, 1999.
- [21] Canberra, "Detectors." [Online]. Available: [http://www.canberra.com/products/detectors/pdf/passivated\\_pips\\_C39313a.pdf](http://www.canberra.com/products/detectors/pdf/passivated_pips_C39313a.pdf).
- [22] S. Tavernier, *Experimental techniques in nuclear and particle physics*. 2010.
- [23] L. (Instituto de F. Barrón, "Medidas de Sección Eficaz de Fusión para el Sistema I2C+I2C a Energías de Interés Astrofísico," 2005.
- [24] T. A. Journal, "EVOLUTION, EXPLOSION, AND NUCLEOSYNTHESIS OF CORE-COLLAPSE SUPERNOVAE Marco Limongi 1,2 and Alessandro Chieffi 2,3," pp. 404–433, 2003.
- [25] E. Hubble, "A Relation Between Distance and Radial Velocity Among Extra-Galactic Nebulae.," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 15, no. 3, pp. 168–173, 1929.
- [26] R. A. Alpher, H. Bethe, and G. Gamow, "The Origin of Chemical Elements," *Phys. Rev.*, vol. 73, no. 7, 1948.
- [27] A. Parikh, "That burning sensation: Experiments to constrain nucleosynthesis in H-burning environments."
- [28] K. Se, "Nucleosíntesis," pp. 1–5.
- [29] R. Diehl, "Measuring  $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  in the Galaxy," *New Astron. Rev.*, vol. 50, no. 7–8, pp. 534–539, 2006.
- [30] V. E. Viola, "Formation of the chemical elements and the evolution of our universe," *J. Chem. Educ.*, vol. 67, no. 9, p. 723, 1990.
- [31] "Australia telescope outreach and education." [Online]. Available: [http://outreach.atnf.csiro.au/education/senior/astrophysics/stellarevolution\\_postmain.html](http://outreach.atnf.csiro.au/education/senior/astrophysics/stellarevolution_postmain.html).
- [32] C. Tuniz, "Accelerator mass spectrometry: Ultra-sensitive analysis for global science," *Radiat. Phys. Chem.*, vol. 61, no. 3–6, pp. 317–322, 2001.
- [33] H. W. Fulbright, "Ionization chambers," *Nucl. Instruments Methods*, vol. 162, no. 1–3, pp. 21–28, 1979.
- [34] M. A. Grayson, "The Evolution of Mass Spectrometry: 1910 to 1940."
- [35] R. Alvarez, L.W. Corndog, "He3 in helium.," *Phys. Rev.*, vol. 56, p. 379, 1939.
- [36] R. Muller, "Radioisotope Dating with a Cyclotron," *Science*, vol. 196, no. 4289, pp. 489–494, 1977.
- [37] L. Brown, "Applications of Accelerator Mass Spectrometry," *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, vol. 12, no. 1, pp. 39–59, 1984.
- [38] J. Barker, J. P. Day, T. W. Aitken, T. R. Charlesworth, R. C. Cunningham, P. V. Drumm, J. S. Lilley, G. W. a. Newton, and M. J. Smithson, "Development of  $^{26}\text{Al}$  accelerator mass spectrometry for biological and toxicological applications," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 52, pp. 540–543, 1990.
- [39] Y. Ho, P. M. Reddy, S. Rev, and I. Introduction, "Advances in accelerator mass

- spectrometry," *Mass Spectrom. Rev.*, vol. 172, no. 1–4, pp. 134–143, 2011.
- [40] P. W. Kubik and M. Christl, "10Be and 26Al measurements at the Zurich 6 MV Tandem AMS facility," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 268, no. 7–8, pp. 880–883, 2010.
- [41] M. M. Goethals, R. Hetzel, S. Niedermann, H. Wittmann, C. R. Fenton, P. W. Kubik, M. Christl, and F. von Blanckenburg, "An improved experimental determination of cosmogenic 10Be/21Ne and 26Al/21Ne production ratios in quartz," *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 284, no. 1–2, pp. 187–198, 2009.
- [42] P. W. Kubik, S. Ivy-Ochs, J. Masarik, M. Frank, and C. Schlüchter, "10Be and 26Al production rates deduced from an instantaneous event within the dendro-calibration curve, the landslide of Kofels, Ötz Valley, Austria," *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 161, no. 1–4, pp. 231–241, 1998.
- [43] K. Nishiizumi, C. P. Kohl, E. L. Winterer, J. Klein, and R. Middleton, "Cosmic ray production rates of Be-10 and Al-26 in quartz from glacially polished rocks," *J. Geophys. Res.*, vol. 94, pp. 907–917, 1989.
- [44] M. Faarinen, C. E. Magnusson, R. Hellborg, S. Mattsson, M. Kiisk, P. Persson, a. Schütz, G. Skog, and K. Stenström, "26Al investigations at the AMS-laboratory in Lund," *J. Inorg. Biochem.*, vol. 87, pp. 57–61, 2001.
- [45] J. P. Day, J. Barker, S. J. King, R. V. Miller, J. Templar, J. S. Lilley, P. V. Drumm, G. W. a. Newton, L. K. Fifield, J. O. H. Stone, G. L. Allan, J. a. Edwardson, P. . Moore, I. N. Ferrier, N. D. Priest, D. Newton, R. J. Talbot, J. H. Brock, L. Sanchez, C. B. Dobson, R. F. Itzhaki, a. Radunovic, and M. W. . Bradbury, "Biological chemistry of aluminium studied using 26Al and accelerator mass spectrometry," vol. 92, pp. 463–468, 1994.
- [46] S. J. King, C. Oldham, J. F. Popplewell, R. S. Carling, J. P. Day, L. K. Fifield, R. G. Cresswell, K. Liu, and M. L. di Tada, "Determination of aluminium-26 in biological materials by accelerator mass spectrometry.," *Analyst*, vol. 122, no. October, pp. 1049–1055, 1997.
- [47] A. Arazi, J. F. Niello, A. Wallner, T. Faestermann, K. Knie, G. Korschinek, M. Poutivtsev, G. Rugel, and E. Richter, "Measurement of stellar nuclear reaction rates by means of Accelerator Mass Spectrometry Astronomy : Nuclear Physics : ● youngest science :"
- [48] E. Andrade, a. Robledo, and J. Dorantes, "A Method for Calibrating a Van de Graaff Accelerator System," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 26, no. 1, pp. 1496–1498, 1979.
- [49] M. Mayer, "SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA," in *AIP Conference Proceedings*, 1999, vol. 475, no. 1, pp. 541–544.
- [50] K. Nishiizumi, "Preparation of 26Al AMS standards," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 223–224, pp. 388–392, 2004.