



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Estudio del potencial de interacción de núcleos débilmente ligados

Tesis presentada para optar por el título de Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

Fernando Daniel Gollan Scilipotti

Directores de Tesis: Dr. Daniel H. Abriola

Dr. Andrés Arazi

Consejero de estudios: Dr. Rodolfo Sassot

Lugar de trabajo: Laboratorio TANDAR, CNEA

Buenos Aires, 22 de abril de 2019

A María

Agradecimientos

Agradezco a mis directores Daniel Abriola y Andrés Arazi por darme la posibilidad de realizar esta tesis y por todos estos años de trabajo.

Al resto de los integrantes del grupo FIPAMS María Angélica, Daniel Hojman, Alberto Pacheco, Jorge Fernandez Niello, Guillermo Martí, Joaquín de Jesús y Ezequiel de Barbará por su ayuda y calidez.

A mis compañeros de trabajo Nicolás Samsolo Juan Carlotto y Martín Togneri por el día a día, los almuerzos, los cafés en el laboratorio de blancos y por prestar su oído en todo momento. A Darío Rodrigues por la ayuda constante durante estos años. A Rodolfo Id Betan por su generosidad.

Al grupo de la tesis, Yamili y Matías por las juntadas de escritura durante el verano, por su ayuda y el aguante mutuo cuando las cosas no salían. A Hernán, Pablo, Juan Pablo y Santiago por las charlas, los viajes que siempre planeamos y casi siempre quedan en la nada y por ser amigos, nada más ni nada menos.

A mis padres por su apoyo y por incentivar me a estudiar ciencia. A María, ya que nada de esto podría haber sido posible sin ella.

A todos los que trabajan y militan para defender la educación, la ciencia y la tecnología.

Resumen

La disponibilidad de instalaciones capaces de producir haces radiactivos para el estudio de mecanismos de reacción de núcleos exóticos ha despertado un nuevo interés en el campo de la física nuclear de bajas energías. Estos núcleos, alejados del denominado *valle de estabilidad*, exhiben propiedades como baja energía de ligadura y estructuras tipo cúmulos o de halos de neutrones. De igual forma, la existencia de núcleos livianos débilmente ligados estables (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ y ${}^9\text{Be}$), que comparten estas características, brindan la posibilidad de estudiar estos mecanismos en instalaciones convencionales con haces estables, con la ventaja de poder ser producidos con mayor intensidad.

En particular, el mecanismo de quiebre (*breakup*) resulta de gran interés por diversos motivos. En el campo de estudio de las reacciones nucleares se ha comprobado, a través de experimentos realizados en distintos sistemas binarios, que el efecto de quiebre modifica radicalmente la dinámica de la colisión de los núcleos débilmente ligados, ya sean estables o radiactivos. Por otra parte, dentro del área de la astrofísica nuclear, se ha propuesto que el estudio del mecanismo de quiebre de núcleos livianos permitiría la determinación de secciones eficaces de captura radiativa por medio del proceso inverso.

El presente trabajo consistió en medir y analizar las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica, inelástica y las secciones eficaces totales de fusión completa, incompleta y transferencia de un neutrón del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. Dada la baja energía de separación del neutrón del proyectil ${}^9\text{Be}$, $S_n = 1,66$ MeV, el proceso de quiebre en interacción con el blanco ocurre, aún para energías por debajo de la barrera coulombiana del sistema, estimada en 40,5 MeV. Por otra parte, al ser el blanco de ${}^{197}\text{Au}$ un núcleo impar, da lugar numerosos estados excitados de baja energía, lo que se traduce en distintos canales de dispersión inelástica. Asimismo, se produce la fusión completa del proyectil o incompleta de alguno de los fragmentos del quiebre, lo que da lugar a numerosos residuos con vidas

medias del orden de las horas.

Para medir las distribuciones angulares de dispersión elástica e inelástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ se implementó un arreglo de doce detectores de silicio tipo barrera de superficie, cuya posición angular fue variada en un intervalo entre 20° y 170° . Las mediciones fueron efectuadas para doce energías de bombardeo alrededor de la barrera coulombiana del sistema. Gracias a la resolución en energía de los detectores empleados fue posible identificar y cuantificar, a través del cálculo de las secciones eficaces, los canales de reacción correspondientes a la dispersión elástica e inelástica para los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ${}^{197}\text{Au}$. Por otra parte, las secciones eficaces totales de fusión completa, incompleta y transferencia de un neutrón se midieron mediante la irradiación de blancos de oro con láminas de aluminio para capturar los residuos de fusión-evaporación y transferencia producidos.

