



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

**ESTUDIO DE REACCIONES NUCLEARES A BAJAS ENERGÍAS
EN MÉXICO**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:
JAVIER MAS RUIZ

TUTOR PRINCIPAL:
DR. EFRAÍN RAFAEL CHÁVEZ LOMELÍ
INSTITUTO DE FÍSICA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DR. ROELOF BIJKER BIJKER
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS
INSTITUTO DE FÍSICA

CIUDAD DE MÉXICO, JULIO 2022.



Universidad Nacional
Autónoma de México



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

La sección eficaz integrada (rendimiento de producción) de ^{26}Al derivada de la reacción $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$, fue medida satisfactoriamente. Resultó ser apropiada para la medición, el uso de la técnica combinada de activación, que se refiere a la producción de radioisótopos de vida larga (en el acelerador tándem del ININ), y la técnica ultrasensible de espectrometría de masas con aceleradores (AMS-LEMA), que jugó un papel fundamental en la medición de la cantidad de aluminio producida. Esta técnica resultó ser robusta, confiable y precisa. Se evidenció que también existen otras reacciones nucleares probables en ese rango energético que hay que tener en cuenta para futuros experimentos. Al carecer de datos experimentales publicados de las distribuciones angulares para la reacción, la simulación del espectro con SIMNRA para estimar el número de deuterones incidentes en el blanco de silicio resultó ser poco exacta.

Adicionalmente se midió la sección eficaz diferencial para la dispersión elástica de protones en aluminio $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$ para los ángulos de dispersión de 135° , 140° , 145° , 150° , 155° , 160° , 165° y 170° en el rango de energía de 0.8 MeV a 2.1 MeV (en la nueva línea de física nuclear en LEMA). Estos resultados recientes fueron congruentes con los datos ya medidos anteriormente y reforzaron algunas regiones angulares donde existían pocos datos reportados, mejorando así la estadística que puede ser utilizada por bases de datos como IBANDL.

Abstract

The integrated cross section (production yield) of ^{26}Al resulting from the $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ reaction, was measured successfully. The use of the combined technique of activation, which refers to the production of long-lived radioisotopes (in the tandem accelerator at ININ), and the ultrasensitive technique of accelerator mass spectrometry (AMS at LEMA), which played a key role in the measurement of aluminum, proved to be appropriate for the measurement. This technique proved to be robust, reliable, and accurate. It became evident that there are also other probable nuclear reactions in that energy range that should be taken into account for future experiments. Lacking published experimental data on the angular distributions for the reaction, the simulation of the spectrum with SIMNRA to estimate the number of incident deuterons in the silicon target was shown to be less accurate.

Additionally, the differential cross section for elastic proton scattering in $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$ aluminum was measured for scattering angles of 135° , 140° , 145° , 150° , 155° , 160° , 165° and 170° in the energy range 0.8 MeV to 2.1 MeV (in the new line of nuclear physics at LEMA). These recent results were congruent with previously measured data and reinforced some angular regions where there was little reported data, thus improving the statistics that can be used by databases such as IBANDL.

Dedicatoria

A mi familia ...

Agradecimientos

Un agradecimiento profundo a mis padres **Nieves** y **Francisco** que desde la distancia siempre me apoyaron y me impulsaron a cumplir mis metas.

Sin dudas un pilar fundamental en la realización de esta tesis fue **Karla Gutierrez** quién me ha apoyado incondicionalmente y siempre ha estado ahí presente para mí.

A mi hija **Marina** que llegó para renovar mis fuerzas y hacer crecer mis ambiciones de ser una mejor persona cada día e imponerme nuevas metas.

A mi familia como una muestra de mi cariño y agradecimiento, por todo el amor y el apoyo brindado y porque hoy veo llegar a su fin uno de los proyectos que me he propuesto, le agradezco la orientación y el apoyo que siempre me han otorgado. Gracias.

A mis compañeros y amigos **Adrián (el Vora)**, **Luis (Charón)**, **David**, **Ariel**, **Guadalupe**, **Alan**, **Benito**, **Christian**, **Sinuhé**, **Amacalli** y muchos más que han estado presente y hemos compartido experiencias juntos.

Al **Fis. Arcadio Huerta** por todo su labor y constancia en la operación del acelerador del LEMA, mis más sinceros agradecimientos. Así como para los demás integrantes del equipo de trabajo del LEMA, **Corina Solís**, **María Rodríguez Ceja**, **Sergio Martínez**, **Grisel Méndez**, **Santiago Padilla** y **Luis Acosta**, por su apoyo durante todo este tiempo y en especial durante la realización de los experimentos.

Al **Dr. Daniel Marín** del ICN-UNAM, por su constante ayuda y estar presente durante todos los trabajos realizados y por impulsarnos con su energía positiva.

Un agradecimiento al equipo de trabajo del acelerador 5.5, al **Dr. Roberto Gleason**, **Carlos Valencia**, **Dr. Andrade**, **Raúl Espejel** y a todos los que de una forma u otra han estado vinculados a este maravilloso grupo de trabajo.

A los investigadores **Eliud Moreno**, **Paulina Amador**, **Ghiraldo Murillo**, **Armando Varela**, **Rafael Policroniades**, **Enrique Martínez**, **Elí Aguilera**, **Pedro Villaseñor**, **Vijay Sharma** y todo el personal del acelerador del ININ por su entusiasmo a la hora de realizar experimentos, su total disposición y por su vasta experiencia, infinitas gracias.

A **Hesiquio Vargas** y al taller del Instituto de Física por su labor en la fabricación de monturas y demás piezas utilizadas en los montajes experimentales.

A los doctores investigadores que son y han sido parte de mis jurados a lo largo de este trayecto, como **César Fernández**, **Javier Miranda**, **Victor Velázquez** entre otros que he mencionado anteriormente, muchas gracias por sus consejos, comentarios y correcciones que siempre fueron bienvenidas.

A la **Dra. Patricia Gutierrez**, al **Dr. Sastré**, a **Héctor Cruz**, **Luis Flores** y **Diego Quiterio** por su apoyo en la confección de los blancos de aluminio utilizados en mis experimentos.

A mi comité tutor, la **Dra. Libertad Barrón** y el **Dr. Roelof Bijker** por todo su apoyo y orientación durante todo este tiempo.

Un especial agradecimiento a mi tutor el **Dr. Efraín Chávez** por ser el autor intelectual de este proyecto, por su incansable apoyo y dedicación, por haberme hecho partícipe de innumerables proyectos y por haberme brindado su invaluable amistad. Gracias.

A las secretarías del posgrado **Jazmín**, **Isabel**, **Diana**, **Jenira**, **Mari Carmen**, **Martha**,

Jeny y al excoordinador y coordinador del posgrado **Dr. Jorge Alejandro Reyes Esqueda** y **Dr. Alberto Güijosa**, respectivamente, un profundo agradecimiento por la rapidez, eficiencia y amabilidad en la realización de todos los trámites y por haber respondido todas mis dudas, las cuales no fueron pocas.

Este trabajo se hizo gracias al apoyo económico del **CONACYT** durante todo el tiempo de doctorado. Y además al apoyo parcial mediante los proyectos **CONACYT-UNAM** 271802, 280760, 299073, 299186, 294537, 315839 and **DGAPA-UNAM** IN107820, IG101120 y IG101016.

Finalmente quiero agradecer a la **UNAM** y al **Posgrado en Ciencias Físicas** por haberme brindado un experiencia extraordinaria y por su alta calidad humana y académica.

Índice

Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	ix
1 Introducción	1
2 Marco Teórico	4
2.1 Sección eficaz	4
2.2 Teoría de dispersión	6
2.2.1 Expansión en ondas parciales	6
2.2.2 Solución radial en la región de cero potencial	7
2.2.3 Solución radial en presencia del potencial	8
2.2.4 Corrimiento de fase	9
2.2.5 Sección eficaz para un potencial esférico	10
2.3 Potencial Nuclear y de Coulomb	10
2.3.1 Dispersión de Coulomb por una carga puntual	11
2.3.2 Dispersión de Coulomb + Nuclear	11
2.4 Modelo Óptico	12
2.4.1 Potencial de Woods-Saxon	13
2.4.2 Potencial de São Paulo	14
2.5 Relaciones entre coordenadas de centro de masa y de laboratorio	16
2.6 Factor cinemático K	16
2.7 Elementos de Astrofísica Nuclear	18
2.7.1 Estados isómeros y el caso del ^{26}Al	18
2.7.2 Producción de aluminio en la Tierra	21
2.7.3 Transiciones de rayos gamma en el plasma estelar	21
2.7.4 Trasmisión a través de la barrera de Coulomb	22
2.7.5 Reacciones termonucleares	23
2.7.6 Factor Astrofísico y ventana de Gamow	24
3 Equipos y técnica experimental	27
3.1 Ángulo sólido de los detectores	27
3.2 Separador isotópico del LEMA y línea de física nuclear	28
3.3 Acelerador Tándem Van de Graaff del ININ	29
3.4 Arreglo de detectores	30
3.5 Sistema de adquisición de datos	32
3.6 Preparación de cátodos y blancos	33
4 Resultados y Discusión	36
4.1 I-Irradiación del blanco de silicio en el ININ	36
4.1.1 Calibración de los detectores	36
4.1.2 Simulación y análisis de datos con SIMNRA	37
4.2 II-Tasa de producción de aluminio en LEMA	38

4.2.1	Conteo del aluminio mediante la técnica de AMS	39
4.2.2	Rendimiento de producción de ^{26}Al	40
4.3	Estudio de la reacción $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$	41
4.3.1	Calibración del sistema de detectores PIDAR	42
4.3.2	Simulación del espectro y estimación de los espesores del blanco	43
4.3.3	Determinación de la sección eficaz experimental	43
4.4	Cálculos con el modelo óptico usando FRESCO	46
4.4.1	Potencial de Woods-Saxon	46
4.4.2	Potencial de São Paulo	47
4.4.3	Distribuciones angulares	48
5	Conclusiones y trabajo futuro	50
5.1	Conclusiones	50
5.2	Trabajo futuro	50
	Anexos	52
A	Secciones eficaces experimentales de protones en aluminio	52
B	FRESCO inputs	54
B.1	Modelo Óptico. Woods-Saxon	54
B.2	Modelo Óptico. São Paulo	55

Lista de Figuras

2.1	Esquema de dispersión	4
2.2	Factor de forma de tipo Woods-Saxon	14
2.3	Coordenadas del potencial São Paulo	14
2.4	Colisión entre proyectil y blanco	17
2.5	Esquema de decaimiento del ^{26}Si	19
2.6	Esquema de decaimiento del ^{26}Al	20
2.7	Imagen galáctica de la emisión del gamma de 1.809 MeV	21
2.8	Barrera Coulombiana	23
2.9	Izquierda: Ventana de Gamow	26
3.1	Esquema del ángulo sólido	27
3.2	Separador isotópico LEMA	29
3.3	Esquema del acelerador Tándem del ININ	30
3.4	Arreglo de detectores PIDAR usado en la cámara de reacción del LEMA	30
3.5	Posicionamiento de los detectores en la cámara del ININ para la irradiación del blanco de silicio	31
3.6	Diagrama de la electrónica empleada en el experimento de RBS en LEMA	32
3.7	Electrónica utilizada en el experimento de irradiación en el ININ	33
3.8	Evaporadora utilizada en la fabricación de los blancos de aluminio para RBS con protones en LEMA	34
3.9	Portablanco y blancos de silicio irradiados en el ININ	35
4.1	Espectro de calibración en el ININ	37
4.2	Espectros obtenidos de la irradiación de silicio con deuterio	38
4.3	Espectro de altura de pulsos 2D medido en LEMA por la técnica de AMS	39
4.4	Medición de un cátodo en LEMA	40
4.5	Producción de ^{26}Al medida en LEMA	40
4.6	Rendimiento de producción de ^{26}Al	41
4.7	Espectro RBS de protones en aluminio simulado con SIMNRA	43
4.8	Pérdida de energía de protones en las capas de oro y aluminio	44
4.9	Sección eficaz experimental a 135°	45
4.10	Sección eficaz experimental a 170°	45
4.11	Potencial Woods-Saxxon	46
4.12	Potencial de São Paulo	47
4.13	Distribuciones angulares	48
4.14	Componentes WS volumétrica real e imaginaria superficial	49

Lista de Tablas

4.1	Calibración de detectores en el ININ	36
4.2	Datos medidos en el ININ	39
4.3	Datos para la calibración del sistema de detectores PIDAR	42
4.4	Resultados de la calibración del sistema PIDAR en LEMA	42
4.5	Valores de los parámetros volumétrico real e imaginario superficial del ajuste con WS.	49
A.1	Secciones eficaces diferenciales de protones en aluminio medidas en LEMA	53

Capítulo 1

Introducción

En la actualidad, México cuenta con 4 importantes aceleradores (solo 3 en operación) en los cuales se pueden llevar a cabo diferentes tipos de estudios, dos de ellos son aceleradores antiguos de los cuales no se fabrican piezas de repuesto. Uno de ellos es el acelerador EN-Tándem Van de Graff del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) de 6 MV en la terminal y el otro es el acelerador Van de Graaff del Instituto de Física de la UNAM (VDG-5.5) de 5.5 MV. El tercer acelerador es uno tipo Tándem más moderno con 1 MV en su terminal ubicado en el Laboratorio de Espectrometría de Masas con Aceleradores del Instituto de Física de la UNAM (LEMA), donde su principal aplicación es el uso de la técnica de Espectrometría de Masas con aceleradores (AMS) para datación. En el caso del VDG-5.5 es uno de los dos aceleradores existentes de más energía de su tipo, junto al Van de Graff del Laboratorio Nacional de Legnaro en Italia, según datos de la IAEA (Agencia Internacional de Energía Atómica), donde el proceso de aceleración ocurre en una sola etapa acelerando iones positivos. Estos aceleradores con los que contamos en México han demostrado que a pesar de su antigüedad aún son capaces de realizar experimentos en temas de frontera en física y astrofísica nuclear.

A medida que se fueron desarrollando las tecnologías y el conocimiento de la física nuclear como la conocemos hoy en día, se vio la necesidad de ir aumentando la energía en las reacciones nucleares con el objetivo de conocer física nueva; sin embargo en la actualidad existen numerosos experimentos a bajas energías que resultan de gran interés, ejemplo de ello es en el campo de la nucleosíntesis estelar.

Como ejemplo en este campo, en este trabajo se realiza un estudio de la reacción $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ para la cual se reporta el rendimiento de producción de ^{26}Al , obtenido como resultado del uso de una técnica que combina la irradiación del blanco para producir radioisótopos de larga vida y su medición mediante la técnica de AMS haciendo uso de dos de los aceleradores con los que contamos. El decaimiento radiactivo del ^{26}Al así como su producción es de considerable importancia como cronómetro astrofísico de cortos períodos de tiempo, como indicador de procesos nucleares y como fuente de calor de los pequeños cuerpos en el sistema solar. Sin embargo su producción no fue demostrada hasta encontrar un exceso de ^{26}Mg por encima del 10% en el meteorito de Allende [1, 2, 3], fuertemente correlacionado con la proporción de aluminio debido al decaimiento in situ del ^{26}Al con una vida media de 7.17×10^5 años. Así conocemos hoy en día que el ^{26}Al es el padre radiactivo del ^{26}Mg y además estaba presente en el sistema solar temprano. Las reacciones $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$, $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},p)$ y $^{28}\text{Si}(d,\alpha)$ son consideradas las fuentes potenciales de producción de ^{26}Al para diferentes escenarios en la nucleosíntesis [4, 5, 6, 7]. El papel que juega en la nucleosíntesis estelar [8, 9, 10, 11, 12, 13], es que su estado base decae a través de la transición prohibida (β^+ y captura electrónica) al estado 2^+ del ^{26}Mg , el cual decae finalmente a su estado base mediante la emisión del γ a una energía de 1.808 MeV, el cual se considera uno de los procesos más importantes para la actividad de nucleosíntesis estelar en el cosmos [14].

En la Tierra, el ^{26}Al es un radionúcleo cosmogénico producto de la interacción de los rayos cósmicos con los gases de la atmósfera y la superficie terrestre, su vida media larga junto al ^{10}Be lo hace un trazador ideal para la evolución del paleoclima, eventos geológicos como erosión, tasa de sedimentación, hielo glacial, geomorfología, etc, [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22]. Otra especial importancia que tiene el ^{26}Al es en la estructura nuclear [23, 24, 25, 26] ya que es un núcleo impar-impar y su estado base tiene un momento angular grande (5^+ , $T=0$) que prohíbe su decaimiento beta al estado base del núcleo par-par ^{26}Mg , dándole una vida media larga a su estado base. Su primer estado excitado (0^+ , $T=1$), a solo 228 keV por encima decae mediante β^+ ($T_{1/2}= 6.36$ s) al estado espejo: el estado base del ^{26}Mg , a través de la transición súper permitida de Fermi, mientras que el decaimiento electromagnético es fuertemente absorbido por la gran diferencia de momento angular con el estado base. Es por esta situación única que el ^{26}Al juega un papel importante en la búsqueda de nueva física más allá del Modelo Estándar [27, 28].

Una de las aplicaciones principales de los aceleradores que mencionamos anteriormente, y una de las razones por las cuales se construyeron fue para la irradiación de blancos y experimentos de RBS [29, 30, 31] (Retrodispersión de Rutherford). La mayoría del conocimiento que tenemos acerca de los núcleos estables y exóticos proviene del análisis de las reacciones nucleares provenientes de estos tipos de experimentos de dispersión. El objetivo de la teoría de reacciones nucleares es desarrollar un modelo apropiado con el cual comparar los observables medidos para extraer así información de la estructura de los núcleos que colisionan y entender la dinámica que rige al proceso. Las cantidades que se miden comúnmente son la energía y el ángulo de dispersión con la que se puede obtener las secciones eficaces respecto al ángulo y/o la energía del núcleo producto. Por lo tanto, el reto de la teoría de reacciones no relativista (bajas energías) es obtener estas secciones eficaces resolviendo la ecuación de Schrödinger. Como parte del estudio de reacciones nucleares a bajas energías en México, título de este trabajo, y los pocos trabajos publicados en la literatura en el rango de energías y distribuciones angulares adecuadas para el análisis de los haces de iones, se reportan las secciones eficaces diferenciales medidas de la dispersión de protones en aluminio, experimento que se lleva a cabo en la nueva línea de Física Nuclear del LEMA. El uso de protones en este tipo de estudios en blancos ligeros es cada vez más común y se prefiere por encima del uso de partículas alfas. Una de las razones de la anterior afirmación es que los protones tienen mayor profundidad de sondeo y mayor sensibilidad ya que la sección eficaz se ve reforzada por la componente nuclear de la reacción. Esta dispersión elástica de protones en núcleos ligeros tales como el aluminio, está dominada por resonancias, que resultan de la dispersión del potencial nuclear además de la interacción de Coulomb [23, 32]. Para un análisis fenomenológico sistemático Koning y Delaroche [33] obtuvieron los parámetros para el modelo óptico para protones con energías entre 1 keV y 200 MeV para núcleos esféricos y cercanos en un rango de masas de $24 \leq A \leq 209$.

El potencial óptico a estas bajas energías en la región baja de la barrera coulombiana es interesante desde muchos puntos de vista [34].

1. La presencia de una resonancia de una sola partícula se puede ver de forma más clara en esta región de energía [35]. La barrera coulombiana por virtud de su altura relacionada a la anchura de esparcimiento del potencial de absorción, puede enlazar al estado de partícula independiente. Visto esto, es más probable que una resonancia de partícula independiente sea lo suficientemente notable para ser observada en función de la energía del protón para un núcleo dado.
2. Utilizando los parámetros ópticos de los haces ligeros determinados en esta región de energía, la sección eficaz a energías más bajas puede calcularse y es de interés en astrofísica nuclear y otras aplicaciones.

3. La variación de energía de la parte imaginaria del potencial óptico tiene un efecto en la parte real que se manifiesta a través de la relación de dispersión [36].

Por todo lo mencionado anteriormente, la realización del estudio de las reacciones $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ y $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$ tiene como motivaciones las siguientes:

- Relevancia de la producción del núcleo ^{26}Al en astrofísica nuclear, estructura nuclear y ciencias de la Tierra.
- Reportar valores de la sección eficaz experimental de la reacción $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$, la cual no cuenta con valores reportados en las bases de datos IBANDL y EXFOR.
- Poca existencia de datos de secciones eficaces diferenciales reportados para la reacción $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$ para el rango de energías entre 0.8 MeV y 3.0 MeV.
- Demostración de la utilidad que tienen los aceleradores de bajas energías con los que contamos en México, para hacer física de frontera.

En tal sentido, el presente trabajo tiene como **Objetivo General** el estudio de reacciones nucleares a bajas energías en México con los siguientes **Objetivos Específicos**:

1. Medir y reportar los valores de las secciones eficaces de las reacciones $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ y $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$ empleando haces de deuterio y protones a bajas energías, respectivamente.
2. Obtener el rendimiento de producción de ^{26}Al irradiado con deuterones utilizando como método de cuantificación la técnica de AMS, para evidenciar la confiabilidad y robustez de la técnica combinada.
3. Investigar y aprender las ventajas, desventajas y diferencias que se obtienen al calcular las secciones eficaces con el potencial óptico fenomenológico (Woods-Saxon) y con el de São Paulo, que tiene en cuenta la interacción nucleón-nucleón.

En el **Marco Teórico** de este trabajo se exponen algunos elementos de teoría necesarios para el entendimiento de los diferentes cálculos y procedimientos que realizaremos a lo largo del trabajo. Se menciona parte de la teoría de dispersión, el concepto de sección eficaz, modelo óptico y una breve reseña de lo que trata la astrofísica nuclear. Posteriormente en el capítulo de **Equipos y Técnica Experimental** se describe el funcionamiento de los aceleradores del ININ y del LEMA, así como algunos detalles de la elaboración de los blancos, los tipos de detectores utilizados y la electrónica asociada a cada medición. En el siguiente capítulo **Resultados y Discusión** se aborda sobre los principales resultados obtenidos y se detalla sobre el proceso de calibración de los detectores. Finalmente, en los siguientes capítulos se presentan las **Conclusiones y Trabajo a futuro**, los **Anexos** y la **Bibliografía** utilizada.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1 Sección eficaz

La sección eficaz es el valor cuantitativo de la probabilidad de que ocurra una interacción. En la figura 2.1 se pueden ver las cantidades que mencionaremos a continuación. Supongamos un haz de N_b partículas por unidad de tiempo, con un área A , impacta en un blanco. El número de núcleos (no superpuestos) del blanco que son impactados es N_t . Se supone que el número total de interacciones que ocurren por unidad de tiempo, N_R/t , es igual al número total de productos de la interacción emitidos por unidad de tiempo, N_e/t . Si los productos de la interacción son partículas incidentes dispersadas, estamos en presencia de una dispersión elástica. Si los productos de la interacción son diferentes a las partículas incidentes, estamos en presencia de una reacción. El número de partículas emitidas producto de la interacción en un ángulo θ respecto a la dirección del haz en un ángulo sólido $d\Omega$ es $N_e^{d\Omega}$. El área perpendicular a la dirección θ que cubre el detector se expresa como $dF = r^2 d\Omega$. Así la sección eficaz se define como:

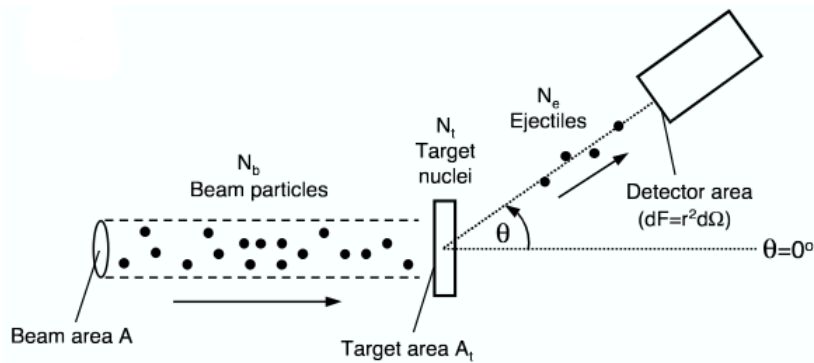


Figura 2.1: Esquema de un experimento típico, donde se muestra el haz de partículas N_b por unidad de tiempo, N_t el número de blancos cubiertos por el área A del haz, N_e los productos de la interacción y el área del detector dF . El detector está situado a un ángulo θ respecto a la dirección de incidencia del haz. Ejemplo para cuando el área del blanco es mayor al área del haz. Figura tomada de [37].

$$\sigma \equiv \frac{\text{número de interacciones por tiempo}}{(\text{número de partículas incidentes por tiempo por área})(\text{número blancos en el haz})}$$

$$\sigma = \frac{(N_R)}{[N_b/(tA)]N_t} \quad (2.1)$$

Esta definición se utiliza para describir la probabilidad de reacción de las reacciones nucleares en el laboratorio. En estos casos, nos podemos encontrar con dos posibilidades: (i) si el área del haz, A , es mayor que el área del blanco, A_t , por tanto:

$$\frac{N_R}{t} = \frac{N_b}{tA} N_t \sigma \quad (2.2)$$

y el número de reacciones por unidad de tiempo se expresa en términos del flujo de partículas incidentes, $N_b/(tA)$, el número de núcleos blancos, N_t , y la sección eficaz; (ii) si el área del blanco, A_t es mayor que el área del haz, A , entonces:

$$\frac{N_R}{t} = \frac{N_b}{t} \frac{N_t}{A} \sigma \quad (2.3)$$

y el número de reacciones por unidad de tiempo se expresa en términos de la corriente del haz incidente, N_b/t , el número total de blancos cubiertos por el haz, N_t/A , y la sección eficaz. Para un blanco homogéneo, N_t/A , es igual al número total de núcleos blancos dividido por el área total del blanco A_t . Podemos expresar el la sección eficaz total, σ , y la sección eficaz diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, en términos del número de productos emitidos de la interacción.

$$\frac{N_e}{t} = \sigma \frac{N_b/t}{A} N_t \quad (2.4)$$

$$\frac{N_e^{d\Omega}}{t} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \frac{N_b/t}{A} N_t d\Omega \quad (2.5)$$

Definiendo $N_{et}/t \equiv N_e/N_t$, que es el número de partículas emitidas en la interacción por núcleo blanco, obtenemos:

$$\sigma = \frac{N_{et}/t}{(N_b/t)(1/A)} \quad \text{y} \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{(N_{et}^{d\Omega})}{(N_b/t)(1/A)} \frac{1}{d\Omega} \quad (2.6)$$

