

UCH-FC  
MAG-F 1  
C.215  
C-1

**Medición de la Sección Eficaz de la  
Reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  a Energías entre  
1,5 y 2,4 MeV.**

Tesis  
entregada a la  
Universidad de Chile  
en cumplimiento parcial de los requisitos  
para optar al grado de  
Magister en Ciencias con mención en Física  
Facultad de Ciencias

por

**Simón Alberto Cancino Salazar**

Mayo, 2006

Director de Tesis: **Dr. José Roberto Morales**



FACULTAD DE CIENCIAS  
UNIVERSIDAD DE CHILE

INFORME DE APROBACIÓN  
TESIS DE MAGISTER

Se informa a la Escuela de Postgrado de la Facultad de Ciencias que la Tesis de Magister presentada por el candidato

**Simón Alberto Cancino Salazar**

ha sido aprobada por la Comisión de Evaluación de la Tesis como requisito para optar al grado de Magister en Ciencias con mención en Física, en el examen de Defensa de Tesis rendido el día 16 de Enero de 2006.

**Director de Tesis**

Prof. J. Roberto Morales



---

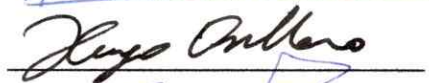
**Comisión de Evaluación de la Tesis**

Prof. María Inés Dinator



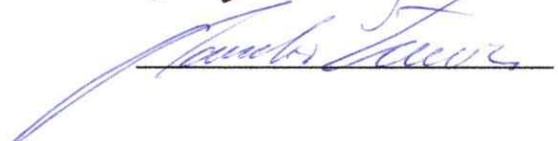
---

Prof. Hugo Francisco Arellano



---

Prof. Claudio Tenreiro



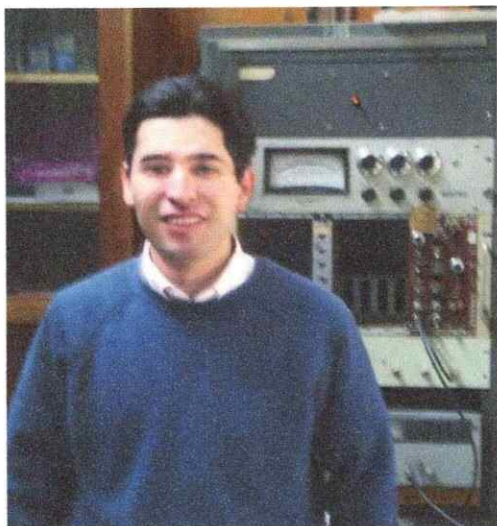
---



*Dedicado a los próximos estudiantes de Física  
Experimental del Laboratorio de Haces Iónicas.*



## AUTOBIOGRAFÍA



Nací en el invierno de 1975, en el seno de una familia constituida por mi padre Héctor Cancino, mi madre Margarita Salazar, tres hermanos y una hermana. Mi padre, trabajador de la Empresa Cemento Melón junto con mi madre dueña de casa, se esmeraron toda su vida por darnos una buena educación con todo lo que un hijo necesita para su desarrollo tanto físico como espiritual.

Mis años estudiantiles comienzan en 1982, en el Liceo San José de La Calera, ciudad en la que viví toda mi niñez. De muy niño me gustaba trabajar en el taller que mi papá tenía en el patio de mi casa. Me llamaba mucho la atención las herramientas y poco a poco fui aprendiendo a usarlas hasta hacerme muy hábil construyendo todo tipo de cosas. Este interés despertó en mí el deseo de aprender y el aprecio por el estudio, por lo que en el colegio me destaque estando siempre entre los primeros lugares, hasta que egresé de cuarto medio. También, durante estos últimos años tuve la inclinación por explorar el arte, lo que me permitió ingresar en un círculo donde conocí personas con inquietudes distintas.

Sería imposible resumir todas las experiencias que hicieron nacer el aprecio por el conocimiento, las cuales me llevaron a ingresar en 1995 a la carrera de Licenciatura en Física en la Universidad de Chile. Recuerdo lo esforzado que fueron los primeros años, sin embargo el ejemplo de mi padre fue el fundamento de la cons-



tancia y dedicación junto con el cariño de mi madre y el apoyo de mis hermanos. De mis primeros años universitarios recuerdo principalmente a mis compañeros, con los que reflexionábamos en el camino que habíamos optado y nos ayudábamos en los momentos complicados de la carrera.

Considero que mi pasar por la universidad ha sido personalmente beneficioso luego de conocer a mis profesores y recibir el afecto de ellos, lo que fue muy importante cuando me propuse continuar con los estudios después de finalizar la licenciatura. Una vez incorporado en el grupo de investigación aplicada como estudiante del magister, se me propuso trabajar como profesional en el Laboratorio de Haces Iónicas de la Universidad de Chile, más conocido como Ciclotrón, donde gozo de responsabilidades en cuanto al acelerador de partículas VdG KN3750 y como coinvestigador en las áreas de la física atómica y nuclear. Aquí, he tenido la oportunidad de conocer algunos laboratorios de física nuclear del Brasil y obtener el apoyo de destacados físicos Norteamericanos. Mi labor se extendió cuando me propusieron ser profesor de laboratorio para el programa de Bachillerato, actividad que he realizado ya por varios años y en donde siento el aprecio de mis alumnos. Actualmente me encuentro en la etapa final de mis estudios y al parecer con los profesores satisfechos de mi trabajo y desempeño, por mi parte me encuentro feliz de poder aportar modestamente a la labor educacional y experimental de la física en este país.



## AGRADECIMIENTOS

Un verdadero reconocimiento por el constante apoyo y guía académica del Prof. José Roberto Morales a quien se agradece el fortalecimiento y los constantes comentarios alentadores. A la Prof. María Inés Dinator quien se ha responsabilizado en la conclusión del presente estudio. Se agradece al Prof. Miguel Chesta con quien se fortaleció grandemente este trabajo junto con su enorme disposición durante las irradiaciones. Se agradece a los profesores Mario Ávila , Nelson Aliaga y Jaime Roessler por la cordial disposición ante preguntas.

Un muy especial agradecimiento al Prof. Claudio Tenreiro, por su esforzado trabajo en la instalación del acelerador de partículas cuyo tiempo dispuesto para este propósito ha permitido la existencia de éste y futuros trabajos. Se reconoce su constante apoyo y preocupación por mi desarrollo en el laboratorio.

A Pedro Miranda con quien he trabajado durante mi permanencia en el laboratorio y he sentido su sincero apoyo durante el transcurso de los experimentos. A mis compañeros de estudio Javier Wachter, Benjamín Toledo y Lettizia Wastavino quienes han brindado su afectuoso apoyo.

Se extiende un agradecimiento al profesor del laboratorio de la materia en estado sólido, Prof. Germán Kremer y al alumno graduado Adán Ramírez, por su constante disposición y consejos en el curso de los preparativos de blancos. Se agradece al Prof. Luis Moraga por sus interesantes comentarios en el estudio del recalentamiento de blancos. Se agradece la participación técnica de Hector Riquelme y al auxiliar Paulo Rosas, por la disposición prestada durante las irradiaciones. La construcción de piezas y reparaciones fué de vital importancia durante el periodo experimental, es por ello que se agradece también la asistencia técnica de Christian Acevedo y Juan Vásquez.

Durante el transcurso de esta tesis, me he beneficiado de visitas que han fortalecido mis estudios por medio de sugerencias y comentarios, realizados por los profesores Jack Rapaport y Juan Luis Romero, a quienes agradezco la disposición ofrecida y su constante aprecio al trabajo experimental.

Se agradece el apoyo de Gustavo Navarro y de CCHEN por la disposición de insumos durante el desarrollo de las irradiaciones. Además, se reconoce el aporte financiero de FONDECYT efectuado por medio del proyecto No. 1000801.

Finalmente a mi familia, quienes se han esforzado y comprometido en el desarrollo de mis estudios.



# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Métodos para medir la sección eficaz en <math>^{63}\text{Cu}(\text{d,p})^{64}\text{Cu}</math></b>	<b>3</b>
2.1. Método Mediante la Colección de Radiación X Característica en el Decaimiento por Captura Electrónica. . . . .	3
2.1.1. Forma teórica para determinar $\sigma(E)$ . . . . .	4
2.2. Método Clásico por Decaimiento Gamma . . . . .	9
<b>3. Parte Experimental</b>	<b>10</b>
3.1. Calibración de la Energía del Acelerador Mediante Análisis Nuclear Resonante . . . . .	10
3.1.1. Necesidad de Reacciones Resonantes . . . . .	12
3.1.2. Mediciones Obtenidas en las Reacciones de Calibración . . . . .	13
3.2. Preparación de blancos . . . . .	18
3.3. Control de calidad de los blancos . . . . .	19
3.3.1. Características físicas requeridas en los blancos . . . . .	19
3.3.2. Análisis para verificar la pureza de los blancos mediante PIXE	22
3.3.3. Análisis de la densidad superficial de los blancos y su espesor mediante RBS . . . . .	23



3.4. Estudio para la protección de los blancos durante la irradiación . . .	29
3.4.1. Sistema experimental de enfriamiento . . . . .	31
3.4.2. Resultados . . . . .	32
3.5. Montajes . . . . .	36
3.6. Método de irradiación . . . . .	37
3.7. Operaciones realizadas durante la medición . . . . .	40
3.7.1. Generación y Posicionamiento del haz en el blanco . . . . .	40
3.7.2. Sistema de detección . . . . .	44
3.7.3. Sistema de adquisición de emisiones y datos . . . . .	45
3.7.4. Protección radiológica . . . . .	46
<b>4. Análisis de Datos</b>	<b>49</b>
4.1. Procedimientos de análisis . . . . .	49
4.2. Comparación de ambos métodos . . . . .	50
4.2.1. Modelos teóricos para predicción de $\sigma$ . . . . .	53
<b>5. Resultados</b>	<b>56</b>
5.1. Resultados de Mediciones Realizadas . . . . .	56
5.2. Discusión . . . . .	57
5.2.1. Presencia de otros canales de reacción . . . . .	59
5.2.2. Otras Reacciones que Conducen a $^{64}\text{Cu}$ . . . . .	62
<b>6. Conclusiones</b>	<b>63</b>
<b>A. Apéndice</b>	<b>65</b>
A.1. Reacción Resonante $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ . . . . .	65

A.1.1. Medición de Resonancias en la Reacción $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ Mediante Muestra Gruesa. . . . .	65
A.1.2. Medición de Resonancias en la Reacción $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ Mediante Muestras Delgadas. . . . .	73
A.2. Reacciones Resonantes medidas en el retroceso de partículas (BS) . . .	77
A.2.1. Algunos Aspectos Teóricos Relevantes en RBS . . . . .	77
A.2.2. Método por BS para la Determinación de Resonancias BS en Muestras Gruesas . . . . .	78
A.2.3. Retrodispersión en $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ . . . . .	81
A.2.4. Retrodispersión en $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ . . . . .	88
A.3. Discusión . . . . .	90
<b>B. Apéndice</b>	<b>95</b>
B.0.1. Interacciones Básicas Observadas . . . . .	95
B.0.2. Efectos Cinemáticos de Reacción . . . . .	98
<b>C. Apéndice</b>	<b>101</b>

## RESUMEN

En esta tesis se presentan los resultados de la medición de la sección eficaz de la reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p\gamma)^{64}\text{Cu}$  en el rango de energías 1,5-2,4 MeV. La medición se realizó en el laboratorio del acelerador Van de Graaff de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile. Para llevar a cabo el objetivo propuesto fue necesario desarrollar los procedimientos para producir los blancos de cobre, medir sus espesores e implementar su sistema de refrigeración, de lo cual se da cuenta en esta tesis. También se presenta la forma como se calibró la energía del acelerador mediante las reacciones resonantes  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$  y  $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ . Finalmente, se expone el nuevo método que permite medir secciones eficaces en casos que el núcleo final decaiga por captura electrónica, como ocurre con el  $^{64}\text{Cu}$ .

## ABSTRACT

Measurements of the cross section of the  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  reaction in the energy range from 1,5 MeV to 2,4 MeV are reported in this thesis. This work was performed at the Van de Graaff accelerator laboratory of the University of Chile. In the development of this work it was necessary to produce the copper targets according to the requirement of the experiment, determine their thicknesses and design a proper cooling system. The calibration of the beam energy was done using the resonant reactions  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$  and  $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ .

A novel method to perform cross section measurement in case of a final nucleus decaying by electron capture was applied to the  $^{64}\text{Cu}$  production cross section.

# Capítulo 1

## Introducción

En la determinación de secciones eficaces mediante una medición de carácter experimental, se emplea una serie de procedimientos especiales. Aspectos teóricos y experimentales se encuentran relacionados con el tratamiento de materiales, equipos y sistemas para dar una debida confiabilidad al experimento. Por medio de estas consideraciones se ha conseguido medir la sección eficaz para el canal de reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$ , cuya motivación en este estudio es causada por dos intereses principales. Primero tenemos el interés físico, el cual puede ser entendido en los siguientes aspectos:

a) La elaboración de un método *ad hoc* para medir secciones eficaces de baja probabilidad, las cuales entregan información valiosa de la reacción nuclear empleada para la producción de un radionuclídeo, que en nuestro caso es  $^{64}\text{Cu}$  ( $t_{1/2}=12,7$  h). Esto permitirá el estudio de otros radioisótopos de interés.

b) El conocimiento de valores de sección eficaz en el rango energético 1,5-2,4 MeV, el cual no se encuentra explorado experimentalmente, siendo de interés especial en escenarios como la astrofísica nuclear. Sólo se dispone de valores por sobre los 4 MeV, medidos por los autores: Irvine (1949), Gilly (1963) y Okamura (1971).

En segundo lugar, nos referiremos a los beneficios que pueden surgir al obtener una producción satisfactoria de un radionucléido para usos en distintas áreas del ámbito médico, biológico y químico. Por ejemplo, este radioisótopo se utiliza normalmente en aplicaciones médicas, siendo una de ellas la *Tomografía por emisión de positrones* (PET) [1] y como un agente etiquetador en radioterapia [2]. Por otra parte, en la Facultad de Ciencias de la U. de Chile, un grupo de investigación de ciencias ecológicas requiere de trazadores que posean las características del cobre, siendo el  $^{64}\text{Cu}$  un excelente candidato para el estudio de toxicidad en plantas nativas chilenas y levaduras bioabsorvedoras de metales pesados (Cu, Zn, Co, Cd, Ni y Cr).

Durante el desarrollo de este trabajo, se presentan seis capítulos temáticos necesarios para llegar a una medición de sección eficaz. Inicialmente se expone la generación de un método que mediante la detección de radiación X característica del  $^{64}\text{Ni}$ , permite la medición de la sección eficaz de la reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p\gamma)^{64}\text{Cu}$ . A continuación se sigue con un capítulo destinado al desarrollo experimental, donde se presenta la calibración de la energía del acelerador, la cual es vital para entregar datos de sección eficaz asociados correctamente con la energía de la reacción. Además, en un apéndice se muestra el desarrollo del trabajo de calibración de la energía por medio de reacciones resonantes, que es un tema muy atractivo experimentalmente y del cual se extrajeron puntos sobresalientes en la metodología de medición de resonancias en el *backscattering* (BS) de partículas en  $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$  y  $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ . Luego, se muestra la construcción, control y protección de los blancos, lo cual es relevante en el éxito de la irradiación. Finalmente, siguen dos capítulos que proceden con el análisis de datos y la presentación de resultados respectivamente, obteniéndose las medidas de seis datos de sección eficaz para la reacción en cuestión, para las energías de un haz de deuterones entre 1,5 MeV y 2,4 MeV.

## Capítulo 2

### Métodos para medir la sección eficaz en $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$

#### 2.1. Método Mediante la Colección de Radiación X Característica en el Decaimiento por Captura Electrónica.

En este capítulo se describe un método diseñado para poder determinar la sección eficaz ( $\sigma$ ) de una reacción la cual produce un radionuclídeo que decae por captura electrónica. Este método se basa en la detección de la radiación X característica emitida al producirse la captura electrónica (para un cierto canal de decaimiento) por el núcleo final formado en la reacción. Este es un método que presenta una buena sensibilidad en la medición de ciertas secciones eficaces, en el que factores como ángulo sólido, eficiencia del detector y atenuación de los fotones son determinados en un experimento PIXE<sup>1</sup> adicional. Para esto, se usa una muestra de características bien conocidas correspondiente al elemento que es el producto final del decaimiento cuya finalidad es evitar la medición de estos parámetros que tienen asociadas significantes

---

<sup>1</sup>Sigla que originalmente proviene del título *Proton Induced X-ray Emission* que más tarde, al realizarse esta técnica de análisis con otros tipos de proyectiles, comenzó a ser entendida por *Particle Induced X-ray Emission*. Esta técnica es descrita en el capítulo III sección de control de calidad de los blancos.

incertezas. Con el experimento adicional, la medición de  $\sigma$  queda dependiente de parámetros con baja incerteza y de constantes conocidas. Se ha evidenciado que mientras la probabilidad de decaimiento por captura electrónica sea buena, las reacciones a bajas energías de haz pueden ser estudiadas con un buen grado de certeza.

Este método ha sido probado en la determinación de la sección eficaz de la reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  a 2400 keV [3], encontrándose un buen acuerdo con el método clásico de determinación de esta sección eficaz, en el cual se usa la radiación gamma emitida por el núcleo, y que en nuestro caso, fue medida durante el transcurso del mismo experimento para efectos de comparación. En el caso de la reacción en estudio, se ha colectado la radiación emitida por el decaimiento del radioisótopo  $^{64}\text{Cu}$  a  $^{64}\text{Ni}$  por Captura Electrónica (EC) quedando en el primer estado excitado, el cual posteriormente emite radiación gamma característica de 1346 keV al alcanzar su estado base (ver esquema de decaimiento, Fig. 4.1).

### 2.1.1. Forma teórica para determinar $\sigma(E)$ .

El proceso de captura electrónica ocurre en núcleos inestables ricos en protones, y en algunos casos compite con el proceso de emisión de positrones. Un balance de energía de estos procesos indica que el decaimiento  $\beta^+$  es posible cuando  $M(Z)c^2 - M(Z-1)c^2$  es mayor que  $2m_e c^2$ , mientras que el de captura electrónica tiene lugar si  $M(Z)c^2 - M(Z-1)c^2$  es menor que  $2m_e c^2$ .  $M$  representa la masa del núcleo,  $Z$  es el número atómico,  $m_e$  es la masa del electrón y  $c$  es la velocidad de la luz. Un electrón de la capa K está más propenso a ser capturado porque la probabilidad de acercamiento al núcleo es mayor para estos electrones que para aquellos en capas superiores.

La vacancia producida en la capa K es llenada por un electrón de una capa superior, produciendo la emisión de una radiación característica X desde el átomo. Algunas veces, uno de los otros electrones absorben el fotón emitido mediante efecto fotoeléctrico provocando la salida de un electrón del átomo. Este fenómeno, llamado *efecto Auger*, representa un proceso alternativo de ionización del átomo.

Si consideramos el caso de un blanco de un núcleo estable que es bombardeado por un haz de partículas cargadas, que produce un núcleo final radiactivo, entonces durante la irradiación, la actividad del isótopo hijo en el blanco está dado por la expresión de producción

$$A(t) = \sigma(E) n_z \phi (1 - e^{-\lambda t}), \quad (2.1)$$

donde  $A(t)$  es la actividad instantánea total de la muestra en un tiempo  $t$ ,  $\phi$  representa el flujo de partículas del haz,  $n_z$  es la densidad atómica superficial del núcleo padre,  $\lambda$  es la constante de decaimiento y  $\sigma(E)$  es la sección eficaz a una energía  $E$  de los proyectiles.

Al final de la irradiación (End Of Beam), EOB, transcurrido un tiempo  $T$  de irradiación, la producción del radionucléido termina y la actividad de este isótopo así formado, comienza a decrecer exponencialmente de la forma  $A(T) e^{-\lambda(t-T)}$  donde  $A(T)$  representa la actividad en EOB.  $A(T)$  puede ser determinado por el número de cuentas,  $N$ , de emisiones del decaimiento en un intervalo comprendido en los tiempos posteriores a la irradiación desde  $t_1$  a  $t_2$ ,

$$A(T) = N \lambda e^{-\lambda T} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})^{-1}. \quad (2.2)$$

Combinando las ecuaciones (2.1) y (2.2), se obtiene, para la sección eficaz,

$$\sigma(E) = \frac{N \lambda}{n_z \phi (e^{\lambda T} - 1) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}. \quad (2.3)$$



La ecuación (2.3) supone que todos los eventos provenientes de la reacción en cuestión son producidos a la misma energía  $E$  y además, todos los eventos son contados. La aplicación de la ecuación (2.3) para determinar la sección eficaz de producción experimentalmente, requiere de la consideración de los siguientes parámetros característicos, típicos de una medición convencional de actividad, por lo que esta expresión de sección eficaz será corregida atendiendo a que:

- i) Cuando existe más de un modo de decaimiento posible, la radiación emitida por la desexcitación del núcleo hijo ocurre por diferentes procesos, cada uno con su probabilidad de emisión. Esto es formalmente llamado *branching ratio* y se denotará en este trabajo como  $f$ , corrigiendo por este factor.
- ii) No todas las emisiones de un proceso de desexcitación son detectados, esto es debido a que todos los sistemas de detección tienen una eficiencia propia, la cual es normalmente representada por  $\epsilon$ .
- iii) Las características geométricas del detector de radiación y del entorno son esenciales para determinar la fracción geométrica efectiva para la captura de emisiones que provienen de la muestra. Esta fracción es normalmente dada por la expresión  $(\Omega/4\pi)$ , donde  $\Omega$  es el ángulo sólido.
- iv) Algunas emisiones son absorbidas por el medio en que transitan, entre la fuente emisora y el detector. Esto es corregido por el factor de probabilidad de transmisión total,  $\Pi$ .

Entonces, en el caso de un decaimiento por captura electrónica cuando la transición atómica a la capa  $K_\alpha$  es detectada, la expresión para la sección eficaz llega a

ser

$$\sigma(E) = \frac{N_{\text{EXP}} \lambda}{n_z \phi (e^{\lambda T} - 1)(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) f_{\text{EC}} G_x}, \quad (2.4)$$

donde  $N_{\text{EXP}} = N G_x$  and  $G_x$  es un factor definido como

$$G_x = g_\alpha \omega \epsilon \Pi \Omega / 4 \pi. \quad (2.5)$$

Aquí,  $g_\alpha$  es el factor asociado a la probabilidad de transición  $K\alpha$ ,  $\omega$  es la probabilidad emisión fluorescente y  $N_{\text{EXP}}$  representa el número de emisiones X detectadas experimentalmente.

Excepto para  $g_\alpha$  y  $\omega$ , los cuales son bien conocidos, los otros factores en  $G_x$  son difíciles de medir, introduciéndose considerables incertezas en la determinación de la sección eficaz. No obstante, se puede conseguir notable precisión en un experimento separado, preparado para conseguir el factor  $G_x$  en forma más eficaz. En efecto,  $G_x$  es conseguido por medio de un arreglo experimental PIXE, que consiste en usar un delgado blanco de núcleos hijo, de fabricación certificada y características bien determinadas tales como, densidad superficial atómica y pureza.

En el experimento PIXE, el número de rayos X detectados ( $N_x$ ) de la transición  $K\alpha$  en un lapso de irradiación  $\tau$ , cuando un haz de protones de energía  $E_p$  y flujo  $\phi_p$  impactan en la muestra de densidad superficial atómica  $n_{z-1}$ , esta dado por

$$N_x = \sigma_x n_{z-1} \phi_p \tau (g_\alpha \omega \epsilon \Pi \Omega / 4 \pi). \quad (2.6)$$

Aquí,  $\sigma_x$  es la sección eficaz de ionización para la capa  $K\alpha$ , a una energía  $E_p$  de bombardeo de protones la cual es conocida, entonces el factor  $G_x$  es expresado ahora en la forma

$$G_x = \frac{N_x}{\sigma_x n_{z-1} \phi_p \tau}. \quad (2.7)$$

Combinando las ecuaciones (2.4) y (2.7), la sección eficaz para una energía de haz  $E$  queda expresada por

$$\sigma(E) = \sigma_x(E_p) \frac{N_{\text{EXP}}}{N_x} \frac{n_{Z-1}}{n_Z} \frac{\phi_p}{\phi} \Delta, \quad (2.8)$$

donde,

$$\Delta = \frac{\lambda \tau}{f_{\text{BC}} (e^{\lambda T} - 1)(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}.$$

Suponiendo que en ambos experimentos, la intensidad del haz permaneció constante durante toda la irradiación, la razón de los flujos puede ser expresada a partir de la carga depositada en el blanco Z y (Z-1) de la forma

$$\frac{\phi_p}{\phi} = \frac{Q_p}{Q} \cdot \frac{T}{\tau}, \quad (2.9)$$

donde  $Q_p$  es la carga total depositada por protones en el experimento auxiliar PIXE y  $Q$  es la carga depositada por el haz de partículas, deuterones en nuestro caso, durante el experimento de producción.

## 2.2. Método Clásico por Decaimiento Gamma

La forma convencional para obtener una sección eficaz de una reacción, es midiendo la radiación gamma característica provocada por la desexcitación del núcleo. En nuestro caso una fracción del radionuclídeo  $^{64}\text{Cu}$ , decae por EC al primer estado excitado del núcleo  $^{64}\text{Ni}$  (1346 keV) con una probabilidad de 0,47% emitiendo un rayo gamma de 1346 keV. Esta forma de medir la sección eficaz requiere que los productos formados emitan una buena cantidad de fotones con el fin de obtener resultados estadísticamente aceptables. La ecuación de producción 2.1 evaluada en el tiempo de irradiación  $T$ , permite determinar la sección eficaz si además es conocida la densidad atómica superficial, el flujo de partículas del haz y la actividad al final de la irradiación EOB. La actividad final en el instante determinado por EOB, puede ser calculada por medio de una extrapolación a partir de mediciones de decaimiento del radionuclídeo formado, adquiridas momentos después del término de la irradiación. Así se evita la contaminación por radiaciones parásitas, debida a otros productos formados en el blanco (y también en el entorno del montaje) durante la irradiación. En este caso se debe esperar que éstos decaigan por lo menos tres vidas medias para comenzar el conteo en la fuente requerida.

## Capítulo 3

### Parte Experimental

#### 3.1. Calibración de la Energía del Acelerador Mediante Análisis Nuclear Resonante

La forma de acelerar partículas cargadas en este equipo es por la acción de intensos campos eléctricos, conseguidos por un generador de carga tipo Van de Graaff. Al ingresar partículas cargadas a este campo experimentan una fuerza, generándose así su aceleración.

Como la energía suministrada a una partícula está directamente relacionada con el potencial eléctrico del generador, es necesario hacer verificaciones con respecto a la energía real de salida del haz de partículas. El acelerador posee un medidor externo en la zona de alta tensión, llamado *vólmetro generador*, el cual tiene por función, medir el potencial eléctrico del terminal del acelerador y entregar la lectura de energía del haz de partículas. Sin embargo, puede haber pérdida de energía por la condición de vacío del tubo acelerador y de la cámara de reacción, además, otra razón técnica es que el medidor voltaico no necesariamente está correlacionado con el potencial del terminal de tensión y por lo tanto con la energía de la partícula, lo que hace necesario una verificación de la energía del haz en el lugar de reacción con un método apropiado.

La forma más adecuada de lograr este propósito es mediante el uso de reacciones nucleares resonantes, las cuales se presentan a energías bien determinadas. Este es el objetivo del siguiente experimento de calibración, donde se midieron reacciones a energías resonantes por medio de la detección de la retrodispersión de partículas y la emisión de radiación gamma.



Figura 3.1: Vista posterior del acelerador VdG KN3750. En esta fotografía el tanque contenedor está siendo presurizado con un gas aislante ( $\text{SF}_6$ ) entorno del generador de alta tensión y del sistema de aceleración.

Una calibración de la energía del haz es vital en la entrega de resultados experimentales de secciones eficaces, para que estos valores se ubiquen correctamente en el rango energético. Para ello, se compara con mediciones similares realizadas con otros métodos y autores, así como también con predicciones teóricas.

La técnica *Nuclear Resonance Analysis* (NRA) sirve para determinar y normar ciertas energías para calibración debido a su confiable reproductibilidad. Un examen de algunas reacciones resonantes con los resultados necesarios para obtener la calibración del acelerador de partículas son expuestas a continuación. El análisis de estas mediciones es presentado en el apéndice A.

### 3.1.1. Necesidad de Reacciones Resonantes

Naturalmente, la presencia de resonancias dan testimonio de la existencia de niveles nucleares a determinadas energías. La formación de resonancias, que ocurren a una particular energía de haz incidente, se asocia con la formación de un sistema multinucleón excitado, compuesto por el proyectil y el núcleo blanco. Para ello se requiere de un proyectil con suficiente energía, evaluada en su sistema del centro de masa, aproximándose por sobre la barrera coulombiana, penetrándola e interactuando fuertemente con el núcleo blanco, entendiéndose estas resonancias como efectos debidos a los autoestados del núcleo compuesto formado.