Las cascadas de decaimiento de estos productos fueron identificadas en forma diferida (*off line*) en el blanco y en la lámina captora mediante espectrometría gamma con un detector de germanio hiperpuro. Este estudio permitió discriminar y cuantificar los canales de fusión y transferencia. En el caso de la fusión completa, el núcleo compuesto ${}^{206}\text{Bi}$ evapora de tres a cinco neutrones. Para la fusión incompleta, el núcleo compuesto ${}^{201}\text{Tl}$, producido por la fusión de una partícula alfa generada en el quiebre del ${}^9\text{Be}$, evapora uno y dos neutrones. Por último, la transferencia de un neutrón produce ${}^{198}\text{Au}$, que luego decae por emisión beta. Las secciones eficaces totales de cada proceso fueron obtenidas mediante códigos computacionales desarrollados en este trabajo de tesis. Para la fusión completa, se observó que el proceso de evaporación de cuatro neutrones resultó dominante en el rango de energías cercanas a la barrera coulombiana. Respecto al canal de transferencia, es destacable que su sección eficaz pudo ser medida hasta una energía de bombardeo de tan solo 22 MeV.

Los datos experimentales para la dispersión elástica fueron analizados en términos del Modelo Óptico mediante distintos potenciales efectivos. Fueron utilizados un potencial fenomenológico complejo de Woods-Saxon y un potencial microscópico de doble convolución denominado potencial de São Paulo. La dependencia de estos potenciales con la energía fue estudiada a través de las integrales de volumen evaluadas en el radio de sensibilidad del potencial, el cual fue obtenido mediante códigos numéricos desarrollados en esta tesis. También se implementó un procedimiento basado en muestreo aleatorio a partir de la ma-

triz de covarianza de los datos ajustados para evaluar la relación de dispersión entre las partes real e imaginaria del potencial óptico. Los resultados del Modelo Óptico mostraron que la parte imaginaria del potencial presenta un crecimiento para energías por debajo de la barrera, para luego decrecer en intensidad. En la misma zona, el potencial real presenta un comportamiento opuesto, con un mínimo en $E_{lab} = 36$ MeV, para luego aumentar su intensidad a energías menores. Este comportamiento, denominado *anomalía de umbral de quiebre*, ha sido observado en la dispersión elástica de núcleos débilmente ligados. Debido al fuerte acoplamiento al canal de quiebre, incluso a energías subcoulombianas, la intensidad del potencial aumenta a medida que la energía disminuye por debajo de la barrera. Como consecuencia de la relación de dispersión, se genera un decrecimiento de la parte real. Por último, las distribuciones angulares de dispersión inelástica fueron analizadas mediante el formalismo de canales acoplados con un potencial fenomenológico de Woods-Saxon.

Similarmente, las secciones eficaces experimentales de fusión completa correspondientes a la evaporación de tres, cuatro y cinco neutrones fueron comparadas con las predicciones obtenidas por un modelo estadístico de fusión-evaporación. Los resultados obtenidos evidenciaron coincidencias con los datos experimentales, en el rango de energías de validez del modelo. Por otra parte, la medición de los canales de fusión incompleta posibilitó determinar la supresión de fusión completa a partir de datos experimentales, sin utilizar modelos teóricos. Para energías por encima de la barrera, esta supresión se estimó en $(38 \pm 9)\%$, lo que resulta similar a los valores obtenidos para sistemas con proyectiles de ${}^9\text{Be}$ y blancos de número másico similar. El mecanismo de quiebre directo de ${}^9\text{Be}$ en dos partículas alfa y un neutrón se produce en la zona de interacción nuclear, lo que lleva a la fusión incompleta y, por ende, a la supresión de la fusión completa. Por el contrario, los resultados de las secciones eficaces de transferencia indicaron que el quiebre secuencial de ${}^8\text{Be}$, producido por transferencia de neutrón al blanco, es el mecanismo dominante para energías subcoulombianas. La baja energía de separación de neutrón del ${}^9\text{Be}$ posibilita que este canal continúe abierto incluso para energías muy por debajo de la barrera. Con el propósito de proporcionar una descripción global del sistema, la suma de las secciones eficaces experimentales de fusión total y transferencia fueron comparadas con las secciones eficaces de absorción, obtenidas del cálculo de canales acoplados para la dispersión inelástica. Los resultados evidenciaron que existe una contribución del canal de quiebre directo de ${}^9\text{Be}$ sin captura de sus fragmentos a la sección eficaz de absorción. La comparación con