Conociendo la definición del flujo o densidad de corriente j como el número de partículas por unidad de área, podemos escribir para el haz y las partículas productos emitidas de la interacción:

$$j_b = \frac{N_b/t}{A} \quad (2.7)$$

$$j_{et} = \frac{N_{et}^{d\Omega}/t}{dF} \quad (2.8)$$

Para la sección eficaz total y diferencial tenemos:

$$\sigma = \frac{N_{et}/t}{j_b} \quad (2.9)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{j_{et} dF}{j_b d\Omega} = \frac{j_{et} r^2 d\Omega}{j_b d\Omega} = \frac{j_{et} r^2}{j_b} \quad (2.10)$$

Estas expresiones están relacionadas por:

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (2.11)$$

2.2 Teoría de dispersión

Cuando el potencial entre dos núcleos no depende del sentido del vector que los une, estamos en presencia de un potencial esférico. Por tanto, solo puede ocurrir dispersión elástica entre ambos núcleos. Para conocer la función de onda de dispersión es necesario resolver la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo, que describe el movimiento relativo de dos partículas:

$$\mathbf{H}\Psi(R, \theta, \phi) = [\mathbf{T} + V - E]\Psi(R, \theta, \phi) \quad (2.12)$$

donde \mathbf{H} es el operador del hamiltoniano y E la energía del centro de masa. Consideramos la dirección del haz a lo largo del eje \mathbf{z} , θ y ϕ , son el ángulo polar y azimutal, respectivamente. Considerando el caso en el que ni el proyectil ni el blanco están polarizados, el potencial $V = V(R)$ es central con simetría esférica. La proyección de la función de onda incidente debe tener simetría cilíndrica respecto a la dirección de haz, definido en \mathbf{z} y tiene la forma de una onda plana e^{ikz} . La onda plana incidente, no depende de ϕ , y es autoestado del operador \mathbf{L}_z , con $m = 0$ como autovalor. Como el primer término del operador \mathbf{T} no tiene dependencia angular y tanto \mathbf{L} como \mathbf{L}^2 no tienen dependencia radial, se cumple que $[\mathbf{H}, \mathbf{L}] = [\mathbf{H}, \mathbf{L}^2] = 0$. Todo lo anterior implica la conservación del momento angular y la simetría cilíndrica de la función de onda incidente se conserva en la función de onda saliente. Por tanto la ecuación de Schrödinger se simplifica de la siguiente forma:

$$[\mathbf{T} + V(R) - E]\Psi(R) = 0 \quad (2.13)$$

De la teoría de dispersión se conoce que para grandes distancias, las soluciones de la ecuación de onda toman su forma asintótica:

$$\Psi^{asym} = \Psi^{beam} + \Psi^{scat} = A \left[e^{ik_i z} + f(\theta, \phi) \frac{e^{ik_f R}}{R} \right] \quad (2.14)$$

siendo k_i y k_f los números de onda incidente y reflejado, $f(\theta, \phi)$ es la amplitud de dispersión. Así podemos calcular la sección eficaz diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ para la dispersión elástica de un potencial esférico como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.15)$$

2.2.1 Expansión en ondas parciales

Como consecuencia de las relaciones de conmutación entre los operadores \mathbf{H} , \mathbf{L} y \mathbf{L}^2 pueden existir autoestados simultáneos entre estos operadores. Así que seleccionamos los polinomios de Legendre como base ya que son autofunciones de ambos operadores de momento angular, mencionados anteriormente. Estos operadores forman una base completa ortogonal en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$, por lo que se puede expandir la función de onda en términos de los polinomios de Legendre. La función de onda general, que depende del radio R y del ángulo polar θ queda expandida de la siguiente forma:

$$\Psi(R, \theta) = \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) i^L P_L(\cos\theta) \frac{1}{kR} \chi_L(R) \quad (2.16)$$

donde la dependencia radial y angular de la función de onda están separadas, siendo $\chi_L(R)$ la función de onda radial. La dependencia radial está contenida en el coeficiente $b_L = b_L(R)$ dado por:

$$b_L(R) = (2L+1) i^L \frac{1}{kR} \chi_L(R) \quad (2.17)$$

Sustituyendo la suma de ondas parciales 2.16 en 2.13, la ecuación de Schrodinger independiente del tiempo a resolver, queda expresada como:

$$[\mathbf{T} + V - E] \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) i^L P_L(\cos\theta) \frac{1}{kR} \chi_L(R) = 0 \quad (2.18)$$

Aplicando el operador de energía cinética y resolviendo obtenemos la expresión conocida como la ecuación de ondas parciales:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) + V(R) - E \right] \chi_L(R) = 0 \quad (2.19)$$

La naturaleza esférica del potencial es crucial ya que nos permite resolver cada función de onda parcial de manera independiente, esto se corresponde con la conservación del momento angular cuando el potencial es de forma esférica. La ecuación de ondas parciales, la cual es una ecuación diferencial de segundo orden, necesita dos condiciones de frontera para tener una solución particular. Para que las soluciones de la región interna y externa coincidan se deben satisfacer las condiciones de frontera, las cuales son que las soluciones de la ecuación de onda interna y externa y sus respectivas derivadas deben coincidir en este radio exterior $R = a$. Para la solución de la función de onda interna se debe cumplir que $\chi(R = 0) = 0$, lo que asegura que la función de onda general (ver ecuación 2.16), es finita en $R = 0$. Para la solución de la función de onda externa, para $R \gg a$, la función de onda debe tomar su forma asintótica, ecuación 2.14.

2.2.2 Solución radial en la región de cero potencial

Para ($R \geq a$) tenemos $V(R) = 0$. La ecuación de ondas parciales a resolver en la región externa está dada por:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) - E \right] \chi_L^{ext}(R) = 0 \quad (2.20)$$

haciendo el cambio de variables $\rho \equiv kR$, para simplificar la ecuación, nos queda:

$$\left(\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{L(L+1)}{\rho^2} + 1 \right) \chi_L^{ext} \left(\frac{\rho}{k} \right) = 0 \quad (2.21)$$

Este es el caso específico ($\eta = 0$) de la ecuación de onda general de Coulomb:

$$\left(\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{L(L+1)}{\rho^2} - \frac{2\eta}{\rho} + 1 \right) \chi_L(\eta, \rho) = 0 \quad (2.22)$$

la cual describe el movimiento relativo de las partículas bajo el potencial de Coulomb. El parámetro adimensional de Sommerfeld [38] está dado por:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{\mu}{2E} \right)^2 \quad (2.23)$$

donde Z_1 y Z_2 son la carga de dos núcleos productos, E es la energía del centro de masa, μ es la masa reducida y e es la unidad de carga eléctrica elemental. Las dos soluciones linealmente independientes de la ecuación diferencial de segundo orden se conocen como las funciones de onda regular $F(\eta, \rho)$ e irregular $G(\eta, \rho)$ de Coulomb [39]. Para estas funciones se cumple que $F(\eta, \rho = 0) = 0$, y $G(\eta, \rho = 0) \neq 0$. Ya que $F(\eta, \rho)$ y $G(\eta, \rho)$ son linealmente independientes, la solución de la función de onda externa $\chi_L(R)$ de la ecuación de onda de Coulomb se puede expresar como:

$$\chi_L(R) = C_1 G(\eta, \rho) + C_2 F(\eta, \rho) \quad (2.24)$$

donde C_1 y C_2 son constantes arbitrarias. La onda plana incidente se puede representar en términos de la función regular de Coulomb [40]:

$$e^{ikz} = \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) i^L P_L(\cos\theta) \frac{1}{kR} F_L(0, kR) \quad (2.25)$$

De $F(\eta, \rho)$ y $G(\eta, \rho)$ se pueden construir dos soluciones linealmente independientes conocidas como funciones de Coulomb Hankel:

$$H_L^{\pm}(\eta, \rho) = G(\eta, \rho) \pm iF(\eta, \rho) \quad (2.26)$$

Así que tanto la ecuación 2.25 y la solución de la ecuación de onda externa puede ser expresada de manera equivalente en términos de las funciones de Coulomb Hankel:

$$e^{ikz} = \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) i^L P_L(\cos\theta) \frac{1}{kR} \frac{i}{2} [H_L^-(0, kR) - H_L^+(0, kR)] \quad (2.27)$$

y

$$\chi_L^{ext}(R) = A_L [H_L^-(0, kR) - \mathbf{S}_L H_L^+(0, kR)] \quad (2.28)$$

donde A_L y \mathbf{S}_L son constantes complejas y \mathbf{S}_L se conoce como el elemento de matriz S de la onda parcial. Para $\eta = 0$ y $\rho \gg L$, las funciones regular e irregular de Coulomb se reducen a:

$$F_L(0, \rho) \sim \sin(\rho - L\pi/2) \quad (2.29)$$

y

$$G_L(0, \rho) \sim \cos(\rho - L\pi/2) \quad (2.30)$$

lo que implica que las funciones de Coulomb Hankel se reducen a ondas planas en el límite asintótico.

$$H_L^{\pm}(0, \rho) \sim e^{\pm i(\rho - L\pi/2)} = i^{\mp} e^{\pm i\rho} \quad (2.31)$$

En este límite asintótico, las funciones de Coulomb Hankel $H_L^{\pm}(0, \rho)$, son autoestados del operador de momento radial $\mathbf{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial R}$ con autovalores $\pm \hbar k$. Esto implica que $H_L^-(0, \rho)$ y $H_L^+(0, \rho)$, representan la onda radial incidente y reflejada, respectivamente.

2.2.3 Solución radial en presencia del potencial

Para un $R < a$, la interacción nuclear está presente, $V(R) \neq 0$. Para una dispersión pura de Coulomb, η viene dada por la ecuación 2.23. Para un potencial general, la ecuación de ondas parciales a resolver viene dada por 2.19. La condición de frontera en la región interna es $\chi(R=0) = 0$, sin embargo su primera derivada $\chi'(R=0)$ se desconoce. Proponiendo una solución de prueba $u_L(R)$ para la función de onda radial, la ecuación en ondas parciales se puede expresar como:

$$u_L'' = \left[\frac{L(L+1)}{R^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (V(R) - E) u_L(R) \right] \quad (2.32)$$

Para resolver $u_L(R)$ se necesita una integración numérica. La solución actual de la función de onda radial $\chi_L(R)$ se relaciona con la función de onda de prueba mediante una constante imaginaria B :

$$\chi_L(R) = B u_L(R) \quad (2.33)$$

Para $R > a$, la función de onda debe coincidir con la forma externa dada en la ecuación 2.28. Para determinar \mathbf{S}_L , que es el elemento de matriz S de la onda parcial, las soluciones internas

y externas y sus respectivas derivadas deben coincidir en $R = a$. Un objeto matemático conveniente para cotejar las derivadas es la derivada logarítmica inversa, conocida como elemento de matriz R :

$$\mathbf{R}_L = \frac{1}{a} \frac{\chi_L(a)}{\chi'_L(R)} = \frac{1}{a} \frac{u_L(a)}{u'_L(R)} \quad (2.34)$$

donde el factor $1/a$ se utiliza para mantener adimensional el elemento de matriz R ; además, este elemento de matriz R nos permite cotejar las derivadas con $u_L(R)$ sin tener conocimiento del factor imaginario B . Por tanto \mathbf{R}_L , determina el elemento \mathbf{S}_L evaluándolo con la derivada logarítmica inversa de $\chi_L^{ext}(R)$:

$$\mathbf{R}_L = \frac{1}{a} \frac{H_L^- - \mathbf{S}_L H_L^+}{H_L'^- - \mathbf{S}_L H_L'^+} \quad (2.35)$$

implicando:

$$\mathbf{S}_L = \frac{H_L^- - a\mathbf{R}_L H_L'^-}{H_L^+ - a\mathbf{R}_L H_L'^+} \quad (2.36)$$

El elemento de matriz \mathbf{S}_L es determinado únicamente por el potencial. La relación que existe entre este y la amplitud de dispersión $f(\theta)$ está dada por:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) P_L(\cos\theta) (\mathbf{S}_L - 1) \quad (2.37)$$

Esta ecuación construye la amplitud de dispersión en términos de los elementos de la matriz \mathbf{S}_L . Por tanto la sección eficaz diferencial está dada por:

$$\sigma(\theta) \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) P_L(\cos\theta) (\mathbf{S}_L - 1) \right|^2 \quad (2.38)$$

La onda de dispersión elástica total resultante es:

$$\Psi(R, \theta) = \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) i^L P_L(\cos\theta) \frac{1}{kR} \chi_L(R) \quad (2.39)$$

donde la función radial externa para $R > R_n$ (R_n es el rango de las fuerzas nucleares) tiene la forma:

$$\chi_L^{ext}(R) = \frac{i}{2} [H_L^-(0, kR) - \mathbf{S}_L H_L^+(0, kR)] \quad (2.40)$$

2.2.4 Corrimiento de fase

Cada elemento de matriz \mathbf{S}_L se describe de forma equivalente por el corrimiento de fase δ_L para cada onda parcial como:

$$\mathbf{S}_L = e^{2i\delta_L} \quad (2.41)$$

Tomando el logaritmo complejo, $\delta_L = \frac{1}{2i} \ln \mathbf{S}_L$, el corrimiento de fase se define así hasta múltiplos aditivos de π ($\pi, 2\pi, 3\pi, \dots$). Así que podemos sumar un número entero $n(E)$ de números π , para hacer que δ_L sea una función continua de la energía E para cada onda parcial por separado, pero la sección eficaz no debe depender de esta suma como $e^{2i\pi n} \equiv 1$, así tenemos:

$$\delta_L = \frac{1}{2i} \ln \mathbf{S}_L + n(E)\pi \quad (2.42)$$

En términos del corrimiento de fase δ_L , la amplitud de dispersión se escribe como:

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) P_L(\cos\theta) e^{i\delta_L} \sin\delta_L \quad (2.43)$$

y la expresión de la función de onda externa se expresa como:

$$\chi_L^{ext}(R) = e^{i\delta_L} [\cos\delta_L F_L(0, kR) + \sin\delta_L G_L(0, kR)] \quad (2.44)$$

2.2.5 Sección eficaz para un potencial esférico

La sección eficaz $\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2$ dada por la expresión 2.38 se puede integrar sobre una esfera y nos queda:

$$\begin{aligned} \sigma_{el} &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \sigma(\theta) \\ \sigma_{el} &= 2\pi \int_0^\pi d\theta \sin\theta |f(\theta)|^2 \\ \sigma_{el} &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) |1 - \mathbf{S}_L|^2 \\ \sigma_{el} &= \frac{4\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) \sin^2 \delta_L \end{aligned} \quad (2.45)$$

Utilizando el teorema óptico que relaciona la sección eficaz integrada σ_{el} con la amplitud de dispersión a cero ángulo $\theta = 0$ y utilizando $P_L = 1$, nos queda que:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) (e^{2i\delta_L} - 1) \quad (2.46)$$

así,

$$Imf(0) = \frac{1}{k} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) \sin^2 \delta_L \quad (2.47)$$

$$Imf(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{el} \quad (2.48)$$

Esta relación existe debido a que las ondas incidente y dispersada a $\theta = 0$ tienen una fase relativa fija e interfiere en la forma que se comporta la pérdida de flujo de la onda incidente a la onda reflejada.

2.3 Potencial Nuclear y de Coulomb

Entre los núcleos, existen tanto un potencial atractivo de corto alcance como uno coulombiano repulsivo de largo alcance. El potencial de Coulomb tiene una componente $1/R$ e invalida la teoría presentada anteriormente para potenciales de rango finito. Ahora desarrollaremos una teoría para un potencial puro de componente $1/R$, y así ver como añadir el efecto de una corrección de rango finito. Supondremos que ambos potenciales, tanto Coulomb como el nuclear, tienen geometría esférica.

2.3.1 Dispersión de Coulomb por una carga puntual

Considerando un potencial de Coulomb entre dos cargas puntuales Z_1 y Z_2 veces la unidad de carga elemental e , tenemos:

$$V_c(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (2.49)$$

Para una dispersión con una velocidad relativa v , definimos el parámetro adimensional de Sommerfeld η , ya citado anteriormente, como:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{\hbar^2 k} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{\mu}{2E} \right)^{1/2} \quad (2.50)$$

Donde la energía del movimiento relativo es $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$. Un haz en la dirección de \mathbf{k} ya difiere de la forma $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}$ cuando $\eta \neq 0$. Afortunadamente la ecuación de Schödinger tiene solución exacta, y la solución de la función de onda saliente en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$, en el límite asintótico ($\mathbf{R} \rightarrow \infty$), está dada por:

$$\psi_c(k\hat{\mathbf{z}}, \mathbf{R}) \rightarrow e^{i[kz + \eta \ln k(R-z)]} + f_c(\theta) \frac{e^{i[kR - \eta \ln 2kR]}}{R} \quad (2.51)$$

La $\psi_c(k\hat{\mathbf{z}}, \mathbf{R})$ tiene una amplitud de dispersión dada por:

$$f_c(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) P_L(\cos\theta) (e^{2i\sigma_L(\eta)} - 1) \quad (2.52)$$

Para derivarla se utilizaron las ecuaciones 2.41 y 2.37 y $\sigma_L(\eta) = \arg\Gamma(1+L+i\eta)$ se conoce como el corrimiento de fase de Coulomb. Esta expresión no converge porque el potencial de Coulomb no decae a cero lo suficientemente rápido para grandes valores de $R = L/k$, el corrimiento de fase $\sigma_L(\eta)$ nunca va a cero para grandes valores de L . La serie sólo tiene sentido si se utiliza un potencial de Coulomb apantallado, y entonces el radio de apantallamiento tiende a infinito. Sin embargo la amplitud en el límite asintótico se expresa como:

$$f_c(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} \exp\{-i\eta \ln(\sin^2(\theta/2)) + 2i\sigma_0(\eta)\} \quad (2.53)$$

la cual es llamada *amplitud de dispersión de Coulomb de una carga puntual*, por tanto, su sección eficaz es:

$$\sigma_R(\theta) = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} = |f_c(\theta)|^2 = \frac{\eta^2}{4k^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (2.54)$$

y es llamada *sección eficaz de Rutherford*.

2.3.2 Dispersión de Coulomb + Nuclear

Incluyendo el potencial nuclear así como un potencial de Coulomb de corto alcance de la forma pura $1/R$, el potencial de dispersión se escribe como $V(R) = V_c(R) + V_n(R)$, suponemos que ambos potenciales son esféricos. El corrimiento de fase de $V(R)$ será $\delta_L \neq \sigma_L(\eta)$, así que definimos un corrimiento de fase nuclear δ_L^n como:

$$\delta_L = \sigma_L(\eta) + \delta_L^n \quad (2.55)$$

Para encontrar el corrimiento de fase nuclear de Coulomb distorsionado δ_L^n o el elemento de matriz S equivalente $\mathbf{S}_L^n = e^{2i\sigma_L^n}$, hacemos coincidir la forma general de la forma asintótica (ecuación 2.40):

$$\chi_L^{ext}(R) = \frac{i}{2} [H_L^-(\eta, kR) - \mathbf{S}_L^n H_L^+(\eta, kR)] \quad (2.56)$$

Esta ecuación simplemente utiliza la función de Coulomb con su primer argumento η en vez de cero. De manera similar utilizamos la ecuación 2.44 en términos del corrimiento de fase nuclear δ_L^n , y nos queda:

$$\chi_L^{ext}(R) = e^{i\delta_L^n} [\cos \delta_L^n F_L(\eta, kR) + \sin \delta_L^n G_L(\eta, kR)] \quad (2.57)$$

Utilizando las expresiones 2.37 y 2.41, la amplitud de dispersión $f_{nc}(\theta)$ del potencial combinado Coulomb + Nuclear $V(R)$, tenemos el factor:

$$e^{2i\delta_L} - 1 = (e^{2i\sigma_L(\eta)} - 1) + e^{2i\sigma_L(\eta)} (e^{2i\delta_L^n} - 1) \quad (2.58)$$

Por tanto la suma de ondas parciales es una combinación de las amplitudes de Coulomb (ecuación 2.52) y la amplitud nuclear de Coulomb distorsionada $f_n(\theta)$:

$$f_{nc}(\theta) = f_c(\theta) + f_n(\theta) \quad (2.59)$$

Esta nueva amplitud de dispersión se puede obtener utilizando el segundo término de la expresión 2.58. Así:

$$f_{nc}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) P_L(\cos\theta) e^{2i\sigma_L(\eta)} (\mathbf{S}_L^n - 1) \quad (2.60)$$

Por tanto, la sección eficaz total de Coulomb + Nuclear nos queda:

$$\sigma_{nc}(\theta) = |f_c(\theta) + f_n(\theta)|^2 \equiv |f_{nc}(\theta)|^2 \quad (2.61)$$

2.4 Modelo Óptico

El modelo óptico se introdujo para resolver algunas inconsistencias que existían con las expresiones analíticas obtenidas, a partir de suponer que la partícula incidente fuera absorbida al golpear el núcleo blanco. Este modelo se emplea para caracterizar la interacción entre dos núcleos complejos (más de 4 nucleones) en términos de un potencial efectivo medio complejo. La parte imaginaria corresponde a la absorción del flujo de la reacción desde el canal elástico hacia los canales no elásticos [41, 42, 43]. Su nombre de “óptico” se debe a la similitud del modelo con la dispersión de la luz por una esfera refractora. El uso de un potencial complejo es análogo a la introducción de un índice de refracción complejo para la propagación de la luz a través de un medio absorbente. Es particularmente importante en el estudio de reacciones directas, en particular la dispersión elástica e inelástica. Los potenciales ópticos se determinan en general por el análisis de la medición experimental de la dispersión elástica y la sección eficaz total de la reacción, y sus parámetros se varían para ajustar los datos experimentales.

El potencial de interacción $V(R) = V_C(R) + U_N(R, E)$ está compuesto por la suma del potencial de Coulomb y el potencial de interacción nuclear. $V_C(R)$ es el potencial Coulombiano de una esfera con distribución de carga uniforme de radio $R_C = 1.25A^{1/3}$ (fm) y se define de la siguiente forma:

$$V_C(R) = \begin{cases} \frac{Z_b Z_t e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right); & R < R_C \\ \frac{Z_b Z_t e^2}{R}; & R \geq R_C \end{cases} \quad (2.62)$$

donde $e^2 = 1.44$ MeV·fm y Z_b, Z_t son el número atómico del proyectil y el blanco, respectivamente.

El potencial nuclear: $U_N(R, E) \approx U_{opt}(r) = V(r) + iW(r)$ se aproxima a un potencial efectivo medio reduciendo el problema de colisión de muchos cuerpos al problema de colisión de

dos cuerpos; está compuesto por una parte real $V(r)$ correspondiente al proceso elástico y una parte imaginaria $W(r)$ que representa la absorción del flujo del canal elástico, representando los demás procesos como fusión, dispersión inelástica, reacciones de transferencia, entre otros. Además estos términos están en función de los factores de forma de las diferentes formulaciones del modelo óptico.

2.4.1 Potencial de Woods-Saxon

Una de las parametrizaciones más utilizadas en el análisis de datos experimentales es la propuesta por Woods y Saxon en 1954 [44]. Este potencial de naturaleza fenomenológica es capaz de reproducir gran cantidad de datos experimentales en un número grande de sistemas. Por esta razón es empleado como referencia para este tipo de estudios. El potencial óptico se define de la siguiente forma:

$$U_{opt}(r) = -Vf(x_0) - iWf(x_W) + iW_Dg(x_D) + [V_{SO} + iW_{SO}] \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 (\mathbf{1} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{SO}) \quad (2.63)$$

Donde $f(x_i) = \frac{1}{1 + e^{x_i}}$, con $x_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i$, los subíndices ($i = 0, W, D$ y SO) representan los términos volumétricos real e imaginario, derivativo y de espín-órbita, respectivamente; la expresión $\left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \approx 2.0 \text{ fm}^2$, siendo m_π la masa del pion. El operador $\boldsymbol{\sigma}$ es definido en términos del espín \mathbf{s} como:

$$\begin{aligned} \mathbf{s} &= \frac{\hbar \boldsymbol{\sigma}}{2}; \text{ para n, p, } ^3\text{He y } ^3\text{H} \\ \mathbf{s} &= \hbar \boldsymbol{\sigma}; \text{ para } ^2\text{H} \\ \mathbf{s} &= 0; \text{ para } ^4\text{He} \end{aligned}$$

El término volumétrico real V e imaginario W del potencial óptico están dado por el factor de forma de Woods-Saxon, ver figura 2.2:

$$f(r, R, a) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (2.64)$$

donde a es la difusividad y R el radio nuclear se puede relacionar con el número de nucleones A_b del proyectil, A_t del blanco y con el radio reducido r_0 a través de la ecuación:

$$R = r_0 \left(A_b^{1/3} + A_t^{1/3} \right) \quad (2.65)$$

El término volumétrico real V refleja la interacción promedio del proyectil con los núcleos del blanco. La fuerza del potencial de volumen real es aproximadamente proporcional a la masa del proyectil y decrece con la energía. El término superficial W_D del potencial óptico está dado por el factor de forma derivativo de Woods-Saxon, ver figura 2.2:

$$g(r, R, a) = -4a_D \frac{d}{dr} f(r, R, a) = 4 \frac{e^{(r-R)/a}}{(1 + e^{(r-R)/a})^2} \quad (2.66)$$

o por el factor de forma de tipo Gaussiano:

$$g(r, R, a) = e^{(r-R)^2/a^2} \quad (2.67)$$

ambos son prácticamente indistinguibles cuando $a_G = 2.21 a_{WS}$. La parte imaginaria volumétrica W y superficial W_D del potencial óptico describen los efectos de absorción. Ambos representan la eliminación del flujo incidente del canal de entrada (canal elástico) a otros

canales de reacción. El término W_D predomina a bajas energías, donde las interacciones ocurren principalmente en la superficie y W predomina a altas energías, donde la partícula incidente alcanza mayor profundidad.

La interacción spín-órbita esta descrita por los términos V_{SO} y W_{SO} y es importante para describir el efecto de polarización; es extremadamente pequeña y generalmente se ignora en los cálculos experimentales.