El efecto de un aumento en la excitación cuando la energía del haz de partículas es coincidente con un nivel nuclear de los núcleos del blanco permite la identificación de estos niveles, sin embargo, en el tema de calibración surge la siguiente cuestión: si bien es cierto, las resonancias pueden ser utilizadas para obtener información de las energías de niveles nucleares y así éstos ser determinados, el caso es, ¿Cómo se calibró la energía del acelerador que produjo estos resultados?

Existen otros mecanismos que permiten una calibración tales como: deflexión por campo magnético, métodos por medio de rayos X & BS [4], métodos cinemáticos [5] y *Crossover*. Considerando estos asuntos, las mediciones de secciones eficaces con sus respectivas energías de haz estarán energéticamente relativas a resonancias de

referencia reportadas por otros autores (ver Tabla 3.2), las cuales también fueron medidas con este mismo acelerador. Los valores reportados presentan discrepancias menores, por lo tanto, se ha calculado un promedio en los valores de la energía máxima del pico resonante para estas reacciones reportadas, y de esta manera se estimó la incerteza sistemática, corrigiéndose con ésta la medida energética de la sección eficaz.

En el presente trabajo, básicamente nos referiremos a resonancias inducidas por protones en las reacciones  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$  y  $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$  prescindiéndose de entregar una descripción teórica rigurosa en lo referente a efectos y procesos que ocurren en el interior del núcleo durante la reacción.

### 3.1.2. Mediciones Obtenidas en las Reacciones de Calibración

El uso de tres reacciones resonantes diferentes suministró la información de cinco picos resonantes, tres por parte de resonancias en flúor, una en carbón y finalmente una en silicio. Un registro de mediciones y cálculos de la tasa relativa de estas reacciones resonantes a diferentes energías de haz realizadas en el Laboratorio de Haces Iónicos del CEFEX<sup>1</sup> son presentadas en la Tabla 3.1. Es necesario el enfatizar que estas mediciones de tasa relativa no han sido desarrolladas para el cálculo de la sección eficaz. Aunque en el caso de resonancias en flúor existen las circunstancias para llegar a estos fines, no es la intención de la medición. Estos registros de mediciones sólo permiten aclarar la posición referencial de la energía nominal del acelerador.

<sup>1</sup>Centro de Física Experimental de la Facultad de Ciencias, Universidad de Chile.



Tabla 3.1: Rendimiento en la producción de radiación gamma *prompt* emitidos por el oxígeno y BS elástico de protones en carbón y silicio

Fluor Muestra delgada		Fluor Muestra Gruesa		Carbón		Silicio	
$E_p$ keV	$\gamma/Q$ $\gamma/C \times 10^{10}$	$E_p$ keV	$\gamma/Q$ $\gamma/C \times 10^6$	$E_p$ keV	Cuentas / cuentas de Au	$E_p$ keV	Cuentas / cuentas de Au
790	0,088	1066	37,07	1600	0,215	1800	0,0839
800	0,237	1069	39,35	1625	0,208	1825	0,0896
810	0,156	1072	37,16	1650	0,248	1850	0,0893
820	0,144	1089	39,70	1675	0,354	1875	0,0931
830	0,319	1092	38,43	1700	0,707	1900	0,0749
835	0,442	1096	40,68	1710	0,442	1920	0,1068
840	0,860	1102	42,55	1720	0,358	1940	0,1171
845	1,614	1106	41,85	1730	0,292	1960	0,0960
850	1,587	1114	42,11	1740	0,240	1980	0,0906
855	0,802	1123	44,28	1750	0,234	2000	0,1023
860	0,397	1129	45,11	1760	0,279	2020	0,0924
865	0,301	1135	46,84	1770	0,276	2040	0,2012
870	0,282	1140	47,58	1780	0,243	2060	0,1623
875	0,293	1145	51,12			2080	0,1360
880	0,233	1152	53,67			2100	0,1532
885	0,233	1158	55,23			2120	0,1224
890	0,266	1164	60,39			2122	0,1223
895	0,327	1168	61,05			2141	0,1350
900	0,819	1173	61,72			2161	0,1279
905	0,908	1178	62,62			2180	0,1517
910	0,753	1183	66,62			2200	0,1678
915	0,492	1190	67,01			2220	0,1629
920	0,314	1196	67,23			2240	0,1556
925	0,267	1203	69,96			2260	0,1374
930	0,243	1209	69,87				
935	0,261	1214	66,92				
940	0,279	1220	70,53				
945	0,248	1225	74,75				
950	0,223	1233	72,00				
955	0,258	1239	74,10				
		1244	76,84				
		1250	76,81				
		1255	78,51				
		1261	80,10				
		1266	80,50				
		1270	82,05				
		1275	81,63				
		1281	87,48				
		1285	88,26				
		1290	94,03				
		1295	101,70				
		1300	115,55				
		1306	123,01				
		1311	131,30				
		1316	135,36				
		1321	138,01				
		1325	136,86				
		1331	138,55				
		1335	142,00				
		1338	142,33				
		1342	142,31				
		1346	144,32				
		1350	142,39				
		1354	146,06				

## Resultados

En cada una de las reacciones realizadas, se han ajustados las curvas según un análisis teórico típico, como es el caso de los ajustes tipo Breit Wigner, y consideraciones en cuanto a las características físicas del blanco. La Tabla 3.2 es una comparación de las mediciones realizadas por diversos autores con las realizadas en el CEFEX. Los ajustes realizados modelan apropiadamente los resultados (ver apéndice A), entregando el parámetro correspondiente a la energía máxima de resonancia. Se observó que en algunos casos, el máximo resonante no se encuentra necesariamente en el máximo dato medido, es por esto que el máximo resonante ha sido obtenido haciendo uso de un ajuste.

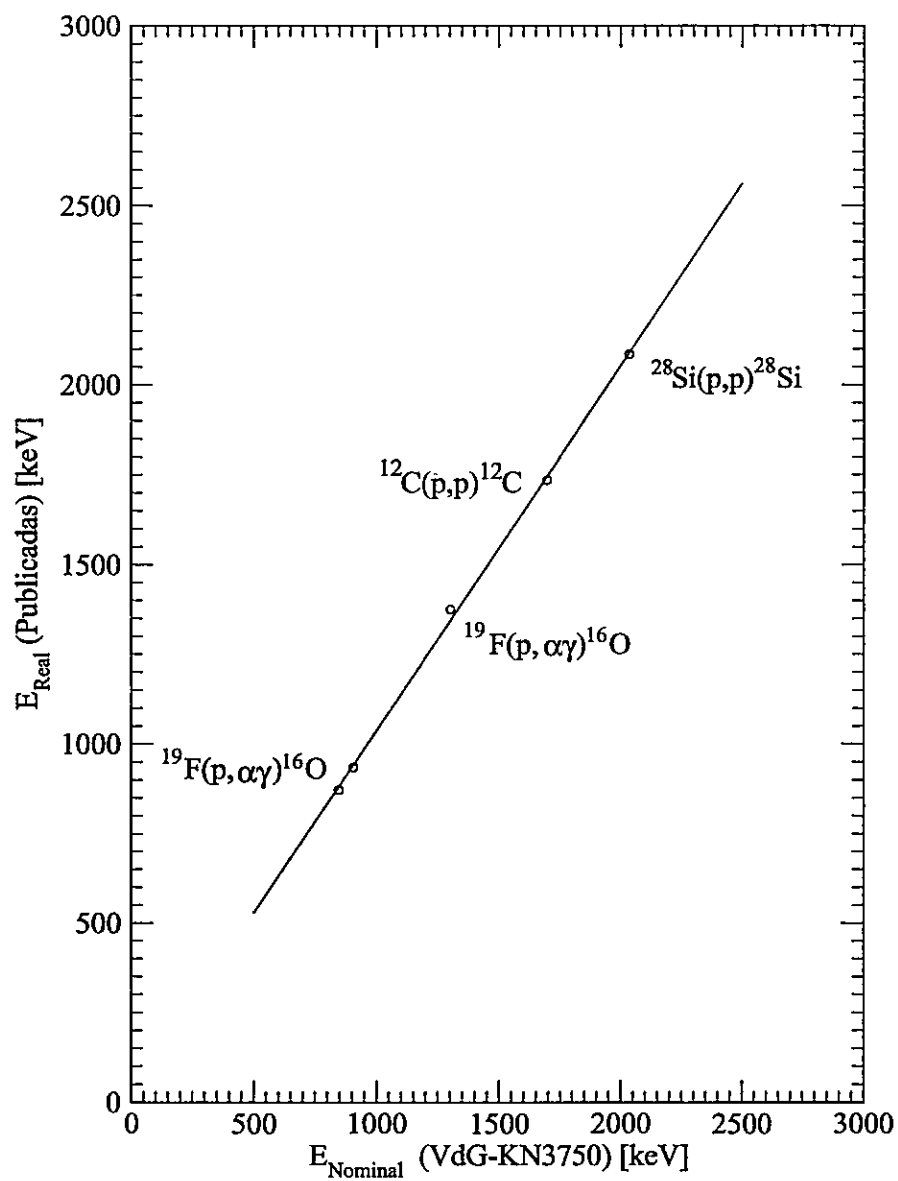


Figura 3.2: Resultado de calibración. Se observa una excelente ajuste lineal en la zona de experimentación para la medición de la sección eficaz de  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$ . Condiciones del voltmetro generador son óptimas para evaluar la energía nominal del acelerador.

Tabla 3.2: Mediciones obtenidas por otros autores comparadas con las mediciones realizadas en CEFEX, con el propósito de la calibración de la energía nominal del acelerador. Aquí, el desvío es la diferencia entre el valor medido en CEFEX y el promedio de valores medidos por otros autores.

Reacción	M. Delgada keV	M. Delgada keV	M. Gruesa keV	M. Gruesa keV	BS Proton keV	BS Proton keV	Ref.
$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$	$872,11 \pm 0,2$	$935,4 \pm 1,3$	$1347,7 \pm 1,0$	$1373,0 \pm 1,0$	-	-	[6].
	$872,1 \pm 0,5$	$933,6 \pm 1,0$	$1344,5 \pm 0,8$	$1370,9 \pm 0,8$	-	-	[7].
	$872,11 \pm 0,20$	$934,0 \pm 0,7$	$1343,6 \pm 0,7$	$1370,4 \pm 0,7$	-	-	[8].
	873	-	1346	1372	-	-	[9].
	$847 \pm 1$	$906 \pm 1$	$1275 \pm 1$	$1302 \pm 1$	-	-	CEFEX.
$^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$	-	-	-	-	1731,2	-	[10].
	-	-	-	-	1735	-	[11].
	-	-	-	-	$1696 \pm 1$	-	CEFEX.
$^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$	-	-	-	-	-	2084,6	[10].
	-	-	-	-	-	2080	[11].
	-	-	-	-	-	$2090 \pm 5$	[12].
	-	-	-	-	-	$2035 \pm 1$	CEFEX.
Desvío aprox.	25	28	70	70	37	50	-

El ajuste lineal realizado sobre los datos proporcionados por estas tres reacciones (Tabla 3.3) muestra una buena concordancia, con una incerteza en la pendiente del orden de 2%. El intercepto calculado de 21,2 keV es debido a la calibración nominal del acelerador y concuerda con la lectura de energía al encender la máquina. Para mejores medidas de la energía de las partículas en la zona de 100 a 870 keV, es necesario recalibrar haciendo uso de una metodología similar a la mostrada en este

Tabla 3.3: Resultados del ajuste lineal para la calibración de la energía nominal del acelerador. Finalmente se ha obtenido la normalización necesaria para determinar la energía real de las partículas al impactar en una muestra.

<i>Ecuación :</i>		$E_{real}(E_{nominal}) = a_0 + a_1 E_{nominal}$	
<i>Parámetros</i>		<i>Informe estadístico</i>	
a0 :	21,232    Intercepto    keV	Error standard (pendiente):	0,0195
a1 :	1,0163    Pendiente    -	Coefficiente correlación:	0,9994

capítulo, estando esta zona fuera de la región de interés en este trabajo.

Se han realizado mediciones, se ha probado un método nuevo y se han obtenido resultados satisfactorios. La calibración del acelerador muestra un corrimiento promedio en la energía de 47 keV, el cual corresponde a una incerteza de carácter sistemática en la medida de la energía nominal del acelerador. Por lo tanto, mediciones de sección eficaz de este trabajo deben ser corregidas con respecto a la energía nominal del acelerador.

### 3.2. Preparación de blancos

Los blancos fabricados de cobre natural (99,95 % de pureza) permiten una buena conducción térmica y eléctrica, facilitando la colección de la carga eléctrica proporcionada por el haz. Se requirió una prolongada evaporación de cobre en tres etapas para llegar a espesores del orden de los 0,8 micrómetros. Como sustrato se usó una superficie de vidrio para recoger la evaporación y consecuentemente se obtuvo una

película policristalina de cobre natural. De esta superficie de cobre formada en el sustrato de vidrio, se fueron desprendiendo mecánicamente blancos de cobre, proceso en el que se utilizó un porta muestra adhesivo.

La depositación radial de la evaporación permitió la fabricación de blancos de variados espesores del orden de  $0,6 \mu\text{m}$ , los cuales presentan una sección circular de exposición de cobre de 11 mm de diámetro. Esta área de exposición permite un posicionamiento holgado de un haz incidente (que es normalmente colimado en 2mm de diámetro) en el área del blanco elaborado. Los blancos se produjeron en una planta de evaporación en el laboratorio del estado sólido a cargo del Prof. G. Kremer, en condiciones normales de vacío para estos efectos.

La utilización de blancos delgados permite optimizar la pérdida de energía del haz en el blanco y así obtener reacciones nucleares en el material a energías bien determinadas.

### **3.3. Control de calidad de los blancos**

El blanco que se irradia debe ser lo suficientemente resistente a las condiciones mecánicas a que será sometido tanto en el montaje como durante la irradiación junto con satisfacer algunos requerimientos físicos básicos. Especialmente en la medición de una sección eficaz, es necesario conocer con certeza el espesor del blanco, debido a que un grado alto de incerteza en éste, puede provocar una variación en los resultados.

#### **3.3.1. Características físicas requeridas en los blancos**

Las características de un blanco son fundamentales para asegurar resultados correctos en una medición. A continuación se presentan algunas consideraciones necesarias al momento de construir y evaluar un blanco.

## Poder de Frenado

El poder de frenado<sup>2</sup> da cuenta de la pérdida específica de energía de un haz de partículas cargadas al penetrar en la materia. En nuestro caso los deuterones ( $Z=1$ ) son acelerados sin presencia de su electrón, ya que este fue removido en la fuente de iones del acelerador. De esta manera, esta partícula cargada viaja a través de la materia perdiendo energía básicamente por los siguientes procesos: interacción coulombiana con electrones y núcleos, por emisión de radiación electromagnética debido al frenado<sup>3</sup>, por interacciones nucleares y por emisión de radiación tipo Cerenkov. De éstas, la más relevante en el caso de partículas cargadas es la interacción coulombiana.<sup>4</sup>

Es necesario estimar el espesor de manera tal que la pérdida de energía de los deuterones en la muestra sea mucho menor que la energía del haz. Esto puede ser evaluado con la expresión de la pérdida específica de energía en el material sufrida por deuterones  $S = -dE/dx$ , donde la pérdida total de energía en el blanco llega a ser

$$\Delta E = E_o - E_d = \int_0^d \left| \frac{dE}{dx} \right| dx,$$

$dE/dx$  puede ser obtenido de Tablas y de esta manera encontrar un valor de la pérdida de energía en el blanco, cobre en nuestro caso. Un programa desarrollado

<sup>2</sup>Conocido normalmente en la literatura por Stopping power.

<sup>3</sup>Conocida usualmente en la literatura por radiación de bremsstrahlung

<sup>4</sup>Una visión general de lo que ocurre dentro del blanco a medida que el proyectil penetra puede ser descrito de la siguiente forma. Consideremos que la velocidad del deuterón es mayor que la velocidad orbital de los electrones del medio. Al ingresar estas partículas aceleradas en un material, irán perdiendo continuamente energía en colisiones con los electrones del medio. Es probable que el deuterón llegara a capturar un electrón en una de sus colisiones como también es probable que lo perdiera en la siguientes colisiones. Cuando la partícula alcanza una velocidad del orden de la velocidad orbital de los electrones, aumenta la probabilidad de captura de uno de ellos, mientras que decrece la probabilidad de pérdida de uno de ellos. Cuando la velocidad del ión es menor que la velocidad del electrón, la probabilidad de pérdida llega a ser esencialmente cero, mientras que la probabilidad de captura llega a ser significante.

por Ziegler SRIM [13], también suministra estos valores y además permite modelar visualmente la penetración de iones en una muestra.

Esto es primordial, ya que muestras muy gruesas provocan una significativa pérdida de energía del haz generando reacciones nucleares a diversas profundidades y con distintas energías. Por otro lado, muestras muy delgadas, contribuyen a aumentar la exactitud en la medida de la energía del haz, sin embargo, reducen el número de eventos, lo que perjudica la precisión de la medida de la sección eficaz. Para optimizar estas condiciones, es necesario simular estos efectos. Se ha utilizado el código SRIM para obtener el espesor adecuado del blanco de cobre cuando incide un haz de deuterones para un rango de energía incidente de haz. Similarmente, se realizaron predicciones de la sección eficaz ocupando el código Alice/ASH [14] permitiendo estimar las emisiones tanto gamma como X esperables como consecuencia de la interacción.

#### **Atenuaciones de las emisiones electromagnéticas**

Las atenuaciones de fotones producidas en la interacción del haz con la muestra es otra consideración importante. En nuestro caso, se originaron fotones provenientes de dos procesos distintos: la producción de rayos  $\gamma$  y X. Las atenuaciones son debidas básicamente a interacciones como el scattering de Compton, la producción de pares y el efecto fotoeléctrico, que ocurren durante el viaje de fotones a través del cobre.

**Rayos  $\gamma$**  La radiación gamma registrada en nuestro caso es suficientemente energética (1346 keV) y no sufre drásticas atenuaciones. En la figura 3.3b, se observa un 100% de transmisión, incluso para espesores de 10.000 Å.



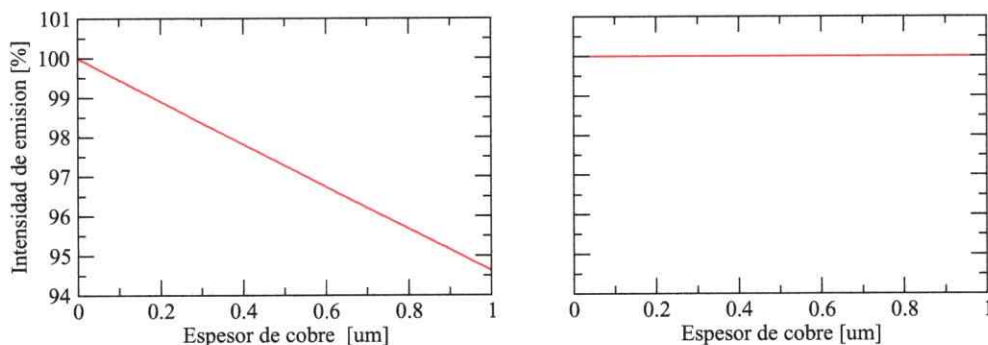


Figura 3.3: En el primer gráfico, se muestra la atenuación de emisiones X de 7,46 keV en una muestra de cobre. En la segunda gráfica se muestra la atenuación sufrida en el mismo material por una radiación gamma de 1346 keV. Ambas atenuaciones han sido calculadas usando el código XCOM [15].

**Rayos X** En el caso de emisiones X, producto de la transición de un electrón de una capa superior a una inferior como consecuencia de la vacancia generada por una captura electrónica, el caso es distinto. Debido a que su energía es del orden del potencial de ionización de los átomos del medio (7,46 keV) para el Ni, la absorción fotoeléctrica y el scattering Compton es mucho mayor que para los rayos gamma. Aquí, la atenuación es un tema vital, para una muestra delgada, a fin que la emisión X, no sea significativamente afectada. En la figura 3.3a vemos que sobre un 96 % de transmisión se logra para muestras de espesores menores a 8.000 Å.

### 3.3.2. Análisis para verificar la pureza de los blancos mediante PIXE

Emisión de radiación X inducida por protones, PIXE, es un método de análisis elemental no destructivo, destacado por su sensibilidad. Físicamente hablando, se produce cuando un haz de partículas cargadas incide en un material a analizar, ionizando a algunos átomos del blanco, desprendiendo electrones preferentemente de las

capas internas K y L. Electrones más periféricos del propio átomo ionizado emigran desde niveles de energía más altos ocupando las vacancias formadas. La diferencia de energía es liberada en este proceso en forma de radiación electromagnética de tipo X, que es característica para cada transición entre niveles electrónicos de un determinado átomo.

Este tipo de análisis se ha integrado al procedimiento de medición de la sección eficaz y además, es usado para descartar posibles impurezas en un blanco de comparación (Ni) que se ha ocupado en un experimento auxiliar, requerido en esta misma metodología [3]. Sólo un blanco, de un conjunto de blancos de cobre construidos para la medición de la sección eficaz elaborados bajo una idéntica condición de evaporación, fue analizado por el método PIXE, encontrándose libre de contaminantes.

### 3.3.3. Análisis de la densidad superficial de los blancos y su espesor mediante RBS

Un análisis de retrodispersión tipo Rutherford de los proyectiles, RBS<sup>5</sup>, fue aplicado a cada blanco que fabricamos y también a un blanco de procedencia externa<sup>6</sup>, determinándose sus espesores y sus densidades superficiales. Este método, caracterizado por el efecto de la barrera coulombiana entre un proyectil cargado y los núcleos de la muestra, es usado para determinar una serie de parámetros como la concentración elemental, la densidad atómica superficial, rugosidad superficial etc.

En este trabajo, estamos especialmente interesados en el cálculo de la densidad superficial del blanco. Para esto, es necesario conocer secciones eficaces del tipo RBS, además de conocer la pérdida de energía del proyectil durante su trayectoria en el blanco, para poder así, interpretar los espectros obtenidos. En las mediciones se hizo

<sup>5</sup>Sigla proveniente de *Rutherford Back Scattering*.

<sup>6</sup>Este blanco de procedencia Good Fellow Inglaterra, fué usado en una corroboración preliminar del método presentado en este trabajo para la determinación de  $\sigma$ , [3].

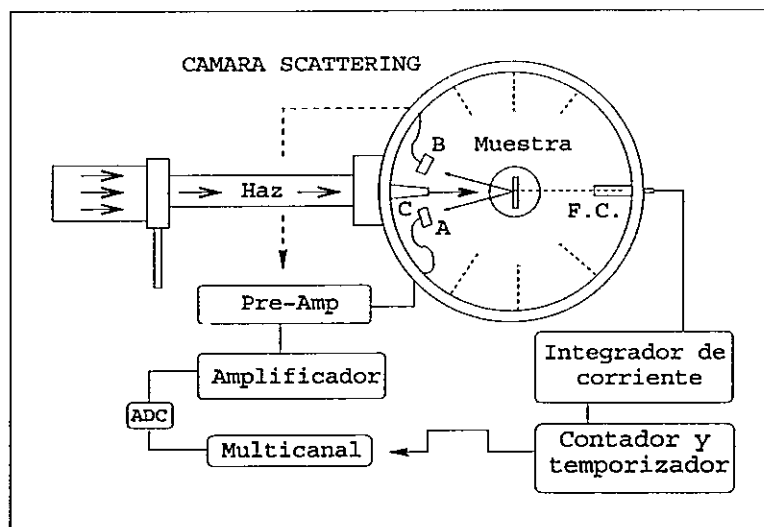


Figura 3.4: Montaje y electrónica asociada a una medición de tipo BS.

uso del programa de análisis de espectros RBS y NRBS<sup>7</sup>; SIMNRA [16]. Espesores determinados mediante esta técnica tuvieron una incerteza del 5%.

### Descripción experimental en RBS

Un haz de partículas  $\alpha$ , fue generado por el acelerador electrostático Van de Graaff, a una energía de 2200 keV y con una colimación de  $1,5 \text{ mm}^2$ , impactando en la superficie del blanco de cobre autosoportante. Un detector de barrera superficial EG&G ORTEC de  $100 \text{ mm}^2$  de área y  $300 \mu\text{m}$  de espesor, fue posicionado en un ángulo de scattering de  $165^\circ$ . La colimación del detector fue circular de 3 mm de diámetro posicionado a una distancia de 120 mm del blanco. Como caso especial, el blanco grueso electro-depositado en un sustrato de aluminio fué irradiado con un haz de protones de 2100 keV, debido a la mayor penetración de éste en la materia

<sup>7</sup>Sigla que deriva del título *Non Rutherford Back Scattering*, usándose normalmente para advertir la presencia de resonancias en la sección eficaz de retrodispersión.

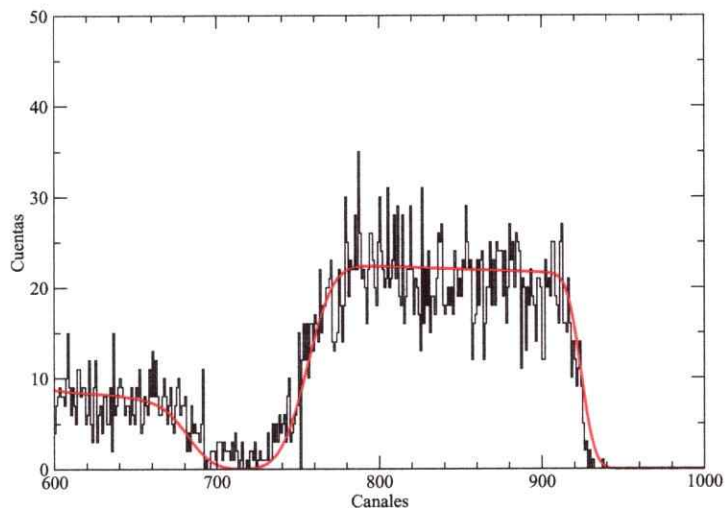


Figura 3.5: Espectro RBS de protones de 2100 keV incidiendo en un ángulo de scattering de  $165^\circ$  en una muestra autosoportante de cobre natural sobre un sustrato de aluminio de procedencia Good Fellow England, encontrándose un espesor en el cobre de  $2,4 \mu\text{m}$ . Esta muestra fué destinada para el experimento de comparación entre el método por colección gamma y el método PIXE %EC realizado con deuterones de 2400 keV.

que las partículas  $\alpha$ , efecto de la diferencia de carga, Fig. 3.4.

### Resultados Experimentales

La muestra de cobre electro-depositado mencionada anteriormente, fué analizada por el método RBS mediante un ajuste realizado por SIMNRA. De esta muestra se obtuvo una densidad superficial de  $20403 \times 10^{15} \text{atoms/cm}^2$  que equivale en el caso del cobre a  $2,4 \mu\text{m}$ . El espectro obtenido se muestra en la figura 3.5. Se optó por un blanco del orden de este espesor para permitir una buena estadística de emisiones en la determinación de la sección eficaz de  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  mediante la detección de la radiación gamma de 1346 keV.

Las otras seis muestras de cobre autosoportante fabricadas fueron irradiadas con partícula  $\alpha$ , obteniéndose espectros bien determinados como el de la figura 3.6. Desde

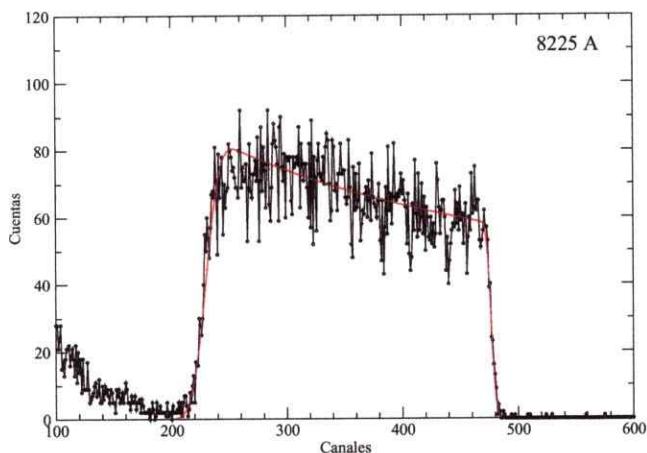


Figura 3.6: Espectro RBS de partículas  $\alpha$  de 2200 keV incidiendo en un ángulo de scattering de  $165^\circ$  en una muestra delgada de cobre natural autosoportante, encontrándose un espesor de 8.225 Å. Esta muestra fué destinada para la irradiación con deuterones de 1500 keV.

el punto de vista de la producción del  $^{64}\text{Cu}$ , las láminas más gruesas fueron destinadas a irradiaciones con haces de  $^2\text{H}^+$  de menor energía, privilegiando de esta manera un mayor número de emisiones X. En las figuras ( 3.6, 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 y 3.11), se muestran los espectros y ajustes RBS obtenidos, a los cuales se les practicó RBS en la misma zona en que se irradió con  $^2\text{H}^+$  para medir  $\sigma$  de producción. En la determinación de espesores, es necesario que la línea continua (proporcionada por SIMNRA) presente un buen ajuste al espectro, especialmente en las de mayor crecimiento [17].