el modelo permitió estimar las secciones eficaces totales de este proceso en función de la energía.

Palabras Claves: Reacciones nucleares; Núcleos débilmente ligados; Distribuciones angulares elásticas e inelásticas; Modelo Óptico; Canales acoplados; Reacciones de fusión completa e incompleta; Reacciones de transferencia.

Abstract

The availability of facilities capable of producing radioactive beams for the study of exotic nuclear reaction mechanism has generated a new interest in the field of low energy nuclear physics. These nuclei, located far from the so-called stability valley, exhibit properties such as low binding energy and cluster-like structures or neutron halos. Similarly, the existence of stable weakly bound nuclei (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ y ${}^9\text{Be}$) that share these characteristics, offers the possibility of studying these mechanisms in conventional facilities with stable beams, with the advantage of being able to be produced with greater intensity.

In particular, the *breakup* mechanism is of great interest for a number of reasons. In the field of nuclear reactions it has been proved, through experiments carried out in different binary systems, that the breakup radically modifies the dynamics of the collision of weakly bound nuclei, whether stable or radioactive. On the other hand, within the area of nuclear astrophysics, it has been proposed that the study of the breakup mechanism of light nuclei would allow the determination of radiative capture cross-sections by means of the inverse process.

The present work consisted in the measurement and analysis of the elastic and inelastic scattering cross sections, as well as complete fusion, incomplete fusion and one neutron transfer total cross sections of the ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ system. Given the low neutron separation energy of the projectile ${}^9\text{Be}$, $S_n = 1.66$ MeV, the breakup process in interaction with the target occurs, even for energies below the Coulomb barrier of the system, estimated at 40.5 MeV. Also, being the target of an odd nucleus, it gives rise to numerous low energy excited states, which leads to different channels of inelastic scattering. Furthermore, complete or incomplete fusion of the projectile gives rise to numerous residues with half-lives of the order of hours.

To measure the elastic and inelastic scattering angular distributions of the ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$

system, an array of twelve surface barrier silicon type detectors was implemented, whose angular position was varied in an interval between 20° and 170° . The measurements were made for twelve bombardment energies around the Coulomb barrier of the system. Owing to the high energy resolution of the detectors used, it was possible to identify and quantify the reaction channels corresponding to the elastic and inelastic scattering for the $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) states of ^{197}Au . Similarly, the measurement of the complete fusion, incomplete fusion, and one neutron transfer cross-sections was performed by means of an irradiation system of gold targets with aluminium captor sheets for the fusion-evaporation and transfer residues produced.

The decay cascades of these products were identified *off line* in both the target and the captor sheet by gamma spectrometry with a hyperpure germanium detector. This study made it possible to discriminate and quantify the fusion and transfer channels. In the case of complete fusion, the compound nucleus ^{206}Bi evaporates from three to five neutrons. For incomplete fusion, the nucleus ^{201}Tl , produced by the fusion of an alpha particle from the breakup of the projectile, evaporates one and two neutrons. Finally, the transfer of one neutron produces ^{198}Au which then decays by beta emission. Total cross-sections for each process were obtained by means of computational codes developed in this thesis work. For the complete fusion, it was observed that the four neutron evaporation process was predominant in the energy range close to the Coulomb barrier. Regarding the transfer channel, it is remarkable that its effective section could be measured up to a bombardment energy of only 22 MeV.