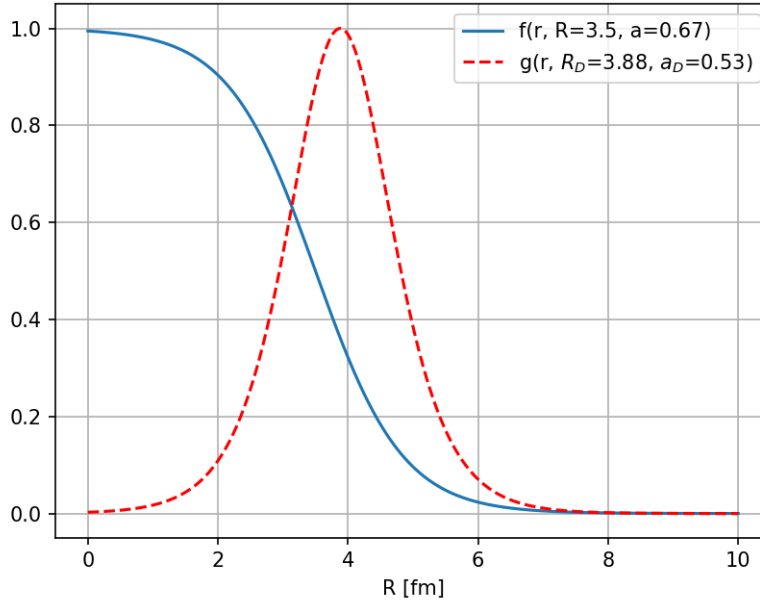


Figura 2.2: El factor de forma de tipo Woods-Saxon se representa con la línea azul y el factor de forma derivativo se representa con la línea roja discontinua. Los valores de R , R_D , a y a_D son resultados del sistema $p+^{27}\text{Al}$ utilizando los parámetros del modelo óptico de [33].

2.4.2 Potencial de São Paulo

El potencial óptico microscópico considera la interacción nucleón-nucleón (NN) de una forma más realista. Se aplica el procedimiento de doble convolución para calcular el potencial de interacción. En la figura 2.3 apreciamos las coordenadas utilizadas en el cálculo de dicho potencial. En este modelo, el potencial óptico de dispersión se obtiene promediando una

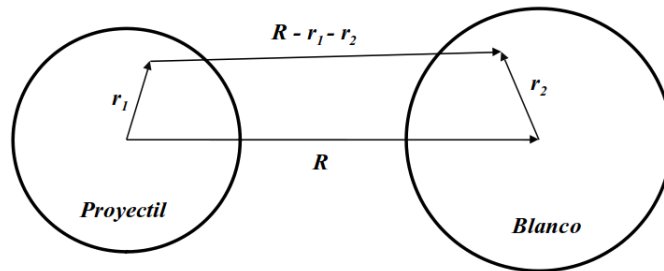


Figura 2.3: Coordenadas utilizadas por el potencial de São Paulo para los cálculos de convolución.

interacción NN apropiada sobre las distribuciones de materia de los iones que colisionan. La

expresión para el potencial queda de la siguiente forma [45]:

$$V_F = \iint \rho_1(\mathbf{r}_1)\rho_2(\mathbf{r}_2)\nu_{NN}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)d\mathbf{r}_1d\mathbf{r}_2 \quad (2.68)$$

La expresión involucra una integral en seis dimensiones sobre los volúmenes del proyectil y el blanco, ν_{NN} es la interacción NN efectiva y $\rho_i(\mathbf{r}_i)$ ($i = 1, 2$) son las distribuciones de densidad de la materia nuclear del proyectil y el blanco. Para describir las densidades adoptamos la distribución de dos parámetros de Fermi (2pF) que se expresa como:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \quad (2.69)$$

Donde los parámetros ρ_0 , a y R_0 están conectados por la condición de normalización:

$$4\pi \int_0^\infty \rho(r)r^2 dr = A \quad (2.70)$$

La densidad de materia presenta una difusividad media de $a = 0.56 \text{ fm}$ y $R_0 = 1.31A^{1/3} - 0.84$ el radio de la distribución 2pF.

El triunfo o el fallo del modelo de convolución puede ser juzgado significativamente si la interacción NN empleada es realmente “realista”. Este potencial de interacción consiste en términos centrales, espín-órbita y tensoriales. Los parámetros del potencial son ajustados con el objetivo de reproducir los datos experimentales. Los potenciales NN más empleados en la teoría de reacciones nucleares son los llamados dependientes de la densidad M3Y-Reid y M3Y-Paris. En el caso del potencial nuclear los efectos de la estructura del núcleo se presentan principalmente en la superficie y están relacionados mayormente con la difusividad. En la aproximación de rango cero consideramos que la interacción NN es despreciable en comparación con la difusividad de la densidad nuclear, así podemos aproximar la interacción NN a un potencial de contacto:

$$\nu_{NN} = V_0\delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (2.71)$$

con $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$. Así el potencial de Sao Paulo queda de la siguiente manera:

$$V_{SPP}(\mathbf{R}) = V_F(\mathbf{R})e^{-4v^2/c^2} \quad (2.72)$$

Donde c es la velocidad de la luz y v es la velocidad relativa local entre los dos núcleos, el término exponencial se debe a la no localidad del principio de exclusión de Pauli [46] debido a que el intercambio de los nucleones desaparece a energías cercanas a la barrera coulombiana y, por lo tanto, el potencial de São Paulo se convierte en un potencial de doble convolución [47]. La velocidad relativa v^2 puede ser descrita como:

$$v^2(\mathbf{R}, E) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(\mathbf{R}) - V_N(\mathbf{R}, E)] \quad (2.73)$$

Donde V_N es la parte real de la interacción nuclear y V_C es el potencial de Coulomb.

La ecuación 2.72 normalizada con los factores N_I y N_R dependientes de la energía:

$$V_{SPP}(\mathbf{R}) = [N_R(E) + iN_I(E)]V_F(\mathbf{R})e^{-4v^2/c^2} \quad (2.74)$$

Con base en los resultados obtenidos de diferentes sistemas, al realizar el análisis de dispersión elástica y sección total de reacción, se ha determinado que el mejor ajuste a los datos experimentales corresponden al valor promedio de $N_I = 0.78$ [46, 48] y de $N_R = 1$.

2.5 Relaciones entre coordenadas de centro de masa y de laboratorio

La sección eficaz diferencial de Rutherford en el sistema de referencia de centro de masa está dada por la ecuación 2.54 y se expresa de la siguiente forma:

$$\left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega}\right)_{\theta_c} = \frac{\eta^2}{4k^2 \sin^4(\theta/2)} = \left(\frac{Z_p Z_t e^2}{4E_c}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_c/2)} \quad (2.75)$$

Donde Z_p y Z_t son los números atómicos del proyectil y el blanco, respectivamente. La energía E_c se expresa en unidades de MeV. Para obtener esta relación se utiliza la segunda expresión $\eta = \frac{Z_p Z_t e^2 \mu}{\hbar^2 k}$, de la ecuación 2.50, y la expresión de la masa reducida $\mu = \frac{\hbar^2 k^2}{2E}$ en términos de la energía del centro de masa. Conociendo las relaciones de la constante de estructura fina en el sistema Sistema Cegesimal de Unidades CGS, donde el factor de permitividad $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 1$, tenemos que:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (2.76)$$

y $\hbar c = 197.33 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$, la sección eficaz diferencial nos queda:

$$\left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega}\right)_{\theta_c} = \left(\frac{Z_p Z_t \alpha \hbar c}{4E_c}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_c/2)} \quad (2.77)$$

y finalmente resolviendo nos queda:

$$\left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega}\right)_{\theta_c} = 1.296 \left(\frac{Z_p Z_t}{E_c}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_c/2)} \quad (mb/sr) \quad (2.78)$$

donde se utilizó la conversión de que $1 \text{ fm}^2 = 10 \text{ mb}$.

Para transformar la sección eficaz de Rutherford de las coordenadas de laboratorio a las coordenadas de centro de masa se utiliza la siguiente relación (ver anexo C.2 de [37]):

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta_c}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta_{lab}}} = \frac{1 + \lambda \cos\theta_c}{[1 + \lambda^2 + 2\lambda \cos\theta_c]^{3/2}} = \frac{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta_{lab}}}{\left(\lambda \cos\theta_{lab} + \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta_{lab}}\right)^2} \quad (2.79)$$

Donde $\lambda = m_a/m_A$ es la relación entre las masas m_a del proyectil y m_A del blanco, respectivamente. La relación entre los ángulos del sistema de referencia de laboratorio y centro de masa es:

$$\tan(\theta_{lab}) = \frac{\sin\theta_c}{\cos\theta_c + \lambda} \quad (2.80)$$

y de manera inversa:

$$\theta_c = \theta_{lab} + \arcsin[\lambda \sin\theta_{lab}] \quad (2.81)$$

2.6 Factor cinemático K

Para un ejemplo de cinemática, tenemos a una partícula proyectil de masa m_1 que se mueve a velocidad constante hacia otra partícula de masa m_2 en reposo. Después que estas colisionan elásticamente, la partícula en movimiento le transfiere energía a la partícula en reposo. En el análisis de retrodispersión de Rutherford, la partícula con masa m_2 es el blanco examinado. Para que la interacción entre estos dos átomos se describa por una colisión elástica simple se debe cumplir que:

1. La energía E_0 del proyectil tiene que ser mucho más grande que la energía de enlace de los átomos en el blanco. Los enlaces químicos son del orden de 10 eV, así que E_0 debe ser mucho mayor.
2. Las reacciones nucleares y resonancias deben estar ausentes. Esto impone un límite superior a la energía de los proyectiles. Los procesos nucleares dependen de la elección del proyectil y el blanco, por tanto el valor de E_0 depende de dicha elección. Con haces de protones, los efectos nucleares pueden aparecer incluso por debajo de 1 MeV, con α pueden empezar a aparecer entre 2 MeV y 3 MeV.

La dispersión elástica de m_1 y m_2 se resuelve aplicando las leyes de conservación de la energía y momento. Sea \mathbf{v}_0 y $E_0 = 1/2m_1v_0^2$ la velocidad y la energía del proyectil de masa m_1 antes de la colisión mientras que el blanco de masa m_2 está en reposo inicialmente. Después de la colisión \mathbf{v}_1 y \mathbf{v}_2 son las velocidades y $E_1 = 1/2m_1v_1^2$ y $E_2 = 1/2m_2v_2^2$ son las energías del proyectil y el blanco, respectivamente. La notación y la geometría de este problema de dispersión se muestran en la figura 2.4, donde el ángulo de dispersión θ y el ángulo de retroceso ϕ se definen positivos. Todas las magnitudes se encuentran expresadas en el sistema de referencia de laboratorio.

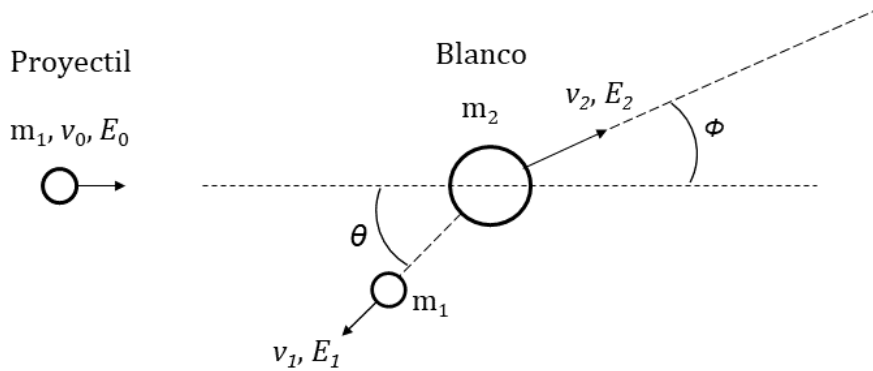


Figura 2.4: Representación esquemática de una colisión elástica entre un proyectil de masa m_1 , velocidad v_0 y energía E_0 y un blanco de masa m_2 , que se encuentra en reposo inicialmente. Después de la colisión el proyectil y el blanco tienen velocidades y energías v_1 , E_1 y v_2 , E_2 , respectivamente. Los ángulos θ y ϕ son positivos. Se utiliza el sistema de referencia de laboratorio.

La conservación de la energía y el momento paralelo y perpendicular a la dirección de incidencia del haz se expresan por las ecuaciones:

$$\frac{1}{2}m_1v_0^2 = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 \quad (2.82)$$

$$m_1v_0 = m_1v_1\cos\theta + m_2v_2\cos\phi \quad (2.83)$$

$$0 = m_1v_1\sin\theta - m_2v_2\sin\phi \quad (2.84)$$

Eliminando ϕ y luego v_2 , obtenemos:

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{[\pm(m_2^2 - m_1^2\sin^2\theta)^{1/2} + m_1\cos\theta]}{m_2 + m_1} \quad (2.85)$$

Para $m_1 \leq m_2$ se utiliza el signo $+$. El factor cinemático K se define como la relación entre la energía del proyectil después de la colisión E_1 y antes de la colisión E_0 ,

$$K \equiv \frac{E_1}{E_0} \quad (2.86)$$

De la ecuación 2.85 podemos obtener:

$$K = \left[\frac{(m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + m_1 \cos \theta}{m_2 + m_1} \right]^2 \quad (2.87)$$

o si trabajamos la expresión nos queda:

$$K = \left\{ \frac{[1 - (m_1/m_2)^2 \sin^2 \theta]^{1/2} + (m_1/m_2) \cos \theta}{1 + (m_1/m_2)} \right\}^2 \quad (2.88)$$

El factor cinemático depende solamente de la relación entre las masas del núcleo proyectil y blanco, además del ángulo de dispersión θ . Cuando la masa del proyectil y el blanco es la misma, el factor $K = 0$ para ángulos superiores a 90° , eso significa que solo habrá dispersión hacia adelante, esto se cumple también para sistemas donde ($m_1 > m_2$) el proyectil tenga mayor masa al blanco en reposo.

2.7 Elementos de Astrofísica Nuclear

El estudio de las estrellas es fundamental para la astronomía y la astrofísica, ya que son objetos de larga vida responsables de la mayor parte de la luz visible que observamos de las galaxias normales. La fusión de núcleos ligeros en especies más pesadas, libera energía cinética a expensas de la masa y sirve como fuente interior de la energía radiada desde la superficie. Estas mismas reacciones alteran la composición de la materia estelar. Como ya se ha señalado, todos los núcleos con masas de $A \geq 12$ se producen en las estrellas. Cuando una estrella expulsa parte de su masa al espacio durante ciertas etapas evolutivas, la composición química del medio interestelar se verá alterada por los restos termonucleares. El medio interestelar, a su vez, desempeña un papel fundamental en el suministro de material a partir del cual se forman nuevas generaciones de estrellas. Este ciclo de materia entre las estrellas y el medio interestelar implica a innumerables estrellas. Al comparar la edad de la Galaxia (≈ 14 Gy) con la edad del Sol (≈ 4.5 Gy) podemos concluir que el proceso cíclico que dio lugar a la distribución de la abundancia del sistema solar funcionó durante casi 10.000 millones de años.

Existen pruebas directas e inequívocas de la nucleosíntesis en las estrellas. Una prueba de ello son los rayos γ del ^{26}Al radiactivo que fueron descubiertos en el medio interestelar por espectrómetros a bordo de satélites [49, 50]. La vida media de este núcleo $\approx 7.17 \times 10^5$ años es incluso más corta que la del tecnecio radiactivo ($\approx 4.2 \times 10^6$ años), lo que demuestra que la nucleosíntesis está actualmente activa en la galaxia. Otra prueba es la predicción de que los neutrinos son los subproductos de los procesos nucleares en las estrellas. Dado que interactúan muy débilmente con la materia, escapan esencialmente sin obstáculos del interior de las estrellas. Los neutrinos del Sol [51, 52] y de la supernova de tipo II 1987A [53, 54] fueron detectados en la Tierra, proporcionando otra prueba directa de la nucleosíntesis estelar.

2.7.1 Estados isómeros y el caso del ^{26}Al

En la mayoría de los casos los niveles de decaimiento nucleares por emisión γ tienen altas probabilidades de transición, que corresponden a vidas medias menores a 10^{-9} s. Sin embargo, se han observado bastantes casos en los que las vidas medias son más largas en muchos órdenes de magnitud, llegando a veces a segundos, minutos o incluso días. Estos niveles nucleares excitados de larga duración se denominan estados isoméricos (o estados metaestables) y las correspondientes desintegraciones de rayos γ correspondientes se denominan transiciones isoméricas. Los dos aspectos que son principalmente responsables de las largas vidas medias de

los estados isoméricos son (i) una gran diferencia para los espines del nivel nuclear isomérico y el final, y (ii) una diferencia de energía relativamente pequeña entre los dos niveles. El primer aspecto implica una gran multipolaridad de rayos γ (por ejemplo, M4 o E5). El segundo aspecto implica una energía de rayos γ pequeña. Ambos efectos tienden a reducir sustancialmente la probabilidad de desintegración.

Ilustraremos algunas de las complejidades que surgen de la presencia de un isómero discutiendo el importante caso del ^{26}Al . Un diagrama de niveles de energía se muestra en la figura 2.5. Se puede apreciar el estado base ($E_x = 0$, $J^\pi = 5^+$) y los tres primeros estados excitados ($E_x = 228$ keV, $J^\pi = 0^+$; $E_x = 417$ keV, $J^\pi = 3^+$; y $E_x = 1058$ keV, $J^\pi = 1^+$) del ^{26}Al . Según las reglas de selección, la desexcitación directa de rayos γ del primer estado excitado a $E_x = 228$ keV requeriría la emisión de radiación M5. La probabilidad de decaimiento de los rayos γ para una multipolaridad tan alta es muy pequeña y, por tanto, el primer estado excitado es un isómero (^{26m}Al). Este decae vía transición β^+ (la cual es más probable que ocurra que la transición γ M5) al estado base de ^{26}Mg con una vida media $T_{1/2}(^{26m}\text{Al}) = 6.34$ s (ver el primer diagrama de la figura 2.6). En el segundo diagrama de la figura 2.6 se muestra que el estado base del ^{26}Al decae también vía β , con una vida media $T_{1/2}(^{26}\text{Al}) = 7.17 \times 10^5$ años, principalmente al primer estado excitado del ^{26}Mg a una $E_x = 1809$ keV. Este nivel a su vez se desexcita rápidamente mediante la emisión de un γ de carácter E2.

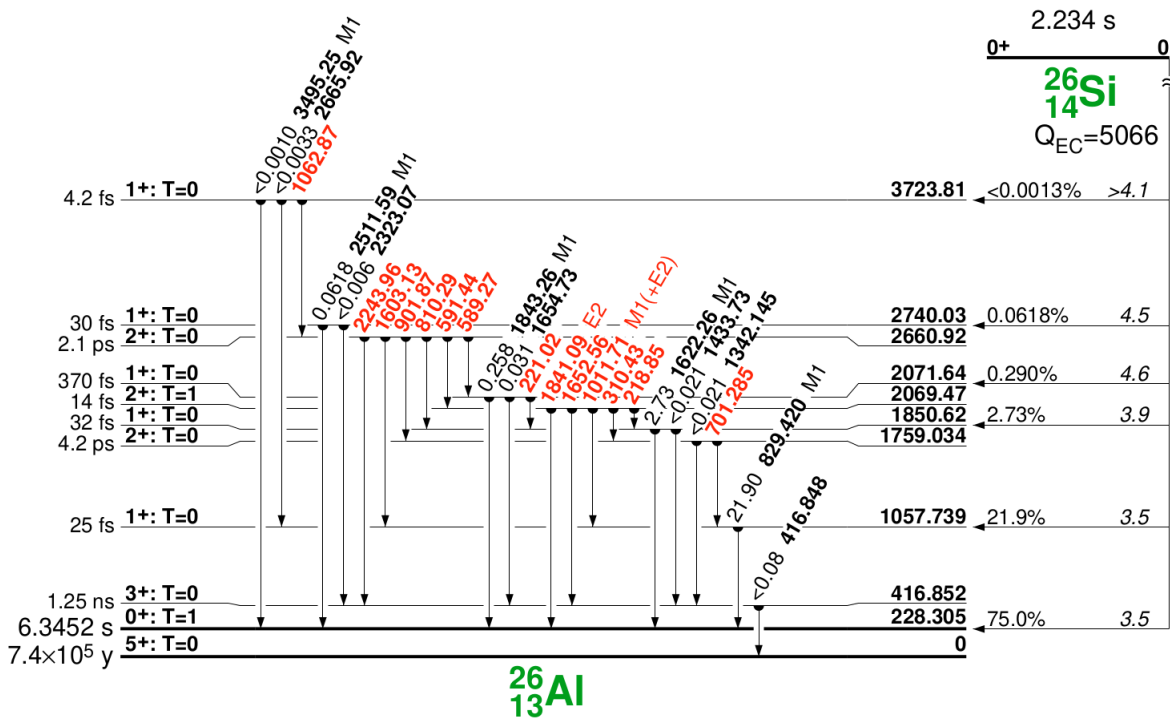


Figura 2.5: Esquema de decaimiento del ^{26}Si al estado base del ^{26}Al y a su estado metaestable ^{26m}Al con una energía de 228.3 keV de excitación. Esquema tomado de [55].

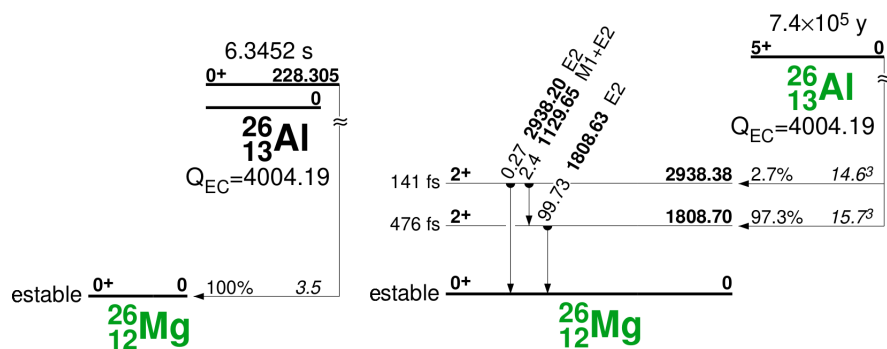


Figura 2.6: Esquema de decaimiento del ^{26}Al desde su estado base, parte izquierda; y desde su estado metaestable ^{26m}Al , parte derecha, al estado base del ^{26}Mg . Esquema tomado de [55].

Curiosamente, los fotones con una energía de 1809 keV procedentes del medio interestelar han sido detectados primero por la nave espacial HEAO-3 [49], y posteriormente por otros instrumentos. El nivel $E_x = 1809$ keV en ^{26}Mg decae tan rápidamente (476 fs) que, si está poblado en el interior de las estrellas, los fotones de 1809 keV emitidos serían inmediatamente absorbidos por la materia circundante y nunca podrían escapar del lugar de producción estelar. Sin embargo, suponemos que el ^{26g}Al se sintetiza mediante reacciones nucleares en el interior de las estrellas. La larga vida media del estado base da oportunidad a que se expulse del interior de la estrella al medio interestelar, donde decae y así los protones emitidos pueden llegar a la Tierra y ser medidos. Esto solo sería posible para el ^{26g}Al ya que su desintegración da lugar a la emisión del γ de 1809 keV y no para el isómero ^{26m}Al .

Un mapa de todo el cielo de la línea de rayos γ de 1809 keV, obtenido por el telescopio COMPTEL a bordo del *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO), se muestra en la figura 2.7. El descubrimiento del ^{26g}Al en el medio interestelar es de importancia primordial ya que demuestra claramente que la nucleosíntesis está actualmente activa ya que la vida media del ^{26g}Al es corta en comparación a la escala de tiempo de la evolución galáctica ($\approx 10^{10}$ años). El origen del ^{26g}Al galáctico es aún controversial, sin embargo, las evidencias observacionales favorecen como fuente a las estrellas masivas. Modelos de cálculos recientes para estrellas masivas sugieren que el ^{26g}Al se produce principalmente en supernovas de tipo II durante la quema explosiva de carbón y neón [56].

En los plasmas estelares calientes la mayoría de los niveles nucleares alcanzan rápidamente el equilibrio térmico ya que las escalas de tiempo de excitación y desexcitación son muy cortas. Sin embargo, esto no necesariamente se cumple para los estados isómeros. Por ejemplo, las probabilidades de transición de rayos γ para la desexcitación del isómero del ^{26m}Al a $E_x = 228$ keV y para su población desde el estado base a través de la absorción de la radiación dependen de la misma fuerza de transición reducida. Dado que la emisión o absorción de radiación γ M5 es improbable, el estado base y el isomérico del ^{26}Al no alcanzan el equilibrio térmico de forma directa. Este equilibrio térmico puede alcanzarse indirectamente mediante transiciones de los niveles superiores del ^{26}Al .

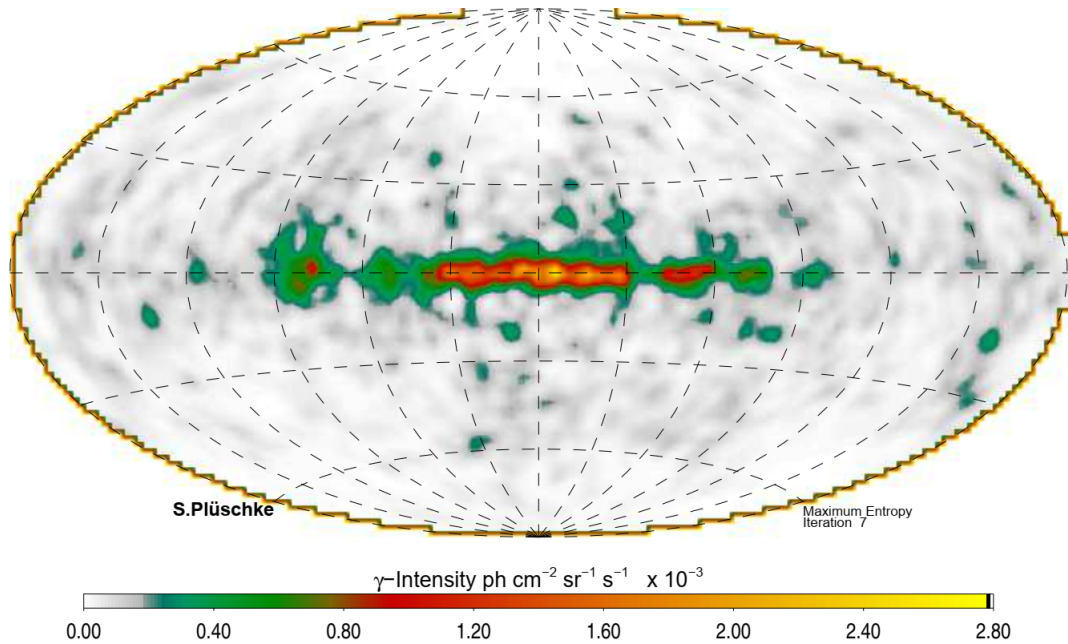


Figura 2.7: Imagen de todo el cielo de la emisión de rayos gamma del ^{26}Al a 1.809 MeV derivada de un estudio de 9 años del instrumento COMPTEL a bordo del *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO). Todo el cielo se ve proyectado en un sistema de coordenadas centrado en nuestra galaxia con el plano galáctico atravesando horizontalmente el centro de la imagen. Se ha estimado que la galaxia produce ^{26}Al a un ritmo de dos masas solares por millón de años. Imagen tomada de [57].