Con el método RBS se logró medir satisfactoriamente el espesor de muestras muy delgadas y frágiles de cobre, no observándose deterioro debido a este análisis. Las muestras fueron mantenidas en una cápsula con un leve vacío, conservándose indemnes.

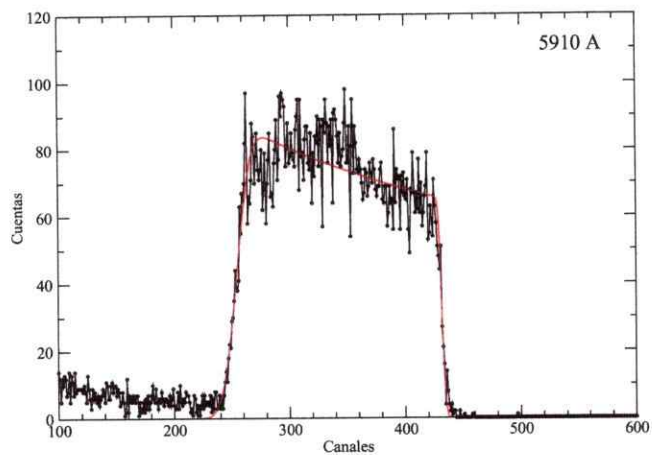


Figura 3.7: Espectro RBS de partículas  $\alpha$  de 2200 keV incidiendo en un ángulo de scattering de  $165^\circ$  en una muestra delgada de cobre natural autosoportante, encontrándose un espesor de 5.910 Å. Esta muestra fué destinada para la irradiación con deuterones de 1700 keV.

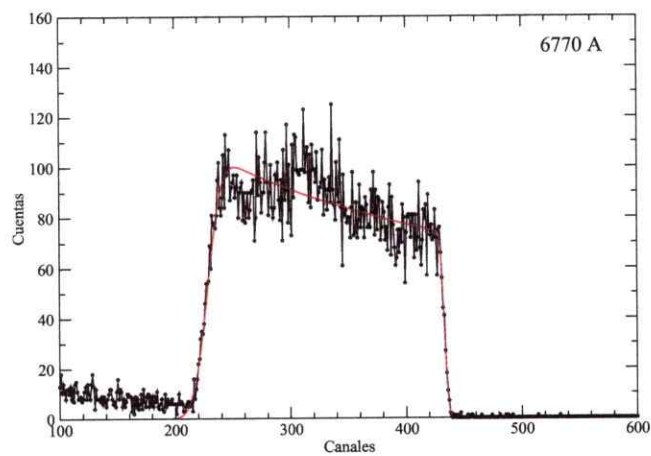


Figura 3.8: Espectro RBS de partículas  $\alpha$  de 2200 keV incidiendo en un ángulo de scattering de  $165^\circ$  en una muestra delgada de cobre natural autosoportante, encontrándose un espesor de 6770 Å. Esta muestra fué destinada para la irradiación con deuterones de 1900 keV.

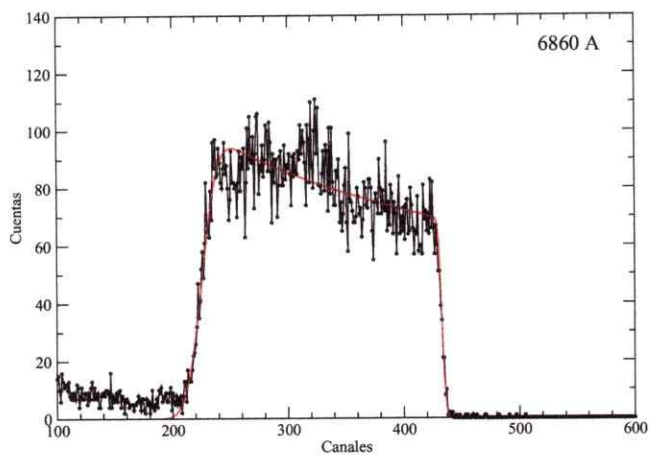


Figura 3.9: Espectro RBS de partículas  $\alpha$  de 2200 keV incidiendo en un ángulo de scattering de  $165^\circ$  en una muestra delgada de cobre natural autosoportante, encontrándose un espesor de 6.860 Å. Esta muestra fué destinada para la irradiación con deuterones de 2100 keV.

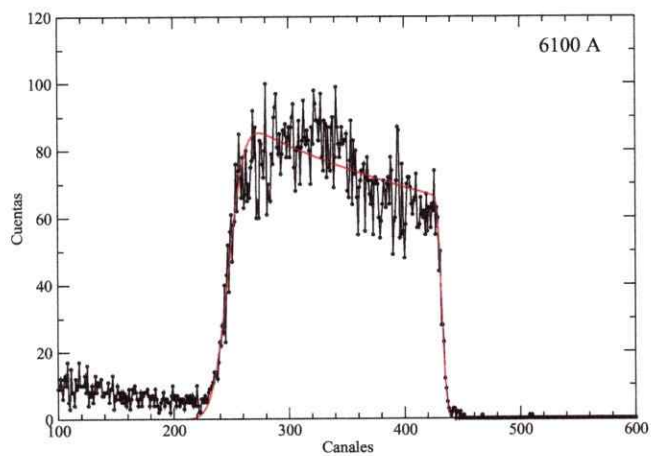


Figura 3.10: Espectro RBS de partículas  $\alpha$  de 2200 keV incidiendo en un ángulo de scattering de  $165^\circ$  en una muestra delgada de cobre natural autosoportante, encontrándose un espesor de 6.100 Å. Esta muestra fué destinada para la irradiación con deuterones de 2300 keV.

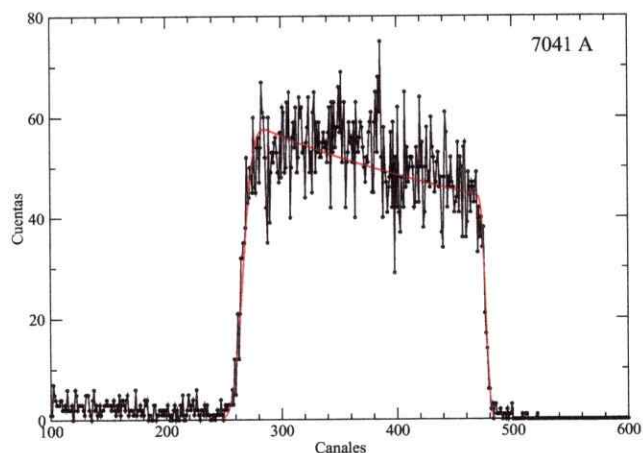


Figura 3.11: Espectro RBS de partículas  $\alpha$  de 2200 keV incidiendo en un ángulo de scattering de  $165^\circ$  en una muestra delgada de cobre natural autosoportante, encontrándose un espesor de 7.041 Å. Esta muestra fué destinada para la irradiación con deuterones de 2400 keV.

### 3.4. Estudio para la protección de los blancos durante la irradiación

Blancos delgados fueron sometidos a altas exigencias de irradiación, debido a la necesidad de altas corrientes de haz, con el fin de lograr una producción adecuada de radionucléidos para la determinación de la sección eficaz. Un haz de deuterones, con intensidades de corriente de algunos microamperes, impactando en una lámina delgada de cobre de  $20 \mu\text{m}$ , puede aumentar la temperatura extremadamente hasta llegar a niveles destructivos en pocos segundos si ésta no es refrigerada adecuadamente. El método más común de refrigeración de blancos usa un sistema controlado de circulación de agua, sin embargo, en nuestro caso este método es deficiente por la baja extracción de calor de la muestra. Esta extracción aumenta si el gradiente de temperatura es muy grande, lo que logramos mediante un sistema de refrigeración criogénico alimentado por un depósito de nitrógeno líquido [18]. Nuestro interés es



proteger el blanco ante temperaturas altas mediante este sistema y determinar las condiciones de trabajo para soportar prolongadas horas de irradiación.

Se ha realizado un trabajo al respecto [19], donde se ha medido y efectuado un estudio del aumento de la temperatura en láminas de cobre de 10 y 20  $\mu\text{m}$  de espesor para haces de deuterones de diferentes corrientes logrando temperaturas del orden de los 80 K, para deuterones de 2500 keV colimados en  $1,32\text{ cm}^2$ , sobre una lámina de 10  $\mu\text{m}$  de espesor con intensidad de corriente de 1  $\mu\text{A}$ . A partir de los primeros segundos al iniciar el bombardeo sobre el blanco, se destacan dos procesos importantes: uno adiabático en el comienzo de la irradiación, con un aumento notable de la temperatura, efecto de la baja disipación de calor por radiación, y otro cuando la extracción de calor por conducción alcanza su equilibrio (Fig. 3.15). La fase inicial es de vital importancia para el cuidado mecánico de las muestras, donde el aumento de la temperatura es algo inevitable, por lo que se debe enfriar considerablemente el blanco de manera que éste no alcance temperaturas cercanas a su punto de fusión.

Se ha utilizado un disco de nitruro de boro (BN), posicionado entre el blanco y el sistema criogénico, el cual es adecuado para aislar eléctricamente y obtener una buena remoción del calor localizado en el blanco. Las películas de cobre usadas para la determinación de la sección eficaz fueron expuestas a haces de aproximadamente 2  $\mu\text{A}$ , donde el sistema de enfriamiento mediante un sistema criogénico alcanzó temperaturas cercanas a la del nitrógeno líquido ( $\text{LN}_2$ ) [18], en cuyos régimen no se observaron daños en los blancos durante prolongados periodos de irradiación de aproximadamente 8 horas. Vease figura 3.12.

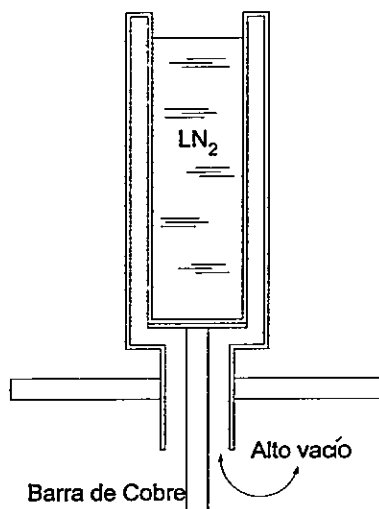


Figura 3.12: Un sistema de enfriamiento criogénico que consta de un barra de cobre de 1 cm de diámetro que extrae el calor a lo largo de 10 cm de longitud, térmicamente conectada al contenedor de LN<sub>2</sub>

### 3.4.1. Sistema experimental de enfriamiento

El acelerador de partículas tipo Van de Graaff KN3750 HV Engineering de la Universidad de Chile, suministró los haces de deuterones de 2200 y 2500 keV con intensidades en el rango de los 0,4 a 2,0  $\mu\text{A}$  a una colimación de 1,32 mm<sup>2</sup>. Se usaron blancos autosoportantes de 20 y 10  $\mu\text{m}$  de fabricación Goodfellow, England. La muestra es posicionada en el cabezal terminal del sistema criogénico de enfriamiento [19], el que está detallado en la figura 3.12.

Entre el blanco y el cabezal terminal del enfriador, se encuentra un disco de nitruro de boro BN, el cual permite una buena aislación eléctrica y excelente extracción del calor del blanco, que se encuentra adosado a continuación de este disco. Se ha instalado un termopar en el contorno de la muestra (TC1) y otro en el cilindro criogénico (TC2), el primero se usa como monitor de la temperatura en la muestra y

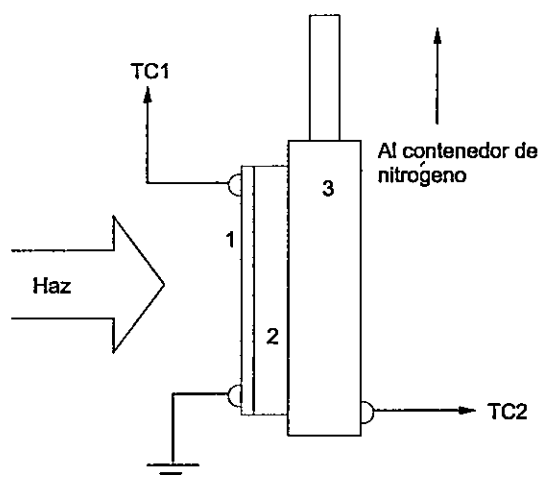


Figura 3.13: Esquema del montaje del blanco. Aquí se detalla la posición de los termopares TC1 y TC2, el primero en la muestra (1) y el segundo en el brazo enfriador (3). La muestra se encuentra aislada eléctricamente del enfriador mediante un disco de nitruro de boro (2). La conexión a tierra evita diferencias de potencial en el sector de medición del termopar.

el segundo para tener una estimación y control del  $\text{LN}_2$  en el contenedor (Fig. 3.13). Los voltajes fueron medidos y procesados por un registrador análogo y convertidos a temperatura por medio de una escala proporcionada por el CRC Handbook [20] con una incerteza del 1%. Las intensidades de corrientes del haz de deuterones fueron medidas con una incerteza del 5%.

### 3.4.2. Resultados

Se realizó una serie de mediciones de temperaturas, registradas instantáneamente para diferentes energías e intensidades de haces. Se ha estudiado la evolución temporal de la temperatura en la muestra y las temperaturas máximas alcanzadas en ella, las que son mostradas en los gráficos de las figuras 3.14 y 3.15. En la Tabla 3.4 adjunta, se muestran las temperaturas de equilibrio que alcanzan las muestras después de unos minutos de irradiación, para energías de 2000 y 2500 keV.

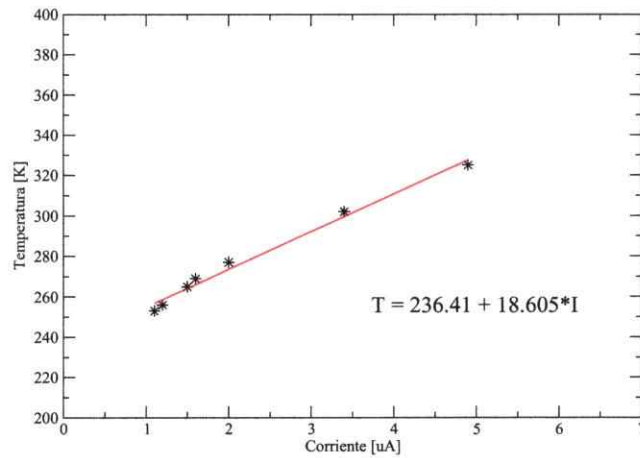


Figura 3.14: Gráfico de temperaturas de equilibrio a distintas intensidades de corriente de haz. La ecuación de la recta permite estimar la temperatura que tendrá una lámina de 20 micrones de espesor (o similar) expuesta a un haz de partículas cargadas de energías del orden de 2000 y 2500 keV.

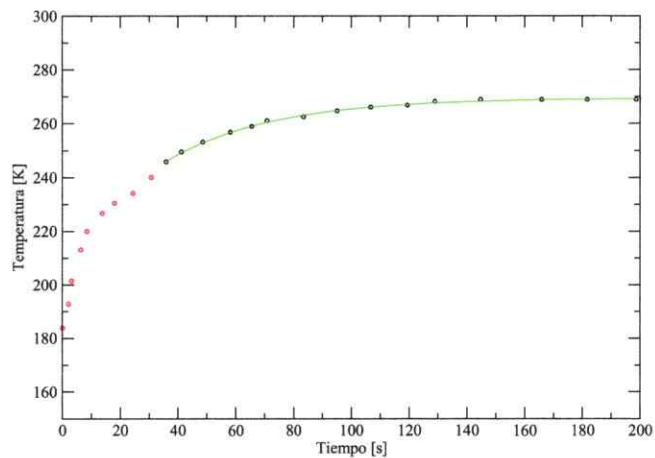


Figura 3.15: Gráfico de temperatura alcanzada en el blanco v/s el tiempo desde el inicio de la irradiación. Se distinguen dos fases en el aumento de la temperatura, uno dominado por el proceso radiactivo y otro dominado básicamente por conducción. El ajuste se ha hecho conforme a primeros principios de la ley de Newton para la temperatura.

Tabla 3.4: Tabla de temperaturas máximas alcanzadas por la muestra para distintas corrientes de haz y espesores de blanco

Energía 2000 keV, 20 $\mu\text{m}$ Corriente [ $\mu\text{A}$ ]	Temperatura [K]	Energía 2500 keV, 10 $\mu\text{m}$ Corriente [ $\mu\text{A}$ ]	Temperatura [K]
1,1	253	1,0	245
1,1	255	1,3	249
1,2	256	1,5	277
1,5	265	1,9	297
1,6	269	2,1	312
2,0	277	-	-
3,4	302	-	-
4,9	325	-	-
5,9	347	-	-

La curva mostrada en la figura 3.15, indica que (cuando el haz impacta en el blanco), el incremento de la temperatura se realiza en dos fases. La primera es una fase de aproximadamente 25 segundos, seguida de una que llega hasta una temperatura de equilibrio en aproximadamente 180 segundos. La primera fase puede ser entendida como una transferencia adiabática de la energía del haz a la muestra, incrementando la energía interna de ésta y subiendo su temperatura bruscamente. Aquí el blanco disipa energía por medio de los procesos de radiación y conducción, siendo el primero dominante. En la segunda fase, la disipación por conducción llega a ser más predominante, y los canales de conducción de la interfase entre el blanco y el enfriador siguen extrayendo calor hasta lograr un equilibrio térmico en el blanco. Durante este proceso la muestra comienza a elevar su temperatura de la forma usual, según los planteamientos de la ley de calentamiento de Newton. Se ha hecho un ajuste a los puntos que pertenecen a esta fase encontrándose la siguiente expresión

$$T(t) = 62,19 (1 - e^{-0,0273 \times t}) + 207,37$$

donde la temperatura  $T$  es medida en grados Kelvin y el tiempo  $t$  en segundos. La constante de decaimiento depende en general de las propiedades físicas del material y de la forma del material en cuestión. De esta forma, temperaturas de equilibrio para distintas intensidades fueron medidas y se muestran en la figura 3.14. La linealidad en este rango de mediciones de corrientes es suficiente para entregar un pronóstico de la temperatura de un blanco cuando es irradiado.

La experiencia muestra que el sistema criogénico de enfriamiento funciona adecuadamente para muestras con estas características, necesarias para la producción de  $^{64}\text{Cu}$ . No se observaron daños, incluso después de tres horas de irradiación.

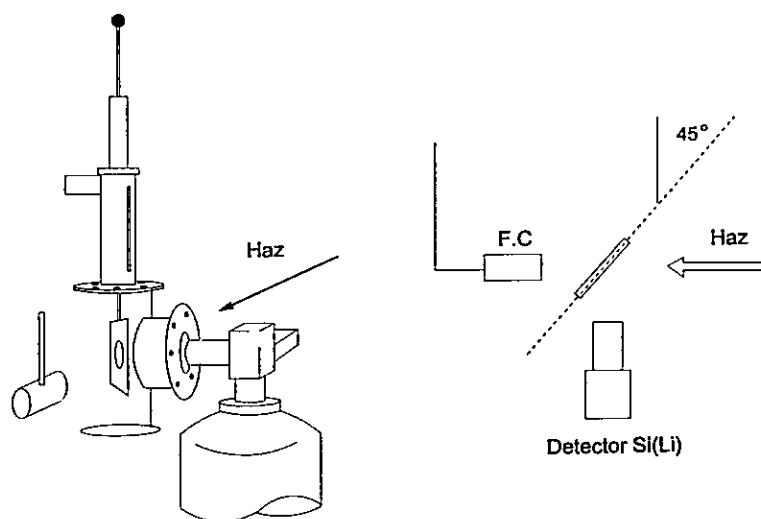


Figura 3.16: Un haz de protones de 2 nA impacta en una muestra delgada de níquel. La vista tridimensional muestra el posicionamiento del detector en la ventana de la cámara PIXE, seguida de una vista superior del montaje.

### 3.5. Montajes

Durante los experimentos, se construyeron básicamente dos montajes destinados para irradiaciones. En el caso del análisis PIXE, un haz de protones impactó sobre una lámina delgada de Ni orientada en un ángulo de  $45^\circ$  respecto del haz incidente atravesándola. El número de partículas por segundo, que es determinado a partir de la corriente del haz, puede ser medido con un colector de carga tipo faraday posicionado a continuación de un blanco. En la cámara se ha instalado una ventana de mylar ( $8\ \mu\text{m}$  de espesor) que es atravesada por la radiación X característica, para luego ser detectada por un detector de Si(Li) posicionado fuera de la cámara de vacío (Fig. 3.16).

El montaje para la producción de  $^{64}\text{Cu}$  es distinto. Se usa un intenso haz de deuterones que incide contra el blanco a  $90^\circ$  respecto de él (Fig. 3.17). El calor

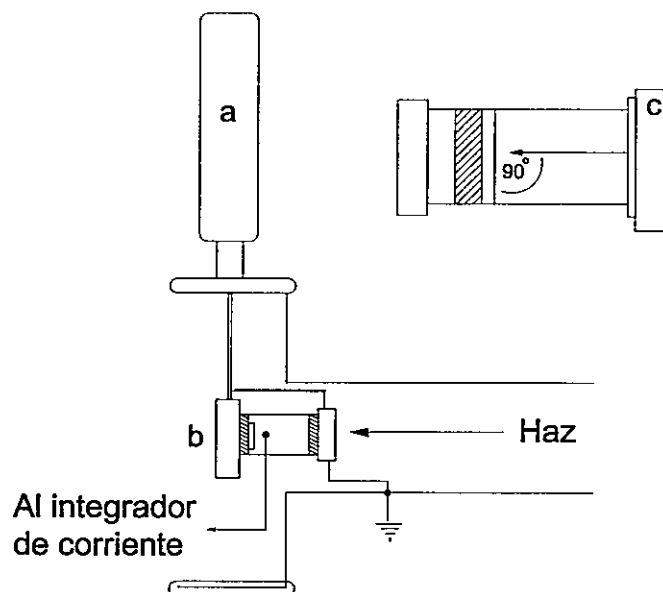


Figura 3.17: Montaje de producción del radionucleido  $^{64}\text{Cu}$ . En a) un sistema de enfriamiento es llenado con  $\text{LN}_2$  cada una hora durante la irradiación. b) muestra la base del porta muestra que es enfriado mediante la barra de soporte del sistema criogénico. c) muestra el colimador frontal de la Faraday cup adecuado para lograr un buen posicionamiento del haz en la muestra con una determinada colimación.

en el blanco es disipado mediante una barra adosada a un sistema de enfriamiento criogénico. Además, se ha instalado un colimador de haz en la parte frontal del colector de Faraday, del cual se extrae la carga y el calor por medio de un conductor que conecta con la barra enfriadora (que está a tierra), manteniendo el colimador libre de recalentamiento y campos eléctricos no deseados.

### 3.6. Método de irradiación

Una vez extraído el haz, se requiere la medida de la carga. La figura 3.18 muestra el aparato utilizado para coleccionar la carga depositada por el haz de partículas en el blanco, junto con proporcionar otras dos funciones; a) colimar el haz y b) permitir



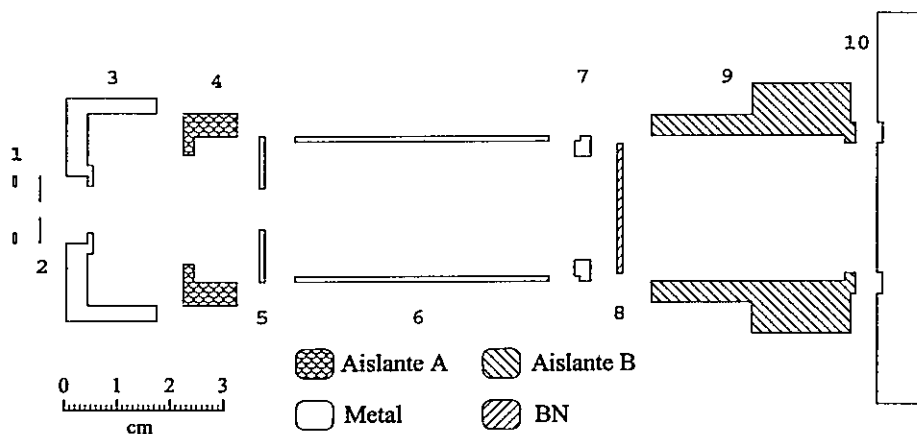


Figura 3.18: El haz es colimado en (2) y la carga depositada en este sector es evacuada a tierra, (4) aísla el paso de carga y calor desde el colimador a la FC (5,6,7), la muestra es posicionada en un disco de BN (8) y sujeta por un anillo sobre objeto (7). Un cuerpo aislante (9) sujeta el sistema, que junto con (8) están conectados a la barra fría del sistema criogénico (10).

la extracción del calor suministrado por las partículas incidentes en la muestra.

La carga total es colectada al depositarse una parte en la muestra y el resto en una lámina metálica de un mayor espesor. La diferencia de potencial entre la muestra y tierra del laboratorio produce una corriente que es medida e integrada por un integrador de corriente (modelo 439), en serie con un contador (modelo 871), ambas unidades EG&G ORTEC (Fig. 3.19). Electrones secundarios que escapan de la zona de interacción en la muestra, son contados por un colector Faraday de carga que presenta una boca de salida estrecha, para evitar variaciones en la carga colectada.

Una forma de poder seguir el procedimiento del método se presenta a continuación, por medio de una secuencia de pasos experimentales necesarios para la ejecución de la medición. Estos se han ordenado temporalmente (aunque puede tener otro orden), explicándose cada medición necesaria y sus condiciones experimentales.

- (1) Irradiación PIXE (en una cámara especial) de una muestra del elemento (Z-1).

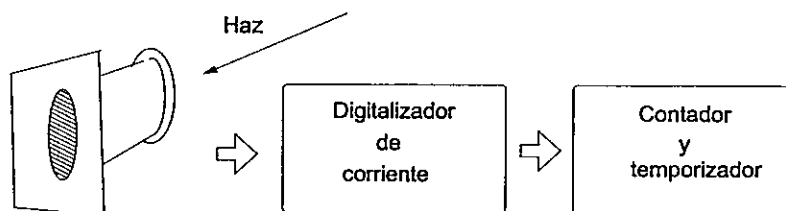
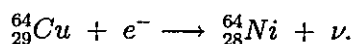


Figura 3.19: Diagrama de la electrónica usada para la colección de carga durante las irradiaciones PIXE y en la irradiación de deuterones en una muestra de cobre natural.

En nuestro caso, el elemento de interés para producción es cobre ( $Z=29$ ), por lo tanto se debe irradiar el elemento níquel con  $Z-1 = 28$



Las posiciones de muestras y detectores deben poderse reproducir.

(2) Irradiación del blanco (en nuestro caso con deuterones) del elemento  $Z$ . En nuestro caso  ${}^{63}\text{Cu}$ , realizada en una cámara de irradiación o en el mejor de los casos en la misma cámara de análisis PIXE.

- Esta irradiación es prolongada (alrededor de un tiempo de 3 vidas medias por lo menos).
- Las condiciones de colimación deben ser iguales a las usadas en la irradiación del blanco del elemento  $Z-1$ .

(3) Una vez irradiada la muestra, debe ser extraída de la cámara de irradiación y posicionada en la cámara donde se analizó con PIXE la muestra con ( $Z-1$ ). Bajo las mismas condiciones de posicionamiento tanto de la muestra como del detector de  $\text{Si}(\text{Li})$  asociado a la cámara de análisis PIXE.

- Se obtiene el espectro de rayos X del elemento ( $Z-1$ ).

## 3.7. Operaciones realizadas durante la medición

### 3.7.1. Generación y Posicionamiento del haz en el blanco

El haz se produce con deuterio gaseoso inyectado en la fuente de iones del acelerador, donde una señal de radiofrecuencia permite ionizar el gas, formando un plasma en la fuente. Posteriormente los iones ingresan al tubo acelerador, por el efecto de un campo eléctrico aplicado en el interior de la fuente de iones, donde se aumenta la energía cinética de las partículas suministradas por la fuente de iones por efecto del campo eléctrico proporcionado por el generador de Van de Graaff.

Para lograr un intenso y determinado haz en la muestra (aprox.  $3 \mu A$ ), se requiere de una adecuada operación y ajustes de controladores de lentes magnéticas y de la fuente de iones del acelerador. En general, la extracción de haces tiene la siguiente secuencia de aparatos y procedimientos.