The experimental data for the elastic scattering were analyzed in terms of the Optical Model using different effective potentials. A Woods-Saxon complex phenomenological potential and a double-folding microscopic potential called São Paulo potential were used. The dependence of these potentials with the energy was studied through the volume integrals evaluated in the sensitivity radius, which was obtained through numerical codes developed in this thesis. A procedure based on random sampling from the covariance matrix of the adjusted data was also implemented to evaluate the dispersion relation between the real and imaginary part of the optical potential. The results of the optical model showed that the imaginary part of the potential presents a growth for energies below the barrier, and then decrease in intensity. In the same region, the real potential presents an opposite behavior, with a minimum of 36 MeV, and then increase its strength to lower

energies. This behavior, called *break threshold anomaly*, has been observed in elastic scattering of weakly bound nuclei. Due to the strong coupling to the breakup channel, even at sub-barrier energies, the imaginary potential strength increases as the energy decreases below the barrier. This implies, as a consequence of the dispersion relation, the decrease of the real potential. Finally, the inelastic scattering angular distributions were analyzed by means of the coupled channels formalism with a phenomenological Woods-Saxon potential.

On the other hand, experimental complete fusion cross-section for the three, four and five neutron evaporation channels were compared with the predictions obtained by a statistical fusion model. The results obtained showed coincidences with the experimental data, in the energy range where the model is valid. On the other hand, the measurement of incomplete fusion channels makes it possible to experimentally determine the suppression of complete fusion without using theoretical models. For energies above the barrier, its value was estimated at $(38 \pm 9)\%$ and is similar to those obtained for systems with ^9Be projectiles and target with similar mass numbers. Prompt breakup of ^9Be into two alpha particles and a neutron occurs in the nuclear interaction zone, leading to incomplete fusion and hence the suppression of complete fusion. On the contrary, results on the one neutron transfer cross-section indicate that sequential breakup of ^8Be , formed by neutron stripping, is the main breakup mechanism at sub-Coulomb energies. The neutron low binding energy makes it possible for this channel to remain open even at extreme sub-barrier energies. For the purpose of providing a global description of the system, the sum of the total fusion and transfer cross-sections were compared with the absorption cross-sections, obtained from coupled-channel calculations for the inelastic scattering. The results showed that there is a contribution from the ^9Be non-capture breakup channel to the absorption cross-sections. Comparison with the model allowed to estimate total cross section for this reaction as a function of the energy.

Keywords: Nuclear reactions; Weakly bound nuclei; Elastic and inelastic angular distributions; Optical Model; Coupled Channels; Complete and incomplete fusion reactions; Transfer reactions.

Índice general

| | |
|---|-----------|
| 1. Introducción | 11 |
| 2. Conceptos teóricos | 17 |
| 2.1. Reacciones nucleares | 18 |
| 2.2. Dispersión de Rutherford | 22 |
| 2.3. Desarrollo en ondas parciales de la dispersión elástica | 24 |
| 2.4. Modelo Óptico | 29 |
| 2.4.1. Potencial de Woods-Saxon | 32 |
| 2.4.2. Potencial de São Paulo | 33 |
| 2.5. Relación de dispersión | 36 |
| 2.5.1. Relación de dispersión y el potencial óptico | 37 |
| 2.5.2. Anomalía de umbral y anomalía de umbral de quiebre | 38 |
| 2.6. Modelos de fusión | 41 |
| 2.6.1. Modelo estadístico del núcleo compuesto | 42 |
| 2.6.2. Modelo de penetración de barrera unidimensional | 45 |
| 2.6.3. Modelo de canales acoplados en reacciones de núcleo compuesto | 47 |
| 3. Desarrollo experimental | 49 |
| 3.1. Acelerador TANDAR | 50 |
| 3.2. Medición de secciones eficaces de procesos elásticos e inelásticos | 53 |
| 3.2.1. Detectores de barrera de superficie de silicio | 53 |
| 3.2.2. Configuración del sistema de detección | 55 |
| 3.2.3. Procesamiento electrónico de señales | 58 |
| 3.2.4. Procedimiento experimental | 62 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 3.3. | Medición de secciones eficaces de fusión y transferencia | 65 |
| 3.3.1. | Detector de germanio | 65 |
| 3.3.2. | Configuración del sistema de detección | 67 |
| 3.3.3. | Procesamiento electrónico de señales | 67 |
| 3.3.4. | Procedimiento experimental para la detección de productos de fusión | 72 |
| 4. | Análisis de datos y resultados experimentales | 75 |
| 4.1. | Determinación de distribuciones angulares de dispersión elástica e inelástica | 76 |
| 4.1.1. | Calibración en energía y resolución de los detectores de barrera . . . | 76 |
| 4.1.2. | Tiempo muerto y caracterización del fondo | 81 |
| 4.1.3. | Métodos de normalización y determinación de ángulos sólidos efectivos | 84 |
| 4.1.4. | Secciones eficaces diferenciales e incertezas | 89 |
| 4.1.5. | Distribuciones angulares de dispersión elástica e inelástica | 95 |
| 4.2. | Secciones eficaces de fusión-evaporación y transferencia | 103 |
| 4.2.1. | Eficiencia del detector HPGe | 103 |
| 4.2.2. | Canales de fusión-evaporación y transferencia | 105 |
| 4.2.3. | Determinación de secciones eficaces absolutas e incertezas | 109 |
| 4.2.4. | Funciones de excitación | 115 |
| 5. | Análisis teórico y discusión | 121 |
| 5.1. | Análisis con Modelo Óptico | 122 |
| 5.1.1. | Potencial de Woods-Saxon | 122 |
| 5.1.2. | Potencial de São Paulo | 134 |
| 5.1.3. | Comportamiento de los potenciales ópticos | 136 |
| 5.1.4. | Relación de dispersión a través de muestreo aleatorio | 140 |
| 5.2. | Análisis de canales acoplados para la dispersión inelástica | 144 |
| 5.3. | Análisis de fusión completa, incompleta y transferencia | 148 |
| 5.3.1. | Análisis con modelo estadístico | 148 |
| 5.3.2. | Supresión de fusión completa | 150 |
| 5.3.3. | Función de probabilidad de quiebre | 153 |
| 5.3.4. | Análisis de canales acoplados para absorción | 158 |
| 6. | Conclusiones | 163 |