2.7.2 Producción de aluminio en la Tierra

El isótopo ^{26}Al se produce mediante la fragmentación del argón en la atmósfera y en las rocas de silicio debido a la espalación de los rayos cósmicos, principalmente protones de alta energía. 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}Al proveniente del sílice representa más del 70% del total terrestre. Se produce en una tasa 6 veces mayor que el ^{10}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}Be , ^{26}Al y ^{36}Cl en la superficie terrestre. La cantidad acumulada de estos isótopos se mide en AMS y se usan para datar rocas (o datación de exposición). También pueden producirse antropogénicamente con el uso de aceleradores de partículas.

2.7.3 Transiciones de rayos gamma en el plasma estelar

En los plasmas calientes, los estados excitados de los núcleos se pueblan térmicamente, por ejemplo, a través de la absorción de fotones, excitaciones coulombianas por iones a su alrededor, por dispersiones inelásticas, entre otros. La escala de tiempo, para la excitación y desexcitación en los plasmas calientes, es considerablemente corta en comparación con los tiempos de la hidrodinámica estelar, incluso bajo condiciones de explosivas. Para un núcleo dado en un plasma no degenerado en equilibrio termodinámico, la relación entre la densidad numérica de núcleos en estado excitado μ , denotada por N_μ , y la densidad numérica total de núcleos, N ,

viene dada por una distribución de Boltzmann.

$$P_\mu = \frac{N_\mu}{N} = \frac{g_\mu e^{-E_\mu/kT}}{\sum_\mu g_\mu e^{-E_\mu/kT}} \quad (2.89)$$

donde $g_\mu \equiv (2J_\mu + 1)$, J_μ y E_μ son el peso estadístico, el espín y la energía, respectivamente, del estado μ ; k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del plasma. La población de los estados excitados se convierte en algo más importante con el incremento de la temperatura y una baja energía de excitación.

2.7.4 Trasmisión a través de la barrera de Coulomb

En el interior de las estrellas y en el espacio interestelar ocurren innumerables reacciones nucleares. Sin embargo, muchos de estos sistemas estelares poseen barreras de Coulomb mayores que la energía cinética del movimiento térmico de los núcleos, eso explica los valores tan pequeños de sus secciones eficaces. Por esta razón existen muchas reacciones que ocurren a través del llamado efecto túnel (trasmisión a través de la barrera coulombiana). Para el caso del potencial coulombiano, (ver figura 2.8), tenemos que el coeficiente de trasmisión está dado por [37]:

$$\hat{T} \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m} \int_{R_0}^{R_c} \sqrt{\frac{Z_0 Z_1 e^2}{r} - E} dr\right) \quad (2.90)$$

donde Z_0 y Z_1 son las cargas del proyectil y el blanco, respectivamente. R_0 es el radio del pozo potencial cuadrado y define la altura de la barrera coulombiana, $V_c = Z_0 Z_1 e^2 / R_0$. R_c es la distancia a la cual la partícula incidente es reflejada clásicamente, definida por $E = Z_0 Z_1 e^2 / R_c$ o $E/V_c = R_0/R_c$.

El término principal del coeficiente de trasmisión de la barrera de Coulomb de la onda s , para energías pequeñas comparadas con la altura de la barrera de Coulomb,

$$\hat{T} \approx \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} Z_0 Z_1 e^2\right) \equiv e^{-2\pi\eta} \quad (2.91)$$

se denomina “factor de Gamow” y juega un rol muy importante en la tasa de reacción termonuclear para partículas cargadas. η es el factor de Sommerfeld definido anteriormente en la ecuación 2.23.

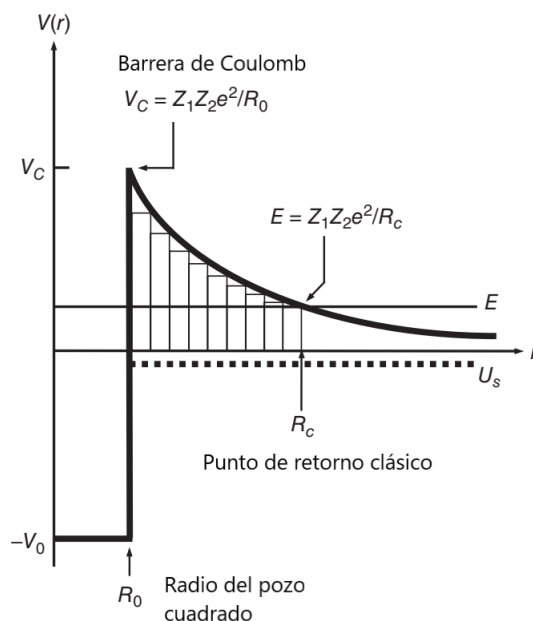


Figura 2.8: Potencial de interacción para partículas cargadas. Se representa el potencial de pozo cuadrado nuclear ($r < R_0$), más el potencial repulsivo de Coulomb ($r > R_0$), en línea sólida gruesa. En línea discontinua se representa el potencial atractivo U_s , resultante de la polarización del plasma electrón-ion.

2.7.5 Reacciones termonucleares

Sección eficaz y tasas de reacción

El valor Q de una reacción representa la energía liberada de cierta reacción nuclear, sin embargo, la energía total liberada por unidad de volumen es de mayor importancia en un entorno estelar. Esta última depende de la sección eficaz nuclear y de la distribución de velocidades de las partículas en el plasma. La sección eficaz nuclear es una medida de la probabilidad, por par de núcleos que interactúan 0 y 1, de que se produzca una reacción nuclear. En general, las secciones eficaces nucleares dependen de la velocidad relativa del sistema blanco-proyectil, que es, $\sigma = \sigma(v)$. Utilizando la ecuación 2.1, podemos escribir la tasa de una reacción nuclear (número de reacciones por unidad de tiempo t por unidad de volumen V) como [37]:

$$\frac{N_R}{V \cdot t} = (\sigma N_t) \left(\frac{N_b}{V \cdot A \cdot t} \right) = \sigma \frac{N_t}{V} \frac{N_b}{A \cdot t} = \sigma \frac{N_t}{V} v \frac{N_b}{V} \quad (2.92)$$

con la corriente de densidad (número de partículas por unidad de tiempo por unidad de área) dada por $j_b = N_b/(At) = vN_b/V$.

Reacciones inducidas por partículas

Consideramos una reacción entre cuatro especies, $0 + 1 \rightarrow 2 + 3$, donde el proyectil (0) y el blanco (1) están representados por partículas con masa en reposo. Con la definición de $r_{01} \equiv N_R/(V \cdot t)$, podemos obtener la tasa de reacción como:

$$r_{01} = N_0 N_1 v \sigma(v) \quad (2.93)$$

donde $N_0 \equiv N_t/V$ y $N_1 \equiv N_b/V$ son las densidades numéricas de las partículas que interactúan (en unidades de partículas por volumen). En el plasma estelar, en equilibrio termodinámico,

existe una distribución de velocidades relativas, descritas por la función de probabilidad $P(v)$. En este caso, la tasa de reacción generalizada está dada por:

$$r_{01} = N_0 N_1 \int_0^\infty v P(v) \sigma(v) dv \equiv N_0 N_1 \langle \sigma v \rangle_{01} \quad (2.94)$$

donde $\langle \sigma v \rangle_{01}$ es la tasa de reacción por pares de partículas y $N_0 N_1$ es la densidad del número total de pares de núcleos no idénticos 0 y 1.

En un plasma estelar, la energía cinética disponible para los núcleos es la de su movimiento térmico. Por lo tanto, las reacciones iniciadas por este movimiento se denominan *reacciones termonucleares*. Con algunas excepciones, los núcleos en el plasma estelar tienen movimientos no relativistas y son no degenerados; por lo tanto, en la mayoría de los casos la velocidad de los núcleos puede describirse como una distribución de Maxwell-Boltzmann. La probabilidad de que ocurra una reacción nuclear depende de la velocidad relativa entre los núcleos interactuantes. Si la velocidad de distribución de estos núcleos interactuantes en equilibrio termodinámico se describe por separado por la distribución de Maxwell-Boltzmann, entonces la distribución entre las velocidades relativas entre dos especies de núcleos es también maxweliana. En el anexo C.2 de [37] se puede ver a detalle la distribución de Maxwell-Boltzmann.

Para la distribución de Maxwell-Boltzmann podemos escribir:

$$P(v)dv = \left(\frac{m_{01}}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m_{01}v^2/(2kT)} 4\pi v^2 dv \quad (2.95)$$

lo cual nos da la probabilidad de que la velocidad relativa tenga un valor entre v y $v + dv$. m_{01} es la masa reducida del sistema, con $E = m_{01}v^2/2$ y $dE/dv = m_{01}v$.

La distribución de velocidades tiene un máximo en $v_t = \sqrt{2kT/m_{01}}$, que corresponde a una energía de $E = kT$. Para la tasa de reacción por pares de partículas se obtiene:

$$\langle \sigma v \rangle_{01} = \int_0^\infty v P(v) \sigma(v) dv = \left(\frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty E \sigma(E) e^{-E/kT} dE \quad (2.96)$$

Numéricamente se obtiene para la tasa de reacción a una temperatura dada T la expresión:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{01} = \frac{3.7318 \times 10^{10}}{T_9^{3/2}} \sqrt{\frac{M_0 + M_1}{M_0 M_1}} \int_0^\infty E \sigma(E) e^{-11.605E/T_9} dE \quad (2.97)$$

donde E es la energía del centro de masa expresada en MeV, T_9 esta dada en GK ($T_9 \equiv T/10^9 K$), M_i son las masas atómicas relativas dadas en u, y la sección eficaz σ esta dada en barn ($1 \text{ b} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2$). La tasa de reacción depende de manera crítica de la sección eficaz σ , la cual difiere para cada reacción.

2.7.6 Factor Astrofísico y ventana de Gamow

La sección eficaz varía suavemente para altas energías pero para bajas energías decae rápidamente varios órdenes de magnitud. Esto se debe a la disminución de la probabilidad de transmisión a través de la barrera coulombiana. La sección eficaz puede expresarse como:

$$\sigma \equiv \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (2.98)$$

En esta definición se introduce el *factor astrofísico* $S(E)$, el cual varía mucho menos con la energía que la sección eficaz. Por tanto, resulta un concepto muy útil en el caso de resonancia amplias.

Con la definición del factor S , podemos escribir la tasa de reacción no resonante como:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{N_A}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty e^{-2\pi\eta} S(E) e^{-E/kT} dE$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{N_A}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \exp \left(-\frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{\frac{m_{01}}{2E}} Z_0 Z_1 e^2 \right) S(E) e^{-E/kT} dE \quad (2.99)$$

donde Z_i son las cargas del proyectil y el blanco. En comparación con la sección eficaz, el factor S sólo depende débilmente de la energía y puede aproximarse como una constante $S(E) = S_0$ [58]. Así la tasa de reacción no resonante se puede calcular como:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{N_A}{(kT)^{3/2}} S_0 \int_0^\infty e^{-2\pi\eta} e^{-E/kT} dE \quad (2.100)$$

con

$$kT = 0.086173324 T_9 (MeV) \quad (2.101)$$

$$2\pi\eta = 0.98951013 Z_0 Z_1 \sqrt{\frac{M_0 M_1}{M_0 + M_1} \frac{1}{E}} \quad (2.102)$$

donde M_i (dada en u) es la masa atómica relativa y la energía E está dada en MeV. La masa atómica debería reemplazarse por la masa nuclear para mayor precisión. El integrando se conoce como la *ventana de Gamow*, que representa el rango de energía relativamente estrecho en el que se producen la mayoría de las reacciones nucleares en un plasma estelar. El máximo de la distribución de probabilidad se denomina *pico de Gamow* que se obtiene tomando la derivada del integrando respecto a la energía E ,

$$\frac{d}{dE} \left(-\frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{\frac{m_{01}}{2E}} Z_0 Z_1 e^2 - \frac{E}{kT} \right)_{E=E_0} = 0 \quad (2.103)$$

así:

$$E_0 = \left[\left(\frac{\pi}{\hbar} \right)^2 (Z_0 Z_1 e^2)^2 \left(\frac{m_{01}}{2} \right) (kT)^2 \right]^{1/3} = 0.1220 \left(Z_0^2 Z_1^2 \frac{M_0 M_1}{M_0 + M_1} T_9^2 \right)^{1/3} \quad (2.104)$$

E_0 suele ser mucho menor que la altura de la barrera de Coulomb. Por lo tanto, la tunelización es necesaria para fusionar núcleos cargados. Los picos de Gamow para diferentes reacciones a $T = 30$ MK se muestran en el panel derecho de la figura 2.9

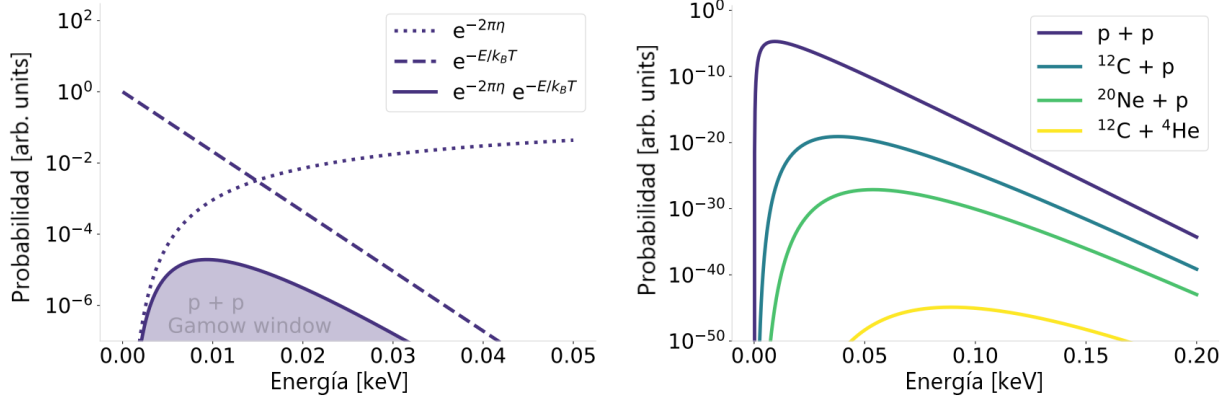


Figura 2.9: Ventana de Gamow para la reacción (p+p) a $T = 30MK$ compuesta por el factor de Gamow $e^{-2\pi\eta}$ y el factor de Maxwell-Boltzmann $e^{-E/k_B T}$. Derecha: Picos de Gamow para diferentes reacciones de la quema de hidrógeno a $T = 20MK$; (p+p) de la cadena pp, ($^{12}\text{C}+p$) del ciclo CNO, $^{20}\text{Ne}+p$, y ($^{12}\text{C}+^4\text{He}$) del ciclo NeNaMgAl. A esta temperatura la reacción $^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ para la combustión de helio tiene una probabilidad máxima de 20-45 órdenes de magnitud en comparación con los otros casos mostrados.

Utilizando una aproximación gaussiana la anchura del pico de Gamow puede estimarse como:

$$\Delta = \frac{4}{\sqrt{3}} \sqrt{E_0 k T} = 0.2368 \left(Z_0^2 Z_1^2 \frac{M_0 M_1}{M_0 + M_1} T_9^5 \right)^{1/6} \quad (2.105)$$

A mayor temperatura, el pico Gamow se desplaza hacia energías de partículas más altas y la anchura de la ventana aumenta.

Capítulo 3

Equipos y técnica experimental

En este capítulo se hace una descripción detallada de las principales componentes electrónicas y de instrumentación nuclear utilizadas durante los experimentos. También se detalla el diseño experimental utilizado y algunas deducciones de las principales magnitudes observables necesarias para el cálculo.

3.1 Ángulo sólido de los detectores

El ángulo sólido es el ángulo en dos dimensiones en un espacio tridimensional, y se define como la integral sobre toda la superficie del detector frente al blanco, de la forma [59]:

$$\Omega = \int_A \frac{\cos\alpha}{r^2} dA \quad (3.1)$$

Donde r representa la distancia de la fuente, que en nuestro caso sería el blanco y el elemento de superficie del detector dA , α es el ángulo entre la normal al elemento de superficie y la dirección de la fuente, pero para el caso de una fuente puntual localizada a lo largo del eje de un detector circular cilíndrico, el ángulo sólido se puede calcular de la siguiente manera:

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{(d^2 - a^2)^{1/2}} \right) \quad (3.2)$$

d es la distancia de la fuente al detector, y a es el radio del detector como se muestra en la figura 3.1

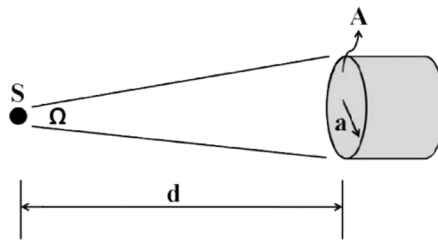


Figura 3.1: Esquema del sistema fuente-detector

En nuestro caso como $d \gg a$, el ángulo sólido se reduce a la relación entre el área del detector visible por la fuente y el cuadrado de la distancia, es decir:

$$\Omega \cong \frac{A}{d^2} = \frac{\pi a^2}{d^2} \quad (3.3)$$

En el caso de nuestro experimento los haces de protones y deuterios tenían un diámetro muy pequeño de tal manera que se puede aplicar la aproximación con muy buena exactitud.

3.2 Separador isotópico del LEMA y línea de física nuclear

El Laboratorio de Espectrometría de Masas con Aceleradores, del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México, fue inaugurado en agosto de 2013. Siendo el primero de su tipo en América Latina. Este sistema de espectrometría de masas con aceleradores está basado en un acelerador tipo Tandetrón de 1 MV modelo 4110Bo, con una fuente de cesio multicátodo de iones negativos, manufacturado por la compañía *High Voltage Engineering Europe*.

El separador isotópico está compuesto por tres partes: un espectrómetro de masas de **baja energía** y un espectrómetro de masas de **alta energía**, acoplados por un **acelerador** electrostático tipo tándem. Las diferentes componentes que mencionaremos a continuación se pueden ver más a detalle en la figura 3.2.

El proceso de aceleración comienza por la zona de **baja energía** que parte de la fuente de iones (Ion Source) tipo SNICS (“Sputtering Negative Ion Cesium Source”) [60] en las cuales se insertan los cátodos compuestos de los diferentes elementos que se quieran acelerar para su análisis; así se generan los iones que componen el haz que utilizaremos. Tras la extracción, se produce un flujo de iones negativos de 35 keV de la fuente que pasan a través de un deflector electrostático esférico (ESA) para filtrar el flujo extraído de la fuente. Este sólo permite el paso de las partículas que tienen energía cinética igual a 35 keV y que están en el estado de carga $1-$. El flujo ya seleccionado se dirige al imán inyector (BI), que inyecta al **acelerador** tándem (ACC) las partículas seleccionadas. En su interior se produce la aceleración de los iones del haz que han superado los filtros cinemáticos de la zona de baja energía y el proceso de intercambio de carga, por el cual se eliminan las moléculas. En el proceso de intercambio de carga los iones negativos pierden parte de sus electrones para ser acelerados nuevamente en una segunda fase [61]. El diseño del sistema de carga del acelerador usado en el LEMA es de tipo Cockroft-Walton [62, 63]. Después de la segunda aceleración el haz se deja pasar por el primer imán de **alta energía** (HE) para producir la separación isotópica final del isótopo raro mediante otro deflector eléctrico (ESA), las jaulas de Faraday y el detector de partículas (Detector), que es una cámara de ionización de doble ánodo. Para que el haz pase a la línea de física nuclear se deja pasar el haz a través del primer HE a 0 gauss para que el segundo imán de alta energía defleccione el haz 90° e incida en la cámara de reacción (Reaction Chamber) pasando antes por una jaula de Faraday que tiene incluido un monitor del perfil de haz BPM (Beam Profile Monitor, por sus siglas en inglés) que nos permite centrar el haz. Para conocer la energía cinética final E_c , del haz que incide en el blanco situado dentro de la cámara, utilizamos el voltaje de la terminal del acelerador V_t (kV) y del estado de carga q que adquieren las partículas después de perder electrones. La ecuación cinemática que los relaciona es:

$$E_c(keV) = E_e + (1 + q)V_t \quad (3.4)$$

Donde $E_e = 35$ keV, es la energía cinética de extracción del haz de la fuente de iones.

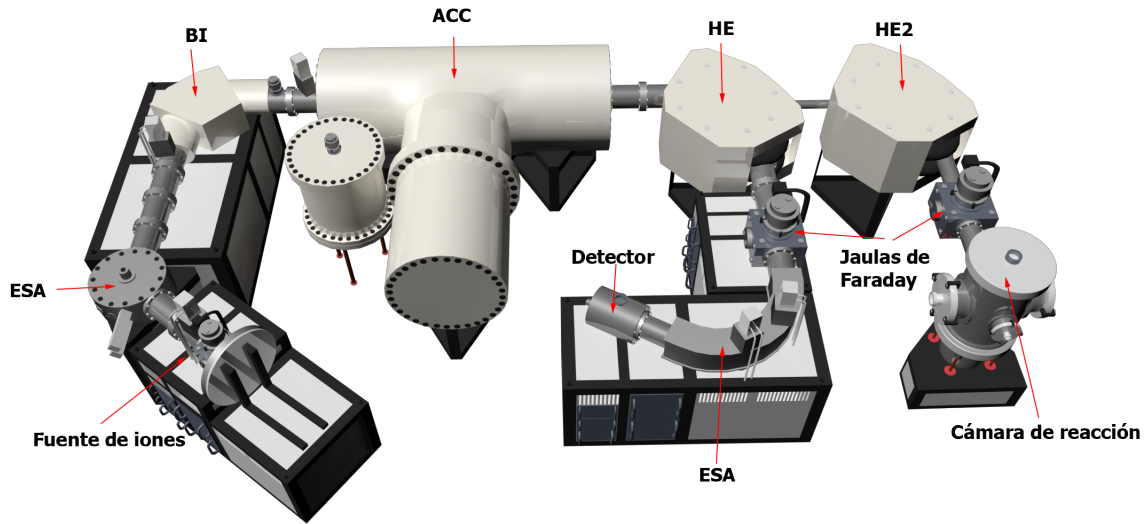


Figura 3.2: Esquema del separador isotópico del LEMA, diseño 3D de las componentes más importantes del acelerador.

3.3 Acelerador Tándem Van de Graaff del ININ

El Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares cuenta con un acelerador modelo EN Tándem Van de Graaff. Fue diseñado y construido por High Voltaje Engineering Corporation. Es un acelerador de partículas de 6 MV en la terminal. Este modelo fue diseñado principalmente para la investigación. En él es posible acelerar iones (protones, deuterones, iones pesados). Está constituido por un generador de alto voltaje, del tipo banda, electrostático (corriente directa), y de potencial constante. El proceso para acelerar partículas de acuerdo a la estructura del Laboratorio del Acelerador Tándem del ININ, comienza en la fuente de iones de tipo SNICS como se aprecia en la figura 3.3, donde son extraídos iones negativos con una energía entre 20 keV y 60 keV, posteriormente son enfocados y deflectados 20° por un electroimán selector, para remover los iones no deseados y seleccionar solamente el haz requerido. Posteriormente el haz se introduce al tanque del acelerador, donde son aceleradas en dos etapas. En la primera etapa los iones negativos son atraídos por la terminal de alto voltaje cargada positivamente, ganando una determinada energía cinética; una vez llegan a la terminal, se hacen incidir sobre una lámina de carbón (stripper) y debido a su gran velocidad todos los iones emergentes perderán cierta parte de sus electrones. La segunda etapa de aceleración empieza ahora que los iones adquieren carga positiva y ganan aún más energía cinética debido a la fuerza de repulsión que proviene de la terminal. Los iones positivos son deflectados 90° por un electroimán analizador que se encarga de seleccionar el haz que tiene carga y masa requerida además de medir de forma más exacta la energía del haz. Posteriormente, el haz se inyectan a otro electroimán (selector) que elige la dirección apropiada para enviar el haz a la cámara de bombardeo seleccionada [64]. La energía del haz se calcula por la ecuación 3.2 con el valor adecuado de la energía cinética de extracción que en este caso es de $E_e = 50$ keV.

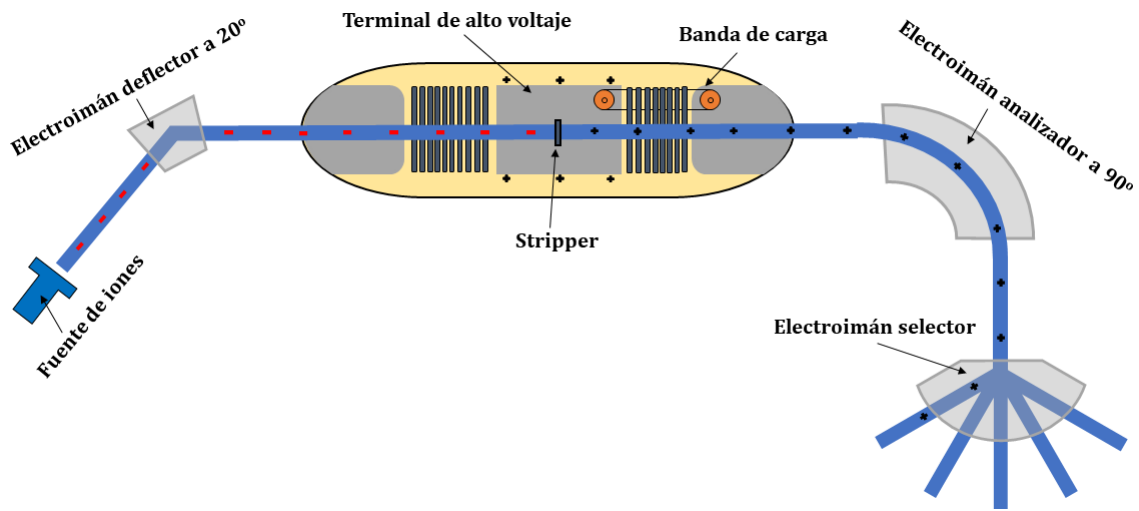


Figura 3.3: Esquema de las principales componentes del acelerador Tándem Van de Graaff del ININ.