Una vez extraído el haz del acelerador, es conducido en vacío<sup>8</sup> para luego ingresar en una lente magnética, la cual tiene por función focalizar y/o desfocalizar el haz de iones y de esta manera ajustar la densidad de corriente para una determinada colimación del haz. Posteriormente es deflectado por un imán seleccionador de haces en dirección de la respectiva línea de experimentación, que en nuestro caso se usó un ángulo de  $45^\circ$ .

La estabilidad de la fuente de iones es esencial, ya que se supone un flujo constante de partículas (ver sección cálculo de secciones eficaces Ec. 2.8). Los iones que libera la fuente son diversos, encontrándose normalmente gases componentes del aire y otros gases parásitos, además del gas que se emplea por defecto. A continuación, se describen algunos aspectos importantes del deflector y las líneas de experimentación.

<sup>8</sup>Todo el recorrido del haz de partículas se realiza en condiciones de alto vacío, manteniéndose una presión constante del orden de  $10^{-6}$  torr en diferentes sectores (debidamente aislados) del recorrido.

## Campos deflectores de haces

Un imán deflector y seleccionador de haces<sup>9</sup> modelo DD de High Voltage Engineering permite deflectar y separar contaminantes de un haz incidente provenientes de otros gases residuales en la fuente de iones por causa de sus diferencias en la relación  $q/m$ . Como en este caso, todos los iones tienen la misma carga<sup>10</sup> la separación ocurre principalmente por efecto de la masa nuclear de los iones.

El imán está constituido básicamente por una bobina de Helmholtz empotrada en un núcleo de hierro. Consta de una cámara en el interior de la bobina en donde se introduce el haz, el que se deflecta por efecto de la fuerza de Lorentz, en una zona donde el perfil de la intensidad del campo magnético es notablemente constante. Se realizaron mediciones de perfiles a distintas intensidades de campo observándose que el campo magnético presenta una fluctuación menor a una décima de Gauss. Un diagrama esquemático es ilustrado en la figura 3.20 en donde se muestra la estructura del imán seleccionador. Mediante una vara, que en un extremo tiene una sonda Hall, se midió el campo magnético a variadas distancias de penetración en la cámara interior del imán, Fig. 3.21 y 3.22. Se observa una intensidad de campo constante entre 60 cm y 110 cm, además de una caída acentuada del campo tanto para los casos de intensidad máxima de 750 Gauss y 4000 Gauss. Estas características aseguran la estabilidad para la deflexión magnética del haz.

## Líneas y tipos de haces

Otro aspecto importante envuelto en las irradiaciones es la selección de los iones que están presentes con mayor intensidad en el haz por campos magnéticos. Para

---

<sup>9</sup>Switching magnet

<sup>10</sup>Esto es debido a que la radiofrecuencia de la fuente de iones es capaz de extraer sólo un electrón periférico

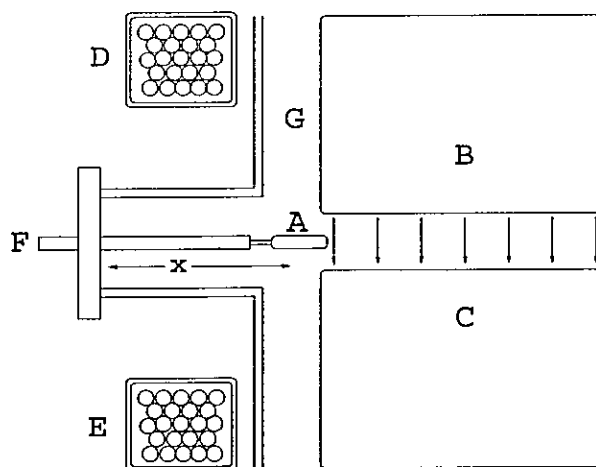


Figura 3.20: Sección transversal del imán seleccionador de haces del centro de física experimental CEFEX. A es la sonda Hall, B y C magnetos al interior de la cámara de vacío, D y E bobinas anulares de Helmholtz, F varilla portadora de la sonda, G interior de la cámara y  $x$  es la distancia de penetración.

esto se hizo una medición de la corriente del haz en la línea de  $30^\circ$  para diferentes intensidades de campo. Esto se muestra en la figura 3.23 donde se ha medido un campo magnético ( $H$ ) proporcional al campo real que la partícula experimenta. Sin embargo, podemos apreciar la existencia de tres intensidad de corriente de haz, la primera se adjudica a protones, que están siempre presentes en el gas de deuterio, el deuterio propiamente tal y uno perteneciente a un elemento más pesado, debido a contaminantes de la fuente de iones o posiblemente a alguna molécula proveniente de allí.

### Vacío

Las condiciones de vacío en la cámara son particularmente excelentes. El funcionamiento del acelerador implica normalmente un vacío cuya presión es de 5 a  $10 \mu\text{Torr}$ . Sin embargo, esto mejora sustancialmente con la implementación de un

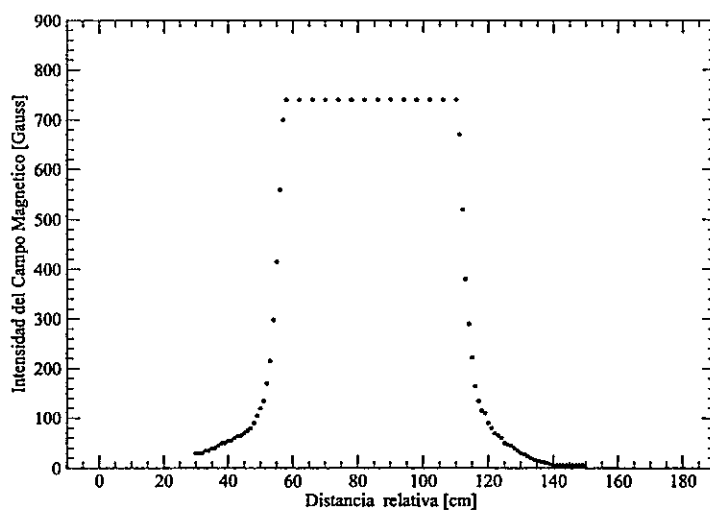


Figura 3.21: Perfil de intensidad de campo magnético. Se observa una fuerte caída del campo en aproximadamente 2,5 cm de recorrido. La partícula siente la presencia de una fuerza en parte de su recorrido en forma bien determinada.

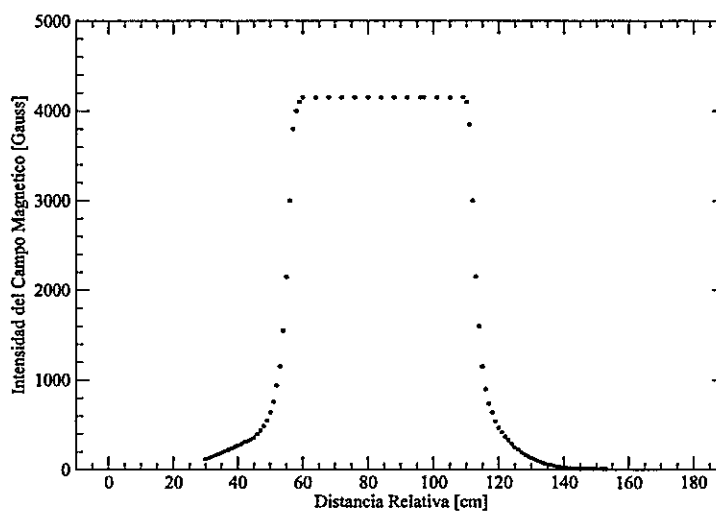


Figura 3.22: En intensidades más altas, el perfil no cambia sus características de forma al interior de la cámara.

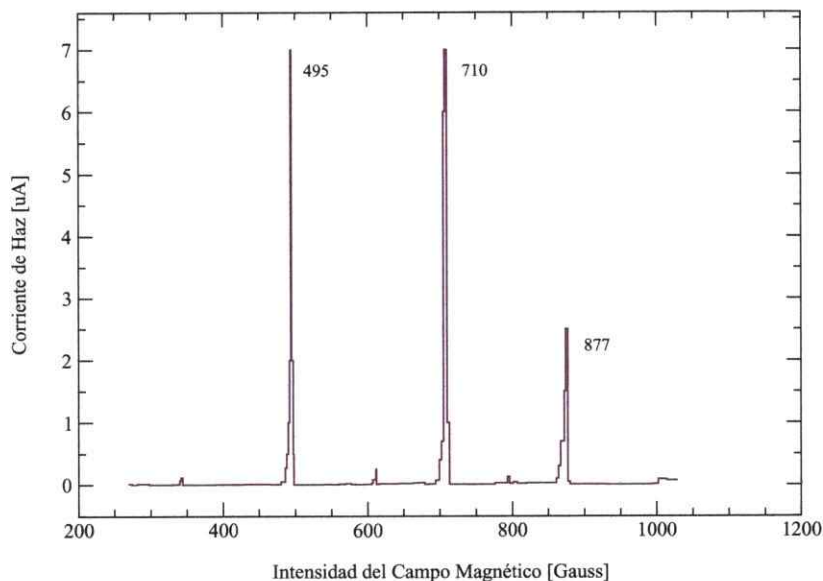


Figura 3.23: Perfil de intensidad de haz v/s campo magnético relativo. Se observa la presencia de protones ( $H=495$ ), deuterones ( $H=710$ ) junto con un pico parásito.

enfriador criogénico de blancos en la zona donde ocurre la reacción nuclear. Sistemas de bombas turbo moleculares asistidas por bombas rotatorias están instaladas manteniendo una presión similar en los distintos tramos del recorrido del haz. Se han utilizado medidores tipo Pirani modelo PRM 10 y de membrana en la etapa de prevacío junto con penning modelo CP 25-S y tubos de ionización para la medición en alto vacío.

### 3.7.2. Sistema de detección

En la detección de los rayos X, se ha utilizado un detector semiconductor de Si(Li) CANBERRA modelo 7333, de  $30 \text{ mm}^2$  de área y de 3 mm de espesor, aislado del exterior por una ventana de Be de 1 mil de espesor. La resolución medida fue de

un FWHM<sup>11</sup> de 168 eV para la emisión X de  $E = 5,9$  keV del  $^{55}\text{Fe}$ .

También se ha usado un detector de radiación gamma de germanio hiper puro coaxial HPGe ORTEC modelo GEM-10195 cuya resolución (FWHM) medida a 1332 keV de la emisión del  $^{60}\text{Co}$  es de 1,77 keV. El cristal sensible es un cilindro de 47,5 mm de diámetro y una altura de 38,4 mm, el cual está recubierto por una lámina absorbadora de aluminio de 1,27 mm de espesor. Este detector es ideal para detectar emisiones de radiación gamma e identificar radioisótopos debido a estas características.

Durante la calibración por RBS se utilizaron detectores de barrera superficial de 100  $\mu\text{m}$  de espesor con una resolución (FWHM) para partículas  $\alpha$  de 17 keV y de 9 keV para  $\beta$ . También se usó un segundo detector de radiación gamma de un cristal de Ioduro de sodio dopado con talio NaI(Tl) de 3" X 3" CANBERRA modelo 2067, óptimo para mediciones de actividad de un blanco radiactivo debido a su excelente eficiencia intrínseca.

### 3.7.3. Sistema de adquisición de emisiones y datos

El sistema electrónico asociado a los detectores utilizados es similar, se presentan variaciones en el tipo de preamplificador y en la fuente de voltaje. El sistema consta de un detector, un preamplificador, un amplificador de señal y un convertidor análogo digital, necesario para la identificación de la información en una tarjeta multicanal<sup>12</sup>. La información es registrada en un histograma de frecuencia por el sistema espectroscópico, el cual requiere de una calibración previa, debido a que la electrónica proporciona pulsos de voltaje y se debe tener su equivalente a energía del

<sup>11</sup>Ancho energético del pico medido a media altura, sigla formada del inglés *Full Width of peak at Half of the Maximum count level*.

<sup>12</sup>Se a usado por una tarjeta con ADC integrado ORTEC tipo PC MCA Modelo Trump-8K



fotón. La relación entre el voltaje entregado por la electrónica y la energía de los fotones se determina mediante alguna fuente patrón que emite radiación característica conocida. En la figura 3.24 se muestra uno de los sistemas de adquisición de datos.

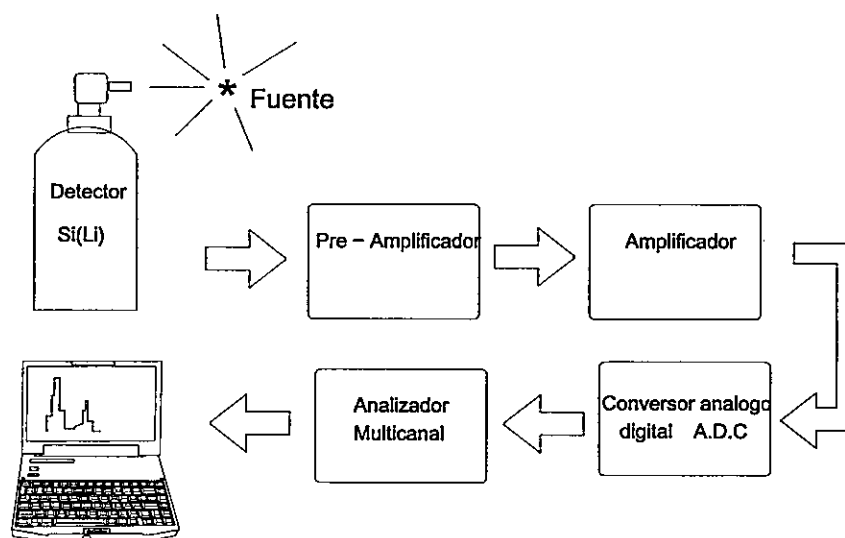


Figura 3.24: Diagrama de la electrónica usada durante las irradiaciones de PIXE y en la colección de radiación X por parte de la fuente generada.

### 3.7.4. Protección radiológica

En experimentos nucleares es mandatorio mantener bajo control radiológico toda situación que involucre exposiciones a las radiaciones ionizantes, a través del control de las condiciones imperantes y de la supervisión *in situ* de las irradiaciones. Durante los experimentos se siguieron procedimientos de protección en el traslado de los blancos radiactivos generados. La radiación de fondo del laboratorio en las distintas áreas de experimentación varían fuertemente cuando el acelerador está en operación, por lo cual, es necesario un constante control por monitor de las instalaciones mediante detectores fijos. Un detector tipo Geiger Miller se usa al ingreso al área de irradia-

ciones, el cual entrega una lectura rápida de la radiación en el lugar. El personal del laboratorio es supervisado dosimétricamente según el *Reglamento de Protección Radiológica de Instalaciones Radiactivas*, Decreto Supremo N°:3, Artículo 4, de acuerdo a los límites anualmente permitidos<sup>13</sup> según el artículo 12. Los experimentos fueron realizados cumpliendo los protocolos de seguridad exigidos por ley.

### Vigilancia de áreas

Un diagrama del sector experimental es mostrado en la figura 3.25. Las áreas principalmente expuestas son vigiladas por medio de un sistema monitor-detectores de radiación X, los cuales son de vital importancia en la etapa de encendido y apagado del acelerador. Esto es debido a la aceleración de electrones durante un brusco cambio de potencial, que produce radiación de tipo bremsstrahlung. Se han instalado cuatro detectores señalados por DX en la figura 3.25. Estos se encuentran sólo a un costado del eje principal del laboratorio, ya que se puede suponer simetría de dosis en el sector opuesto. Además, un detector es posicionado en la sala de control, para establecer límites de riesgo personal y dos detectores tipo Geiger Müller son utilizados como monitores portátiles.

---

<sup>13</sup>Con un máximo de 5 rem.

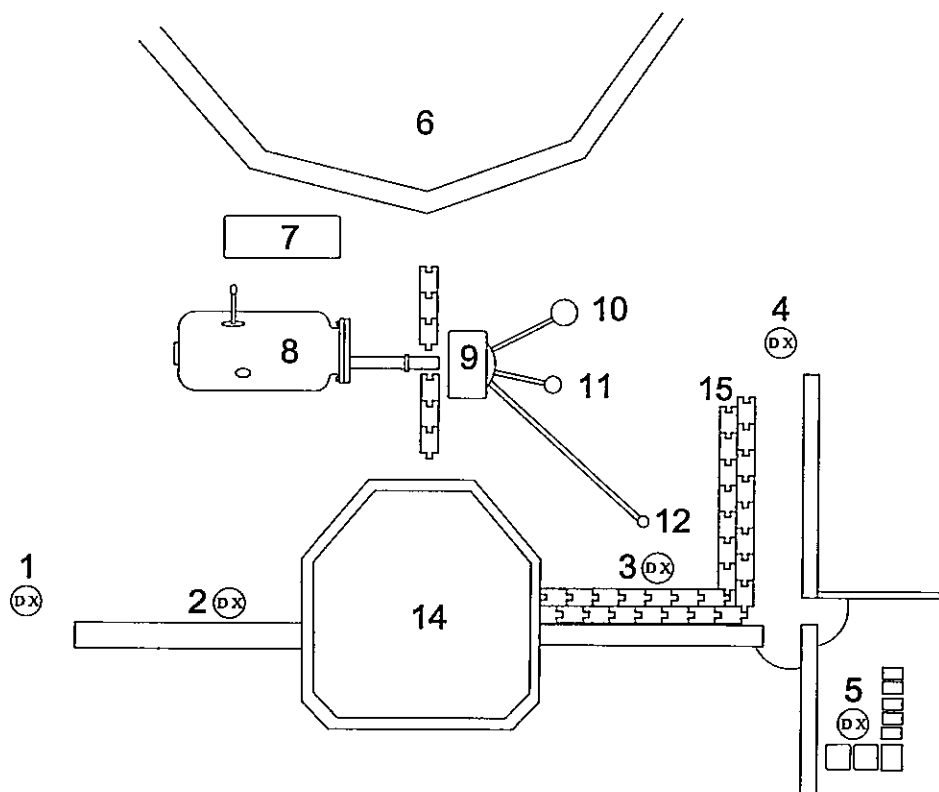


Figura 3.25: Vista superior del laboratorio. Se observan los monitores de radiación X en las posiciones 1-2-3-4-5. Blindaje de hormigón armado reforzado son identificados en las posiciones 6-14-15. En 8 acelerador de partículas junto con un sistema de recambio de gases dieléctricos. Haces generados en 8 son conducidos a un imán seleccionador de haces 9, el cual posiciona un determinado haz en las distintas líneas experimentales 10-11-12. Se encuentra implementada una línea de análisis RBS 10, una línea de análisis PIXE 12 y una línea de producción 11.

# Capítulo 4

## Análisis de Datos

### 4.1. Procedimientos de análisis

#### Método de análisis por rayos-x

En este método, se usaron los valores de probabilidad de decaimiento<sup>1</sup> y tiempo de vida media medidos por P. Christmas *et al.* [21] necesarios para satisfacer la expresión 2.8. Además, esta expresión para calcular la sección eficaz supone un flujo constante de partículas, por esta razón se monitoreó la corriente durante todas las irradiaciones, siendo el flujo de iones determinado por la carga total depositada en la muestra dividida por el tiempo de irradiación. Las densidades superficiales de las muestras fueron obtenidas experimentalmente por RBS (capítulo 3, sección 3.3.3) y se calculó el espesor de la muestra usando el valor de densidad del cobre natural dado por terceros [20]. La sección eficaz de ionización de rayos X ha sido medida a diversas energías [22] y en la actualidad, existen códigos confiables que permiten conocerla de acuerdo a la energía del haz<sup>2</sup>

---

<sup>1</sup>Branching ratio

<sup>2</sup>El constante requerimiento de  $\sigma_X$  para análisis PIXE (que usualmente se realiza con haces en la región de los 2000 keV), ha permitido aumentar la precisión de los valores de este parámetro.

## Desarrollo de cálculos

Una forma de evaluar la sección eficaz de  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  a partir de la ecuación (2.8) es usando los resultados de una serie de mediciones realizadas en el laboratorio y parámetros que han sido proveídos por terceros. Las Tablas (C.1; C.2; C.3; C.4; C.5; C.6; C.7 y C.8) del Apéndice C se han confeccionado para contener la información necesaria que se usó para obtener  $\sigma$  por medio del método PIXE&EC. Aquí, la Tabla C.8 contiene los datos para la determinación de la sección eficaz por medio del método por radiación gamma.

## 4.2. Comparación de ambos métodos

Un experimento preliminar a la energía de 2400 keV, fué efectuado a fin de comparar ambos métodos, uno por radiación gamma y otro por PIXE & EC. Ambos fueron realizados con la misma muestra irradiada, primero se obtuvo  $\sigma$  por la detección de los rayos X, emitidos por los átomos de  $^{64}\text{Ni}$  en el proceso de captura electrónica y posteriormente fue medida por la detección de rayos gamma de energía 1346 keV, emitidos en la transición del estado  $2^+$  al  $0^+$  del estado base del núcleo de  $^{64}\text{Ni}$  (Fig. 4.1). En las Tablas C.7 y C.8 del Apéndice C, se presentan los datos y los parámetros necesarios para la determinación de la sección eficaz en ambos métodos.

Mediciones hechas por otros autores de  $\sigma$  para esta reacción a energías por encima de la barrera coulombiana han sido realizadas usando el método gamma. Una medición gamma realizada en nuestro laboratorio permite extrapolar la tendencia observada en estas mediciones a una energía de 2,4 MeV, como lo muestra la figura 4.3. Una simulación numérica realizada a esta energía de comparación, con el código ALICE/ASH, sugiere un valor tres veces menor que el medido experimental-

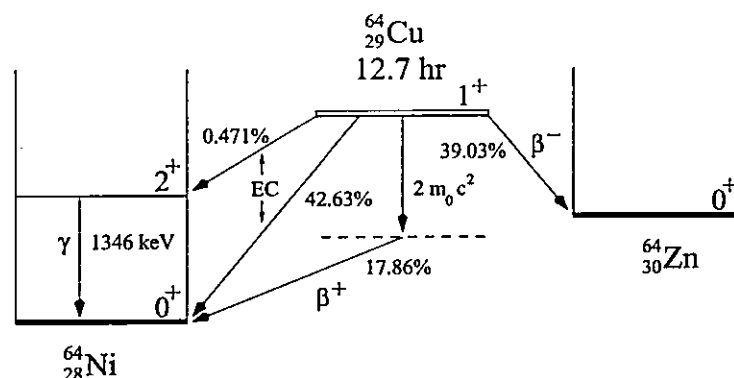


Figura 4.1: Esquema de decaimiento del  $^{64}\text{Cu}$  con tasas de decaimiento extraídas de los trabajos de P. Christmas *et al* [21] y E. Browne *et al* [23].

mente, sin embargo, este hecho también es observado en mediciones realizadas por otros autores (Fig. 4.3) a energías entre los 4 MeV y los 8 MeV. Además, debido a que la muestra utilizada fue de espesor mucho mayor ( $2,4 \mu\text{m}$ ) que las utilizadas en los experimentos anteriores, el valor de energía efectiva de deuterones en la muestra presenta una pérdida de energía del haz en ella, contribuyendo también a la incerteza en la medida de  $\sigma(E)$ .

**Radiación X característica del Ni** 26 minutos después de EOB la lámina de cobre natural irradiada fue instalada dentro de la cámara PIXE del laboratorio en su respectivo porta muestra. Los rayos X característicos de energía 7,477 keV correspondientes a una transición  $K\alpha$  en el átomo de níquel, fué detectada por un detector criogénico de Si(Li) CANBERRA. Los pulsos fueron analizados con una apropiada electrónica y colectados durante 120 minutos, Fig. 4.2(a). Este procedimiento permitió la determinación de el término  $N_{EXP}$  en la ecuación 2.8 del capítulo 2. Para lograr encontrar el término  $N_X$ , una película de níquel de alta pureza provista por Micro-matter, con densidad superficial atómica de  $4,243 \times 10^{17}$  átomos/cm<sup>2</sup>, fue irradiada

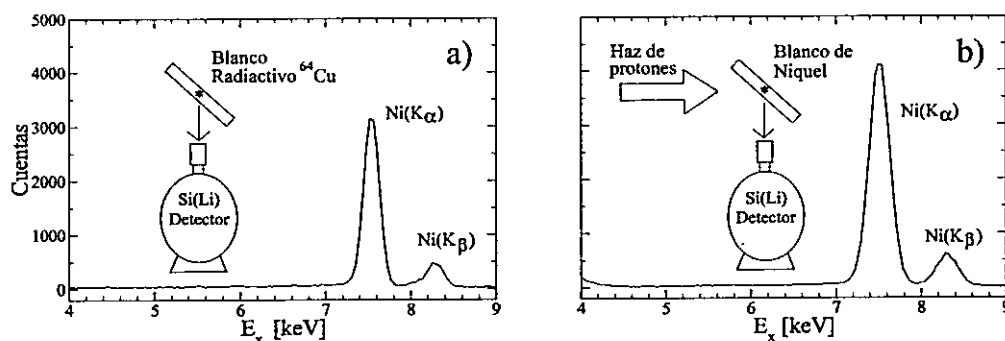


Figura 4.2: Espectro de fluorescencia del níquel. a) Picos de radiación característica  $K\alpha$  y  $K\beta$  del níquel, emitidos por el blanco de cobre después de la irradiación con un haz de deuterones. b) Picos de radiación característica X  $K\alpha$  y  $K\beta$  del níquel, emitidos por una lámina delgada de níquel durante la irradiación con un haz de protones .

por un haz de protones de 2150 keV en la cámara de experimentación PIXE. Todas las condiciones experimentales fueron mantenidas, garantizando la igualdad del factor  $G_X$  en ambos casos. La intensidad del haz fue de 5 nA e impactó en la muestra durante 5 minutos. Un espectro típico es mostrado en la figura 4.2(b). El factor  $G_X$  podría ser determinado también por el uso de una fuente calibrada de rayos X, pero existen pocas de estas fuentes disponibles mientras que la aplicación de la técnica complementaria PIXE puede ser aplicada en una gran cantidad de casos.

**Radiación gamma de 1346 keV del <sup>64</sup>Ni** Un blanco delgado de cobre, 2,4  $\mu\text{m}$  de espesor y densidad atómica superficial para el isótopo <sup>63</sup>Cu de  $1,416 \times 10^{19}$  átomos/cm<sup>2</sup>, fue irradiado en una cámara con un vacío del orden de  $10^{-3}$  Pa. El haz incidió en la muestra durante un tiempo de 889,4 minutos colectándose una carga total de 47,1 mC. La detección de radiación gamma comenzó 198 minutos después de EOB, luego que la colección de rayos X había finalizado, extendiéndose por sobre 6,5 vidas medias del radionucléido formado. El blanco irradiado fue dispuesto en un

sistema de detección para radiación gamma blindado donde se detectó el rayo gamma de 1346 keV por medio de un detector HPGe ORTEC. Pulsos fueron colectados y analizados por un sistema similar de adquisición usado en el método por rayos X. La actividad alcanzada en EOB resulto ser de  $5,998 \times 10^{+4}$  Bq.

La eficiencia del sistema espectrométrico  $\gamma$  para el pico de 1346 keV proveniente de la desexcitación del primer estado del  $^{64}\text{Ni}$  fue asumida idéntica<sup>3</sup> a la proporcionada por el pico de 1332 keV de una fuente patrón de  $^{60}\text{Co}$ , ya que la diferencia energética de 14 keV es pequeña. En los casos en que no existen fuentes calibradas disponibles para la energía requerida, como en este caso, la incerteza en la medida de la sección eficaz por el método gamma se incrementa significativamente.

#### 4.2.1. Modelos teóricos para predicción de $\sigma$

Una predicción de la sección eficaz para la reacción nuclear usada en la producción de  $^{64}\text{Cu}$  fué elaborada usando las mediciones de diversos autores a energías mayores que 2400 keV, por medio del código ALICE/ASH [14]. Este código, a diferencia de otros, presenta cambios en lo concerniente a la incorporación de algoritmos para la descripción de la emisión de cluster en pre-equilibrio ( $^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He}, ^4\text{He}$ ), la emisión de rayos gamma en el pre-compound y cálculos de la densidad de nivel nuclear de acuerdo a diferentes aproximaciones.

##### Código Alice/ASH

Los cálculos para el espectro de pre-equilibrio del núcleo es diseñado en base del modelo GDH modificado, el cual toma en cuenta la emisión de múltiples nucleones. Los espectros de equilibrio son calculados usando el modelo de evaporación de

---

<sup>3</sup>La eficiencia del detector en el pico gamma fue medido con una fuente calibrada de  $^{60}\text{Co}$  provista por IAEA.



Weisskopf-Ewing. Para el caso de un haz de deuterones la sección eficaz de reacción es calculada mediante el modelo óptico. Los cálculos de densidad de nivel son contruidos de acuerdo a cuatro aproximaciones diferentes: a) modelo de Gas de Fermi con parámetro de densidad de nivel  $a = A/9$  b) fórmula de Kataria-Ramamurthy con corrección de capa y c) modelo nuclear de superfluido.