| | |
|---|------------|
| <i>ÍNDICE GENERAL</i> | 3 |
| A. Reacciones de múltiples canales | 167 |
| A.1. Aproximación de Born de ondas distorsionadas | 167 |
| A.2. Método de canales acoplados | 169 |
| A.3. Excitaciones colectivas | 170 |
| B. Tablas de incertezas | 175 |
| C. Ejemplos PTOLEMY y FRESCO | 183 |

Índice de figuras

| | |
|--|----|
| 2.1. Esquemas de reacciones nucleares | 19 |
| 2.2. Reacción de quiebre del proyectil por interacción con el núcleo blanco. | 21 |
| 2.3. Esquema de niveles de ${}^9\text{Be}$ | 21 |
| 2.4. Trayectoria clásica en una órbita coulombiana | 23 |
| 2.5. Esquema descriptivo del proceso de dispersión elástica. | 25 |
| 2.6. Representación de las coordenadas en el potencial de doble convolución. | 34 |
| 2.7. Potenciales real e imaginario en función de la energía para ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ | 39 |
| 2.8. Coeficientes $N_R(E)$ y $N_I(E)$ del potencial de São Paulo para ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ | 41 |
| 2.9. Espectros de neutrón y protón evaporados de un núcleo compuesto en función de la energía | 43 |
| 3.1. Esquema del acelerador de iones pesados TANDAR. | 50 |
| 3.2. Detectores de barrera de superficie. | 55 |
| 3.3. Simulaciones con el código SRIM para la distancia de penetración de ${}^9\text{Be}$ en ${}^{28}\text{Si}$ | 56 |
| 3.4. Esquema experimental utilizado para la medición de las distribuciones angulares del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ | 57 |
| 3.5. Esquema del sistema de procesamiento, digitalización y adquisición de datos de dispersión elástica e inelástica. | 60 |
| 3.6. Posiciones angulares del blanco utilizadas en los experimentos de dispersión elástica e inelástica. | 64 |
| 3.7. Esquema de detectores de germanio hiperpuro coaxiales. | 66 |
| 3.8. Esquema del dispositivo experimental utilizado para la medición <i>off line</i> de los productos de fusión-evaporación. | 68 |