3.4 Arreglo de detectores

- Reacción $^{27}\text{Al}(p, p)^{27}\text{Al}$ en LEMA:

En el diseño del experimento se utiliza el arreglo de detectores PIDAR (**P**IPS **D**etector **A**Rray) situados sobre una montura fabricada en la impresora 3D de Taller del Instituto de Física. Todo este arreglo va colocado junto al portablancos dentro de la cámara de reacción, que es la última pieza conectada al final de la línea del haz. En la figura 3.4 se aprecia la configuración de los detectores, estos tienen una separación de 10° uno respecto al otro, así que se hicieron mediciones en una posición cubriendo los ángulos de 140° , 150° , 160° y 170° para una primera posición y después la montura fue rotada 5° para cubrir los demás ángulos restantes, 135° , 145° , 155° y 165° . Para la alineación de los diferentes ángulos dentro de la cámara así como la altura del blanco se utilizó un láser.

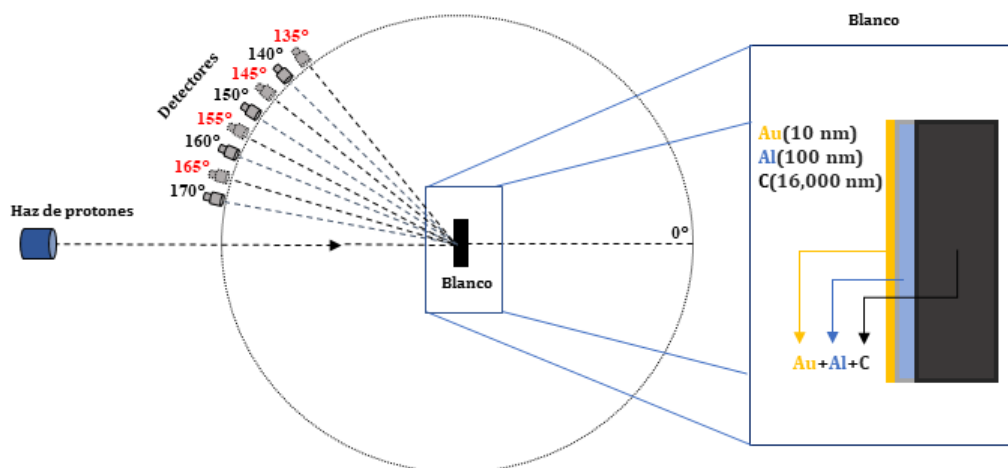


Figura 3.4: Esquema del posicionamiento de los detectores dentro de la cámara de reacción del LEMA y composición del blanco.

Los detectores están situados de forma concéntrica a 120 mm del blanco y tienen situados colimadores de 5 mm de diámetro de tal manera que el ángulo sólido calculado por

la ecuación 3.3 es de $\Omega = 1.3635$ msr. Los detectores PIPS fueron fabricados por la compañía Canberra, su voltaje de operación es de +40 volts y tienen un espesor de $300 \mu m$, aproximadamente, suficiente para que protones de un máximo de 2 MeV se frenen totalmente depositando toda su energía en el área activa del detector. Los detectores tienen una resolución de 18 keV, tomando como resolución el FWHM del pico de protones dispersados en *Au* a una energía de 1.5 MeV.

- **Reacción $^{28}\text{Si}(d, \alpha)^{26}\text{Al}$ en el ININ:**

Para la irradiación del blanco de silicio para producir ^{26}Al se utilizó un haz de deuterio en el acelerador Tándem Van de Graff del ININ, se irradia en un rango de energías de (3.4 a 4.8) MeV a intervalos de 200 keV, se lograron corrientes de $1 \mu\text{A}$ sobre el blanco. En la figura 3.5 se observa la ubicación del blanco sobre un soporte de acero en forma cilíndrica en el cual se posicionan dos blancos al mismo tiempo, a la hora de realizar la medición se sujetaron los blancos con un pequeño alambre de cobre para evitar la caída del blanco dentro de la cámara una vez se alcanzara el vacío y se comenzara la irradiación. Además se muestra el arreglo experimental utilizado, desde el interior de la cámara de dispersión de la línea de RBS del ININ. En el centro de la cámara se ubica el porta blancos y a unos 165° a ambos lados se ubican los detectores utilizados. Se utilizó un detector ORTEC de barrera superficial SSB (*Superficial Surface Barrier*) de $500 \mu m$ y uno *Canberra* de tipo *Passivated Implanted Planar Silicon* (PIPS) de $300 \mu m$, colocados a 10 cm y 13 cm del blanco, respectivamente.

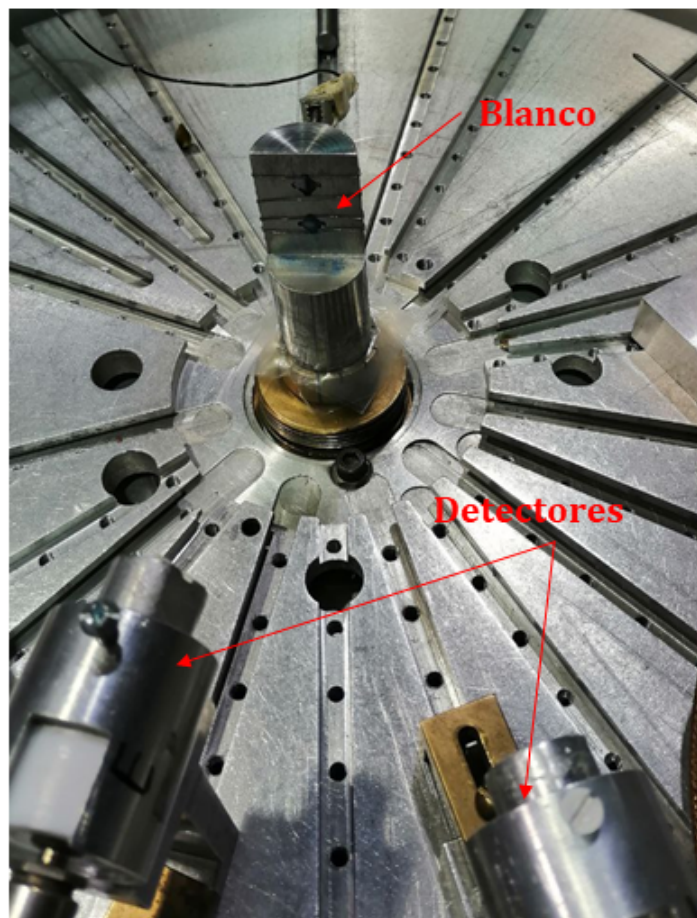


Figura 3.5: Ubicación de los detectores y el blanco en el interior de la cámara de dispersión del ININ.

3.5 Sistema de adquisición de datos

- **Electrónica utilizada en la medición de la reacción $^{27}\text{Al}(p, p)^{27}\text{Al}$**

Los datos de las energías de los protones que se retrodispersaban en el blanco de (C+Al+Au) a diferentes energías se tomaron utilizando el módulo CAMAC. En la figura 3.6 presentamos un diagrama con las principales componentes electrónicas utilizadas en el experimento.

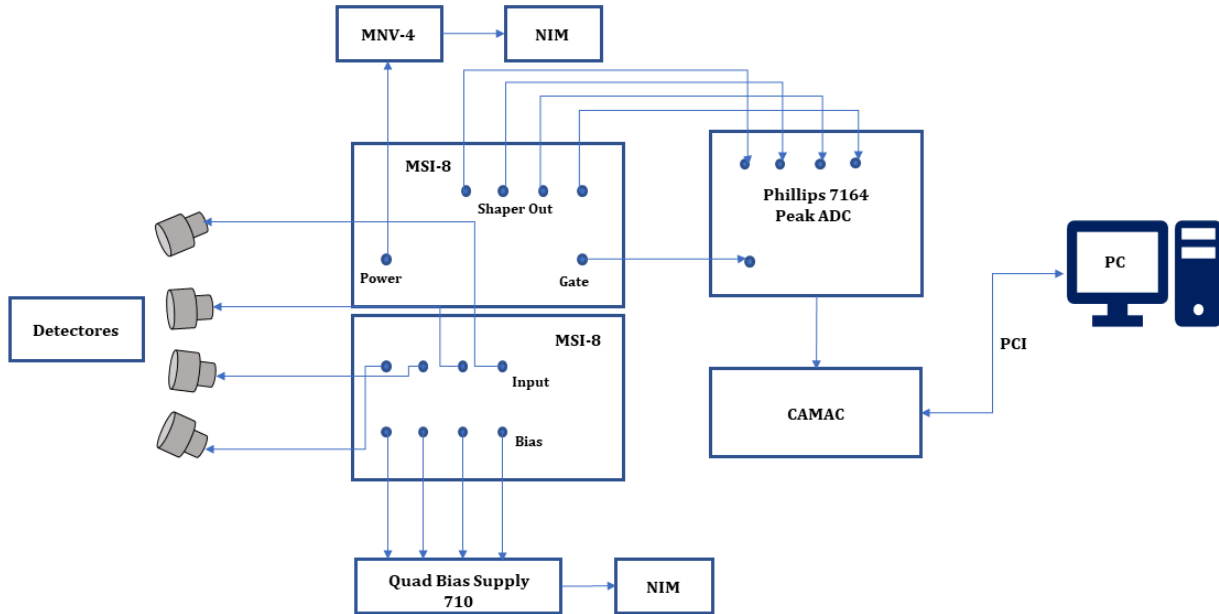


Figura 3.6: Diagrama general de la electrónica utilizada en el diseño experimental en LEMA.

Los 4 detectores PIPS empleados se conectan mediante cables conectores tipo LEMO (de 3 ns) a una tapa de acero con atravesadores de vacío acoplada con una pieza de plástico para separar la conexión a tierra del acelerador con la de la electrónica, con el objetivo de reducir el ruido electrónico. Mediante cables LEMO de 1 ns se conecta la señal al módulo preamplificador de 8 canales MSI-8 de la compañía Mesytec que le da forma al pulso de salida y tiene forma de caja compacta. Debido a la configuración modular, los tipos de módulos de preamplificador y modelador se pueden seleccionar individualmente para cada canal. El MSI-8 es la solución ideal para configuraciones con una combinación de diferentes detectores que requieren suministro de polarización individual y rangos de energía. También es muy adecuado para detectores de tiras segmentadas. El MSI-8 se alimenta a través de un conector estándar hembra tipo SUB-D 9 mediante el módulo MNV-4 de Mesytec acoplado al estándar NIM (*Nuclear Instrumentation Module*). El voltaje de alimentación de los detectores es distribuido por la fuente de voltaje *Quad 1-kV Bias Supply Modelo 710* acoplado al estándar NIM y se transfiere a través del MSI-8. Para analizar la señal proveniente de los detectores se utiliza un Conversor Análogo Digital (ADC) de 16 canales modelo 7164 de la compañía Phillips al cual se conectan cada una de las señales de salida del MSI-8 y la señal de disparo (Gate). Los Peak ADCs buscan el máximo del pulso entrante (máximo 4 V) durante una ventana temporal y lo convierten en un número; además permiten conectar el disparo en serie lo cual inicia la adquisición de datos en varios módulos a la vez con una sola señal de disparo. Los ADC se alimentan del estándar CAMAC (*Computer Aided Measurement And Control*), el cual es controlado mediante una tarjeta PCI (*Peripheral Component Interconnect*) en

una computadora externa mediante un software de adquisición basado en LabView, el cual permite registrar y guardar los datos medidos.

- **Electrónica utilizada en la medición de la reacción $^{28}\text{Si}(d, \alpha)^{26}\text{Al}$**

Durante el proceso de irradiación de la muestra de silicio se utilizaron 2 detectores ubicados ambos a 165° simétricos respecto al haz de deuterio (ver figura 3.7). Todos los componentes electrónicos que se mencionan a continuación utilizan el estándar NIM como fuente de alimentación. La señal de los detectores pasa por el preamplificador y se envía al amplificador *Ortec* modelo 570, la señal de salida unipolar se lleva hasta el analizador multicanal *Multiport II* fabricado por *Canberra* y este a su vez se conecta a la PC por un puerto USB o Ethernet. Desde la computadora se puede controlar el analizador multicanal con el software de adquisición *GenieTM 200* con el cual se guardan las mediciones realizadas. Para conocer la corriente del haz que incide en el blanco, se conecta a un integrador-digitalizador de corriente *Model 1000 Current Integrator* y a un escalador de tiempo *Timer-Scaler model 413* de la compañía *Ortec*, esto permite integrar la corriente que incide en el blanco y conocer el número de deuterones que inciden en el blanco por unidad de tiempo.

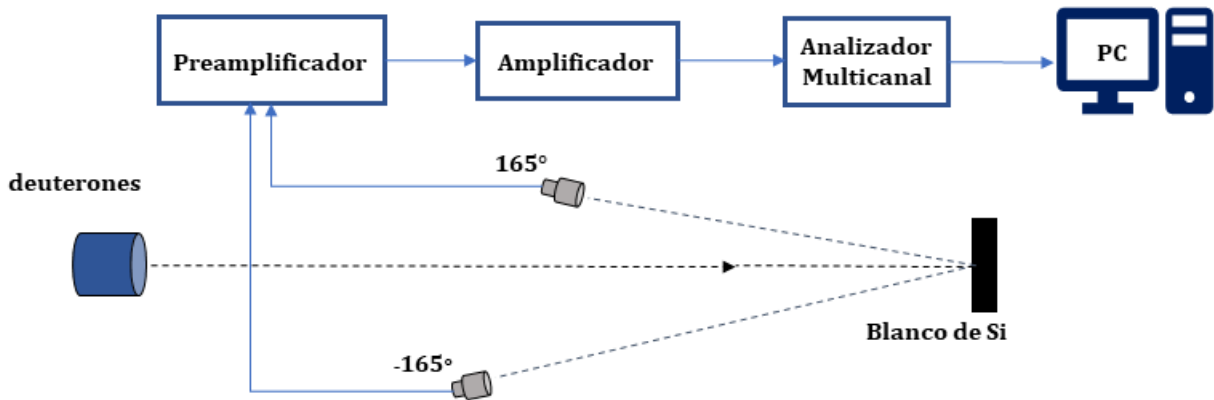


Figura 3.7: Diagrama general de la electrónica del diseño experimental para la irradiación del blanco de silicio en el ININ.

3.6 Preparación de cátodos y blancos

- **Reacción $^{27}\text{Al}(p, p)^{27}\text{Al}$ en LEMA:** Para producir el haz de protones en LEMA se utilizaron cátodos de aluminio de forma cilíndrica como contenedores de una mezcla de TiH_2 de 4 mg según [65], ya que de estos se esperan obtener la máxima corriente de protones que son medidas en las jaulas de Faraday (FC). La elaboración de estos cátodos tuvo lugar en el laboratorio de preparación de muestras, asociado al LEMA.

Los blancos de ^{27}Al utilizados en la línea de RBS del LEMA se elaboraron por la técnica de evaporación en una campana de vidrio al vacío (ver figura 3.8), ubicada en la Escuela Superior de Física y Matemática del Instituto Politécnico Nacional, dentro de la campana se ubican dos fuentes térmicas que nos permiten evaporar dos materiales distintos dentro del mismo proceso sin necesidad de abrir la cámara. El espesor de la muestra se mide con una balanza de cuarzo de gran exactitud con una incertidumbre de ± 1 nm. Inicialmente se evaporaron dos blancos de aluminio de 20 nm en un sustrato de carbón, en la Facultad de Ciencias de la UNAM y posteriormente una capa de oro de 3 nm se le depositó en el Laboratorio de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM. Estos dos blancos

fueron los primeros utilizados y sirvieron para establecer los parámetros óptimos del acelerador, ajustar la corriente del haz óptima para el experimento, que fue de 10 nA, aproximadamente. También el análisis de estos blancos sirvieron para darnos cuenta que había que aumentar tanto el espesor de aluminio en la muestra como el espesor de oro para aumentar la estadística en el menor tiempo de medición posible, así se determinó que los nuevos blancos serían de 100 nm de espesor de aluminio y 10 nm de oro para efectos de normalización.

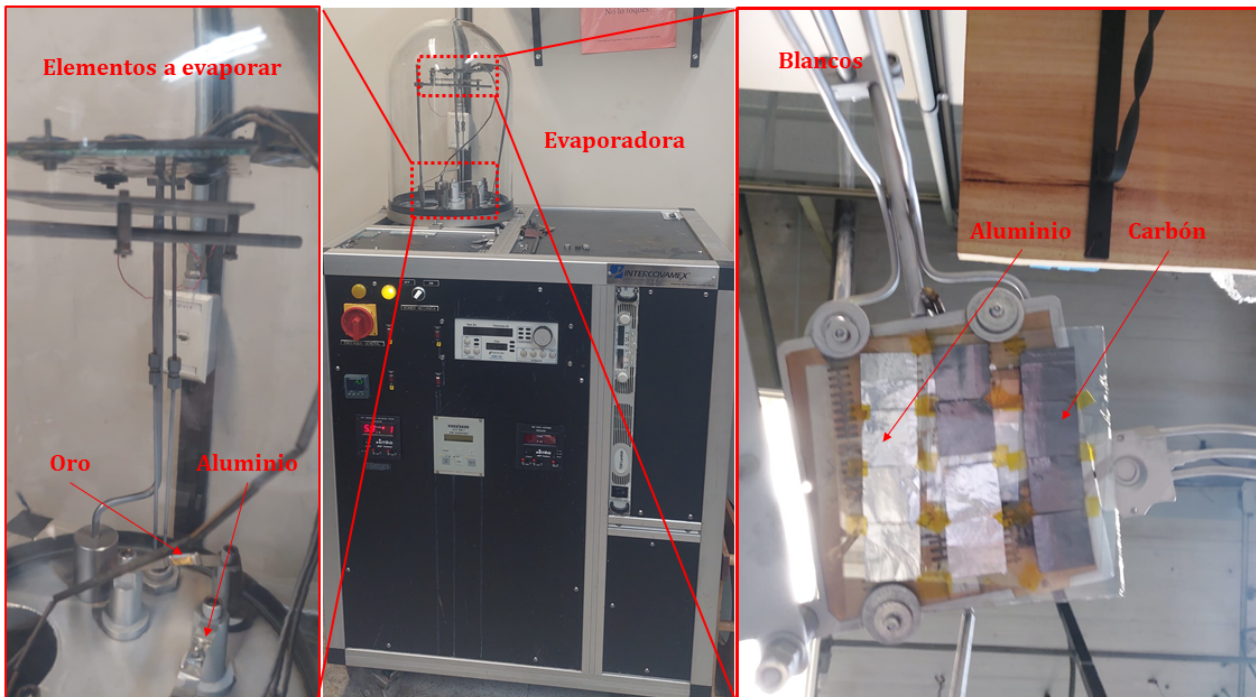


Figura 3.8: Evaporadora utilizada para el depósito de aluminio y oro en el sustrato de carbón. Pertenece al Laboratorio de celdas solares de la Escuela Superior de Física y Matemática (ESFM) del Instituto Politécnico Nacional.

- **Reacción $^{28}\text{Si}(d, \alpha)^{26}\text{Al}$ en el ININ:** Para el haz de deuterio en el ININ se utiliza una mezcla similar de TiH_2 , solo que la diferencia radica en la forma de producir el hidruro de titanio. Según [65] el polvo de titanio se calienta en una atmósfera de deuterio a una presión de aproximadamente 600 Torr. Cuando se alcanza una temperatura entre 500°C y 600°C , ocurre la absorción exotérmica del deuterio. Estos cátodos preparados de esta forma producen haces de deuterio comparables a los de protones.

El blanco de silicio (ver figura 3.9) se compró por a Amazon a la compañía *Alpha Nanotech Inc.* [66], es de sección cuadrada de 5 mm por lado, lo suficientemente amplio para contener al haz. Con un espesor de $525 \pm 20 \mu\text{m}$, suficientemente grueso para detener el haz y pequeño para facilitar su estudio en el laboratorio de radioquímica, cuyo objetivo es separar el ^{26}Al producido para su posterior análisis con la técnica de AMS en el LEMA. La forma química en que se introduce el aluminio en el sistema es como Al_2O_3 , para ello debe prepararse el blanco usado en el experimento, pasando por una precipitación, calcinación y posteriormente se mezcla el sólido obtenido con el metal correspondiente a nuestra especie (Al).

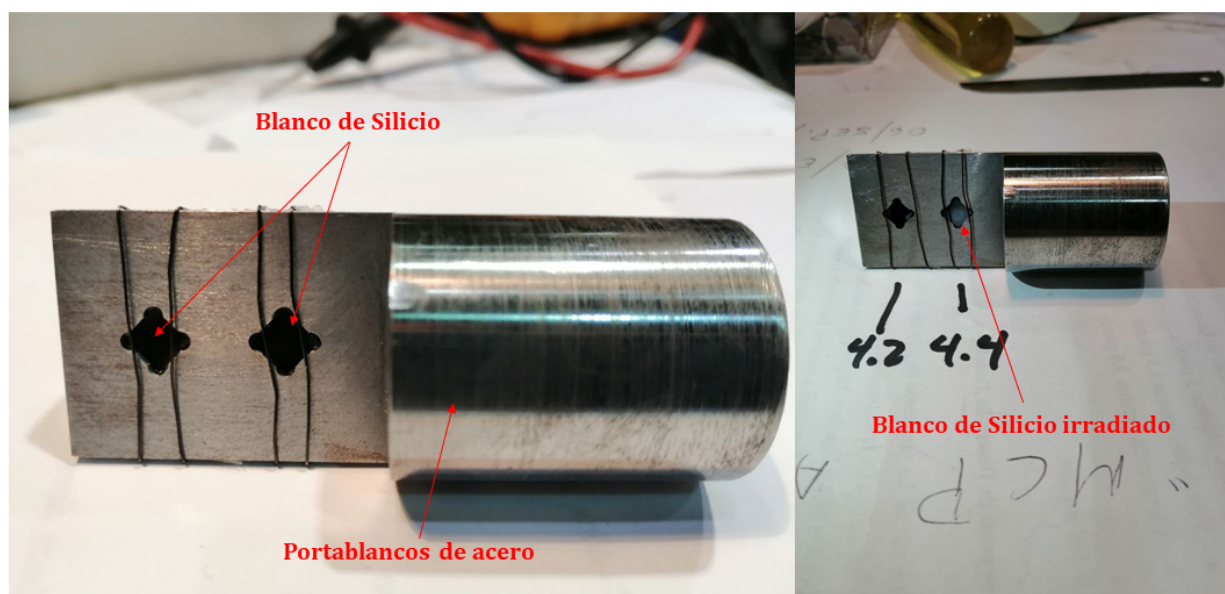


Figura 3.9: Blanco de silicio utilizado para la irradiación con deuterio en el ININ antes de la irradiación (izquierda) y el blanco irradiado (derecha) donde se alcanza a ver los efectos producidos por el haz en el blanco de silicio.

El aluminio estándar (1 mg) necesario como haz piloto durante el análisis fue añadido en la muestra y diluido con una mezcla de HNO_3 y HF concentrado. Cuando está totalmente disuelto el $\text{Al}(\text{OH})_3$ fue precipitado añadiendo NH_3 concentrado con pH 7-8. De aquí el Al_2O_3 fue obtenido por calcinación dentro de un horno a 600°C durante 3 horas. Finalmente, la muestra fue mezclada con polvo de cobre y prensada en un cátodo de cobre, lista para ser analizada en el AMS.

Capítulo 4

Resultados y Discusión

En este capítulo abordaremos los resultados obtenidos de las mediciones realizadas en el ININ y en el LEMA. Los resultados de la reacción $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ están divididos en dos etapas, la etapa I que corresponde a la irradiación del blanco y la etapa II correspondiente a la medición de la tasa de producción de ^{26}Al medida en LEMA por la técnica de AMS. Finalmente se presenta los resultados de la medición de las secciones eficaces de la reacción de $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$ que tuvo lugar en la línea de física nuclear del LEMA.

4.1 I-Irradiación del blanco de silicio en el ININ

En esta sección se mencionan los resultados obtenidos en el análisis de los datos de la irradiación del blanco de ^{28}Si para la producción de ^{26}Al , esto constituye la primera parte de la medición llevada a cabo en el ININ.

4.1.1 Calibración de los detectores

En la irradiación del blanco de silicio se utilizaron 2 detectores, un detector de barrera superficial SSB *Ortec* y otro detector tipo PIPS de la marca *Canberra*. Ambos detectores utilizados fueron calibrados de manera simultánea mediante la dispersión de una haz de deuterio de 4.8 MeV en un blanco delgado de oro sobre un sustrato de carbono (ver figura 4.1). Para obtener la recta de calibración de cada detector, el espectro fue analizado y simulado por SIMNRA. Una vez simulado el espectro obtenemos la calibración directamente, en la tabla 4.1 mostramos la recta de calibración para cada detector.

Tabla 4.1: Calibración de los detectores utilizados en la irradiación del blanco de silicio en el ININ. Detector 1 de tipo SSB y el detector 2 tipo PIPS.

Detector	gain	offset
(1) Ortec	11.21	35
(2) Canberra	11.92	11

Ambos detectores tenían en frente un colimador de 1 mm de diámetro y estaban situados a 10 cm y 13 cm del blanco, respectivamente. Los relación entre sus ángulos sólidos es de 1.63.