Se observa un buen acuerdo y concordancia entre las mediciones realizadas con ambos métodos y la modelación teórica, proveyéndose resultados de la misma calidad que aquellos medidos con el método convencional por otros autores.

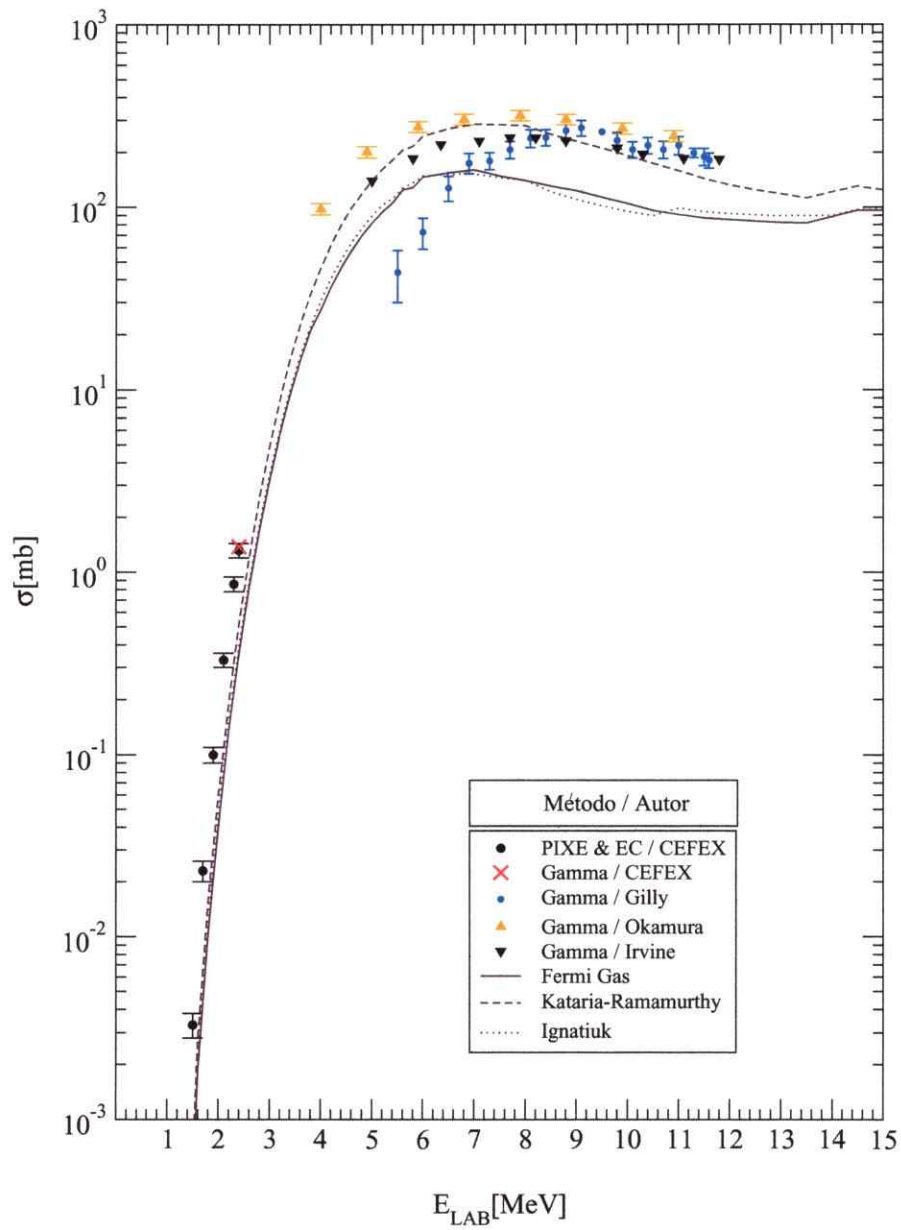


Figura 4.3: Mediciones realizadas por diferentes autores y modelos de densidad de nivel, junto con las realizadas en el Laboratorio de haces iónicos.

# Capítulo 5

## Resultados

### 5.1. Resultados de Mediciones Realizadas

A continuación se presentan los resultados obtenidos por la aplicación de los métodos presentados en el capítulo 2 para la determinación de  $\sigma$  de producción del  $^{64}\text{Cu}$ .

**Resultados de la comparación de los métodos** Valores de sección eficaz para la reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p\gamma)^{64}\text{Cu}$  a una energía de bombardeo de 2400 keV, fueron obtenidos de experimentos diseñados de acuerdo a los dos métodos descritos anteriormente. También se hizo una predicción mediante el código ALICE/ASH. En la Tabla 5.1 se entregan los resultados obtenidos.

**Resultados del método PIXE & EC** Las mediciones entregadas en este trabajo fueron obtenidas haciendo uso del método desarrollado en el laboratorio de Haces Iónicos de CEFEX [3]. En la Tabla 5.2 se muestra las mediciones de sección eficaz realizadas para energías de un haz de deuterones desde 1,5 a 2,4 MeV. La eficacia del método en este tipo de reacciones permite medir secciones eficaces del orden de los micro barns con una incerteza del orden del 10 %. La incerteza de las mediciones

Tabla 5.1: Comparación de la sección eficaz de  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  para un haz de deuterones a una energía de 2400 keV, proporcionadas por un código y mediciones realizadas por diferentes métodos.

Método	Sección eficaz [mb]	Incerteza [%]
PIXE&EC	1,39	9,8
Rayos Gamma	1,38	8,8
ALICE/ASH	0,40	-

es calculada de la forma tradicional, incorporando incertezas asociados al método experimental conjuntamente con las incertezas proporcionadas por los proveedores.

## 5.2. Discusión

Se ha observado que en mediciones previas de la sección eficaz de la reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$ , realizadas por otros autores en un intervalo de energía entre 4 y 8 MeV [24–26] muestran significativas discrepancias. Por otro lado, un acuerdo en la sección eficaz medida por estos autores es observado en la región comprendida entre los 9 y 11 MeV, sin embargo, existe una notable diferencia entre tales mediciones con respecto de la predicción teórica proporcionada para distintos modelos de densidad nuclear, calculados por el código ALICE/ASH, alcanzando diferencias de hasta 100 mb.

Aquí, Kataria-Ramamurthy permite observar una concordancia entre las presentes mediciones y las mediciones realizadas por Okamura and Tamagawa [26]. Sin embargo, la sección eficaz medida por otros autores discrepa en el rango de energía de 4 a 8 MeV. Esta discrepancia aumenta a medida que disminuye la energía para el

Tabla 5.2: Mediciones de sección eficaz de  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  a distintas energías, usando un haz de deuterones en blancos autosoportantes elaborados para este trabajo.

Energía $^2\text{H}^+$ [MeV]	Sección eficaz [mb]	Incerteza [mb]
2,4	1,32	0,12
2,3	0,86	0,08
2,1	0,33	0,03
1,9	0,10	0,01
1,7	0,023	0,003
1,5	0,0033	0,0005

mismo intervalo de energía de deuterones, observándose diferencias en  $\sigma$  que llegan aproximadamente hasta los 240 mb.

Se debe notar, que el presente experimento fue realizado a energías bajo la barrera coulombiana, lo cual, supone una reducción brusca en el valor de la sección eficaz, implicando esto, mayor dificultad en la precisión de las mediciones por efectos estadísticos en la colección de información.

Las incertezas debidas a mediciones de parámetros experimentales como: energía del haz, tiempo de irradiación, flujo de iones, estadística de conteo y tiempo transcurrido entre el EOB y el comienzo del conteo, contribuyeron en total con un 2% aproximadamente. Otras importantes fuentes de error son originadas en la utilización de materiales y parámetros provistos por terceros como: espesor de la película de níquel, sección eficaz de ionización por protones, constantes de decaimientos, probabilidad de decaimiento y la eficiencia del detector, sumaron alrededor de 7%.

La incerteza generada debido a la extracción de electrones secundarios no es un

tema menor. En el montaje utilizado en esta serie de experimentos, la parte frontal del colimador adosado al colector de carga tipo Faraday<sup>1</sup> (Fig. 3.18), presenta este inconveniente. Electrones arrancados del material del colimador viajan y se depositan al interior de la FC. disminuyendo la lectura de la carga de  $^2\text{H}^+$  depositada por el haz de partículas. Eléctricamente hablando, la diferencia de potencial generado entre la FC y la tierra eléctrica es menor de la que debe generar la carga de iones  $^2\text{H}^+$ , por lo tanto, la corriente producida (que es registrada por un amperímetro integrador) viaja en sentido de la FC. Si observamos la ecuación (2.8) observamos que una disminución de la carga<sup>2</sup> provoca un aumento en la sección eficaz de producción.

Un aspecto interesante es el aumento en la precisión que ocurre cuando el método desarrollado en este trabajo, es utilizado para evaluar secciones eficaces mediante radionucléidos formados en reacciones tipo  $(p,\gamma)$  y que decaen por captura electrónica. En este caso, se requiere un blanco del mismo elemento para aplicar la metodología. Las densidades superficiales requeridas en la ecuación (2.8) son simplificadas disminuyendo así la incerteza.

### 5.2.1. Presencia de otros canales de reacción

Existen otros posibles canales de reacción, abiertos por el haz de deuterones incidiendo contra un blanco de cobre. El conocimiento de éstos permite descartar la posibilidad de obtener emisiones parásitas provenientes de otros productos formados. Se discutirá de algunos posibles a continuación:

$^{63}\text{Cu}(d,\gamma)^{65}\text{Zn}$  Es un canal muy posible con un valor  $Q$  de + 13,47 MeV, obteniéndose un núcleo hijo con vida media de 244 días. Los tipos de decaimientos son  $\beta^+$ ,  $\gamma$

<sup>1</sup>Faraday Cup o FC

<sup>2</sup>En esta ecuación, a partir de la corriente se debe evaluar el flujo de deuterones  $\phi$ .

y EC. Emisiones  $\beta^+$  contribuirán en el número de cuentas gamma de el pico de 511 keV, por la aniquilación del positrón. La emisión gamma de 1115 keV está fuera del sector de evaluación del pico de 1346 keV para la producción de  $^{64}\text{Cu}$  por radiación gamma, por la desexcitación del primer estado excitado del  $^{64}\text{Ni}$  ( $E = 1346$  keV). Finalmente, la EC. provocará transiciones electrónicas  $K\alpha$  y  $K\beta$  pertenecientes al átomo de cobre (8,03 keV) generando X característicos de diferente energía a los emitidos por el níquel (7,47 keV).

$^{63}\text{Cu}(d,n)^{64}\text{Zn}$  Este canal con un Q de reacción de +5,48 MeV. Sin embargo, como el  $^{64}\text{Zn}$  es estable, no altera la medición de la sección eficaz de  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$ .

$^{63}\text{Cu}(d,\alpha)^{61}\text{Ni}$  Reacción con un valor Q de +9,36 MeV, y cuyo estado final también corresponde a un núcleo estable.

Todos estas posibilidades corresponden a reacciones a partir de  $^{63}\text{Cu}$ , sin embargo, también existe en el cobre natural un 30,8% del isótopo  $^{65}\text{Cu}$ , que dentro de sus posibles canales se encuentran dos reacciones que terminan en un estado estable,  $^{65}\text{Cu}(d,\gamma)^{67}\text{Zn}$ ,  $^{65}\text{Cu}(d,n)^{66}\text{Zn}$  con  $Q = +13,73$  MeV y  $Q = +6,68$  MeV respectivamente. Además, existen otras dos que producen núcleos finales radiactivos:

$^{65}\text{Cu}(d,p)^{66}\text{Cu}$  Con un Q de reacción de +4,84 MeV y un tiempo de vida media de 5,1 minutos. Este canal es visible en espectroscopía gamma por una emisión de 1039 keV, además de la presencia de emisiones  $\beta^-$ . No presenta EC, descartándose la presencia de radiación parásita que pudiera influir en nuestras mediciones.

$^{65}\text{Cu}(d,\alpha)^{63}\text{Ni}$  Esta reacción con  $Q = +8,96$  MeV tiene una vida media de 100 años con emisiones de tipo  $\beta^-$ , no interfiriendo en las mediciones de este trabajo.

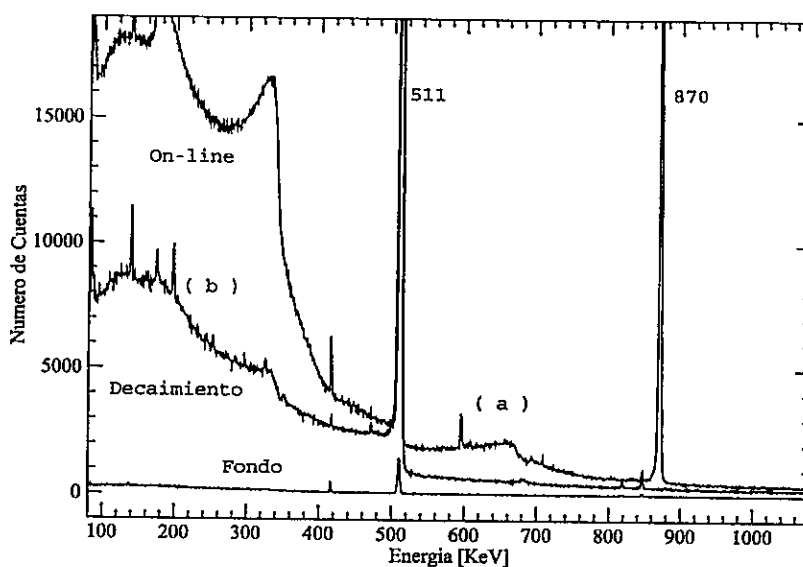


Figura 5.1: Espectros comparativos de emisiones efectuadas durante y después de una irradiación con deuterones sobre cobre natural. Además se compara con la radiación de fondo del laboratorio.

Las reacciones anteriores explican la presencia de picos  $\gamma$  en el espectro, además del correspondiente al valor 1346 keV, realizadas por un detector de HPGe durante una irradiación con deuterones sobre una muestra de cobre. La figura 5.1 muestra un espectro de emisiones gamma durante la irradiación (*on line*), contrastado con un espectro después del EOB y el respectivo espectro de fondo. Se puede apreciar la evidencia de una reacción  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}^*$  de *stripping* de deuterones en  $^{16}\text{O}$ , por la presencia del pico gamma de 870 keV proveniente del primer estado excitado del  $^{17}\text{O}$ . Además, otro intenso pico de aniquilación advierte la presencia de emisión  $\beta^+$ , provocada principalmente por el  $^{64}\text{Cu}$  junto con otros productos y canales de reacción ya mencionados. Además, durante estas irradiaciones se evidenció la presencia de neutrones, los cuales activaron levemente el material sensible del detector (Ge).



### 5.2.2. Otras Reacciones que Conducen a $^{64}\text{Cu}$

Este radionuclídeo no solo puede ser formado mediante la reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$ , además están las siguientes posibilidades que se detallarán a continuación:

$^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$  Una reacción que requiere de un umbral de energía para poder ser efectuada ( $Q = -2,5 \text{ MeV}$ ). Por ejemplo, para este canal de reacción se requiere de haces con energías entre 11 y 20 MeV para obtener una producción considerable para la utilización en el ámbito médico [27], sin embargo, no deja de ser otro candidato, incluso en aceleradores lineales de baja energía (alrededor de los 4 MeV) que posean la ventaja de extraer haces de alta corriente.

$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$  Una reacción que utiliza un intenso haz de neutrones provenientes de un reactor nuclear, presentando dificultades en los procesos de extracción, siendo las cantidades utilizables de  $^{64}\text{Cu}$  muy pequeñas.

$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$  Una reacción que compite en la producción de  $^{64}\text{Cu}$ , sin embargo, depende de un intenso flujo de neutrones.

Por lo tanto,  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  es una reacción favorable debido a la buena abundancia del isótopo  $^{63}\text{Cu}$  (69,2 %) en el cobre natural, no necesitando procesos de enriquecimiento, además de ser una reacción energéticamente posible ( $Q = +5,7 \text{ MeV}$ ).

## Capítulo 6

### Conclusiones

En este trabajo se ha medido exitosamente la sección eficaz de  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  mediante el método propuesto, en el rango de energía entre 1,5 MeV y 2,4 MeV. La aplicación de un método que combina el decaimiento por captura electrónica con PIXE permitió realizar siete medidas de sección eficaz correspondientes a una región de energía antes no explorada.

El método aplicado se validó realizando una medición adicional de la sección eficaz a 2,4 MeV con el método tradicional que implica el uso del decaimiento por radiación gamma. La diferencia entre ambos fué de 0,01 mb, equivalente al 7% quedando dentro del error experimental. La incerteza experimental de la sección eficaz obtenida por el método presentado es en general menor que la obtenida por el método por decaimiento gamma, tradicionalmente usado, excepto cuando son disponibles fuentes calibradas que proveen energías similares a las requeridas para el experimento.

En cuanto a la comparación con predicciones teóricas, se ha encontrado un buen acuerdo entre la sección eficaz medida y pronósticos determinados mediante códigos evaluados en distintos modelos de densidad de nivel. Se observó que el mejor ajuste logrado por ALICE/ASH es mediante el uso de la densidad de nivel Kataria-Ramamurthy. Si bien la tendencia de la curva teórica es semejante a la de las me-

diciones, este ajuste predice valores sistemáticamente menores a los medidos en el presente trabajo, lo cual también es observado en otros ajustes y mediciones realizadas a energías mayores y cuya explicación esta fuera del objetivo de este estudio.

Finalmente, desde el punto de vista de la producción de  $^{64}\text{Cu}$ , se concluye que el canal de reacción  $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$  usado para la formación del radionuclídeo es apropiado, ya que se ha obtenido una actividad aproximadamente de  $2\mu\text{Ci}$  en el experimento de comparación realizado a 2,4 MeV. Aumentando el área del haz es posible aumentar 100 veces esta producción y mejorarla aun más si se bombardea con haces de mayor energía. Esto permitiría realizar estudios de absorción de  $^{64}\text{Cu}$  por plantas y temas similares, aplicaciones que constituyen una extensión natural de este trabajo.



## Apéndice A

# Calibración de la Medida de Energía del haz de Partículas

### A.1. Reacción Resonante $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$

Varios experimentos se efectuaron para la observación de resonancias en la reacción  $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$  detectando la emisión de radiación gamma correspondiente. Los primeros intentos fueron realizados en blancos gruesos de teflón, un componente que tiene buena abundancia de flúor (alrededor de un 66 %), obteniéndose finalmente resultados satisfactorios. Más tarde se realizaron mediciones en un blanco delgado lográndose reproducir los resultados obtenidos por otros autores [8, 28]. Un simple estudio de estas reacciones y un adecuado análisis de las mediciones logradas permitió obtener tres puntos de calibración para la energía del acelerador de partículas.

#### A.1.1. Medición de Resonancias en la Reacción $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ Mediante Muestra Gruesa.

La medición de resonancias fue favorecida, debido a que la radiación colectada es energéticamente alta con respecto a la del fondo de radiación que se produce en el entorno del acelerador. Esto permite espectros limpios de radiaciones provenientes de otras reacciones y/o procesos radiactivos. El experimento realizado con una muestra

gruesa tiene algunas dificultades hablando en sentido experimental y en lo referente a los cálculos de ajuste. Experimentalmente existen problemas en la determinación de la carga depositada en la muestra, sin embargo, para efectos cualitativos de resonancias, esto se soluciona mediante la incorporación de una malla metálica sobre el teflón. La medición de la corriente ahora es relativa, no obstante, entrega información consistente con respecto a la relación carga depositada versus radiación emitida. Por otro lado, los cálculos de ajuste deben contener la penetración del haz en la muestra y a su pérdida de energía, conjuntamente con las respectivas atenuaciones de la radiación emergente del lugar de reacción hacia el exterior de ella. Correcciones de este tipo fueron evaluadas, y se logró un buen ajuste con los resultados obtenidos en las mediciones.

**Montaje Experimental** El montaje está constituido por un blanco construido por un trozo de teflón  $(CF_2)_n$  y una malla fina de metal,<sup>1</sup> utilizada para coleccionar carga eléctrica durante la irradiación. En este experimento se utilizaron corrientes de mediana intensidad, las cuales estuvieron en el rango de los  $2 \mu A$  con una colimación aproximada de  $1 \text{ cm}^2$ . La incorporación de un enfriador criogénico resultó adecuado para mantener un régimen de temperatura bajo el punto de fusión de la muestra [18]. Se alcanzaron temperaturas del orden de  $-166^\circ C$  con este sistema de enfriamiento, las cuales fueron medidas mediante un termo par de Fe-Constantan delgado. Un haz de protones es conducido hasta la muestra, colisionando con el flúor de ésta produciéndose la reacción de interés. Para detectar la radiación gamma producida durante la irradiación se montó un detector de germanio de alta pureza HPGe, en la boca inferior de la cámara. El montaje construido es mostrado en la figura A.1.

---

<sup>1</sup>La cual se encuentra posicionada sobre el teflón

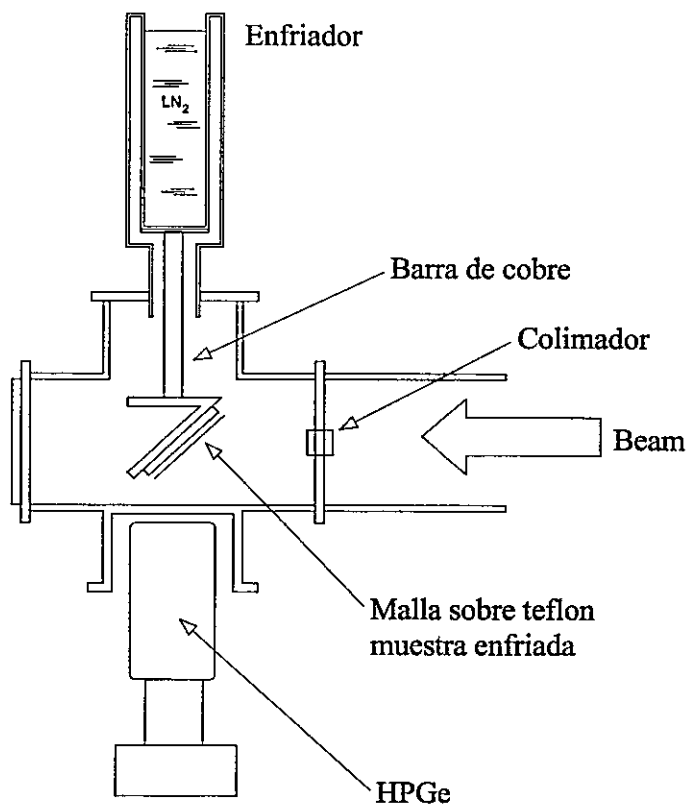


Figura A.1: Montaje diseñado para medir durante el transcurso del experimento resonancias en una muestra gruesa de flúor.

### Desarrollo del Experimento

Una vez preparado el blanco de teflón e insertado en el montaje mostrado en la figura A.1, se procede con la evacuación del aire de la cámara. Para este propósito se utiliza una bomba rotatoria convencional, que permite llegar a la presión de 10 micrones de mercurio. Posteriormente se aumenta el vacío por medio de bombas turbo molecular llegando a presiones de aproximadamente  $40 \mu\text{torr}$ . La malla esta conectada eléctricamente a un nano-amperímetro que permite la lectura de la corriente en la malla y la cantidad de carga suministrada.

La electrónica utilizada para el detector de germanio fué la convencional. Aquí surge un pequeño problema, no existe una fuente con radiación  $\gamma$  del orden de los 6 MeV que relacione los voltaje de las señales medidas por el detector con la energía propia de éstas emisiones. Por este motivo se efectuó la calibración por medio de radiación  $\gamma$  producida por una fuente de neutrones, la cual está rodeada por grafito y parafina sólida (rica en protones). El espectro registrado por esta fuente presenta dos picos gamma, uno proveniente del exceso de energía de la fusión del neutrón con un protón, de  $E = 2225$  keV y otra emisión característica de la transición del primer estado excitado del  $^{12}\text{C}$  al nivel fundamental, cuya energía es 4439 keV. Con estas dos energías se calibra el sistema para las emisiones gamma que se esperan de la reacción  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ .

#### Estudio Teórico para obtener la curva de ajuste

A continuación se presenta una forma de encontrar la curva de ajuste para el rendimiento de esta reacción en función de la energías para un blanco grueso. En una muestra, el número de rayos gamma  $dN$  emitidos desde una capa inicial de espesor  $dx$  es dado por

$$dN = N_o\sigma(E_1)dn, \quad (\text{A.1})$$

donde  $N_o$  es el número total de partículas incidentes,  $\sigma(E_1)$  es la sección eficaz a una energía  $E_1$  de la partícula en la capa y  $dn$  es el número de núcleos de número de masa  $A$  por  $\text{cm}^2$ , definido por

$$dn = \frac{cf_A N_a}{A} dx, \quad (\text{A.2})$$

donde es expresada la concentración  $c$  de elementos tipo  $A$  que hay presente en un compuesto, a su vez el factor  $f_A$  representa la fracción isotópica del elemento,  $N_a$  es

el número de Avogadro y  $dx$  es el espesor en  $\text{gr}/\text{cm}^2$ , que también puede ser evaluado por

$$dx = \frac{dE}{S(E_1)}, \quad (\text{A.3})$$

en que  $S(E)$  es la pérdida específica de energía, obteniéndose

$$dN = \sigma(E_1) \frac{cf_A N_a N_o}{AS(E_1)} dE_1. \quad (\text{A.4})$$

El número de rayos gamma detectados desde un espesor de  $\Delta x$ , lo que implica una pérdida de energía promedio  $\Delta E$  en el haz, es dado por

$$N(E_o) = \frac{cf_A N_a N_o \varepsilon}{A} \int_{(E_o - \Delta E)}^{E_o} \frac{\sigma(E_1)}{S(E_1)} dE_1, \quad (\text{A.5})$$

donde  $\varepsilon$  es la eficiencia del sistema de detección.

Para resonancias angostas, es decir de bajo FWHM, podemos suponer que  $\sigma(E_1)$  es una función diferente de cero solamente en el intervalo comprendido por el entorno de la energía de la resonancia  $E_R$ . La pérdida específica de energía  $S(E)$  es prácticamente constante en este intervalo, por lo que podemos aproximar  $S(E_1) \approx S(E_R)$ . Usando la expresión de Breit-Wigner para la sección eficaz resonante

$$\sigma(E_1) = \sigma \frac{1}{1 + \left(\frac{E_1 - E_R}{\Gamma/2}\right)^2}, \quad (\text{A.6})$$

y luego resolviendo la integral en la ecuación A.5, la nueva expresión del número de partículas llega a ser

$$N(E_o) = \frac{cf_A N_a N_o \sigma \Gamma \varepsilon}{2AS(E_R)} \left[ \arctan \left( \frac{E_1 - E_R}{\Gamma/2} \right) \right]_{E_o - \Delta E}^{E_o}. \quad (\text{A.7})$$

Aumentando el espesor de la muestra, la cantidad  $E_o - \Delta E \rightarrow 0$ , por lo tanto

$$N(E_o) = \frac{cf_A N_a N_o \sigma \Gamma \varepsilon}{2AS(E_R)} \left[ \arctan \left( \frac{E_1 - E_R}{\Gamma/2} \right) \right]_0^{E_o}, \quad (\text{A.8})$$



y usando la aproximación  $\Gamma/2 \ll E_R$  en la evaluación para  $E_1$ , encontramos que

$$\arctan\left(\frac{E_R}{\Gamma/2}\right) \approx \frac{\pi}{2}, \quad (\text{A.9})$$

y,

$$N(E_o) = \frac{cf_A N_a N_o \sigma \Gamma \varepsilon}{2AS(E_R)} \left[ \arctan\left(\frac{E_o - E_R}{\Gamma/2}\right) + \frac{\pi}{2} \right]. \quad (\text{A.10})$$

Además, en el límite

$$\frac{E_o - E_R}{\Gamma/2} \gg 1, \quad (\text{A.11})$$

se obtiene la asíntota de esta función peldaño

$$N(\infty) = \frac{\pi cf_A N_a N_o \sigma \Gamma \varepsilon}{2AS(E_R)}. \quad (\text{A.12})$$

La función evaluada de la expresión A.7, permite analizar la zona que correspondiente a su valor máximo,

$$N(E_o) = \frac{cf_A N_a N_o \sigma \Gamma \varepsilon}{2AS(E_R)} \left[ \arctan\left(\frac{E_o - E_R}{\Gamma/2}\right) - \arctan\left(\frac{E_o - \Delta E - E_R}{\Gamma/2}\right) \right]. \quad (\text{A.13})$$

El primer término del binomio de la expresión A.13 es nulo cuando  $E_o = E_R$  mientras que el segundo es cero cuando  $E_o = E_R + \Delta E$ . Ambas funciones que componen este binomio tienen la misma forma antisimétrica y la misma amplitud, con un desplazamiento total entre ellas de  $\Delta E$ . Por lo tanto, la sustracción del segundo término cuando esta pérdida de energía es pequeña, conlleva a un pico simétrico cuyo máximo se encuentra en la posición  $E_o = E_R + \Delta E/2$ . A medida que el espesor de la película aumenta, este aspecto simétrico de la resultante comienza a perderse, obteniéndose una función de tipo peldaño.