| | |
|--|-----|
| 3.9. Esquema del sistema de procesamiento, digitalización y adquisición de datos utilizados por los monitores 1 y 2 en la etapa de irradiación para fusión. | 69 |
| 3.10. Señales de entrada y salida del digitalizador CAEN. | 71 |
| 3.11. Parámetros del trapezoide generado por el digitalizador CAEN. | 71 |
| 3.12. Montaje de blanco y <i>catcher</i> utilizado en la etapa de irradiación para fusión. 73 | |
| 4.1. Espectro del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 36$ MeV, adquirido en configuración delantera. | 77 |
| 4.2. Calibración en energía del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ | 78 |
| 4.3. Resolución en energía del detector de silicio. | 80 |
| 4.4. Canales de dispersión elástica e inelástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ | 81 |
| 4.5. Espectro de energía de la señal de <i>pulser</i> | 82 |
| 4.6. Espectro bidimensional $E - \Delta E$ para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$, extraído de [1]. 83 | |
| 4.7. Cociente $\Omega_{\text{Mon}}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ para el monitor 1. | 87 |
| 4.8. Determinación del número de eventos de dispersión elástica para configuración delantera. | 90 |
| 4.9. Determinación del número de eventos de dispersión inelástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para configuración delantera. | 92 |
| 4.10. Espectro de energía del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ $E_{lab} = 39$ MeV, adquirido en configuración trasera. | 94 |
| 4.11. Determinación del número de eventos de dispersión elástica e inelástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para configuración trasera. | 95 |
| 4.12. Distribuciones angulares de dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 42, 44, 46$ y 48 MeV. | 96 |
| 4.13. Distribuciones angulares de dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 38, 39, 40$ y 41 MeV. | 97 |
| 4.14. Distribuciones angulares de dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 34, 35, 36$ y 37 MeV. | 98 |
| 4.15. Distribuciones angulares de dispersión inelástica para $E_{lab} = 42, 44, 46$ y 48 MeV. | 100 |
| 4.16. Distribuciones angulares de dispersión inelástica para $E_{lab} = 37, 38, 39$ y 40 MeV. | 101 |

4.17. Distribuciones angulares de dispersión inelástica para $E_{lab} = 34, 35$ y 36 MeV. 102

4.18. Cociente de secciones eficaces diferenciales $\% \sigma_{Inel} / \sigma_{Elast}$ en función del ángulo dispersado para $E_{lab} = 42$ MeV. 103

4.19. Eficiencia del detector gamma en función de la energía del rayo 105

4.20. Cálculos de los canales de fusión-evaporación del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ obtenidos con PACE. 107

4.21. Ubicación de los productos de fusión en la tabla de radioisótopos. 108

4.22. Espectro de emisión gamma del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ 110

4.23. Esquema de niveles para el decaimiento por captura electrónica ${}^{202}\text{Bi} \rightarrow {}^{202}\text{Pb}$. 111

4.24. Espectro gamma para el pico de $411,8$ keV correspondiente al decaimiento beta del núcleo ${}^{198}\text{Au}$ 114

4.25. Perfil del haz de ${}^9\text{Be}$ en función del tiempo 115

4.26. Funciones de excitación experimentales de los canales de evaporación $3n$, $4n$ y $5n$ para la fusión completa del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ 116

4.27. Funciones de excitación experimentales de los canales de evaporación de $1n$ y $2n$ para la fusión incompleta de una partícula alfa con el blanco ${}^{197}\text{Au}$. . 117

4.28. Función de excitación para la transferencia de un neutrón al blanco de ${}^{197}\text{Au}$. 118

4.29. Funciones de excitación para la fusión completa, incompleta y transferencia de un neutrón al blanco de ${}^{197}\text{Au}$ 118

5.1. Distribuciones angulares experimentales de dispersión elástica para $E_{lab} = 42, 44, 46$ y 48 MeV y ajustes mediante los potenciales de Woods-Saxon y de São Paulo. 129

5.2. Distribuciones angulares experimentales de dispersión elástica para $E_{lab} = 38, 39, 40$ y 41 MeV y ajustes mediante los potenciales de Woods-Saxon y de São Paulo. 130

5.3. Distribuciones angulares experimentales de dispersión elástica para $E_{lab} = 34, 35, 36$ y 37 MeV y ajustes mediante los potenciales de Woods-Saxon y de São Paulo. 131

5.4. Radio de sensibilidad para la parte real e imaginaria del potencial de Woods-Saxon con geometría variable (DEGV) para $E_{lab} = 47,95$ MeV. 133