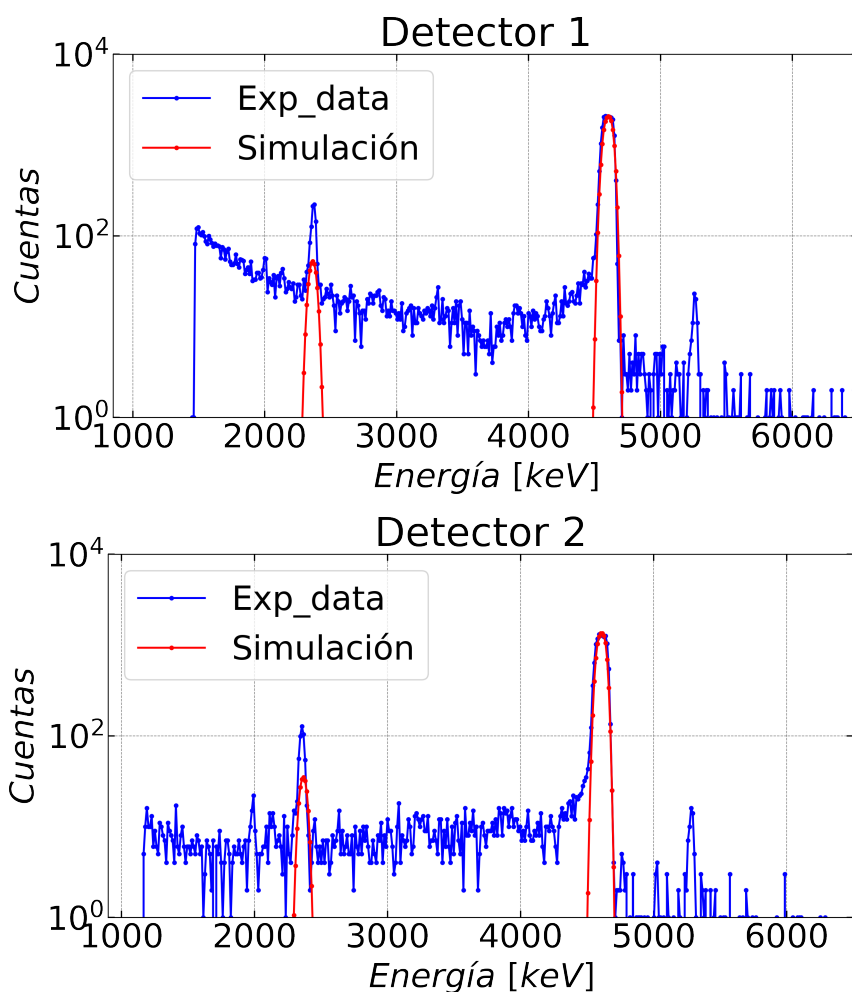


Figura 4.1: Dispersión elástica de los deuterones sobre el blanco de oro. Las líneas rojas muestran la simulación de SIMNRA del espectro del detector 1 (*ORTEC*) parte superior y del detector 2 (*Canberra*) parte inferior de la figura.

4.1.2 Simulación y análisis de datos con SIMNRA

Los detectores fueron utilizados para deducir el número de deuterones incidentes en el blanco de silicio para cada energía para así normalizar la producción de ^{26}Al . En la figura 4.2 se aprecia el espectro de energía medido (línea azul) por los detectores 1 y 2; mostramos dos energías de bombardeo, 3845 keV y 3445 keV así como la simulación con SIMNRA. Las líneas coloreadas en amarillo, anaranjado y verde se corresponden a la contribución de los elementos Fe, Si y Cu al espectro de dispersión elástico.

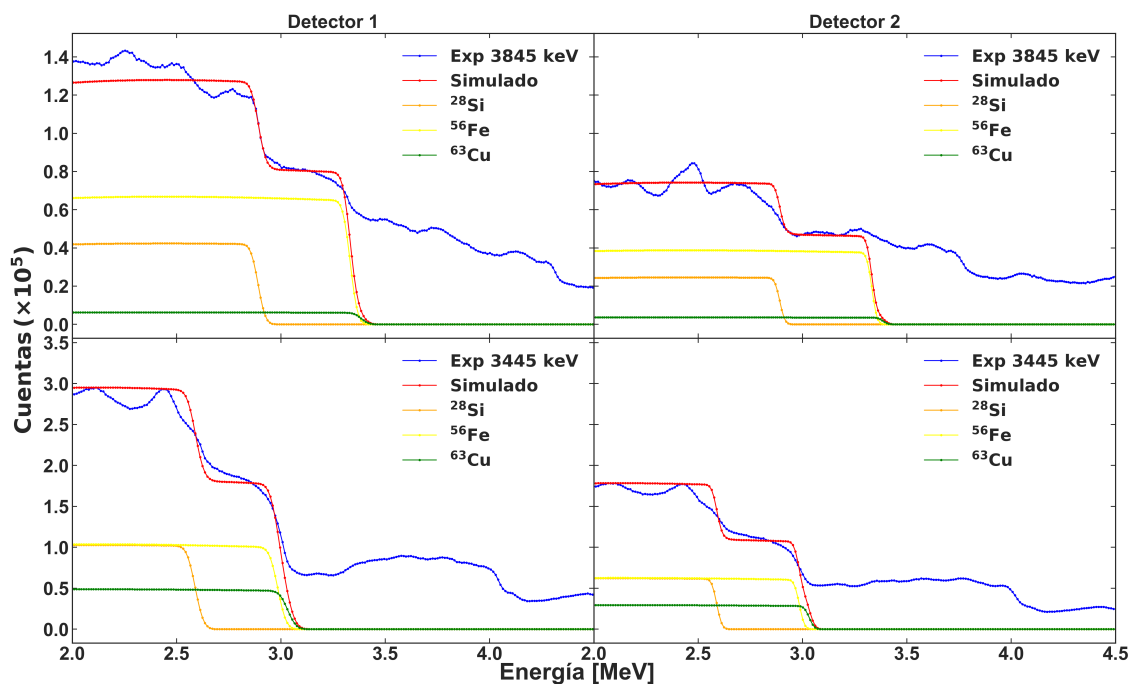


Figura 4.2: Ejemplo de los espectros obtenidos en los dos detectores para las energías de 3845 keV y 3445 keV, respectivamente. El detector 1 se muestra en el lado izquierdo y el detector 2 en el lado derecho de la figura. La línea roja corresponde a la simulación hecha con SIMNRA de la dispersión elástica de deuterones a 165° siendo la suma de las contribuciones de los demás elementos que también se muestran.

Algo que podemos notar es la cola que forma el espectro azul más allá de la simulación de Rutherford, estas partículas de más energía son principalmente protones provenientes de la reacción $^{28}\text{Si}(d,p)$ poblando los estados de ^{29}Si , estas reacciones tienen valores positivos relativamente grandes de Q ($Q = 6.25, 4.98, 4.22$ y 3.82 MeV para p_0, p_1, p_2 y p_3). Además son detectadas también partículas alfas de la reacción con $Q = 1.428$ MeV. El espectro tiene una forma muy compleja por lo mencionado anteriormente y por ser el blanco de silicio lo suficientemente grueso para que en el espectro hayan contribuciones de todas las diferentes reacciones nucleares junto a la dispersión elástica de todos los materiales que la componen. Las contribuciones de las reacciones nucleares fueron excluidas de la simulación, la cual fue utilizada para la deducción del flujo de deuterones a partir de los datos de la dispersión elástica. Por esta razón se añadió un error sistemático al cálculo del rendimiento del blanco grueso.

En la tabla 4.2 se aprecia la composición del blanco compuesto por silicio, cobre (del alambre) y hierro del soporte del blanco de silicio. Los datos obtenidos de la corrida de 4445 keV por ambos detectores fueron desechados debido a la inestabilidad del haz y altas corrientes que deformaron el espectro y fue imposible de reproducir con la simulación.

El factor de normalización se obtuvo multiplicando el número de partículas por esterradián por la fracción del haz que pegaba en el silicio, ambas cantidades se obtuvieron a raíz del ajuste con SIMNRA. La relación entre el número de partículas detectadas por cada detector (columna 4 de la tabla 4.2) mostraron ser consistentes dentro de un 15% a excepción de la corrida a 4245 keV.

4.2 II-Tasa de producción de aluminio en LEMA

En esta sección analizaremos los resultados obtenidos en la segunda parte del experimento llevado a cabo en la línea de AMS del LEMA, donde se realiza el conteo isotópico del ^{26}Al .

Tabla 4.2: Resumen de los datos. De izquierda a derecha, columna 1) energía del haz, 2) número de deuterones detectados en el detector 1 (obtenidos por el ajuste de SIMNRA), 3) número de deuterones detectados en el detector 2, 4) relación entre las columnas 2 y 3, las columnas de la 5) a la 7) muestran la composición elemental del blanco vista por los detectores (obtenida del ajuste con SIMNRA), 8) es el producto de la columna 2) por la 5) obteniendo el número de deuterones que pegan en el silicio únicamente según el detector 1, 9) lo mismo que para la columna anterior, pero para el detector 2, 10) número de ^{26}Al contado mediante la técnica de AMS dividido entre la masa de aluminio piloto añadido y 11) es la relación entre la columna 10) y la 8), rendimiento de blanco grueso.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$E_d[\text{keV}]$	$N_{d1}(\times 10^{12})$	$N_{d2}(\times 10^{12})$	$D1/D2$	%Si	%Fe	%Cu	$F_1(\times 10^{12})$	$F_2(\times 10^{12})$	$^{26}\text{Al}/g(\times 10^{13})$	$^{26}\text{Al}/N_d$
3445	8.37	4.97	1.68	70	20	10	5.86	3.48	1.28	0.22
3645	3.28	1.93	1.70	69	23	8.0	2.26	1.33	1.21	0.53
3845	4.38	2.78	1.58	67	30	3.0	2.93	1.86	0.41	0.14
4045	3.65	2.19	1.67	67	25	8.0	2.44	1.47	1.10	0.45
4245	2.14	2.52	0.85	67	26	7.0	1.43	1.69	1.11	0.77
4645	3.83	2.62	1.46	64	22	14	2.45	1.68	1.30	0.53
4845	2.67	1.70	1.57	64	24	12	1.71	1.09	1.94	1.14

4.2.1 Conteo del aluminio mediante la técnica de AMS

La muestra que se obtiene después de la preparación radioquímica se coloca en un cátodo y se mide en el laboratorio LEMA en la línea destinada a AMS. Los ^{26}Al fueron contados en el detector de ionización gaseosa de doble ánodo con que contamos en LEMA. En la figura 4.3 se muestra el mapeo bidimensional del ánodo 2 versus ánodo 1.

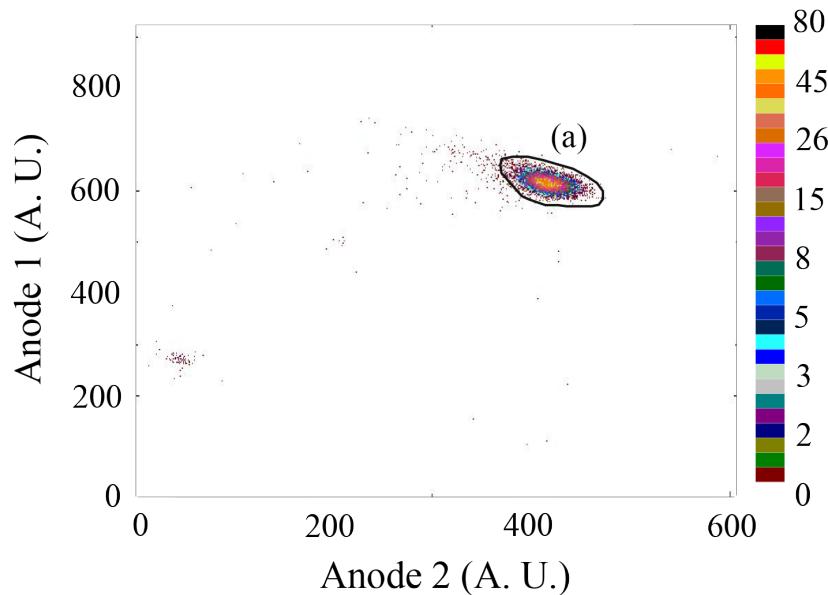


Figura 4.3: Espectro de altura de pulsos bidimensional del Ánodo 1 (eje vertical) vs Ánodo 2 (eje horizontal), en unidades arbitrarias. Los eventos registrados se agrupan en la región esperada para el ^{26}Al . Es destacable la limpieza de los resultados, remarcando la ausencia de fondo en el resto del espectro.

Este espectro es una muestra de la contabilidad limpia y confiable de los ^{26}Al . Por otra parte el haz piloto de ^{27}Al es medido en la jaula de Faraday localizada justo después del filtro magnético de alta energía. Ambos isótopos ^{26}Al y ^{27}Al fueron medidos en su estado de carga 3^+ después del tubo acelerador. La relación isotópica $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ se obtuvo promediando 6 de

los 10 juegos de mediciones que se hicieron de 30 segundos por cada cátodo. Por lo tanto cada cátodo fue medido por 30 minutos en total. Todas las relaciones medidas fueron normalizadas a una muestra estándar con una relación nominal de $(7.444 \pm 0.08) \times 10^{-11}$ [17].

En la figura 4.4 mostramos, como ejemplo, los datos obtenidos para la corrida de un cátodo (que pertenece a la irradiación con deuterones de 3.4 MeV), donde se puede apreciar la robustez de la medición. Los primeros 3-4 puntos muestran el comportamiento inestable de este tipo de estudios debido a que los iones de cesio de la fuente van penetrando la muestra ubicada en el cátodo, esto se conoce como acondicionamiento de la fuente SNICS. Los demás datos se encuentran dentro de sus barras de error individuales.

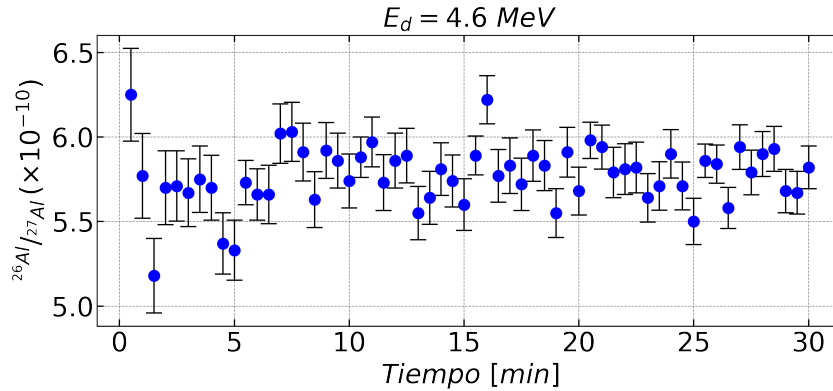


Figura 4.4: Datos obtenidos para un cátodo por el método de AMS. Relación entre el isótopo de aluminio raro y el estable para las 60 medidas de 30 segundos cada una (30 minutos totales de medición).

4.2.2 Rendimiento de producción de ^{26}Al

En la figura 4.5 se presenta el número total de ^{26}Al producido, normalizado respecto a la masa de ^{27}Al piloto añadido a la muestra, todo en función de cada energía de irradiación, las barras de incertidumbre estadísticas apenas se alcanzan a ver y están por debajo del 2%. En el eje vertical se grafican las cuentas de ^{26}Al normalizada a la cantidad de aluminio piloto añadido al cátodo. Dado el hecho, de que el tiempo de irradiación fue el mismo para cada muestra, los datos tomados en las corridas de 3845 keV y 4445 keV nos indican que algo interfirió durante la irradiación del blanco a esas energías (problemas de alineación e inestabilidad del haz de deuterio), no obstante la técnica de AMS muestra una estabilidad muy notable.

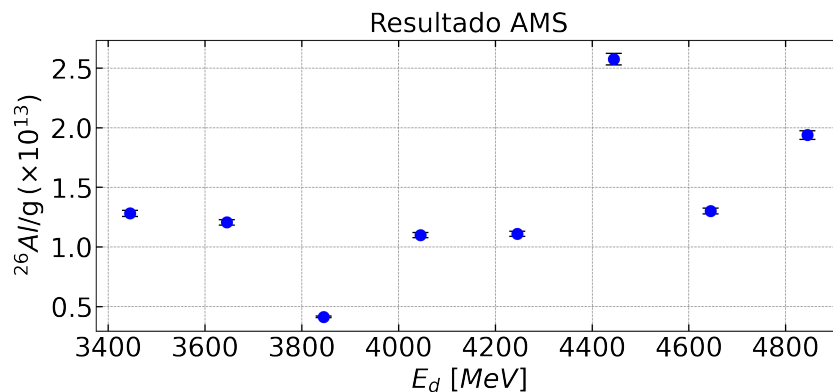


Figura 4.5: Resultados de la producción de ^{26}Al por AMS en función de la energía utilizada en la irradiación.

El resultado final de nuestra medición (ver figura 4.6) es el rendimiento del blanco grueso en la reacción de $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$, después de haber sido normalizado por el flujo de deuterones que incidieron en el blanco de silicio para cada energía de bombardeo.

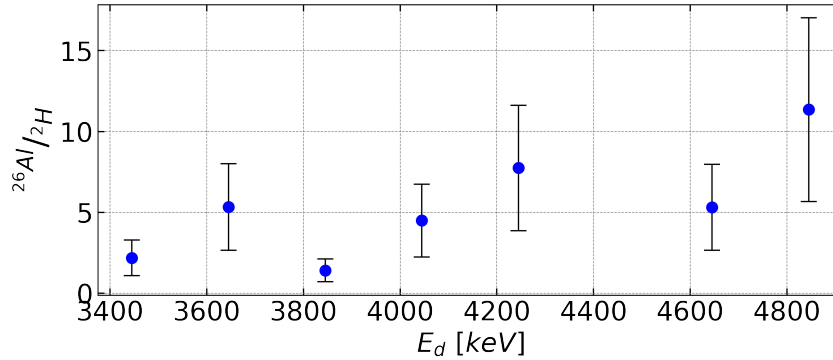


Figura 4.6: Rendimiento de la reacción $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$ normalizada. Producción de ^{26}Al después de la irradiación.

Los datos se resumen en la tabla 4.2. Para cada energía, se obtuvo el número de deuterones medidos en los detectores y la composición promedio del blanco, mediante el ajuste realizado con SIMNRA. La relación entre las partículas detectadas en ambos detectores debe ser una constante así como la relación del ángulo sólido de los detectores que resultó ser de 1.63, deducido por la calibración con el blanco de oro. Todos los ajustes hechos a excepción de la energía de 4245 keV, nos dan una relación dentro de un 15% (columna 4). El número de deuterones que pegaron en el blanco se obtuvieron por la composición del blanco (columna 5). Se puede apreciar que el porcentaje promedio de silicio en el blanco visto por el haz de deuterones es muy similar para cada corrida, las pequeñas diferencias se deben a los pequeños cambios en la alineación del haz y el blanco durante el cambio de corrida. Para calcular el factor de normalización (columna 8) seleccionamos el detector 1 que es el más grueso. En la columna 10 presentamos el número de ^{26}Al contados por la técnica de AMS normalizados a la cantidad de ^{27}Al piloto añadido a la muestra y finalmente en la última columna presentamos el rendimiento del blanco grueso medido en este trabajo para cada energía.

El aumento monótono esperado con el aumento de la energía de bombardeo se alcanza a ver solo de manera marginal. Las barras de incertidumbre incluyen la contribución estadística, la cual es menor que un 3% en el caso del AMS y de un (15-20)% del ajuste con SIMNRA. Estimamos un 30% adicional de incertidumbre proveniente de la sistemática (en la deducción del número de deuterones que inciden en el blanco de silicio).

4.3 Estudio de la reacción $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$

En esta sección debatiremos sobre los resultados obtenidos de las distribuciones angulares de protones medidas en la línea de física nuclear del LEMA. También se analizan los parámetros ópticos y los respectivos potenciales utilizados en el cálculo teórico para el ajuste de los datos experimentales. Los datos experimentales (originales en formato ASCII) se convirtieron a histogramas mediante un macro (“Histogenerator.C”) en lenguaje Root CERN [67] donde están todos los espectros para cada energía de bombardeo del haz, en total se hicieron 43 corridas, por tanto son en total 172 espectros. La energía del haz se fue variando de 800 keV a 2100 keV. Las primeras 15 corridas (etiquetadas como run) empezando por la run0 hasta la run14 se midieron a 140°, 150°, 160° y 170°, respectivamente, y para las restantes corridas se rotó el sistema PIDAR unos 5° para tener mediciones a 135°, 145°, 155° y 165°.

Tabla 4.3: Calibración del sistema PIDAR. Se utilizaron solo 6 corridas para la calibración. Elab es la energía de bombardeo del haz. CH es el número de canal y E la energía de los protones en keV medidas para cada ángulo.

run	Elab	CH 170°	E 170°	CH 160°	E 160°	CH 150°	E 150°	CH 140°	E 140°
9	1050	208	1030	204	1030	233	1031	238	1032
10	1000	199	981	194	981	221	982	226	983
11	950	189	932	184	932	210	933	215	933
12	900	179	883	175	883	199	884	204	885
13	850	169	834	165	834	188	835	192	836
14	800	159	785	155	785	177	786	181	787

4.3.1 Calibración del sistema de detectores PIDAR

El sistema de detectores PIDAR (*PIPS Detector Array*) que consta de 4 detectores, se calibró utilizando como referencia en energía la retrodispersión de los protones en el blanco de oro. Para la calibración se realiza un ajuste gaussiano del pico del oro en cada espectro de energía y se obtiene el centroide de la gaussiana que no es más que el número de canal. Este número de canal se grafica en función de la energía de retrodispersión esperada para cada ángulo de medida. A continuación presentamos la tabla 4.3 con los valores correspondientes de los canales y las energías de retrodispersión de los protones en los diferentes detectores.

Las energías de detección se calcularon con el programa ISONAV [68] que utiliza como teoría lo expuesto en la sección 2.6, el programa corre sobre el sistema operativo linux y los cálculos se hicieron con las siguientes líneas de comando:

```
$ isonav 1H 197Au 1H 197Au --Elab=1.050 --angle=170 --xTreme
```

que se fue modificando para cada energía del haz y para cada ángulo de detección. La salida del programa nos da la energía resultante en MeV tanto de la partícula eyectada como del núcleo residual, y de sus estados excitados en caso de tenerlos. Llegado hasta aquí se hace una calibración lineal de energía E contra canal CH y se obtiene la recta de calibración que será utilizada posteriormente para calibrar en energía los espectros obtenidos. En la siguiente tabla 4.4 presentamos la calibración utilizada para cada detector. Además se presentan los valores de χ^2 mostrando la buena calidad del ajuste. En la tabla se muestra que el detector D1 estuvo situado a (170° y 165°), el D2 a (160° y 155°), el D3 a (150° y 145°) y el D4 a (140° y 135°), respectivamente.

Tabla 4.4: Parámetros de la calibración de los detectores utilizados en la medición de RBS en la línea de física nuclear del LEMA. Cada detector durante el experimento midió a 2 diferentes ángulos.

Detector	Gain	Offset	χ^2
D1 (170° y 165°)	4.94943	-4.05565	0.99907
D2 (160° y 155°)	4.98858	12.18759	0.99986
D3 (150° y 145°)	4.39543	8.74049	0.99965
D4 (140° y 135°)	4.28428	12.54313	0.99996

Una vez obtenida la calibración se generaron los espectros calibrados en energía para su posterior análisis. Para ello se utilizó un macro en root (“Calib.C”) para cada detector que calibraba los espectros obtenidos y los guardaba en un árbol root de forma organizada.

4.3.2 Simulación del espectro y estimación de los espesores del blanco

Una vez calibrados los espectros, se simularon con SIMNRA con el objetivo de corroborar el espesor de las capas de Au y Al depositadas. Como parámetros iniciales para la simulación se utiliza la energía de bombardeo, la calibración de los detectores y el ángulo al cual estaban ubicados los detectores. Luego del ajuste se determinaron los espesores de aluminio y oro, siendo de 100 nm y 10 nm, respectivamente, tal y como se estimaban mediante la medición de la balanza de cuarzo durante el proceso de evaporación tratado en la sección 3.6. En la figura 4.7 se muestra la simulación para el run0 ($E = 1.5$ MeV) medida a 140° por el detector 4. Con la simulación se calcula la corriente del haz que para esta corrida fue de 3.1 nA. En la simulación se puede ver como se logran reproducir de forma muy exacta los picos de los elementos de oro y aluminio además del carbono utilizado como sustrato.

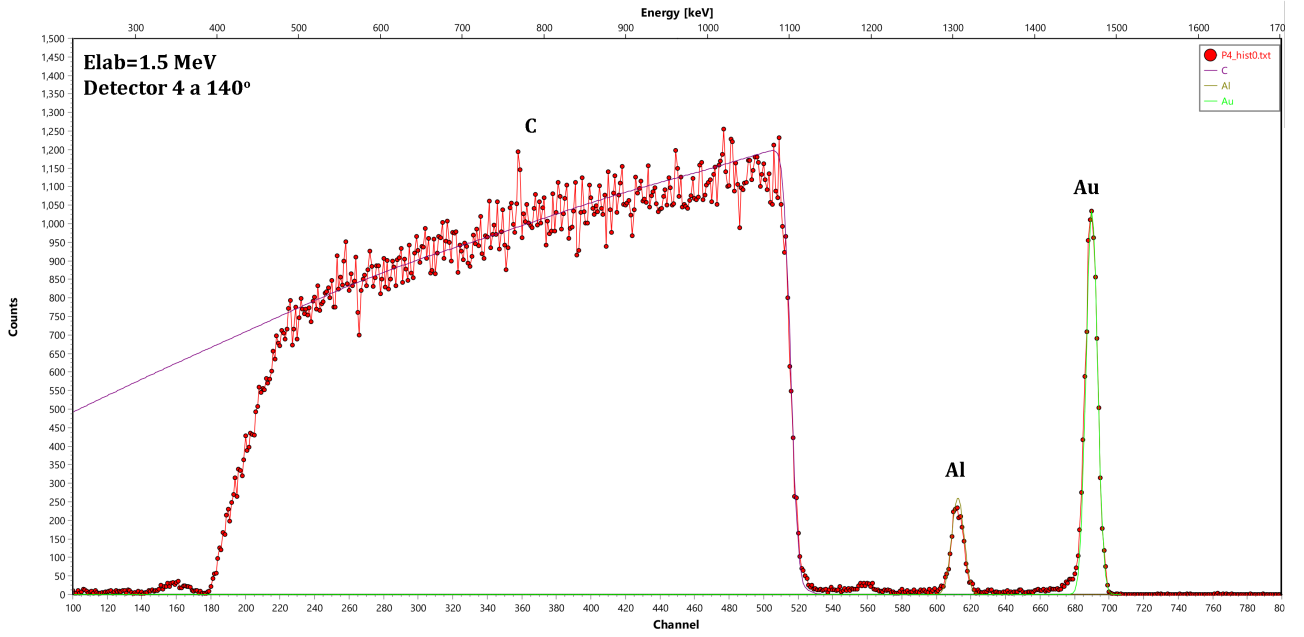


Figura 4.7: Simulación con SIMNRA del espectro de RBS a 140° de protones a 1.5 MeV.