En el caso de la resonancia de  $^{19}\text{F}$ , se encuentra la presencia de dos resonancias muy cercanas reportadas por distintos autores cuyas energías son 1348 keV y 1375 keV [7]. La presencia de una resonancia de menor magnitud y muy cercana provoca

una deformación o ensanchamiento de la curva peldaño en su parte basal, debido a este hecho, se realizará una aproximación con dos funciones tipo  $N(E)$  (A.13) para ambas resonancias. Los ajustes fueron calculados por medio de métodos numéricos utilizando el programa de ajustes del graficador GRACE [29], obteniéndose la energía de los picos de resonancia cuya medida fué modelada por las variables  $E_{R1}$  y  $E_{R2}$  de la siguiente expresión

$$Y(E_o) = \left( \frac{cf_A N_a}{2A} \right) \frac{1}{S(E_{R1})} (\sigma_2 * 0, 35) \Gamma_1 \left[ \arctan \left( \frac{E_o - E_{R1}}{\Gamma_1/2} \right) + \frac{\pi}{2} \right] + \quad (\text{A.14})$$

$$+ \left( \frac{cf_A N_a}{2A} \right) \frac{1}{S(E_{R2})} \sigma_2 \Gamma_2 \left[ \arctan \left( \frac{E_o - E_{R2}}{\Gamma_2/2} \right) + \frac{\pi}{2} \right],$$

renombrando constantes,

$$Y(E_o) = a_8 + a_o \frac{1}{a_1} (a_2 a_6) a_7 \left[ \arctan \left( \frac{E_o - a_4}{a_3/2} \right) + \frac{\pi}{2} \right] + \quad (\text{A.15})$$

$$+ a_o \frac{1}{(a_1 a_5)} a_2 a_3 \left[ \arctan \left( \frac{E_o - (a_4 - 27)}{a_7/2} \right) + \frac{\pi}{2} \right].$$

En la función A.15, los valores de las constantes ajustadas y su correspondencia están dados en la Tabla A.1. En la figura A.2 se observan las mediciones de rendimiento de la reacción realizadas junto con el ajuste de la función A.15, en donde los dos escalones son claramente identificables. La línea de ajuste experimental esclarece la zona basal donde existe una resonancia vecina de baja sección eficaz.

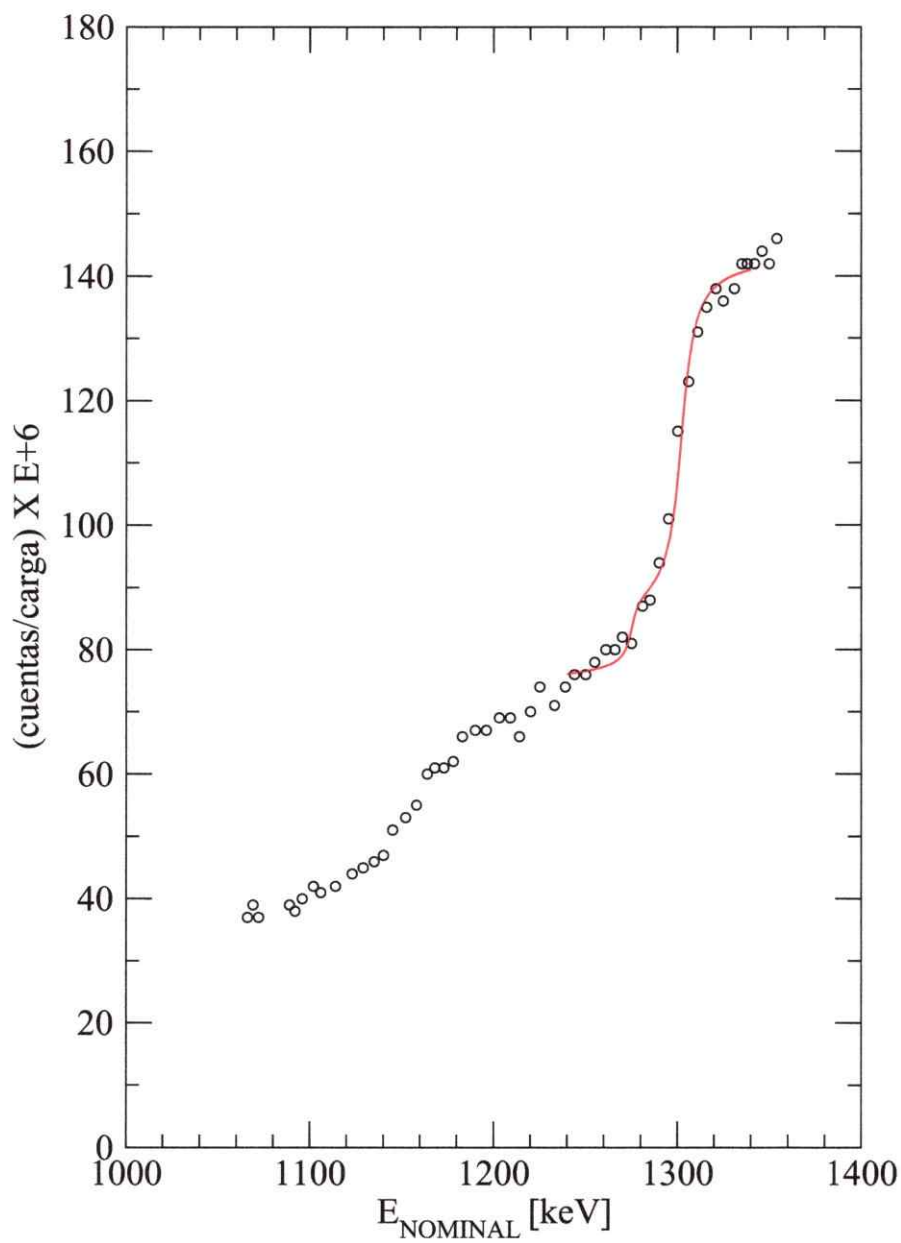


Figura A.2: Mediciones de rendimiento en la reacción de protones sobre una muestra gruesa de teflón. Se observa la presencia de dos resonancias provocando dos escalones en el yield de protones. La curva representa el cálculo realizado con la función de ajuste  $Y(E)$  mostrada en la ecuación A.15 con sus respectivas constantes presentadas en la Tabla A.1.

Tabla A.1: Correspondencia de constantes con valores ajustados. El ajuste presenta un coeficiente de correlación de 0,9396.

Constante	Letra asignada	Valor ajustado	Unidades
$cf_A N_a / 2A$	$a_0$	1,725	atoms/grm
$S(E_{R1})$	$a_1$	1	%
$\sigma_2$	$a_2$	1	%
$\Gamma_2$	$a_3$	11	keV
$E_{R1}$	$a_4$	1302	keV
$S(E_{R2})$	$a_1 a_5$	$a_1(1,042)$	%
$\sigma_1$	$a_2 a_6$	$a_2(0,350)$	%
$\Gamma_1$	$a_7$	5,6	keV
$E_{R2}$	$a_4 - 27$	1275	keV
<i>fondo</i>	$a_8$	74,2	%

### A.1.2. Medición de Resonancias en la Reacción $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ Mediante Muestras Delgadas.

En el caso anterior, la pérdida de energía del haz incidente mientras penetra en el blanco, es de vital importancia en el estudio de resonancias angostas, ya que la resonancia se puede producir a diferentes profundidades de penetración en el blanco.

Con el uso de una muestra delgada, la pérdida de energía del haz en el blanco es pequeña, y puede ser evaluada con exactitud la energía de resonancia de los núcleos que componen el blanco. Esto se evidencia por la aparición de un pico tipo lorenziano de emisiones gamma que es registrado en un multicanal. Según la literatura asociada a esta reacción, la reacción en estudio presenta diversas resonancias claramente

observable comprendidas entre energías de hace de protones de 300 keV y 1700 keV. En este rango se destacan dos pares de fuertes estados resonantes observados en las energías de 872, 935, 1348 y 1375 keV. De éstas, se ha medido los picos de 872 y 935 keV (ver Tabla 3.2).

Se ha usado un montaje típico y un sistema de electrónica nuclear convencional. Una muestra de  $\text{CaF}_2$  de  $38 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  fué impactada por un haz de protones en un ángulo de scattering de  $45^\circ$  con una corriente de haz de 2 nA aproximadamente. Un detector de  $\text{NaI}(\text{Tl})$  fué posicionado a  $90^\circ$  con respecto al haz. Se colectó información en intervalos de tiempo de 420 s, equivalente a una carga colectada de 840 nC en el blanco. La fotografía en la figura A.3 muestra el lugar donde se efectuó la medición.



Figura A.3: Fotografía del montaje utilizado durante la irradiación de protones en una muestra delgada de  $\text{CaF}_2$

Durante la irradiación se fué variando la energía del haz desde los 790 keV (en pasos de 10 y 5 keV) hasta los 955 keV según la energía nominal del acelerador.

### **Mediciones Realizadas**

Los eventos medidos cuentan con una estadística apropiada tanto en las emisiones gamma como en la colección de carga. El espectro de emisiones gamma en este caso no presenta una resolución tan fina (debido a las características del detector de radiación gamma), como en el caso de los espectros proporcionados por un detector de HPGe en el caso de una muestra gruesa, algo esperable en un detector de NaI(Tl). Sin embargo, usando una ventana de acumulación espectral en el multicanal de aproximadamente 1500 keV, se han obtenido excelentes resultados, los cuales son mostrados en la figura A.4.

### **Ajustes Mediante Breit-Wigner**

Como es usual, en la figura A.4 se ha ajustado mediante curvas tipo Breit Wigner, que confirman un pico de 847 keV aprox. En 906 keV se observa un leve desacuerdo de las mediciones con el ajuste de aproximadamente 3 keV, debido a dificultades en la electrónica de medición, las cuales son discutidas en el análisis del gráfico final de calibración. Se encontró un corrimiento entre estas mediciones y las efectuadas por otros autores, lo que implica que el volómetro del acelerador de partículas tiene un corrimiento promedio de 28 keV en este rango de energía del haz.

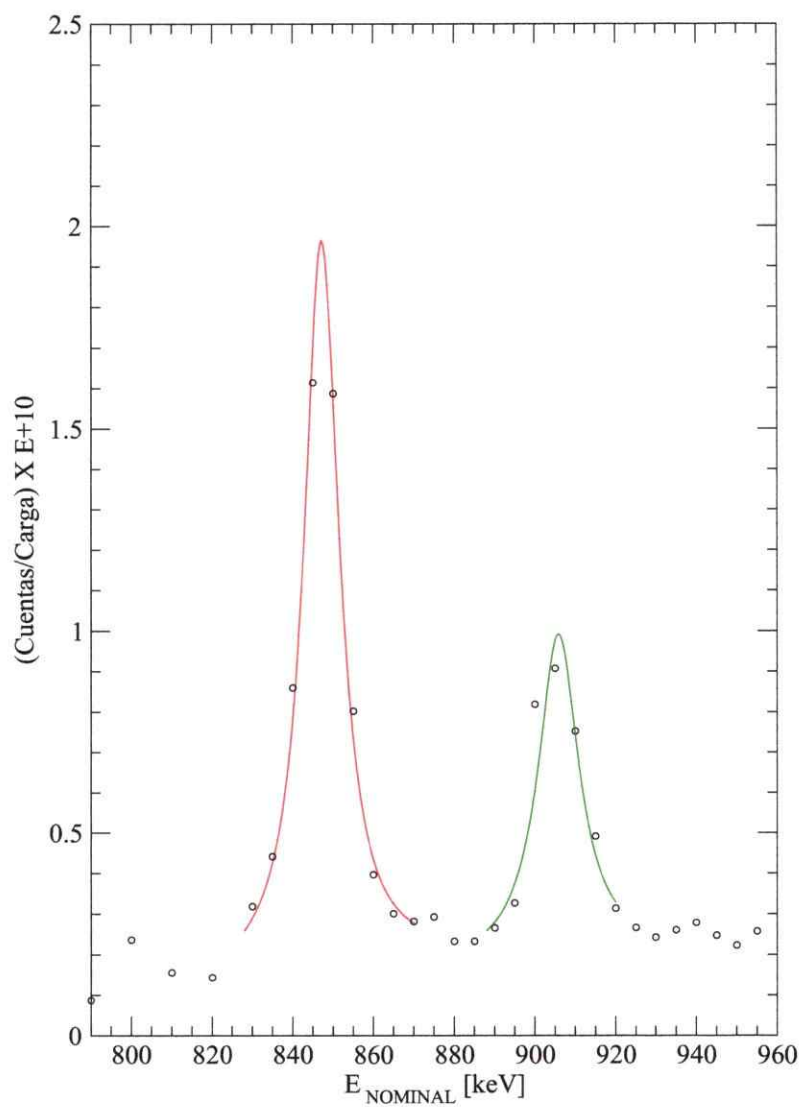


Figura A.4: Resonancias efecto de protones sobre una muestra de  $\text{CaF}_2$  de  $38 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  depositada en un sustrato de mylar de  $6,3 \mu\text{m}$  de espesor. Se han ajustado las curvas tipo Breit-Wigner reproduciendo correctamente valores medidos por otros autores.

## A.2. Reacciones Resonantes medidas en el retroceso de partículas (BS)

Fuertes resonancias son observadas en el retroceso de protones en una muestra de carbón [10,11]. La presencia de resonancias BS o NRBS<sup>2</sup> es observada en espectros en forma clara y determinante. Para poder calibrar, se requiere usualmente de blancos delgados, sin embargo, aquí se presenta una metodología para el tratamiento de emisiones de retrodispersión, ya sean estas provenientes de una muestra gruesa o un film delgado. Las emisiones han sido normalizadas respecto al número de emisiones de retroceso tipo RBS<sup>3</sup> de una película delgada de Au depositada sobre el blanco de interés. Finalmente se obtuvieron resultados en retroceso NRBS de protones en blancos de carbón y silicio.

### A.2.1. Algunos Aspectos Teóricos Relevantes en RBS

Cuando partículas cargadas de baja energía penetran en el blanco, ocurren principalmente dos procesos. El primero es la pérdida de energía  $\Delta E$ , la cual es relativa a distancia de penetración  $x$  del blanco y el segundo proceso es la repulsión de partículas por los núcleos del blanco.

Cinemáticamente, la conservación de la energía y de momento lineal aplicadas a la colisión, muestra que la energía de impacto se relaciona con la energía de salida del proyectil de la forma

$$k = \frac{E}{E_0} = \left\{ \frac{\cos\theta + [(M/m)^2 - \sin^2\theta]^{\frac{1}{2}}}{1 + M/m} \right\}^2$$

---

<sup>2</sup>Non Rutherford Back Scattering

<sup>3</sup>Rutherford Back Scattering



Esta constante permite relacionar la energía de los proyectiles con la energía de proyectiles retrodispersados del blanco y se denominada factor cinemático, donde  $M$  y  $m$  son las masas del tipo de núcleo que compone el blanco y de la partícula incidente respectivamente,  $\theta$  es el ángulo de *scattering* en el sistema de laboratorio.

En blancos de alto número atómico la interacción más posible que ocurre es de tipo coulombiano. No obstante para blancos de bajo número de protones, aumenta la probabilidad de obtener emisiones de estados resonantes debido a la penetración de la barrera coulombiana. La sección eficaz de Rutherford para retrodispersión coulombiana normalmente empleada, tiene en el sistema de laboratorio la forma

$$\sigma_R = 5,1837436 \times 10^6 \left( \frac{Z_1 Z_2}{E} \right)^2 \frac{\{(M^2 - m^2 \text{sen}^2 \theta)^{1/2} + M \cos \theta\}^2}{M \text{sen}^4 \theta (M^2 - m^2 \text{sen}^2 \theta)^{1/2}},$$

donde  $E$  es la energía del haz en keV,  $Z_1$  y  $m$  es la carga nuclear y masa de el proyectil respectivamente, así también  $Z_2$  y  $M$  la carga y masa nuclear del blanco.

Las cantidades  $\sigma_R$ ,  $k$  y  $\Delta E$  en un blanco son esenciales para el estudio e interpretación de un espectro de BS<sup>4</sup>, las cuales serán usadas en las posteriores secciones.

### A.2.2. Método por BS para la Determinación de Resonancias BS en Muestras Gruesas

El presente método consiste en una forma de análisis de espectros provenientes de un bombardeo de partículas cargadas sobre una muestra gruesa. En este caso, no es la intención la determinación de la sección eficaz de BS, sino la localización de esta resonancia. No obstante, la extensión de este método para un cálculo de secciones eficaces puede ser desarrollado. Durante los experimentos de calibración por BS se estudió los casos  $^{12}\text{C}(\text{p,p})^{12}\text{C}$  y  $^{28}\text{Si}(\text{p,p})^{28}\text{Si}$ . Estos serán analizados posteriormente.

<sup>4</sup>Un adecuado análisis para el rendimiento de proyectiles retrodispersados puede ser encontrado en literatura de RBS.

### Metodología de medición de resonancias BS en muestra gruesa

Cuando partículas cargadas inciden en un blanco, retrodispersan de la parte frontal y a medida que van penetrando en éste. Podríamos suponer que una muestra gruesa, está constituida por una serie de capas del mismo material que contribuyen por separado en la retrodispersión total. De esta forma se puede discriminar energéticamente estas series de capas, según sea nuestra conveniencia. Claramente, las partículas provenientes de la primera capa obtienen cinemáticamente una fracción de la energía del haz incidente dado por la expresión  $E_f = kE_o$ , donde  $E_o$  es la energía del proyectil, siendo éste el lugar espectral en donde se determina la energía promedio máxima del material bombardeado, correspondiente a partículas retrodispersadas de la superficie de la muestra. Cuando la muestra es gruesa, el aspecto de la distribución gaussiana es tipo integral, en este caso, el valor promedio de la distribución se encuentra entre el 12 y el 88 % de la altura del peldaño que forman las emisiones registradas en el espectro RBS. La diferencia de energía entre estos valores  $\Delta E$  esta directamente relacionada con la eficiencia de el detector y el perfil del haz.

Una determinada energía del haz que genera una resonancia en los núcleos del blanco provocará un aumento en el número de emisiones desde la zona frontal, lo que se evidenciará en la zona espectral con la aparición de un pico creciendo en la zona de energía  $kE_o$  (Fig.A.7). Al aumentar la energía  $E_o$  del haz, los proyectiles se introducen más, perdiendo más energía y produciéndose la resonancia en un lugar más interno dentro del blanco. En este caso, se observa en el espectro un pico a menor energía que la correspondiente  $kE_o$ .

El método consiste básicamente en analizar el aumento de emisiones en una apropiada vecindad de la zona energética del espectro  $kE_o$ , a medida que se varía la energía  $E_o$ .

## Desarrollo del Método

Se irradió con haces de protones en dos materiales Kapton y mica. Además, sobre estas láminas se evaporó una delgada película de oro. El haz de protones interactuará con los núcleos de los distintos elementos que conforman estos materiales (C, H, O, N, Al, Si y K), obteniéndose retrodispersiones BS, entendiéndose por éstas las de tipo RBS y NRBS. En el caso del kapton<sup>5</sup> cuya composición es  $(C_{22}H_{10}N_2O_4)_n$  se observa retrodispersión de tipo RBS para energías bajo los 2,8 MeV sólo para el oxígeno que compone el kapton, además del oro evaporado que se encuentra en la superficie del material. Por otra parte, el carbón y el nitrógeno producen resonancias de tipo NRBS. Por otro lado, la mica (con una gran cantidad de formas distinguiéndose básicamente por la composición  $K_2O \cdot 3Al_2O_3 \cdot 6SiO_2 \cdot 2H_2O$  de la Muscovite, mica blanca), en las mismas condiciones que el kapton, presenta un elemento no resonante, el oxígeno. Todos los demás resuenan en particulares y distintas energías para el haz de protones (a excepción del Au evaporado). Mediciones muy precisas han sido realizadas por distintos autores para obtener valores de la sección eficaz BS para distintos elementos [10-12]

En las figuras A.5 se presentan secciones eficaces medidas por Amirikas *et al* [10] para el caso de carbón bombardeado por protones. Otras mediciones son mostradas en los gráficos de la figura A.6. Estas son mediciones realizadas por E. Rauhala para los elementos carbón, nitrógeno y silicio. Ambos resultados han sido utilizados como patrón de referencia en la calibración realizadas en este trabajo.

---

<sup>5</sup>polyamide film

### A.2.3. Retrodispersión en $^{12}\text{C}(\text{p,p})^{12}\text{C}$

La observación de resonancias en este material es muy visible a medida que se barre con el haz en una región circundante a la ubicación de la resonancia (Fig. A.7). Existen dos consideraciones de vital importancia. La primera es que un espectro de BS al barrer en energía  $E_0$  evidentemente varía el  $k_C E_0$ , modificándose su escala energética lo que se visualiza espectralmente como un cambio de posición de la radiación registrada en el multicanal. La segunda es que la resonancia se va localizando

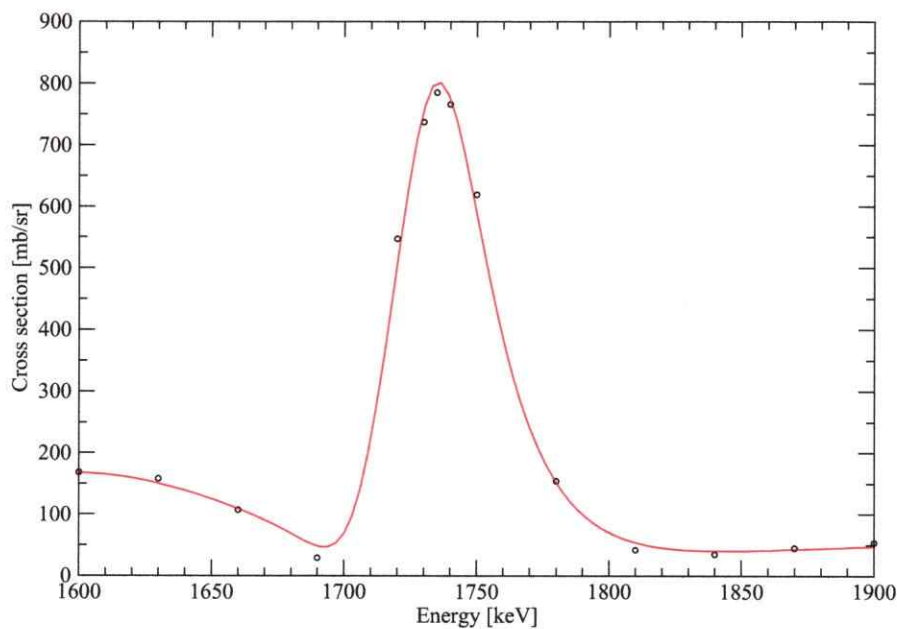


Figura A.5: Estudio de las mediciones realizadas por Amirikas *et al.* Un haz de protones incide en una muestra con sustrato de carbón de  $\sim 2000 \text{ \AA}$  de espesor y una evaporación de  $\sim 160 \text{ \AA}$  de oro, a un ángulo de scattering de  $165^\circ$ . Se ha ajustado mediante una serie de expresiones tipo Breit Wigner [10] con el único objetivo de obtener una curva teórica para ser usada en cálculos de programas para ajuste de espectros de emisión BS (SIMNRA [16]).

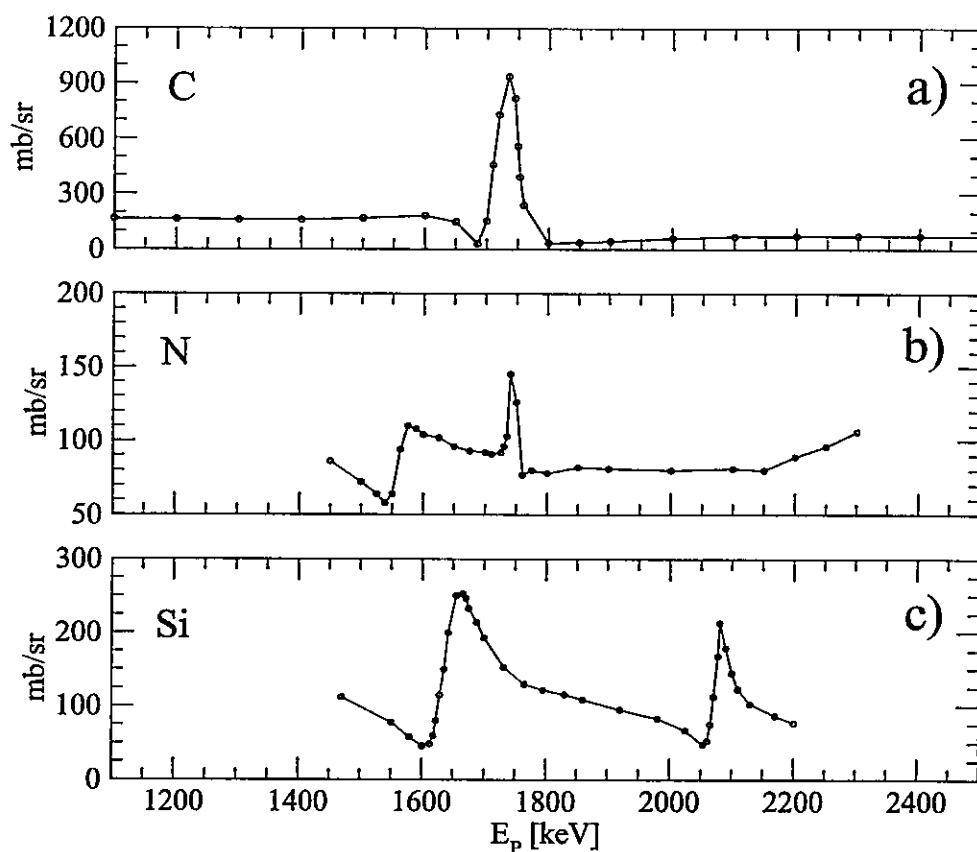


Figura A.6: Secciones eficaces BS para protones interaccionando en un ángulo de scattering de  $170^\circ$  realizadas por E. Rauhala. a) Sección eficaz BS para carbón observándose una energía de resonancia de 1735 b) muestra de nitrógeno, con energías resonantes máximas de 1575 y 1740 keV c) muestra de silicio con energías resonantes máximas de 2530 y 2080 keV.

en distintas posiciones de penetración de la muestra a medida que la energía del haz aumenta, por estos motivos, se debe seleccionar una adecuada región en el espectro, de manera que sea transparente a estos efectos. El método propuesto es aplicable en materiales que presenten además del elemento de interés variados compuestos que no resuenen en la zona de interés. Se ha usado un blanco de kapton, el cual presenta hidrógeno, oxígeno, y nitrógeno fuera de nuestro elemento de interés, el carbón. De

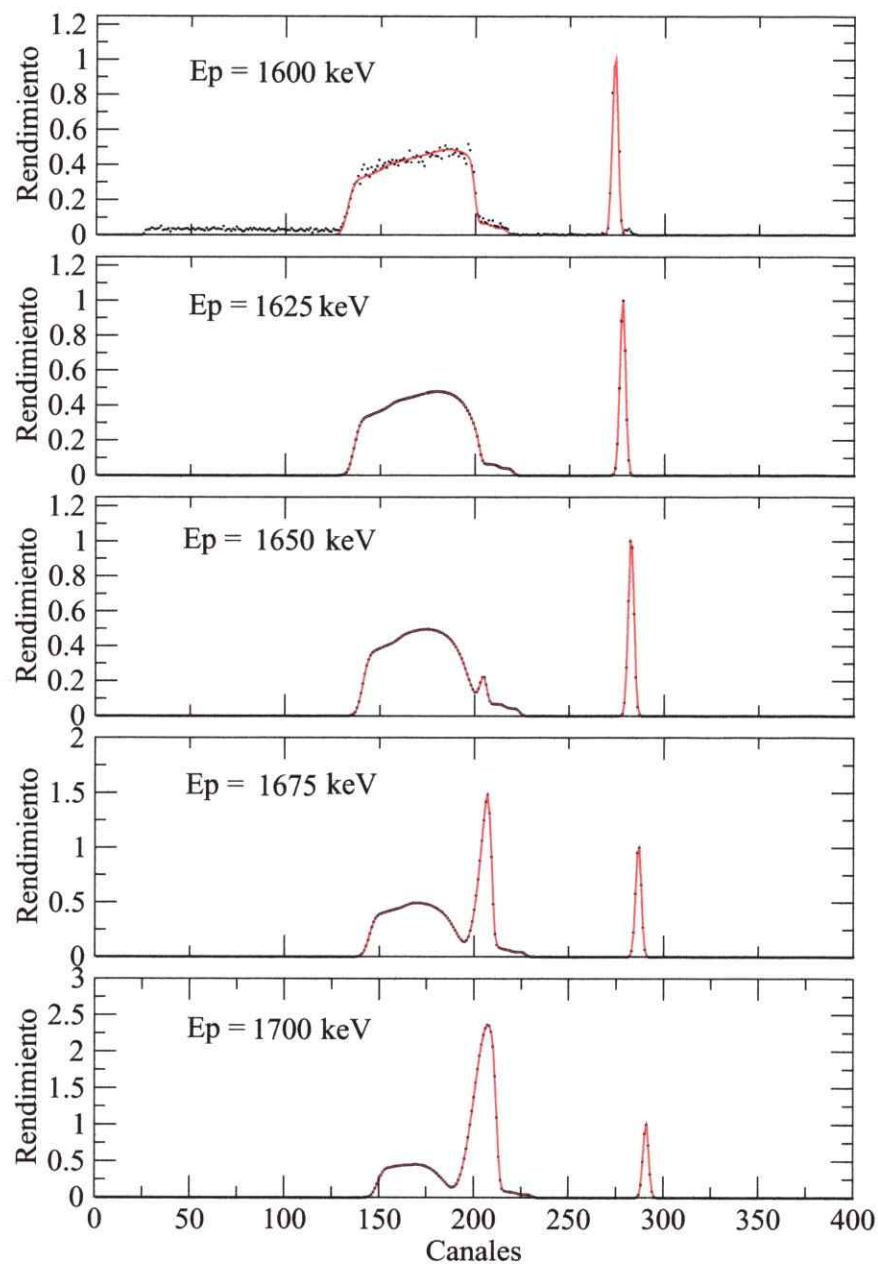


Figura A.7: Secuencia de espectros BS. Se observa claramente fuertes resonancias en la zona frontal del kapton a medida que se acerca la energía del haz a la energía resonante. Nótese el cambio de escala y la proporción del pico de oro con respecto al del carbón. También obsérvese el desplazamiento del pico de oro en la graduación del multicanal

éstos, sólo el nitrógeno aporta algunos inconvenientes, que en nuestro caso caben dentro de la incerteza de esta medición. Estos elementos generan en un espectro RBS, escalones que pueden servir como referencia de nuestra posición en la escala de energía del espectro. Una adecuada elección de los bordes de estos escalones puede ayudarnos a determinar regiones del espectro que sean invariantes respecto a la suposición de una capa frontal del blanco la cual resuene. En la figura A.8 se observan las regiones determinadas a partir del pico referencial del oro. La posición  $k_C E_0$  no puede ser identificada, debido a la presencia misma de la resonancia, la cual genera una deformación espectral en esta zona. Sin embargo, este punto puede ser calculado por los referenciales  $k_O E_0$ ,  $k_{Au} E_0$ , pudiéndose determinar la magnitud  $\alpha$  a partir de la diferencia energética  $\beta$ , ambas mostradas en la figura A.8. La diferencia  $\alpha$  determina una zona constituida por el carbón resonante y el continuo de BS proveniente del oxígeno. Algebráicamente,  $\alpha$  puede ser calculado en función de  $\beta$  de la siguiente forma

$$\alpha = \left\{ \frac{k_O - k_C}{k_{Au} - k_O} \right\} \beta.$$

Nótese que las cantidades  $k_i$  pueden ser calculadas conociendo sólo la masa de las partículas interactuantes y el ángulo de retrodispersión  $\theta$ , tal como en la ecuación para el factor cinemático  $k$ , mostrada anteriormente.