5.5. Potencial localmente equivalente V_{LE} y potencial de Woods-Saxon DEGV. 134

| | |
|---|-----|
| 5.6. Integrales de volumen del potencial de Woods-Saxon DEGF y DEGV. | 137 |
| 5.7. Integrales de volumen de potenciales de Woods-Saxon DEGV y São Paulo. | 139 |
| 5.8. Muestreo aleatorio con distribución bivariada centrado en las integrales de volumen para $E_{cm} = 38,2$ MeV. | 142 |
| 5.9. Relación de dispersión obtenida a través de muestreo aleatorio. | 143 |
| 5.10. Esquema de niveles de ^{197}Au para el cálculo de canales acoplados. | 144 |
| 5.11. Distribuciones angulares de dispersión inelástica y cálculos de canales aco- plados con el código FRESCO para $E_{lab} = 39, 40, 42, 44, 46$ y 48 MeV. | 146 |
| 5.12. Distribuciones angulares de dispersión inelástica del estado $7/2^+$ ($547,5$ keV) del ^{197}Au y cálculos de canales acoplados para $E_{lab} = 34, 35, 36, 37$ y 38 MeV. | 147 |
| 5.13. Distribuciones angulares de dispersión inelástica del estado $5/2^+$ ($279,0$ keV) del ^{197}Au y cálculos de canales acoplados para $E_{lab} = 39, 40, 42, 44, 46$ y 48 MeV. | 148 |
| 5.14. Distribuciones angulares de dispersión inelástica del estado $5/2^+$ ($279,0$ keV) del ^{197}Au y cálculos de canales acoplados para $E_{lab} = 34, 35, 36, 37$ y 38 MeV. | 149 |
| 5.15. Secciones eficaces experimentales para los canales $3n$, $4n$ y $5n$ y cálculos de PACE. | 150 |
| 5.16. Función de excitación para la fusión completa del sistema $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ y cálculos con el modelo de Wong. | 151 |
| 5.17. Cociente $\sigma_{\text{FI}}/\sigma_{\text{FT}}$ en función de la energía de bombardeo. | 152 |
| 5.18. Función de excitación para la transferencia de un neutrón y ajuste a través de la función de probabilidad de quiebre. | 155 |
| 5.19. Función de probabilidad de quiebre en función del cociente E_{cm}/V_C | 156 |
| 5.20. Secciones eficaces experimentales σ_{FT} y $\sigma_{\text{FT}} + \sigma_{1n}$ y de absorción σ_{abs} ob- tenidas de cálculos de canales acoplados. | 159 |
| 5.21. Secciones eficaces de quiebre sin captura en función de la energía. | 160 |

Índice de tablas

| | |
|--|-----|
| 3.1. Detalle de los colimadores del arreglo de múltiples detectores. | 59 |
| 4.1. Calibración en energía del conjunto de detectores de silicio. | 79 |
| 4.2. $\Omega_{\text{Mon}}^{(j)}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ para cada detector del arreglo experimental. | 87 |
| 4.3. Eficiencia absoluta ε_{abs} en función de la energía del rayo gamma emitido. . | 106 |
| 4.4. Tabla de decaimiento de los residuos de evaporación de fusión completa, incompleta y decaimiento del núcleo formado por transferencia de un neutrón. | 109 |
| 5.1. Parámetros del potencial independiente de la energía (IE) obtenidos con el código PTOLEMY | 123 |
| 5.2. Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) obtenidos con el código PTOLEMY. | 124 |
| 5.3. Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) obtenidos con el código PTOLEMY. | 125 |
| 5.4. Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) obtenidos con el código FRESCO. | 127 |
| 5.5. Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) obtenidos con el código FRESCO. | 128 |
| 5.6. Factores de normalización para la parte real e imaginaria del potencial de São Paulo. | 135 |
| 5.7. Integrales de Volumen de la parte real e imaginaria del potencial de Woods- Saxon DEGF y DEGV, y del potencial de São Paulo. | 138 |
| 5.8. Valores experimentales de $B(E2)$ | 145 |
| 5.9. Parámetros de la función de probabilidad para reacciones de quiebre de ${}^9\text{Be}$ con ${}^{196}\text{Pt}$ y ${}^{208}\text{Pb}$ | 157 |