4.3.3 Determinación de la sección eficaz experimental

Para blancos delgados como el que se utilizó en este trabajo supusimos que el poder de frenado es constante dentro de todas las capas del blanco. Los protones antes de alcanzar la capa de Al atraviesan la capa de Au depositando una energía ΔE_{Au} que se tiene en cuenta, por tanto, la sección eficaz diferencial de protones retrodispersados en Al a determinado ángulo de dispersión está dada por [69]:

$$\frac{d\sigma_{Al}}{d\Omega} \left(E - \Delta E_{Au} - \frac{\Delta E_{Al}}{2}, \theta \right) = \frac{A_{Al}}{Q\Omega(\theta)N_{Al}} \quad (4.1)$$

donde E es la energía incidente de los protones, ΔE_{Al} es la energía depositada en la película de Al, A_{Al} es el área debajo del pico de Al, Q es el número de protones incidentes, $\Omega(\theta)$ es el ángulo sólido del detector y N_{Al} es el número de átomos de Al por unidad de área ($atom/cm^2$). La sección eficaz diferencial para protones dispersados en la capa de Au a un ángulo dado es:

$$\frac{d\sigma_{Au}}{d\Omega} \left(E - \frac{\Delta E_{Au}}{2}, \theta \right) = \frac{A_{Au}}{Q\Omega(\theta)N_{Au}} \quad (4.2)$$

donde A_{Au} es el área debajo del pico de Au y N_{Au} es el número de átomos de Au por unidad de área. Si normalizamos respecto al Au nos queda:

$$\frac{d\sigma_{Al}}{d\Omega} \left(E - \Delta E_{Au} - \frac{\Delta E_{Al}}{2}, \theta \right) = \frac{A_{Al}}{A_{Au}} \frac{N_{Au}}{N_{Al}} \frac{d\sigma_{Au}}{d\Omega} \left(E - \frac{\Delta E_{Au}}{2}, \theta \right) \quad (4.3)$$

Para calcular la sección eficaz diferencial presentada en la ecuación 4.3 necesitamos calcular la relación $\frac{N_{Au}}{N_{Al}}$, esta relación se obtiene calculando $\frac{A_{Al}}{A_{Au}}$ a partir del espectro RBS de los protones y utilizando la sección eficaz diferencial de Rutherford para aluminio y oro. El hecho de normalizar los datos con una capa de oro elimina futuras correcciones debido al tiempo muerto, ángulo sólido absoluto y errores debido a imperfecciones en la medición de la corriente del haz que incide en el blanco. La relación de $\frac{N_{Au}}{N_{Al}}$ calculada fue de 0.1242 ± 0.0021 .

La pérdida de energía de los protones en las capas de oro y aluminio se calculó utilizando los datos de poder de frenado incorporados en el programa SRIM v.2013 [70]. La pérdida de energía del haz en las capas de oro y aluminio se presentan en la siguiente figura 4.8. La pérdida de energía del haz de protones en la capa 10 nm de oro varió entre 0.8 keV y 1.3 keV y para la capa de 100 nm de aluminio osciló entre 3.0 keV y 5.4 keV para la mínima y máxima energía del haz de protones, respectivamente. Debido al pequeño valor, la corrección ΔE_{Au} en la ecuación 4.3, puede ser despreciada.

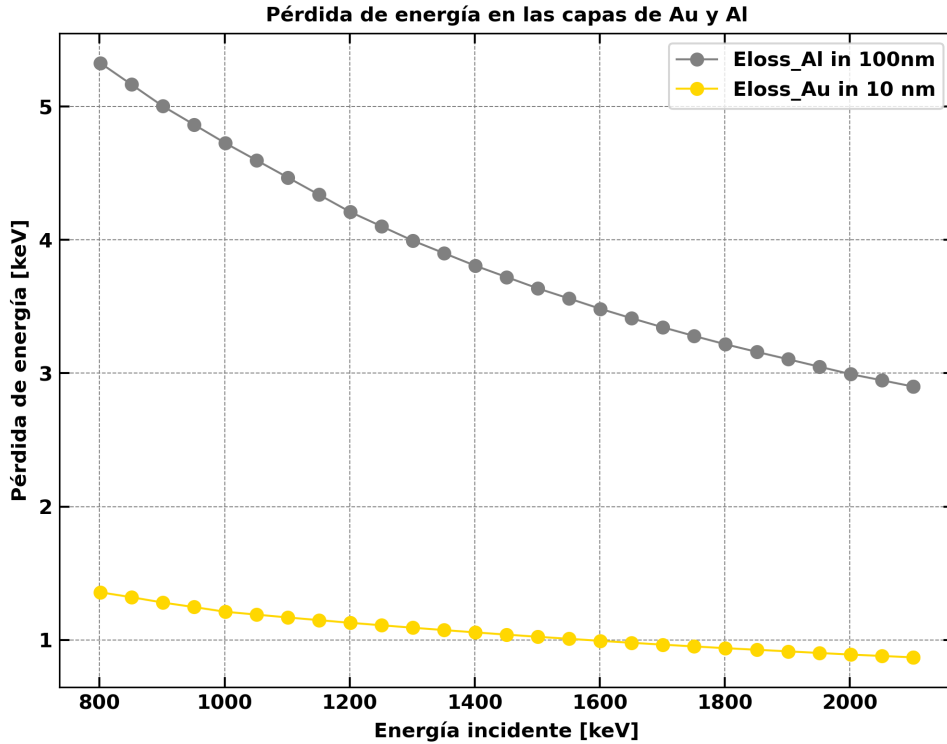


Figura 4.8: Energía depositada en las capas de 10 nm de aluminio y en la 10 nm de oro, para el rango de energías de bombardeo utilizado entre 800 keV y 2100 keV.

Una tabla con todos los valores de las secciones eficaces diferenciales calculadas, para todos los diferentes ángulos y energías de bombardeo en el sistema de referencia de laboratorio se presentan en el Anexo A. A continuación presentamos en la figura 4.9 y 4.10 la comparación de nuestras secciones eficaces normalizadas a Rutherford con las reportadas en la base de datos IBANDL [71].

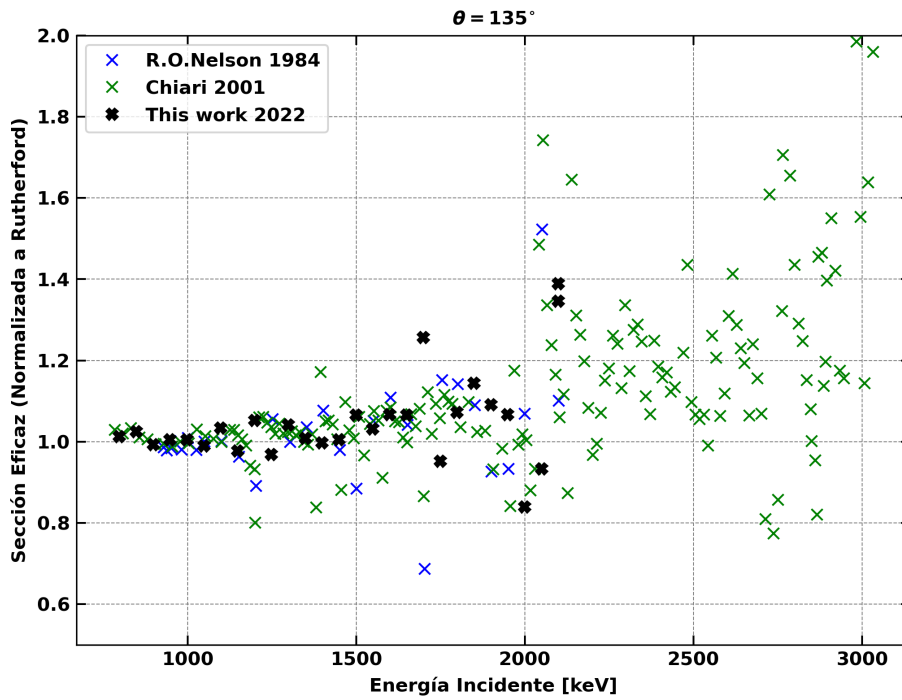


Figura 4.9: Valores de las secciones eficaces diferenciales de la dispersión de protones en aluminio normalizadas a Rutherford a 135° en función de la energía de bombardeo. Los datos de este trabajo se comparan con los obtenidos en los trabajos de R.O.Nelson en 1984 [31] y Chiari en 2001 [29].

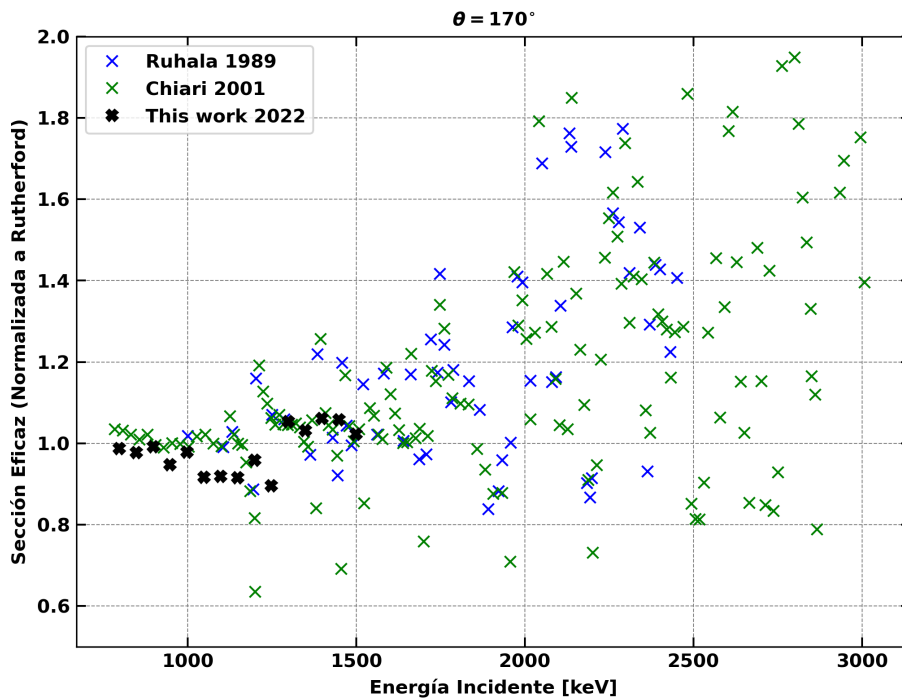


Figura 4.10: Valores de las secciones eficaces diferenciales de la dispersión de protones en aluminio normalizadas a Rutherford a 170° en función de la energía de bombardeo. Los datos de este trabajo se comparan con los obtenidos en los trabajos de Ruhala en 1989 [30] y Chiari en 2001 [29].

En ambas figuras se puede notar que a medida que aumentamos la energía de bombardeo los

resultados experimentales están mas dispersos, esto se debe a que a medida que aumentamos la energía crece la probabilidad de que se abran canales de reacción. Nuestros datos experimentales se midieron con un incertidumbre que siempre estuvo por debajo del 3% y como se puede observar nuestros datos están en concordancia con los reportados en la literatura.

4.4 Cálculos con el modelo óptico usando FRESCO

El programa FRESCO [72] fue desarrollado por Ian Thomson en el período de 1983-2006 para realizar cálculos de canales de reacción acoplados en física nuclear, y el SFRESCO es una versión de FRESCO adicional que provee una búsqueda de χ_2 del potencial y los parámetros de acoplamiento. Para los cálculos de las secciones eficaces diferenciales vamos a utilizar el potencial de Woods-Saxxon y el potencial microscópico de São Paulo.

4.4.1 Potencial de Woods-Saxon

Para el factor de forma de Woods-Saxon se utilizan el juego de parámetros propuestos por Koning y Delaroche [33]. Esta recopilación de parámetros ópticos para protones son válidos en un rango de energías de ($0 < E < 200$) MeV y para un rango de número de nucleones del blanco de ($24 < A < 209$). Para nuestro sistema se utilizan un total de 12 parámetros, que incluyen las componentes real e imaginaria del potencial volumétrico y de espín órbita, además de una componente imaginaria en el término de superficie. En la figura 4.11 presentamos las diferentes componentes del potencial Woods-Saxon para una energía de bombardeo de 2.1 MeV.

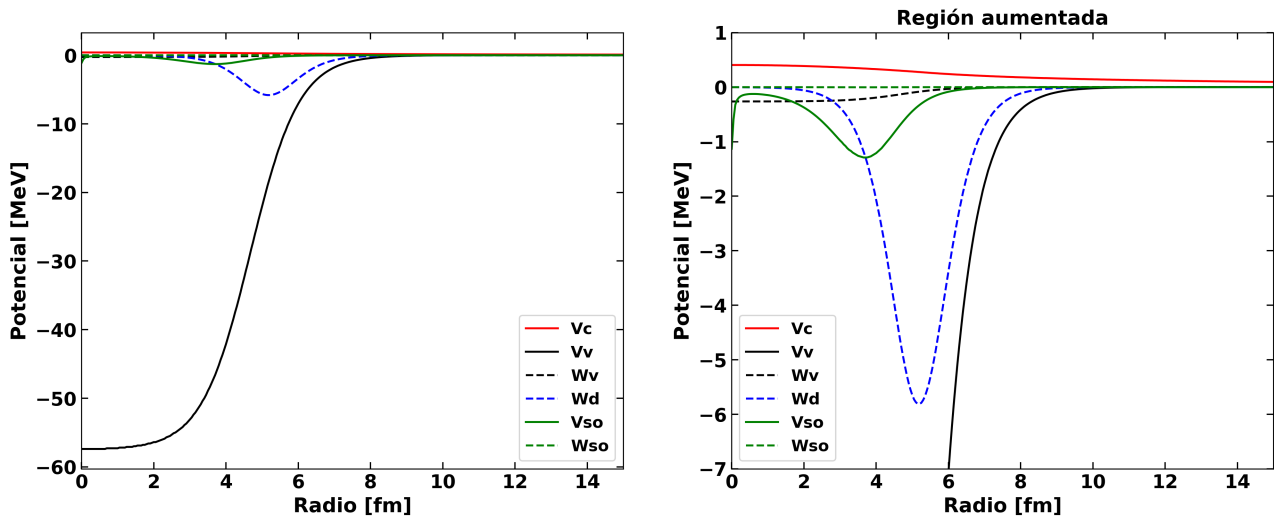


Figura 4.11: Componentes del potencial Woods-Saxon. A la derecha un vista ampliada de la región donde se encuentran los potenciales. V_c es la componente coulombiana, V_v y W_v son las componentes volumétrica real e imaginaria, respectivamente, lo mismo para el término de espín-órbita V_{so} y W_{so} , y W_d es la parte imaginaria del término de superficie. Los parámetros utilizados fueron los propuestos por Konning y Delaroche [33] para un haz de 2.1 MeV de energía.

El factor de forma de Woods-Saxon es muy utilizado para describir las secciones eficaces experimentales de dispersión elástica; debido a su gran número de parámetros es posible ajustar diversos conjuntos de datos. La parte real del potencial representa el canal elástico de la reacción, y la parte imaginaria representa todos los canales no elásticos de reacción posibles, ocultando así la importancia de cada reacción inelástica en la pérdida del flujo inicial de

partículas y, por lo tanto, en la sección eficaz de reacción total. En el anexo B.1 se muestra el archivo de entrada de FRESCO.

4.4.2 Potencial de São Paulo

Además de los cálculos realizados con el factor de forma de Woods-Saxon, también se hicieron los cálculos con el potencial de São Paulo (SPP), el potencial para la dispersión elástica estudiada se genera numéricamente mediante el programa SPOMC [73]. Estos valores obtenidos para el SPP fueron utilizados por el código FRESCO para el cálculo de las secciones eficaces diferenciales. Los cálculos realizados fueron hechos con densidades nucleares calculadas por el código SPOMC, que supone distribuciones de Fermi-Dirac, que para el caso de núcleos radiactivos pueden no ser realistas. El SPP obtenido para 2.1 MeV se muestra en la figura 4.12.

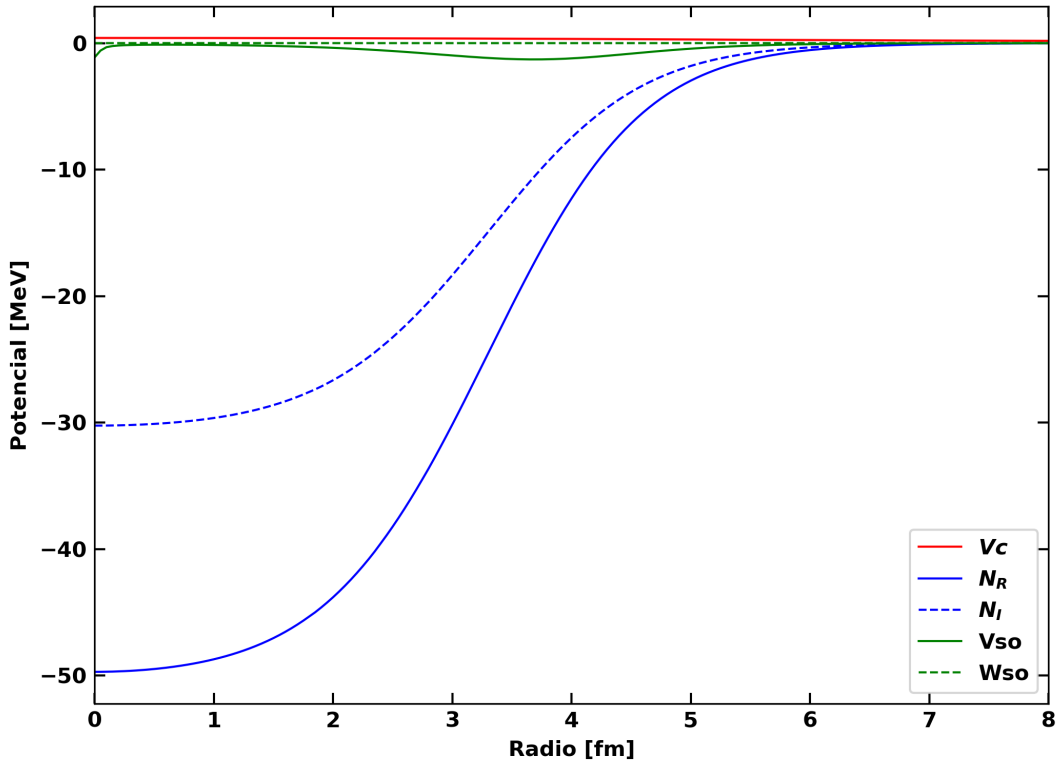


Figura 4.12: Componentes del potencial de São Paulo. En rojo el potencial coulombiano V_c , N_R y N_I son las componentes real e imaginaria del SPP; V_{so} y W_{so} son las componentes real e imaginaria del término de espín-órbita del potencial de Woods-Saxon [33] para una energía de 2.1 MeV, respectivamente.

El potencial óptico de São Paulo es parametrizado por los valores de normalización real N_R e imaginario N_I , representando parámetros de ajuste en relación a los datos experimentales, ya que los radios nucleares y la densidad superficial son valores predefinidos. Esas normalizaciones tienen como valores base $N_R = 1.0$ y $N_I = 0.78$; esto significa que para que las reacciones puedan ser descritas con este tipo de potencial, las normalizaciones obtenidas deben ser cercanas a estos valores. En el caso de nuestro sistema, al ser un haz de protones, que son fermiones, al SPP se le agregó el término de espín-órbita dado por los parámetros de Konning y Delaroche para el potencial de Woods-Saxon. En el anexo B.2 se muestra el archivo de entrada de FRESCO.

4.4.3 Distribuciones angulares

En esta sección presentamos algunos cálculos hechos con el FRESKO para tratar de reproducir los datos de las secciones eficaces experimentales. Se hicieron un total de 6 ajustes, para las energías de 800 keV, 1300 keV, 1350 keV, 1400 keV, 1450 keV y 2100 keV, respectivamente. Los cálculos teóricos se hacen en el sistema de referencia de centro de masa, por tanto, los valores de las secciones eficaces experimentales obtenidas se transforman al sistema de referencia de centro de masas 2.79 para que sean comparables con el ajuste teórico. En la figura 4.13 se presentan las secciones eficaces experimentales normalizadas a Rutherford, así como las teóricas utilizando ambos potenciales ópticos, el Woods-Saxon y el de São Paulo.

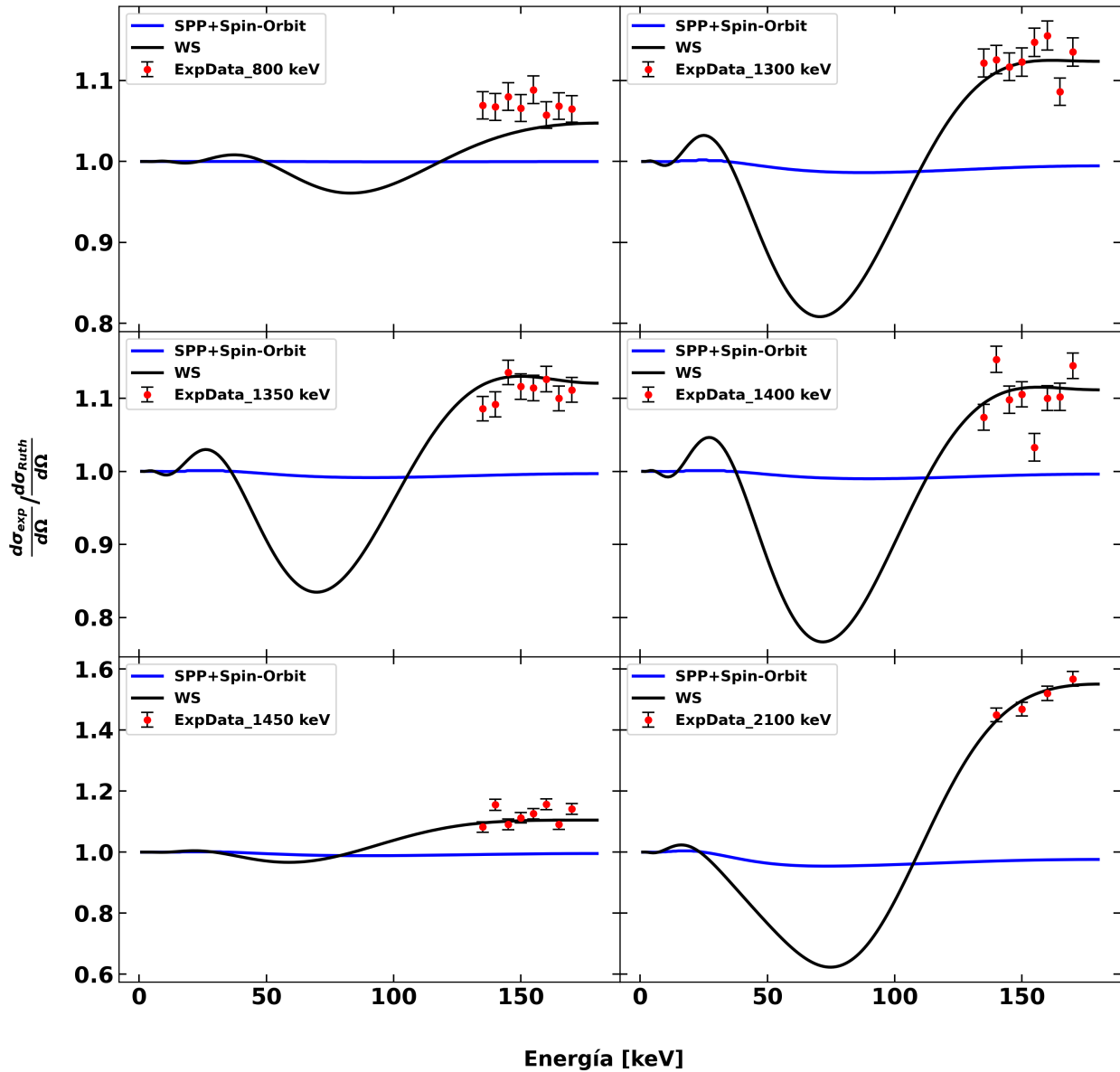


Figura 4.13: Distribuciones angulares experimentales y teóricas normalizadas a Rutherford, en el caso de las secciones eficaces teóricas se presenta el cálculo hecho para el potencial óptico de Woods-Saxon y para el SPP. La incertidumbre asociada a los datos experimentales está por debajo del 3% en todos los casos.

Se puede apreciar que para el caso del potencial de Woods-Saxon se logra reproducir la sección eficaz experimental normalizada a Rutherford de manera satisfactoria. La sección eficaz teórica obtenida mediante el cálculo tiene una forma particular, donde para ángulos entre 50° y

100° se observa una especie de pozo, y hacia ángulos cercanos a 160° empieza a aumentar hasta una cota superior alrededor de los 170°-180°. Para el caso del SPP no logra reproducir los datos experimentales, su comportamiento es mucho más rígido y se asemeja más a un comportamiento elástico.

En la tabla 4.5 se muestran los valores del ajuste para el término volumétrico real (V) y el término imaginario superficial (W_d) que son los que más peso tienen en el ajuste. En la figura 4.14 se alcanza a ver la poca diferencia que existe entre los valores de ambos parámetros para la energías de bombardeo. Este comportamiento de los parámetros es lo esperado para este tipo de sistema, donde varían muy poco debido a bajas energías.

Tabla 4.5: Valores de los parámetros volumétrico real (V) e imaginario superficial (W_d) para seis diferentes energías de bombardeo.