### Descripción del Experimento

Se usaron haces de protones cubriendo al rango de energías entre los 1600 y 1780 keV. El haz fue conducido a una cámara para retrodispersiones ORTEC<sup>6</sup> situada en la línea experimental de 45° a la salida del imán seleccionador de haces<sup>7</sup>. Se usó una colimación circular para el haz de 2 mm de diámetro. Un detector de barrera

<sup>6</sup>Modelo 600 Series Scattering Chamber Serial N° 14 OAK RIDGE; TENNESSEE.

<sup>7</sup>El paso del haz por el imán permite limpiar de contaminantes

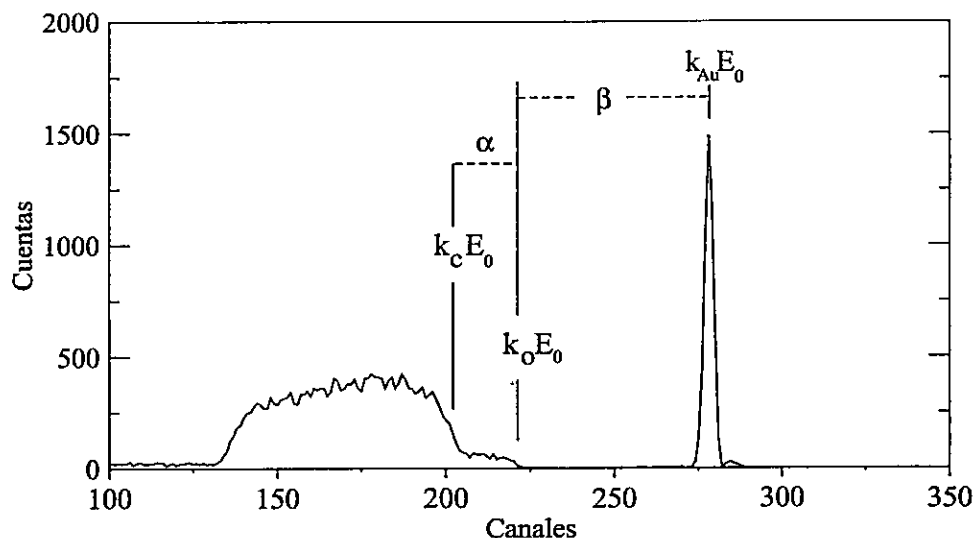


Figura A.8: Una caracterización de las constantes medidas necesarias para establecer el criterio de área resonante en un espectro típico de BS. En este caso se ha utilizado un espectro típico de Kapton con una delgada película de oro en la superficie.

superficial fue posicionado a una distancia de 12 cm de la muestra y en un ángulo de retrodispersión de  $165^\circ$ . El detector fue conectado con una electrónica asociada típica. Para este tipo de espectros, se usó una resolución en el multicanal de 5,4 keV/canal, como se muestra en el gráfico de la función de excitación BS para el carbón A.9 y así también para los resultados del análisis de resonancias en silicio A.10 que se verá posteriormente.

La aplicación de este método fue conducida mediante una rutina de trabajo, la cual que se indica a continuación.

- Hacer un estudio de la posición del pico  $k_{Au}E_0$  para el caso de películas de oro gruesas, ya que el pico de Au deja de adoptar una forma gaussiana para espesores donde la pérdida de energía es considerable.



- Determinar los factores cinemáticos de los elementos de referencia presentes en el blanco, en este caso  $k_O$ ,  $k_{Au}$ ,  $k_C$ . Luego calcular el parámetro  $\beta$  ya sea en energía o en número de canales.
- Determinar la cantidad  $\alpha$ .
- Contar la cantidad  $\alpha$  de canales, o su equivalente en energía, desde  $k_O E_0$  (que en nuestro caso corresponde al borde del oxígeno) hasta alcanzar la posición en el espectro de  $k_C E_0$  determinando este punto.
- Luego, contar la cantidad de emisiones en la región determinada por  $\alpha$ , es decir, entre  $k_C E_0$  y  $k_O E_0$ .
- Las áreas resonantes son comparadas relativas a la cantidad de BS provocados de los núcleos de oro.

Para este efecto, se ha construido la Tabla de mediciones y cálculos A.2, donde se muestran las cantidades para las diferentes energías de haz. Los valores usados para los distintos factores cinemáticos han sido calculados para un ángulo de scattering de  $165^\circ$  y son:  $k_{Au}=0,98$ ;  $k_C=0,72$  y  $k_O=0,78$ . Esto implicó un valor de  $\alpha = 0,3\beta$  cuyas mediciones en esta zona evaluadas relativa al pico de oro producen los resultados mostrados en la figura A.9.

Junto con la gráfica se ha construido un ajuste tipo Breit-Wigner. Los datos están en excelente consonancia con el ajuste y otros autores [10, 11], lo cual corrobora que este tratamiento está exento de efectos de corrimiento del pico resonante a medida que el haz atraviesa la muestra. Un resultado de este ajuste es presentado en la Tabla A.3. Ahí se muestran los parámetros físicos con sus valores numéricos junto con la estadística de ajuste.

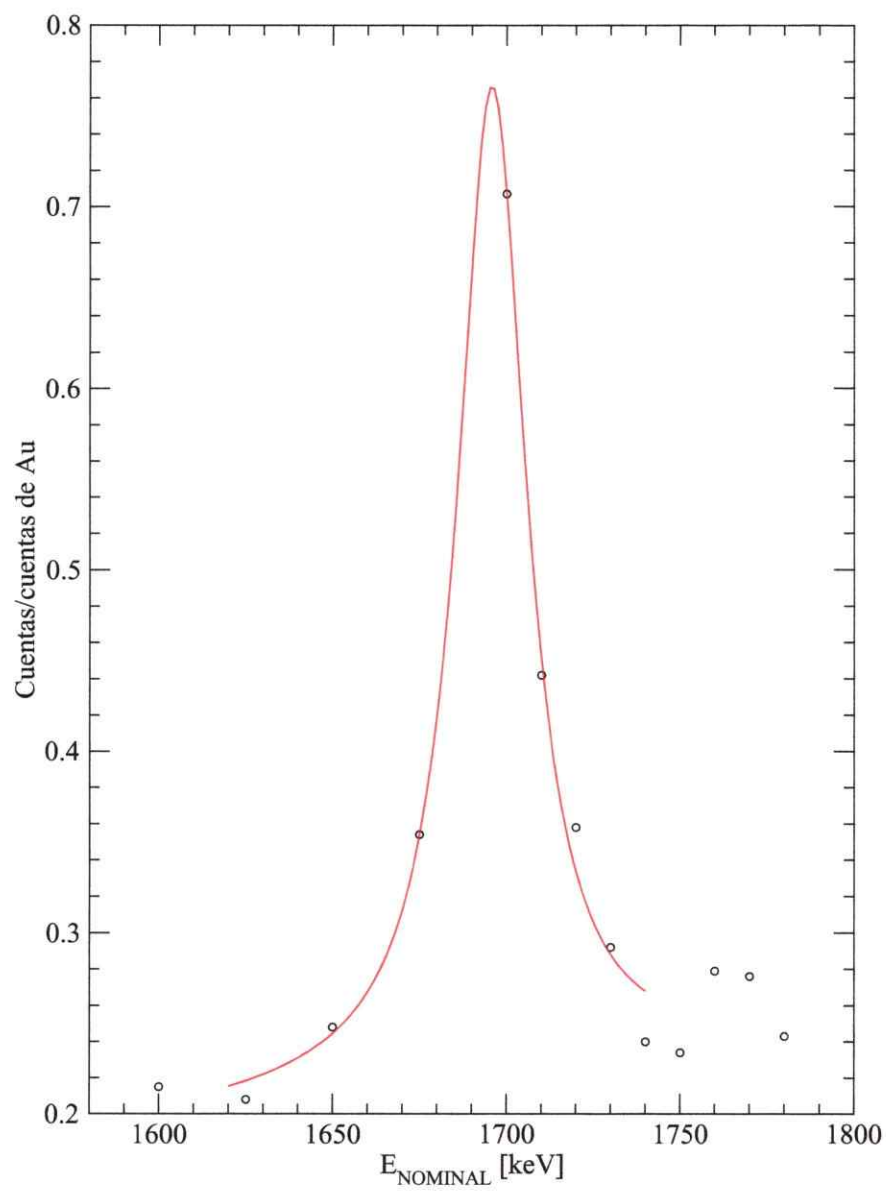


Figura A.9: Mediciones obtenidas del carbón por el método para muestra gruesa en kapton irradiado por un haz de protones en el laboratorio de haces iónicos del CEFEX. Se han ajustado las mediciones mediante una curva tipo Breit Wigner, observándose un excelente acuerdo.

Tabla A.2: Datos obtenidos espectralmente y cálculo de las constantes del método mediante BS muestra gruesa para el carbón en kapton.

Energía keV	Oro Canal	Oxígeno Canal	$\beta$ Canales	$\alpha$ Canales	Area R Cuentas	Area Au Cuentas	Tasa Rel. al Au
1600	272,4	216	56,4	16,9	988	4592	0,215
1625	276,5	220	56,5	16,9	1067	5128	0,208
1650	281	223	58,0	17,4	1192	4806	0,248
1675	285,4	226	59,4	17,8	1854	5235	0,354
1700	290,3	230	60,3	18,1	3727	5270	0,707
1710	291,4	231	60,5	18,1	1548	3505	0,442
1730	295,5	234	61,5	18,5	1197	4093	0,292
1740	297,0	236	61,0	18,3	960	4006	0,240
1750	298,5	237	61,5	18,4	1062	4548	0,234
1760	300,4	238	62,4	18,7	1135	4074	0,279
1770	302,0	240	62,0	18,6	1391	5033	0,276
1780	337,2	268	69,2	20,8	870	3581	0,243

#### A.2.4. Retrodispersión en $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$

Se procede de igual forma que en el caso del carbón en lo concerniente al equipo utilizado, montaje, electrónica, método de análisis y procedimientos. En este caso se ha utilizado un blanco de mica, cuya composición es  $\text{K}_2\text{O} \cdot 3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  (Muscovite, mica blanca). Los elementos presentan factores cinemáticos  $k_{\text{Au}}=0,98$ ;  $k_{\text{Al}}=0,86$ ;  $k_{\text{Si}}=0,87$  y  $k_{\text{K}}=0,90$ . En cada una de las energías de escalón  $k_i E_0$  correspondientes a estos elementos, exceptuando para el caso del silicio, no se observan

resonancias acentuadas que deformarían la sección eficaz de BS. La concentración de potasio en la mica es baja observándose pocas emisiones RBS en el espectro. Se ha usado como región de evaluación de la resonancia a la zona que se encuentra entre los puntos espectrales  $k_{Al}E_0$  y  $k_{Si}E_0$ . Ambos se encuentran muy cercanos, y por tanto no determinables debido a la deformación que sufren por efecto de la resonancia misma. Estos puntos han sido encontrados mediante el cálculo de distancias espectrales determinadas por  $\alpha = (k_{Au}E_0 - k_{Al})$  y  $\beta = (k_{Au}E_0 - k_{Si})$  junto con la medición de la distancia espectral  $\gamma = (k_{Au}E_0 - k_O)$  de la siguiente forma

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \left\{ \frac{k_{Au} - k_{Al}}{k_{Au} - k_O} \right\} \rightarrow \alpha = 0,601 \gamma$$

$$\frac{\beta}{\gamma} = \left\{ \frac{k_{Au} - k_{Si}}{k_{Au} - k_O} \right\} \rightarrow \beta = 0,551 \gamma$$

Tabla A.3: Resultados del ajuste tipo Breit-Wigner para la resonancia de protones en carbón.  $Y(E_b)$  es el rendimiento para protones emitidos por BS. H1 es la altura máxima,  $\Gamma$  es el FWHM y  $E_{R1}$  es la energía resonante de el pico.

Ecuación :		$Y(E_b) = -a_0 + a_1 E_b + \frac{a_2 (a_3/2)^2}{(E_b - a_4)^2 + (a_3/2)^2}$	
Parámetros		Informe estadístico	
a0:	0,17813 - $\frac{\#}{\#Au}$	Chi - square :	0,00358
a1:	0,00024 - $\frac{\#}{\#Au keV}$	Correlation coefficient :	0,99185
a2:	0,54733 H1 $\frac{\#}{\#Au}$	RMS per cent error :	0,06290
a3:	24,1792 $\Gamma$ keV		
a4:	1695,68 $E_{R1}$ keV		

# y #Au simbolizan el número de cuentas provenientes del BS de protones en carbón y oro respectivamente

En este caso, se obtuvieron espectros con baja estadística y además la discriminación energética en el multicanal fue también baja. Este defecto provocó un aumento de la incerteza en las mediciones debido a la imprecisión en el momento de evaluar los puntos referenciales asignados en un determinado ancho de canal. En la Tabla A.4 se presentan los valores logrados para  $\alpha$  y  $\beta$  con los resultados de la tasa relativa de emisiones BS en la zona resonante con respecto a las emisiones RBS en el pico de oro. La figura A.10 muestra el pico resonante con una gran dispersión de puntos en la base debido al hecho antes mencionado.

Un ajuste tipo Breit-Wigner se ha realizado con dos picos, registrándose uno en forma inversa al comienzo de la resonancia medida, el cual corresponde al cuarto término en la expresión de ajuste (ver Tabla A.5). La energía de resonancia es determinado por el parámetro  $a_4$  del tercer término, ocurriendo a una energía de 2034,75 keV según la energía nominal del acelerador.

### A.3. Discusión

A continuación se analizarán los resultados experimentales entregados en la gráfica 3.2 (capítulo III parte experimental), de acuerdo a cada una de las reacciones realizadas.

$^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ , con resonancia a  $E_0$  en 847,1 keV y 905,8 keV. En la figura A.4 se aprecian estos dos picos medidos, ambos bien determinados. Durante este experimento realizado con muestra delgada, se observaron inestabilidades en el control de carga del terminal del acelerador, lo que es evidenciado por variaciones menores de la energía. Esto fué debido a la fatiga mecánica del volmetro generador, componente primordial en la medida de la energía del acelerador. Variaciones de  $\pm 2$  KV fueron

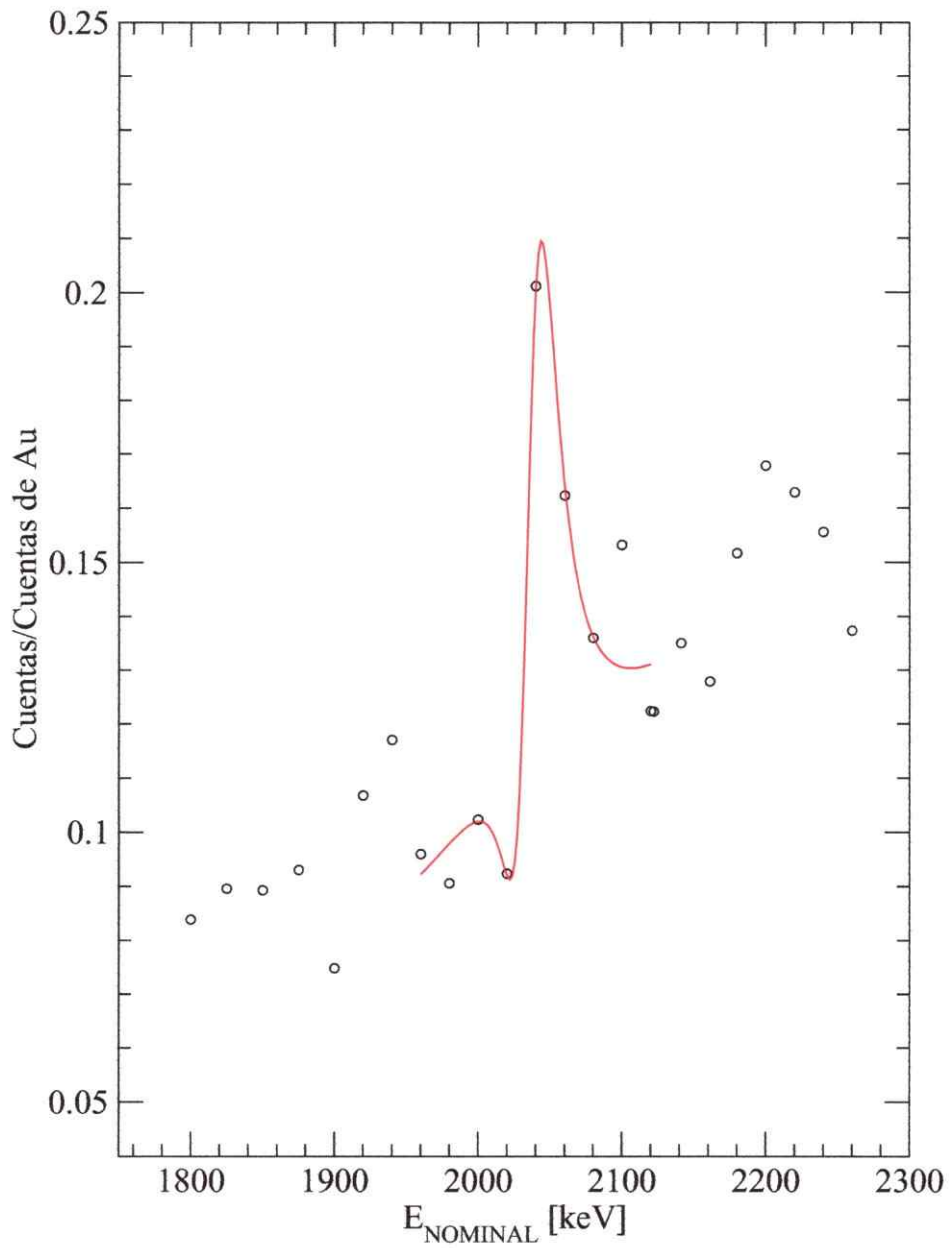


Figura A.10: Mediciones obtenidas del silicio por el método para muestra gruesa en una mica irradiada por un haz de protones. Se han ajustado las mediciones mediante curvas cóncavas y convexas de tipo Breit Wigner, observándose un buen acuerdo.

evidenciadas en la lectura del equipo. Esto no permite discriminar una medida exacta en el máximo del pico resonante, la cual debe ser medida con una incerteza de  $\pm 0,5$  KV. No obstante, se obtuvo una medida del máximo a partir del ajuste proporcionado en base a medidas existentes en el entorno de la energía del máximo.

Tabla A.4: Datos obtenidos espectralmente y cálculo de las constantes del método de BS para el silicio en una muestra de mica.

Energía keV	Oxígeno K <sub>O</sub> E <sub>0</sub> Canal	Au K <sub>Au</sub> E <sub>0</sub> Canal	$\gamma$ Canal	$\alpha$ Canal	$\beta$ Canal	Al K <sub>Al</sub> E <sub>0</sub> Canal	Si K <sub>Si</sub> E <sub>0</sub> Canal	Area Au Cuentas	Area R Cuentas	Tasa Reltva. al Au
1800	277	349,29	72,29	43,43	39,81	305,9	309,5	3910	328,1	0,0839
1825	281	353,73	72,73	43,69	40,06	310,0	313,7	3080	276,1	0,0896
1850	285	358,62	73,62	44,23	40,55	314,4	318,1	2695	240,8	0,0893
1875	289	363,04	74,04	44,48	40,78	318,6	322,3	2764	257,3	0,0931
1900	293	368,35	75,35	45,27	41,49	323,1	326,9	3945	295,3	0,0749
1920	295	372,08	77,08	46,31	42,45	325,8	329,6	3266	348,8	0,1068
1940	298	375,71	77,71	46,69	43,33	329,0	332,9	2546	298,1	0,1171
1960	301	379,68	78,68	47,27	43,42	332,4	336,3	2743	263,3	0,0960
1980	305	383,85	78,85	47,37	43,98	336,5	340,4	2799	253,6	0,0906
2000	308	387,86	79,86	47,98	44,47	339,9	343,9	3262	333,8	0,1023
2020	311	391,75	80,75	48,51	45,09	343,2	347,3	2985	275,7	0,0923
2040	314	395,88	81,88	49,19	45,54	346,7	350,8	2244	451,6	0,2012
2060	317	399,70	82,70	49,68	45,70	350,0	354,2	2688	436,3	0,1623
2080	321	403,98	82,98	49,85	46,11	354,1	358,3	2440	331,9	0,1360
2100	324	407,72	83,72	50,29	46,66	357,4	361,6	2373	363,5	0,1532
2120	327	411,73	84,73	50,90	46,66	360,8	365,1	2270	277,9	0,1224
2122	327	411,73	84,73	50,90	47,21	360,8	365,1	2272	277,9	0,1223
2141	330	415,73	85,73	51,50	47,09	364,2	368,5	1978	267,1	0,1350
2161	334	419,50	85,50	51,37	48,06	368,1	372,4	1754	224,4	0,1279
2180	336	423,26	87,26	52,42	48,55	370,8	375,2	1923	291,7	0,1517
2200	339	427,15	88,15	52,96	48,98	374,2	378,6	1795	301,2	0,1678
2220	342	430,94	88,94	53,43	48,98	377,5	382,0	1689	275,1	0,1629
2240	345	434,73	89,73	53,91	49,42	380,8	385,3	1640	255,1	0,1556
2260	349	439,03	90,03	54,09	49,58	384,9	389,4	1618	222,2	0,1374

$^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ , con resonancia a  $E_0$  en 1275 keV y 1302 keV. Una muestra gruesa presenta variados efectos que generan incertezas en la medida. La medición de la carga está sujeta a fluctuaciones debido a electrones secundarios desprendiéndose de la malla registradora de carga. Otro efecto de importante es la acumulación de carga en muestras gruesas, generando un campo eléctrico en la superficie de ella, provocando variaciones en la energía del haz. En el esfuerzo de encontrar una curva que represente mejor las mediciones realizadas, se ha considerado la existencia de una resonancia a menor energía registrada por otros autores [7] como lo muestra la figura 3.2. La incorporación de ésta en la ecuación de ajuste, se muestra en la base del escalón, mejorando la concordancia del ajuste a los datos.

Tabla A.5: Resultados del ajuste tipo Breit-Wigner para la resonancia de protones en silicio.  $Y(E_b)$  es el rendimiento para protones emitidos por BS. H1 y H2 son las alturas máximas parciales,  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$  son los FWHM de esta composición de picos y  $E_{R1}$  es la energía resonante de el pico de interés.

Ecuación :		$Y(E_b) = -a_0 + a_1 E_b + \frac{a_2 (a_3/2)^2}{(E_b - a_4)^2 + (a_3/2)^2} + \frac{-a_5 (a_6/2)^2}{\{E_b - (a_4 - 1,6)\}^2 + (a_6/2)^2}$		
Parámetros		Informe estadístico		
a0:	0,3512 -	$\frac{\#}{\#Au}$	Chi - square :	0,006624
a1:	0,0002286 -	$\frac{\#}{\#Au \text{ keV}}$	Correlation coefficient :	0,923154
a2:	0,9878 H1	$\frac{\#}{\#Au}$	RMS per cent error :	0,159262
a3:	36 $\Gamma_1$	keV		
a4:	2034,75 $E_{R1}$	keV		
a5:	0,9416 H2	$\frac{\#}{\#Au}$		
a6:	35 $\Gamma_2$	keV		



$^{12}\text{C}(\text{p,p})^{12}\text{C}$ , con resonancia a  $E_0 = 1696 \text{ keV}$ . Esta reacción de BS se ha realizado en kapton, material que presenta un problema menor, como es la existencia de una resonancia indeseada debido a una baja concentración de nitrógeno en la muestra. Además, la sección eficaz NRBS medida por otros autores es baja comparada con la del carbón, y no perturba la posición energética del máximo resonante del pico del carbón. Este hecho es observado en los resultados obtenidos por E. Rauhala, mostrados en la figura A.6, y Amirikas, mostrados en la figura A.5. Aquí el valor máximo de la sección eficaz NRBS en el pico de nitrógeno, es de aproximadamente 150 mb/sr mientras que en el carbón alcanza a valores del orden de los 1000 mb/sr. En el peor de los casos la incerteza máxima debido a la presencia de esta resonancia parásita de la muestra sería de unos 5 keV aproximadamente. Sin embargo, se puede prescindir de esta resonancia en futuras mediciones, localizada a algunos keV de diferencia, con un cambio de sustrato, por ejemplo mylar.

$^{28}\text{Si}(\text{p,p})^{28}\text{Si}$ , con resonancia a  $E_0 = 2035 \text{ keV}$ . Muestra una interferencia de resonancias pertenecientes a los distintos componentes de la mica. Si bien es cierto, no existe un pico definido en esta zona debido a componentes del sustrato estudiado, las interferencias perturban al valor máximo. Se ha hecho un ajuste muy aproximado en la base de la resonancia de interés sólo para obtener una tendencia apropiada para el ajuste del máximo y advertir una zona de interferencia típica en mediciones de rendimiento con partícula cargada, sin pretender extraer información de esta zona. El problema principal en esta medición fue la baja cantidad de canales en que se pobló el espectro BS en la zona resonante, lo cual generó resolver un crecimiento en el espectro sólo en la zona altamente resonante.

## Apéndice B

### Espectroscopía Gamma en la Reacción $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$

De las interacciones por radiación gamma que ocurren en el material de detección, sólo tres mecanismos de interacción tienen un real significado en lo referente a espectroscopía gamma. Se presentará un análisis básico de éstos desde el punto de vista de las radiaciones ionizantes, además de un efecto cinemático asociado a esta reacción en estudio.

#### B.0.1. Interacciones Básicas Observadas

**Absorción Fotoeléctrica** Es un tipo de interacción, en la cual el fotón gamma incidente transmite toda su energía a un electrón. Por causa de esto, un fotoelectrón emerge desde una de las capas del átomo absorbedor con una energía cinética igual a la del fotón incidente  $h\nu$  menos la energía de ligazón del electrón a la capa. Una vez producida la interacción, el fotoelectrón viaja junto con uno o más electrones Auger. Prescindiendo de efectos de pérdida de energía por escape<sup>1</sup>, la energía cinética total de los electrones llega ser prácticamente igual a la del fotón inicial  $h\nu$ , efecto esencial para la detección de radiación gamma [30]. En los gráficos de la figura B.3, este

<sup>1</sup>Este tema se tratará en una siguiente subsección.

fenómeno es presenciado en los picos correspondientes a  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  y  $\gamma_3$ .

**Scattering de Compton** Otro tipo de interacción es conocida como Scattering Compton. La interacción de un fotón con la materia tiene por resultado la emisión de un electrón y de un fotón en retroceso, dividiéndose la energía y el momentum entre ambos. Las expresiones para la energía del fotón ( $h\nu'$ ) y del electrón ( $E_{e^-}$ ) en retroceso, en función de la energía inicial del fotón ( $h\nu$ ) y del ángulo de *scattering*  $\theta$  (medido respecto a la dirección incidente), son mostradas a continuación

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)},$$

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left[ \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right].$$

A partir de estas expresiones se pueden obtener dos casos extremos, cuando el ángulo de scattering es cero y cuando toma el valor  $\pi$ . En el primer caso el fotón continúa con una energía similar a la inicial. En el segundo caso el fotón gamma sufre un *backscattering* en la dirección de origen, mientras que el electrón de retroceso avanza en la dirección de incidencia. Es aquí donde el electrón presenta la mayor energía, la que es depositada en el cristal del detector, apareciendo claramente separado de la energía del pico fotoeléctrico conocido espectralmente como borde Compton. En condiciones normales, el *scattering* puede ocurrir en todos los ángulos, produciéndose un continuo Compton. Podemos explicar de esta forma una contribución de radiación en las zonas que preceden a los picos fotoeléctricos  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  y  $\gamma_3$ .

**Producción de Pares** Este efecto tiene lugar en el entorno del núcleo, y corresponde a la creación de un par electrón-positrón, a partir de la energía del fotón gamma incidente ( $h\nu$ ). Se requiere una cantidad de energía mayor que  $2m_e c^2$  lo que limita a un gamma mínimo de energía igual a 1022 keV para que el proceso sea energéticamente posible. Si el gamma excede este valor, el exceso de energía es registrado en energía cinética del positrón ( $E_{e+}$ ) y del electrón ( $E_{e-}$ ). La energía cinética en este proceso se expresa

$$K_{e-} + K_{e+} = h\nu - 2m_e c^2.$$

La posterior aniquilación del positrón generado provoca dos fotones gamma de 511 keV en igual dirección, pero en sentido contrario. Este efecto se observó durante el experimento.

**Picos de Escape** La producción de pares presenta en el detector un fenómeno secundario, los picos de escapes. El tiempo requerido para que el positrón se aniquile es muy pequeño, de modo que la aniquilación aparece en una virtual coincidencia con la original interacción de producción de pares. En detectores pequeños, parte de la radiación secundaria<sup>2</sup> puede escapar del volumen sensible (Fig. B.1), provocándose una pérdida en la energía depositada en el detector. Si uno de los fotones de aniquilación escapa sin interactuar en el volumen sensible, la energía total depositada en el detector en este tipo de circunstancias llega a ser menor en 511 keV, apareciendo en el espectro de energía un pico de

$$E_{1esc} = h\nu - 511 \text{ keV},$$

conocido como primer pico de escape. De forma similar, si ahora ambos fotones ge-

---

<sup>2</sup>se entiende por secundaria el scattering de fotones Compton y los fotones de aniquilación.

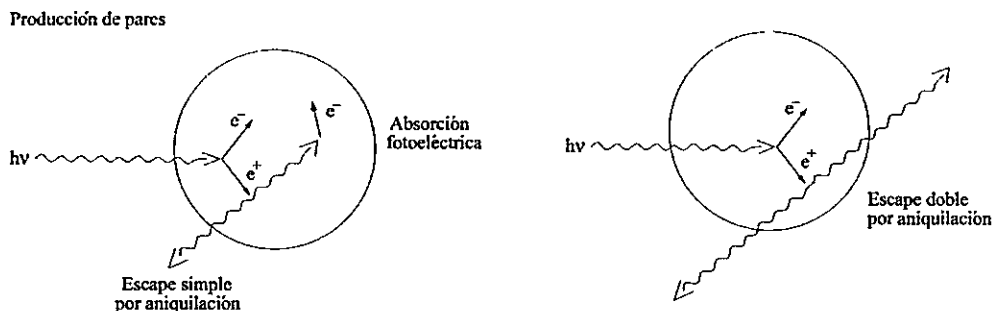


Figura B.1: Proceso de escape simple y doble en un detector efectuado por radiación de aniquilación.

nerados por la aniquilación del positrón (causado por la formación de pares) escapan del volumen sensible del detector (Fig. B.1), se perderá una energía que equivale a 1022 keV. Esto da a lugar al fenómeno de pico de doble escape, apareciendo en el espectro de energía un pico de

$$E_{2esc} = h\nu - 1022 \text{ keV} .$$

Ambos efectos son perceptibles en los gráficos de la figura B.3, donde para los tres picos provenientes de la desexcitación del  $^{16}\text{O}$  se presentan picos de primer y segundo escape.

### B.0.2. Efectos Cinemáticos de Reacción

**Efecto Doppler** La energía de los fotones está caracterizada por su longitud de onda  $\lambda$  y su frecuencia  $\nu$ , según las expresiones

$$E_\gamma = h\nu \quad y \quad \lambda = \frac{c}{\nu} ,$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz. Cuando un núcleo está en movimiento (con

respecto al detector) y emite una radiación gamma formando un ángulo  $\theta$ , se observa un corrimiento en la energía del fotón. Esto es llamado efecto Doppler, por analogía con el fenómeno equivalente observado en acústica. Si  $v$  es la velocidad del núcleo antes de la emisión gamma, la nueva longitud de onda llega a ser

$$\lambda' = \lambda \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right),$$

que con el uso de las expresiones anteriores, se obtiene

$$E_\gamma = E'_\gamma \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right),$$

mostrando que la energía de emisión gamma cuando el núcleo retrocede varía.

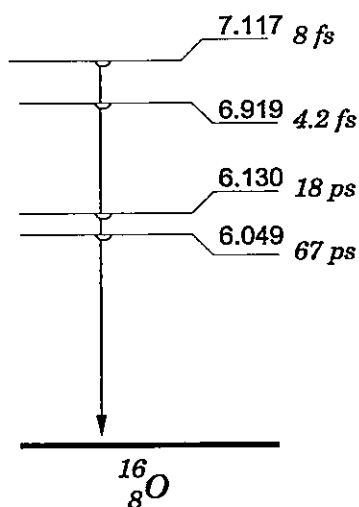


Figura B.2: Esquema de niveles del núcleo  $^{16}\text{O}$  obtenido. Energías de nivel editadas por Lederer [23].

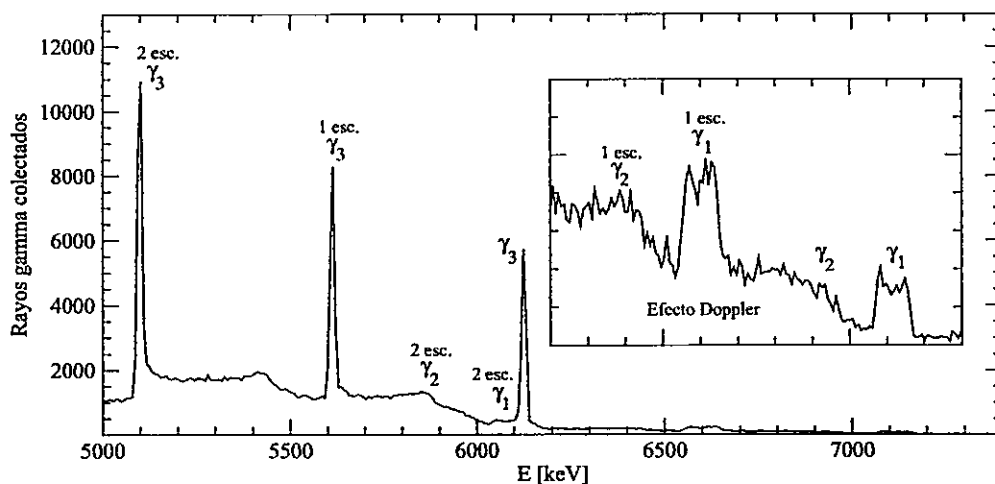


Figura B.3: Interacciones básicas y efectos cinemáticos en reacciones nucleares medidos en el Laboratorio de haces iónicos CEFEX. Un detector de HPGe colectó la radiación gamma proveniente de una muestra gruesa de teflón, abundante en  $^{19}\text{F}$ , excitada con protones en un ángulo de scattering de  $90^\circ$ . Los picos  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  y  $\gamma_3$  corresponden a la desexcitación del  $\text{O}^{16}$ , cuyas energías son 7117 keV, 6919 keV y 6130 keV respectivamente. El ensanchamiento espectral observado (Efecto Doppler) ocurre cuando el tiempo de vida media del nivel excitado es menor que el tiempo de frenado del núcleo en la materia.

En el espectro de la figura B.3, se presentan las emisiones gamma *prompt* provenientes de la reacción  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ . En ellos se identifican las tres emisiones por  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  y  $\gamma_3$  (junto con sus picos de escape), provenientes de la desexcitación del cuarto, tercer y segundo estado excitado al estado base del  $^{16}\text{O}$  respectivamente. Además, una amplificación del espectro en la zona de más alta energía muestra el efecto Doppler, causado por la emisión de radiación durante el retroceso. El efecto se percibe cuando el tiempo de vida media de un nivel es menor que el tiempo que demora en detenerse el núcleo en retroceso, lo cual es apreciable comparando el ancho del pico  $\gamma_1$  y  $\gamma_3$ .

# Apéndice C

## Tablas para el Cálculo de $\sigma$

En este Apéndice, las primeras seis Tablas corresponden a mediciones realizadas con el método PIXE&EC, ordenadas por energía de haz. Las dos restantes corresponden al experimento de comparación del métodos PIXE&EC y del método usual por radiación gamma.



Tabla C.1: Datos y parámetros usados en el método PIXE&EC. Además, resultado de  $\sigma$  para una energía de haz de 1,5 MeV.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural $Cu(d,p)^{64}Cu$	Método X	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			incerteza	%
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	1450	3	0,2
Tiempo de irradiación	[min]	1800,00	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu$ C]	$2,0057 \times 10^5$	$0,0020 \times 10^5$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part/min]	$6,9644 \times 10^{14}$	$0,0072 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu$ m]	0,83	0,03	3,4
Densidad	[g/cm <sup>3</sup> ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural	[mg/cm <sup>2</sup> ]	0,738	0,022	3,0
Número de átomos por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$6,989 \times 10^{18}$	$0,210 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,836 \times 10^{18}$	$0,145 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$2,153 \times 10^{18}$	$0,064 \times 10^{18}$	3,0
<b>Datos del análisis PIXE</b>				
Energía de los protones	[keV]	2150	3	0,1
Carga colectada de protones	[ $\mu$ C]	0,6095	0,0006	0,1
Densidad superficial atómica (Z-1)	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,248 \times 10^{17}$	$0,127 \times 10^{17}$	3,0
Sección eficaz de ionización capa K	[b]	153,2	0,1	0,1
Número de cuentas inducidas	[#]	41073	203	0,5
<b>Datos del análisis por rayos X</b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	51,50	0,05	0,1
Tiempo de colección rayos X	[min]	1290,00	0,05	0,0
Fracción de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Cuentas inducidas por la reacción	[#]	330	18	5,5
Factor temporal ( $\Delta$ )		7,156	0,105	1,5
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	1495	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	150	25	17
Sección eficaz	[mb]	0,0033	0,0005	14

Tabla C.2: Datos y parámetros usados en el método PIXE&EC. Además, resultado de  $\sigma$  para una energía de haz de 1,7 MeV.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural Cu(d,p) <sup>64</sup> Cu	Método X	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			incerteza	%
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	1650	3	0,2
Tiempo de irradiación	[min]	592,02	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu$ C]	$4,7683 \times 10^4$	$0,0047 \times 10^4$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part/min]	$5,0339 \times 10^{14}$	$0,0055 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu$ m]	0,59	0,02	3,4
Densidad	[g/cm <sup>3</sup> ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural	[mg/cm <sup>2</sup> ]	0,531	0,016	3,0
Número de átomos por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$5,022 \times 10^{18}$	$0,151 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$3,475 \times 10^{18}$	$0,104 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$1,546 \times 10^{18}$	$0,046 \times 10^{18}$	3,0
<b>Datos del análisis PIXE</b>				
Energía de los protones	[keV]	2150	3	0,1
Carga colectada de protones	[ $\mu$ C]	0,6095	0,0006	0,1
Densidad superficial atómica (Z-1)	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,248 \times 10^{17}$	$0,127 \times 10^{17}$	3,0
Sección eficaz de ionización capa K	[b]	153,2	0,1	0,1
Número de cuentas inducidas	[#]	41073	203	0,5
<b>Datos del análisis por rayos X</b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	74,32	0,05	0,1
Tiempo de colección rayos X	[min]	1245,00	0,05	-
Fracción de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Cuentas inducidas por la reacción	[#]	586	24	4,1
Factor temporal ( $\Delta$ )		4,736	0,063	1,3
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	1698	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	278	43	15
Sección eficaz	[mb]	0,023	0,003	12

Tabla C.3: Datos y parámetros usados en el método PIXE&EC. Además, resultado de  $\sigma$  para una energía de haz de 1,9 MeV.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural $Cu(d,p)^{64}Cu$	Método X	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			<b>incerteza</b>	<b>%</b>
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	1850	3	0,2
Tiempo de irradiación	[min]	487,60	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu$ C]	$3,872 \times 10^4$	$0,004 \times 10^4$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part/min]	$4,963 \times 10^{14}$	$0,005 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu$ m]	0,68	0,024	3,4
Densidad	[g/cm <sup>3</sup> ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural.	[mg/cm <sup>2</sup> ]	0,608	0,018	3,0
Número de átomos por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$5,755 \times 10^{18}$	$0,173 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$3,982 \times 10^{18}$	$0,119 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$1,773 \times 10^{18}$	$0,053 \times 10^{18}$	3,0
<b>Datos del análisis PIXE</b>				
Energía de los protones	[keV]	2150	3	0,1
Carga colectada de protones	[ $\mu$ C]	0,6095	0,0006	0,1
Densidad superficial atómica (Z-1)	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,248 \times 10^{17}$	$0,127 \times 10^{17}$	3,0
Sección eficaz de ionización capa K	[b]	153,2	0,1	0,1
Número de cuentas inducidas	[#]	41073	203	0,5
<b>Datos del análisis por rayos X</b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	63,27	0,05	0,1
Tiempo de colección rayos X	[min]	915,00	0,05	-
Fración de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Cuentas inducidas por la reacción	[#]	2157	46	2,2
Factor temporal ( $\Delta$ )		5,385	0,072	1,3
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	1901	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	1215	162	13
Sección eficaz	[mb]	0,103	0,011	10

Tabla C.4: Datos y parámetros usados en el método PIXE&EC. Además, resultado de  $\sigma$  para una energía de haz de 2,1 MeV.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural $Cu(d,p)^{64}Cu$	Método X	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			<b>incerteza</b>	<b>%</b>
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	2050	3	0,1
Tiempo de irradiación	[min]	422,10	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu$ C]	$2,208 \times 10^4$	$0,002 \times 10^4$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part/min]	$3,270 \times 10^{14}$	$0,004 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu$ m]	0,69	0,024	3,4
Densidad	[g/cm <sup>3</sup> ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural	[mg/cm <sup>2</sup> ]	0,616	0,018	3,0
Número de átomos por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$5,832 \times 10^{18}$	$0,175 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,036 \times 10^{18}$	$0,121 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$1,796 \times 10^{18}$	$0,053 \times 10^{18}$	3,0
<b>Datos del análisis PIXE</b>				
Energía de los protones	[keV]	2150	3	0,1
Carga colectada de protones	[ $\mu$ C]	0,6095	0,0006	0,1
Densidad superficial atómica (Z-1)	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,248 \times 10^{17}$	$0,127 \times 10^{17}$	3,0
Sección eficaz de ionización capa K	[b]	153,2	0,1	0,1
Número de cuentas inducidas	[#]	41073	203	0,5
<b>Datos del análisis por rayos X</b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	48,10	0,05	0,1
Tiempo de colección rayos X	[min]	1050,00	0,05	-
Fracción de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Cuentas inducidas por la reacción	[#]	4505	67	1,5
Factor temporal ( $\Delta$ )		4,744	0,063	1,3
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	2105	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	2297	291	13
Sección eficaz	[mb]	0,328	0,031	10

Tabla C.5: Datos y parámetros usados en el método PIXE&EC. Además, resultado de  $\sigma$  para una energía de haz de 2,3 MeV.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural $Cu(d,p)^{64}Cu$	Método X	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			incerteza	%
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	2250	3	0,1
Tiempo de irradiación	[min]	422,50	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu C$ ]	$2,600 \times 10^4$	$0,003 \times 10^4$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part/min]	$3,847 \times 10^{14}$	$0,004 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu m$ ]	0,61	0,021	3,4
Densidad	[g/cm <sup>3</sup> ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural	[mg/cm <sup>2</sup> ]	0,547	0,016	3,0
Número de átomos por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$5,177 \times 10^{18}$	$0,155 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$3,582 \times 10^{18}$	$0,107 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$1,595 \times 10^{18}$	$0,048 \times 10^{18}$	3,0
<b>Datos del análisis PIXE</b>				
Energía de los protones	[keV]	2150	3	0,1
Carga colectada de protones	[ $\mu C$ ]	0,6095	0,0006	0,1
Densidad superficial atómica (Z-1)	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,248 \times 10^{17}$	$0,127 \times 10^{17}$	3,0
Sección eficaz de ionización capa K	[b]	153,2	0,1	0,1
Número de cuentas inducidas	[#]	41073	203	0,5
<b>Datos del análisis por rayos X</b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	79,45	0,05	0,1
Tiempo de colección rayos X	[min]	900,00	0,05	-
Fracción de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Cuentas inducidas por la reacción	[#]	10878	104	1,0
Factor temporal ( $\Delta$ )		5,373	0,072	1,3
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	2308	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	6282	762	12
Sección eficaz	[mb]	0,857	0,078	9,0

Tabla C.6: Datos y parámetros usados en el método PIXE&EC. Además, resultado de  $\sigma$  para una energía de haz de 2,4 MeV.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural Cu(d,p) <sup>64</sup> Cu	Método X	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			incerteza	%
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	2350	3	0,1
Tiempo de irradiación	[min]	383,01	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu$ C]	$4,238 \times 10^4$	$0,004 \times 10^4$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part/min]	$6,916 \times 10^{14}$	$0,008 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu$ m]	0,71	0,024	3,4
Densidad	[g/cm <sup>3</sup> ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural	[mg/cm <sup>2</sup> ]	0,631	0,019	3,0
Número de átomos por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$5,976 \times 10^{18}$	$0,179 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,135 \times 10^{18}$	$0,124 \times 10^{18}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[At/cm <sup>2</sup> ]	$1,841 \times 10^{18}$	$0,055 \times 10^{18}$	3,0
<b>Datos del análisis PIXE</b>				
Energía de los protones	[keV]	2150	3	0,1
Carga colectada de protones	[ $\mu$ C]	0,6095	0,0006	0,1
Densidad superficial atómica (Z-1)	[At/cm <sup>2</sup> ]	$4,248 \times 10^{17}$	$0,127 \times 10^{17}$	3,0
Sección eficaz de ionización capa K	[b]	153,2	0,1	0,1
Número de cuentas inducidas	[#]	41073	203	0,5
<b>Datos del análisis por rayos X</b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	51,30	0,05	0,1
Tiempo de colección rayos X	[min]	225,00	0,05	-
Fracción de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Cuentas inducidas por la reacción	[#]	10903	104	1,0
Factor temporal ( $\Delta$ )		15,551	0,247	1,6
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	2410	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	18535	2294	12
Sección eficaz	[mb]	1,321	0,123	9,3

Tabla C.7: Datos y parámetros usados en el método PIXE&EC en un experimento con muestra gruesa de 2,4  $\mu\text{m}$  y energía de haz de 2,4 MeV. Este resultado de  $\sigma$  es usado para la comparación con el método gamma.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural $\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$	Método X	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			incerteza	%
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	2350	3	0,1
Tiempo de irradiación	[min]	889,40	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu\text{C}$ ]	$4,709 \times 10^4$	$0,005 \times 10^4$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part/min]	$3,309 \times 10^{14}$	$0,004 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu\text{m}$ ]	2,41	0,083	3,4
Densidad	[ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural	[ $\text{mg}/\text{cm}^2$ ]	2,149	0,064	3,0
Número de átomos por área	[ $\text{At}/\text{cm}^2$ ]	$2,030 \times 10^{19}$	$0,061 \times 10^{19}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[ $\text{At}/\text{cm}^2$ ]	$1,410 \times 10^{19}$	$0,042 \times 10^{19}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[ $\text{At}/\text{cm}^2$ ]	$0,626 \times 10^{19}$	$0,019 \times 10^{19}$	3,0
<b>Datos del análisis PIXE</b>				
Energía de los protones	[keV]	2150	3	0,1
Carga colectada de protones	[ $\mu\text{C}$ ]	0,6095	0,0006	0,1
Densidad superficial atómica (Z-1)	[ $\text{At}/\text{cm}^2$ ]	$4,248 \times 10^{17}$	$0,127 \times 10^{17}$	3,0
Sección eficaz de ionización capa K	[b]	153,2	0,1	0,1
Número de cuentas inducidas	[#]	41073	203	0,5
<b>Datos del análisis por rayos X</b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	25,60	0,05	0,2
Tiempo de colección rayos X	[min]	120,06	0,05	-
Fracción de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Cuentas inducidas por la reacción	[#]	20081	141	0,7
Factor temporal ( $\Delta$ )		33,469	0,775	2,3
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	2410	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	59654	-	-
Sección eficaz	[mb]	1,383	0,135	9,8

Tabla C.8: Datos y parámetros usados en el método gamma en un experimento con muestra gruesa de 2,4  $\mu\text{m}$  y energía de haz de 2,4 MeV. Este resultado de  $\sigma$  es usado para la comparación con el método PIXE&EC.

SECCIÓN EFICAZ	Reacción	Natural $\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$	Método $\gamma$	
<b>Datos de protocolo irradiación</b>			incerteza	%
Partícula		Deuterones		
Energía nominal de la partícula	[keV]	2350	3	0,1
Tiempo de irradiación	[min]	889,40	0,05	-
Carga colectada	[ $\mu\text{C}$ ]	$4,709 \times 10^4$	$0,005 \times 10^4$	0,1
Flujo de partículas incidentes	[Part./min]	$3,309 \times 10^{14}$	$0,004 \times 10^{14}$	0,1
<b>Datos de la muestra irradiada</b>				
Número másico del blanco	isótopo 01	63	abundancia [%]	69,2
	isótopo 02	65	abundancia [%]	30,8
Espesor del blanco	[ $\mu\text{m}$ ]	2,41	0,083	3,4
Densidad	[ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	8,92	0,04	0,4
Densidad superficial natural	[ $\text{mg}/\text{cm}^2$ ]	2,149	0,064	3,0
Número de átomos por área	[ $\text{At}/\text{cm}^2$ ]	$2,030 \times 10^{19}$	$0,061 \times 10^{19}$	3,0
Número de átomos 01 por área	[ $\text{At}/\text{cm}^2$ ]	$1,410 \times 10^{19}$	$0,042 \times 10^{19}$	3,0
Número de átomos 02 por área	[ $\text{At}/\text{cm}^2$ ]	$0,626 \times 10^{19}$	$0,019 \times 10^{19}$	3,0
<b>Datos del análisis por rayos <math>\gamma</math></b>				
Tiempo de vida media	[hrs]	12,694	0,007	0,1
Tiempo de espera para colección	[min]	198,00	0,05	-
Fracción de decaimiento por EC		0,431	0,005	1,1
Actividad calculada de la muestra al inicio de la colección de datos	[Bq]	50073,6	2548,5	5,1
<b>Resultados</b>				
Energía de la partícula	[keV]	2410	2	0,1
Actividad en el EOB	[Bq]	59961	-	-
Sección eficaz	[mb]	1,392	0,115	8,3



## Referencias

- [1] C. Anderson, Nucl. Med. **33**, 1685 (1992).
- [2] C. Anderson, Nucl. Med. **36**, 3215 (1995).
- [3] J. Morales, M. Chesta, S. Cancino, P. Miranda, M. Dinator y M. Avila, Nuclear Instrument and Method B **227**, 385 (2005).
- [4] J. Miranda y L. Rodríguez-Fernández, Revista Mexicana de Física **42**, 826 (1996).
- [5] M. A. Chaudhri, Nuclear Instrument and Method **56**, 338 (1967).
- [6] F. Ajzenberg-Selove y T. Lauritsen, Nuclear Physics **11**, 1 (1959).
- [7] D. Dieumegard, Maurel y G. Amsel, Nuclear Instrument and Method **169**, 93 (1980).
- [8] K. Spyrou, C. Chronidou, S. Harissopulos, S. Kossionides y T. Paradellis, Zeitschrift Fur Physik **357**, 283 (1997).
- [9] C. Barnes, Physics Review **97**, 1226 (1955).
- [10] R. Amirikas, D. Jamieson y S. Dooley, Nuclear Instrument and Method **77**, 110 (1993).

- [11] E. Rauhala, *Nuclear Instrument and Method* **12**, 447 (1985).
- [12] J. Vorona, J. Olness, W. Haeberli y H. Lewis, *Physics Review* **116**, 1563 (1959).
- [13] J. F. Ziegler y J. P. Biersack, *Code SRIM2003, The Stopping and Range of Ions in Matter* (2003).
- [14] A. Y. K. ad Y.A. Korobin y P. Pereslavitsev, *Code ALICE/ASH for Calculation of Excitation Functions, Energy and Angular Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions* (Report INPE, Obninsk).
- [15] M. J. Berger y J. H. Hubbell, *XCOM(3.1)* (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 1999).
- [16] M. Mayer, *SIMNRA* (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997).
- [17] A. Tuross y L. Wielunski, *Nuclear Instrument and Method* **104**, 117 (1972).
- [18] J. Morales, M. Brandan y J. Romero, *Nuclear Instrument and Method* **119**, 91 (1974).
- [19] J. Morales, S. Cancino, M. Dinator y M. Avila, *J. Radial. and Nucl. Chemistry* **260**, 229 (2004).
- [20] R. C. Weast, *HandBook of Chemistry and Physics* (CRC Press, Boca Raton, Florida, 1985).
- [21] P. Christmas, S. M. Judge, T. B. Ryves, D. Smith y G. Winkler, *Nuclear Instrument and Method* **215**, 397 (1983).
- [22] H. Paul y Sacher, *At. Data and Nucl. Data Tabl.* **42**, 105 (1989).

- [23] E. Browne, J. M. Dairiki y R. E. Doebler, *Table of isotopes* (John Wiley & Sons, New York, 1978).
- [24] J. W. Irvine, *J. Am. Chem. Soc.* **5**, 356 (1949).
- [25] L. J. Gilly, G. A. Henriot, M. P. Alvez y P. C. Capron, *Physical Review* **131**, 1727 (1963).
- [26] H. Okamura y Tamagawa, *Nuclear Physics A*, 401 (1971).
- [27] R. E. Shefer, R. E. Klinkowstein, D. W. McCarthy, W. H. Margeneau, L. A. Bass, C. S. Cutler, C. J. Anderson y M. J. Welch., en *Application of Accelerators in Research and Industry*, editado por J. L. Duggan y I. L. Morgan (AIP Press, New York, 1997), pág. 1321.
- [28] J. W. Mayer y E. Rimini, *Ion Beam Handbook for Material Analysis* (Academic Press, New York San Francisco London, 1977).
- [29] *GRACE 5.1.14* (The programs is distributed under the terms of the GNU General Public Licence).
- [30] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (John Wiley & Sons, New York, 1978).