Energía del haz (Lab)	V	W_d
800 keV	-58.04	-5.08
1300 keV	-57.83	-5.38
1350 keV	-57.81	-5.41
1400 keV	-57.79	-5.44
1450 keV	-57.77	-5.46
2100 keV	-57.49	-5.82

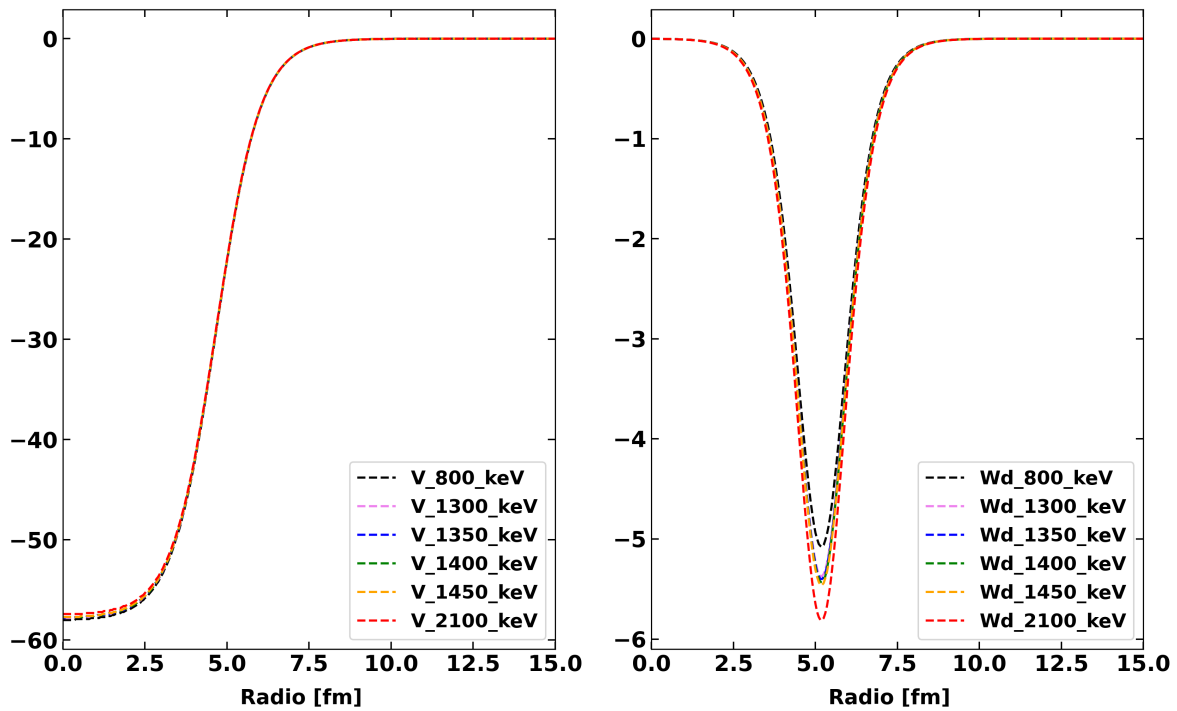


Figura 4.14: Gráfica de los parámetros volumétrico real (izquierda) e imaginario superficial (derecha) para las energías de bombardeo de 800 keV, 1300 keV, 1350 keV, 1400 keV, 1450 keV y 2100 keV.

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo futuro

5.1 Conclusiones

Tras el análisis se demuestra que el uso de la técnica de AMS, para contar el número de ^{26}Al producidos a raíz de la irradiación con deuterones, resulta ser una opción muy robusta, confiable y precisa, teniendo en cuenta el procesamiento radioquímico que requiere la muestra para ser medida. La incertidumbre estadística asociada a esta medida de ^{26}Al estuvo por debajo del 3%. Sin embargo, la deducción del número de deuterones que incidieron en el blanco de silicio durante la irradiación, estimada mediante la simulación del espectro con SIMNRA, resulta ser poco exacta. Por otro lado, no existen datos experimentales publicados en los cuales confiar de que la incidencia de deuterones en silicio es puramente descrita por la dispersión de Rutherford, en otras palabras, no existen datos de distribuciones angulares reportadas para la reacción $^{28}\text{Si}(d,\alpha)^{26}\text{Al}$. También existen reacciones nucleares probables en el rango de energías medido, las cuales producen partículas cargadas (protones y alfas) capaces de alcanzar los detectores solapando la parte elástica del espectro. Este es un factor importante a tener en cuenta en futuros experimentos, por este hecho se estima un error sistemático de un 30%.

El rendimiento de blanco grueso, o la sección eficaz integrada que se reporta en este trabajo, evidencia un incremento marginal a medida que aumentamos la energía de bombardeo, como era de esperarse. Este resultado es muy alentador, aunque es necesario un experimento futuro considerando las grandes incertidumbres. Con este experimento, se logra demostrar que la irradiación con deuterones a energías más altas, seguido de un análisis de los productos de la reacción con la técnica de AMS, resulta ser apropiada para hacer frente a la región de baja energía donde la sección eficaz decae exponencialmente.

En este trabajo se reportan las secciones eficaces diferenciales de retrodispersión de protones en aluminio en la región de energía de 0.8 MeV a 2.1 MeV para 8 diferentes ángulos 135° , 140° , 145° , 150° , 155° , 160° , 165° y 170° , utilizados comúnmente en las mediciones de RBS. Los datos mejoran la confiabilidad del análisis de retrodispersión de Al con protones para esta región de energía. Estos resultados recientes son congruentes con los datos ya medidos anteriormente y refuerzan algunas regiones angulares donde existían pocos datos reportados, mejorando así la estadística que puede ser utilizada por bases de datos como IBANDL, utilizada por el programa de simulación SIMNRA. El ajuste de los datos con el potencial de WS resulta ser viable para este tipo de sistemas debido al mayor número de parámetros que utiliza contrario a SPP que solo tiene dos parámetros a variar en un intervalo con un intervalo de tolerancia muy reducido.

5.2 Trabajo futuro

En función de los resultados obtenidos, se está trabajando actualmente en una extensión de nuestra medida a energías de bombardeo con deuterones por debajo de 3 MeV. En este nuevo

experimento, para resolver el problema de la cuantificación de la irradiación del haz, se prevén las siguientes mejoras: i) mejor colimación del haz para tener mejor control del punto del haz, ii) agregar detectores de silicio delgados frente a los que tenemos para identificar las partículas retrodispersadas y así poder limpiar mejor los datos (técnica $E+\Delta E$), iii) agregar una capa delgada de oro (10 nm de espesor) directamente al blanco de silicio para monitorizar la dispersión elástica en esta capa de oro.

Se pretende continuar el experimento en el acelerador Van de Graaff en el IFUNAM a energías por debajo de 3 MeV. Una característica interesante de este proyecto es que aprovecha tres de las instalaciones nucleares más grandes de México.

Para extraer las secciones eficaces absolutas para de este rendimiento en el blanco grueso, será necesario tener un valor de la sección eficaz cerca de la barrera coulombiana para normalizar nuestros datos. Por tanto, el experimento con un blanco delgado de silicio cobran una gran importancia.

Anexo A

Secciones eficaces experimentales de protones en aluminio

Tabla A.1: Sección eficaz^a medida de la dispersión (p,p) en aluminio a 135°, 140°, 145°, 150°, 155°, 160°, 165° y 170° en el rango de energías de 0.8 a 2.1 MeV, los valores de las secciones eficaces están reportadas en el sistema de referencia de laboratorio.

E	135° $d\sigma/d\Omega$	140° $d\sigma/d\Omega$	145° $d\sigma/d\Omega$	150° $d\sigma/d\Omega$	155° $d\sigma/d\Omega$	160° $d\sigma/d\Omega$	165° $d\sigma/d\Omega$	170° $d\sigma/d\Omega$
796.98	477.62	440.05	421.10	393.49	383.82	359.20	352.62	344.19
847.10	427.86	392.66	370.28	348.49	339.70	318.69	317.27	301.69
897.22	369.59	348.29	328.78	312.58	299.18	288.01	283.18	272.88
947.32	335.38	306.63	294.88	273.21	268.84	256.30	257.09	233.90
997.43	302.77	281.13	272.41	251.95	243.67	226.06	234.42	217.78
1047.51	270.21	260.06	230.46	228.65	220.43	210.79	202.66	184.98
1097.60	257.10	230.05	223.92	206.12	196.04	197.89	186.05	169.02
1147.68	222.30	206.52	197.65	183.67	186.44	170.88	171.64	153.89
1197.77	219.73	198.36	184.57	176.20	173.54	161.91	167.51	148.05
1247.84	186.35	172.56	168.42	150.99	150.54	145.21	134.79	127.50
1297.91	185.36	175.12	162.49	156.42	151.95	148.12	129.60	138.48
1347.98	166.33	157.45	153.14	144.13	136.80	133.82	126.97	125.70
1398.04	152.96	154.63	137.71	132.71	117.91	121.55	118.27	120.33
1448.10	143.68	144.35	127.53	124.50	119.82	119.13	109.10	111.81
1498.16	142.25	126.75	131.19	117.90	121.87	106.64	113.50	100.94
1548.21	-	128.93	-	119.49	-	102.04	-	92.14
1598.27	-	125.22	-	115.73	-	106.13	-	95.16
1648.32	-	117.63	-	104.58	-	98.56	-	91.62
1698.36	-	130.64	-	109.94	-	104.53	-	98.66
1748.41	-	93.40	-	73.76	-	66.41	-	64.76
1798.45	-	99.41	-	96.25	-	91.47	-	92.64
1848.49	-	100.38	-	88.69	-	84.59	-	81.26
1898.53	-	90.78	-	85.89	-	72.71	-	67.33
1948.57	-	84.22	-	71.33	-	64.79	-	62.32
1998.61	-	62.97	-	55.20	-	48.76	-	52.67
2048.65	-	66.64	-	70.19	-	59.63	-	65.70
2098.68	-	94.58	-	85.67	-	79.84	-	74.50
2098.68	-	91.65	-	81.73	-	77.06	-	74.68

^aLa energía E esta dada en (keV) y la sección eficaz $d\sigma/d\Omega$ en (mb/sr).

Anexo B

FRESCO inputs

En este anexo se encuentran los códigos utilizados para el cálculo con el programa FRESCO, para los cálculos solo se fueron cambiando los valores de los potenciales y la energía del haz.

B.1 Modelo Óptico. Woods-Saxon

```
1 1h27Al.in: 1H + 27Al elastic scattering Elab=2.09868 MeV
2 NAMELIST
3 &FRESCO hcm=0.05 rmatch=50
4         jtmin=0.0 jtmax=100.0
5         thmin=0.00 thmax=-180.00 thinc=1.00
6         smats=2 xstabl=1 treneg=3
7         elab= 2.09868 /
8
9 &PARTITION namep='1H' massp=1.0078 zp=1.
10         namet='27Al' masst=26.9815 zt=13. qval=0.00 pwf=F nex=1 /
11 &STATES jp=0.5 bandp=1 ep=0.0000 cpot=1 jt=2.5 bandt=1 et=0.0000 /
12 &partition /
13 ! Optical Parameters Koning and Delaroche
14 &POT kp=1 type=0 ap=1.00 at=27.00 rc=1.3289 / ! Vc
15 &POT kp=1 type=1 shape=0 p1=57.500413 p2=1.169 p3=0.674 / ! V
16 &POT kp=1 type=1 shape=0 p4=0.2628315 p5=1.169 p6=0.674 / ! W
17 &POT kp=1 type=2 shape=0 p4=5.8150757 p5=1.295 p6=0.533 / ! Wd
18 &POT kp=1 type=4 shape=0 p1=5.7645256 p2=0.9697 p3=0.59 / ! Vso
19 &POT kp=1 type=4 shape=0 p4=0.0123867 p5=0.9697 p6=0.59 / ! Wso
20 &pot /
21
22 &overlap /
23
24 &coupling /
25
```

B.2 Modelo Óptico. São Paulo

```
1 1h27Al.in: 1H + 27Al elastic scattering Elab=2.09868 MeV
2 NAMELIST
3 &FRESKO hcm=0.05 rmatch=50
4         jtmin=0.0 jtmax=100.0
5         thmin=1.0 thmax=-180.0 thinc=1.0
6         smats=2 xstabl=1 treneg=3
7         elab=2.09868 /
8
9 &PARTITION namep='1H' massp=1.0078 zp=1.
10         namet='27Al' masst=26.9815 zt=13. qval=0.00 pwf=F nex=1 /
11 &STATES jp=0.5 bandp=1 ep=0.0 cpot=1 jt=2.5 bandt=1 et=0.0 /
12 &partition /
13 ! San Pablo Potencial + Spin-Orbita
14 &POT kp=1 type=0 ap=1.00 at=27.00 rc= 1.3289 /
15 &POT kp=1 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.78 p3=0. /
16 &POT kp=1 type=4 shape=0 p1=5.7645256 p2=0.9697 p3=0.59 / ! Vso
17 &POT kp=1 type=4 shape=0 p4=0.0123867 p5=0.9697 p6=0.59 / ! Wso
18 &pot /
19
20 &overlap /
21
22 &coupling /
23
24
```

Bibliografía

- [1] T Lee, DA Papanastassiou, and GJ Wasserburg. Aluminum-26 in the early solar system-fossil or fuel. *The Astrophysical Journal*, 211:L107–L110, 1977.
- [2] V Araujo-Escalona, E Andrade, L Barrón-Palos, C Canto, F Favela, A Huerta, O De Lucio, ME Ortiz, C Solís, and E Chávez. ^{26}Al production: the Allende meteorite (Chihuahua) stellar nucleosynthesis and solar models. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1671, page 030003. AIP Publishing LLC, 2015.
- [3] M Busso. Short-lived radioactivities in the early solar system: A fossil record of our origins in stars. *The European Physical Journal Plus*, 133(7):1–14, 2018.
- [4] A Arazi, T Faestermann, JO Fernández Niello, K Knie, G Korschinek, M Poutivtsev, E Richter, G Rugel, and A Wallner. Measurement of $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ resonance strengths via accelerator mass spectrometry. *Physical Review C*, 74(2):025802, 2006.
- [5] A Formicola, A Best, G Imbriani, M Junker, D Bemmerer, R Bonetti, C Brogгинi, A Cacioli, F Confortola, P Corvisiero, et al. Measurement of $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ resonance strengths via gamma spectrometry. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 35(1):014013, 2007.
- [6] C Fitoussi, J Duprat, V Tatischeff, J Kiener, F Naulin, G Raisbeck, M Assunção, C Bourgeois, M Chabot, A Coc, et al. Measurement of the $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},p)^{26}\text{Al}$ cross section: Implication for ^{26}Al production in the early solar system. *Physical Review C*, 78(4):044613, 2008.
- [7] CB Hamill, PJ Woods, Daid Kahl, R Longland, JP Greene, C Marshall, F Portillo, and K Setoodehnia. Study of the $^{25}\text{Mg}(d,p)^{26}\text{Mg}$ reaction to constrain the $^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}$ resonant reaction rates in nova burning conditions. *The European Physical Journal A*, 56(2):1–6, 2020.
- [8] A Mishra and DN Basu. Nuclear reaction rates and the primordial nucleosynthesis. *arXiv preprint arXiv:1106.2972*, 2011.
- [9] M Limongi and A Chieffi. Evolution, explosion, and nucleosynthesis of core-collapse supernovae. *The Astrophysical Journal*, 592(1):404, 2003.
- [10] EM Burbidge, GR Burbidge, WA Fowler, and F Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Reviews of modern physics*, 29(4):547, 1957.
- [11] WA Fowler. Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements. *Reviews of Modern Physics*, 56(2):149, 1984.
- [12] RA Alpher, H Bethe, and G Gamow. The origin of chemical elements. *Physical Review*, 73(7):803, 1948.

- [13] A Kankainen, PJ Woods, F Nunes, C Langer, H Schatz, V Bader, T Baugher, D Bazin, BA Brown, J Browne, et al. Angle-integrated measurements of the $^{26}\text{Al}(\text{d}, \text{n})^{27}\text{Si}$ reaction cross section: a probe of spectroscopic factors and astrophysical resonance strengths. *The European Physical Journal A*, 52(1):1–6, 2016.
- [14] DD Clayton and WL Craddock. Radioactivity in supernova remnants. *The Astrophysical Journal*, 1965.
- [15] D Lal. Cosmic ray labeling of erosion surfaces: in situ nuclide production rates and erosion models. *Earth and Planetary Science Letters*, 104(2-4):424–439, 1991.
- [16] TE Cerling and H Craig. Geomorphology and in-situ cosmogenic isotopes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22(1):273–317, 1994.
- [17] K Nishiizumi, EL Winterer, CP Kohl, J Klein, R Middleton, D Lal, and JR Arnold. Cosmic ray production rates of ^{10}Be and ^{26}Al in quartz from glacially polished rocks. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 94(B12):17907–17915, 1989.
- [18] J Barker, JP Day, TW Aitken, TR Charlesworth, RC Cunningham, PV Drumm, JS Lilley, GWA Newton, and MJ Smithson. Development of ^{26}Al accelerator mass spectrometry for biological and toxicological applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 52(3-4):540–543, 1990.
- [19] JP Day, J Barker, SJ King, RV Miller, J Templar, JS Lilley, PV Drumm, GWA Newton, LK Fifield, JOH Stone, et al. Biological chemistry of aluminium studied using ^{26}Al and accelerator mass spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 92(1-4):463–468, 1994.
- [20] PW Kubik, S Ivy-Ochs, J Masarik, M Frank, and C Schlüchter. ^{10}Be and ^{26}Al production rates deduced from an instantaneous event within the dendro-calibration curve, the landslide of Köfels, Ötz valley, Austria. *Earth and Planetary Science Letters*, 161(1-4):231–241, 1998.
- [21] M Faarinen, CE Magnusson, R Hellborg, S Mattsson, M Kiisk, P Persson, A Schütz, G Skog, and K Stenström. ^{26}Al investigations at the ams-laboratory in Lund. *Journal of Inorganic Biochemistry*, 87(1-2):57–61, 2001.
- [22] PW Kubik and M Christl. ^{10}Be and ^{26}Al measurements at the Zurich 6 MV tandem AMS facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(7-8):880–883, 2010.
- [23] SY Chu, H Nordberg, RB Firestone, and LP Ekstrom. Isotope explorer 2.23. *Lund: Lund University*, 1999.
- [24] G Audi and AH Wapstra. Table of isotopic masses and natural abundances. *Nucl. Phys. A*, 565:1–65, 1993.
- [25] N Takahashi, Y Hashimoto, Y Iwasaki, K Sakurai, F Soga, K Sagara, Y Yano, and M Sekiguchi. Nuclear structure of ^{26}Al studied by two-nucleon transfer reactions $^{28}\text{Si}(\text{d}, \alpha)$ and $^{24}\text{Mg}(\text{}^3\text{He}, \text{p})$. *Physical Review C*, 23(4):1305, 1981.
- [26] DO Boerma, AR Arends, PM Endt, W Gruebler, V König, PA Schmelzbach, and R Risler. Nuclear spectroscopy of ^{26}Al . *Nuclear Physics A*, 449(2):187–200, 1986.

- [27] Particle Data Group, P.A. Zyla, RM Barnett, J Beringer, O Dahl, DA Dwyer, DE Groom, CJ Lin, KS Lugovsky, E Pianori, et al. Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8):083C01, 2020.
- [28] JC Hardy and IS Towner. Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: 2014 critical survey, with precise results for ν ud and CKM unitarity. *Physical Review C*, 91(2):025501, 2015.
- [29] M Chiari, L Giuntini, PA Mando, and N Taccetti. Proton elastic scattering cross-section on aluminium from 0.8 to 3 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 174(3):259–266, 2001.
- [30] E Rauhala. Proton backscattering and computer data analysis in the non-rutherford energy region. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 40:790–796, 1989.
- [31] RO Nelson, EG Bilpuch, CR Westerfeldt, and GE Mitchell. Proton resonances in ^{28}Si from $E_x = 12.5$ to 13.4 MeV. *Physical Review C*, 29(5):1656, 1984.
- [32] JR Tesmer and M Nastasi. Handbook of modern ion beam materials analysis. *Materials Research Society, 9800 McKnight Rd, Suite 327, Pittsburgh, PA 15237, USA, 1995. 700*, 1995.
- [33] AJ Koning and JP Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nuclear Physics A*, 713(3-4):231–310, 2003.
- [34] CH Johnson, JK Bair, CM Jones, SK Penny, and DW Smith. p-wave size resonances observed by the (p,n) reaction for 2.6 to 7 MeV protons incident on isotopes of Sn. *Physical Review C*, 15(1):196, 1977.
- [35] C Mahaux, H Ngo, and GR Satchler. Causality and the threshold anomaly of the nucleus-nucleus potential. *Nuclear Physics A*, 449(2):354–394, 1986.
- [36] K Shahzad, FJ Qureshi, J Taj, A Awais, J Hussain, W Akram, S Honey, I Ahmad, and M Malik. Differential elastic scattering cross sections of protons from Al in 2.4-4.8 MeV energy range. *Nuclear Science and Techniques*, 27(2):1–4, 2016.
- [37] C Iliadis. *Nuclear physics of stars*. John Wiley & Sons, 2015.
- [38] G Breit and ME Ebel. Nucleon transfer and virtual coulomb excitation. *Physical Review*, 104(4):1030, 1956.
- [39] M Abramowitz and IA Stegun. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical table. *US Department of Commerce; National Bureau of Standards Applied Mathematics Series*, 55, 1965.
- [40] E Merzbacher. Quantum mechanics John Wiley & Sons. *Inc., New York*, 50, 1998.
- [41] GR Satchler and WG Love. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering. *Physics Reports*, 55(3):183–254, 1979.
- [42] P.E. Hodgson. The nuclear optical model introductory overview. Technical report, Oxford Univ. Nucl. Phys., Oxford, Dec 1996.
- [43] H Feshbach. Unified theory of nuclear reactions. *Annals of Physics*, 5(4):357–390, 1958.

- [44] RD Woods and DS Saxon. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Physical Review*, 95(2):577, 1954.
- [45] LC Chamon, BV Carlson, LR Gasques, D Pereira, C De Conti, MAG Alvarez, MS Hussein, MA Cândido Ribeiro, ES Rossi Jr, and CP Silva. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. *Physical Review C*, 66(1):014610, 2002.
- [46] MAG Alvarez, LC Chamon, MS Hussein, D Pereira, LR Gasques, ES Rossi Jr, and CP Silva. A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process. *Nuclear Physics A*, 723(1-2):93–103, 2003.
- [47] LC Chamon, D Pereira, MS Hussein, MA Cândido Ribeiro, and D Galetti. Nonlocal description of the nucleus-nucleus interaction. *Physical Review Letters*, 79(26):5218, 1997.
- [48] E Crema, LC Chamon, and PRS Gomes. Reliable potential for studying fusion of weakly bound nuclei. *Physical Review C*, 72(3):034610, 2005.
- [49] WA Mahoney, JC Ling, AS Jacobson, and RE Lingenfelter. Diffuse galactic gamma-ray line emission from nucleosynthetic ^{60}Fe , ^{26}Al , and ^{22}Na , preliminary limits from HEAO3. *The Astrophysical Journal*, 262:742, 1982.
- [50] R Diehl, K Bennett, H Bloemen, H Deboer, M Busetta, W Collmar, A Connors, JW Denherder, C Devries, W Hermsen, et al. First results from comptel measurement of the ^{26}Al 1.8 MeV γ -ray line from the Galactic center region. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 97:181–184, 1993.
- [51] JN Bahcall. *Neutrino astrophysics*. Cambridge University Press, 1989.
- [52] KS Hirata, K Inoue, T Kajita, T Kifune, K Kihara, M Nakahata, K Nakamura, S Ohara, N Sato, Y Suzuki, et al. Results from one thousand days of real-time, directional solar-neutrino data. *Physical Review Letters*, 65(11):1297, 1990.
- [53] KS Hirata, T Kajita, M Koshiba, M Nakahata, Y Oyama, N Sato, A Suzuki, M Takita, Y Totsuka, T Kifune, et al. Observation in the Kamiokande-ii detector of the neutrino burst from supernova SN1987A. *Physical Review D*, 38(2):448, 1988.
- [54] RM Bionta, G Blewitt, CB Bratton, D Casper, A Ciocio, R Claus, B Cortez, M Crouch, ST Dye, S Errede, et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the large magellanic cloud. In *Neutrinos And Other Matters: Selected Works of Frederick Reines*, pages 340–342. World Scientific, 1991.
- [55] RB Firestone. *Table of Isotopes*. John Wiley & Sons Inc, eighth edition, mar 1996.
- [56] M Limongi and A Chieffi. The nucleosynthesis of ^{26}Al and ^{60}Fe in solar metallicity stars extending in mass from 11 to 120 M_{\odot} : the hydrostatic and explosive contributions. *The Astrophysical Journal*, 647(1):483, 2006.
- [57] S Plüschke, R Diehl, V Schönfelder, H Bloemen, W Hermsen, K Bennett, C Winkler, M McConnell, J Ryan, U Oberlack, et al. The COMPTEL 1.809 MeV survey. *arXiv preprint astro-ph/0104047*, 2001.
- [58] C Angulo, M Arnould, M Rayet, P Descouvemont, D Baye, C Leclercq-Willain, A Coc, S Barhoumi, P Aguer, C Rolfs, et al. A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates. *Nuclear Physics A*, 656(1):3–183, 1999.

- [59] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley New York, 2nd ed. edition, 1989.
- [60] C Solís, E Chávez-Lomelí, ME Ortiz, A Huerta, E Andrade, and E Barrios. A new AMS facility in Mexico. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 331:233–237, 2014.
- [61] ME Ortiz, C Solís, and E Chávez. *Espectrometría de Masas con Aceleradores*. Laboratorio Nacional, Universidad Nacional Autónoma de México, 2018.
- [62] JD Cockcroft and ETS Walton. Experiments with high velocity positive ions. i. -further developments in the method of obtaining high velocity positive ions. *Proceedings of the royal society of London. Series A, containing papers of a mathematical and physical character*, 136(830):619–630, 1932.
- [63] JD Cockcroft and ETS Walton. Experiments with high velocity positive ions. ii.-the disintegration of elements by high velocity protons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 137(831):229–242, 1932.
- [64] C G Murillo. *Beam trajectory simulation program at the National Institute of Nuclear Research Tandem Accelerator facility*. PhD thesis, Universidad Autonoma del Estado de Mexico. Facultad de Ingenieria. Toluca (Mexico), 1996.
- [65] R Middleton. A negative ion cookbook. *University of Pennsylvania, unpublished*, 1989.
- [66] ALPHA Nanotech Inc. Single-sided silicon substrates. https://www.amazon.com/Silicon-Substrates-Wafers-Diced-Membrane/dp/B07C1G3JBQ/ref=sr_1_5?keywords=Alpha%2BNanotech%2BInc.&qid=1648527478&sr=8-5&th=1.
- [67] R Brun and F Rademakers. ROOT an object oriented data analysis framework. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 389(1-2):81–86, 1997.
- [68] F Favela. Isonav. <https://github.com/ffavela/isonav>.
- [69] Z Siketić, IB Radović, N Skukan, M Jakšić, and AR Ramos. Proton elastic scattering from aluminum for 120°, 150° and 165° in the energy interval from 2.4 to 5 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 261(1-2):414–417, 2007. data retrieved from the IBANDL database, IAEA, 2019 at <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>.
- [70] JF Ziegler. Srim-2003. *Nuclear instruments and methods in physics research section B: Beam interactions with materials and atoms*, 219:1027–1036, 2004.
- [71] IAEA. Ion beam analysis nuclear data library. <https://www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm>.
- [72] IJ Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Computer Physics Reports*, 7(4):167–212, 1988.
- [73] LC Chamon. SPOMC computational code. <https://www.yumpu.com/en/document/view/28565132/spomc-computational-code-departamento-de-fa-sica-nuclear-usp>, 2006.