| | |
|--|-----|
| B.1. Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon independiente de la energía (IE) con el código PTOLEMY | 175 |
| B.2. Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) con el código PTOLEMY. | 176 |
| B.3. Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) con el código PTOLEMY. | 177 |
| B.4. Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) con el código FRESCO. | 178 |
| B.5. Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) con el código FRESCO | 179 |
| B.6. Incertezas de los factores de normalización para la parte real e imaginaria del potencial de São Paulo. | 180 |
| B.7. Incertezas de las integrales de volumen de la parte real e imaginaria del potencial de Woods-Saxon DEGF y DEGV, y del potencial de São Paulo. . | 181 |

Capítulo 1

Introducción

En los últimos años, el estudio de reacciones nucleares con núcleos exóticos que se encuentran en las proximidades de las denominadas “drip lines” de protones y neutrones ha sido de gran interés en el área de la física nuclear. Estos núcleos, que presentan características especiales –estructura de cúmulos, “pieles de neutrón” [2] y modos de decaimiento exóticos– son de interés astrofísico por su rol en la nucleosíntesis primordial, en cadenas de reacciones de captura en estrellas masivas y en síntesis de elementos pesados [3]. Entre estos núcleos, están los que exhiben características de núcleos halos, donde la configuración de equilibrio está compuesta por un carozo inerte, sumado a uno o dos neutrones o protones extra que se encuentran débilmente ligados y orbitan alejados de este. Ejemplos como ^{11}Li y ^6He se consideran núcleos con halos de dos neutrones, donde ninguno de los neutrones individuales puede formar estados ligados con el núcleo constituyendo un sistema borromeano. Se denominan así las uniones de tres cuerpos enlazados de tal forma que, al separar uno cualquiera de los tres, se liberan los otros dos.

Una de las características de estos núcleos es su baja energía de ligadura. Esto le permite fragmentarse por interacción coulombiana o nuclear al ser dispersado por un núcleo blanco. Este proceso, que ocurre también para núcleos débilmente ligados pero estables (^6Li , ^7Li y ^9Be), modifica radicalmente la dinámica de la colisión respecto a los núcleos fuertemente ligados que no se quiebran. Por lo tanto, las secciones eficaces de procesos tales como dispersión elástica, inelástica, transferencia, fisión y fusión varían cualitativamente respecto a los núcleos fuertemente ligados y se generan nuevos y más complejos canales de reacción.

Comprender cabalmente la influencia del canal de quiebre en las distintas reacciones nucleares no solo representa una prueba de validación de los distintos modelos de interacción nuclear con los datos experimentales. En el campo de la astrofísica, el proceso de quiebre de núcleos débilmente ligados, estables o exóticos, tiene implicancias en la comprensión de la nucleosíntesis primordial. En modelos inhomogéneos del universo (con zonas con núcleos ricos en protones y otras con núcleos ricos en neutrones) se tienen, además de los núcleos livianos estables, núcleos débilmente ligados radiactivos como ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^8\text{Li}$ y ${}^8\text{Be}$ [3]. En determinadas condiciones de alta temperatura y densidad, estos núcleos de corta vida media también pueden participar significativamente en reacciones nucleares de captura que lleven a la formación de ${}^{12}\text{C}$. Por otro lado, se ha propuesto que la nucleosíntesis vía la reacción $\alpha + \alpha + n \rightarrow {}^9\text{Be}$, seguida de ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ [4] es el camino más eficiente para cubrir las brechas de estabilidad en $A = 5$ y $A = 8$. Dado que los procesos de nucleosíntesis en las estrellas se producen a energías extremadamente bajas en comparación con las barreras coulombianas de cada sistema, su replicación en condiciones de laboratorio resulta sumamente difícil. En otros casos las reacciones de captura como $n + {}^8\text{Be}$ se encuentran fuera del alcance de las técnicas experimentales actuales, dado que la vida media del nucleído ${}^8\text{Be}$ es de tan solo 7×10^{-17} s. En tal sentido, se ha propuesto [5, 6] que el estudio del mecanismo de quiebre de núcleos livianos podría resultar de gran interés astrofísico, ya que permitiría la determinación de secciones eficaces de captura radiativa a través del proceso inverso.

En las últimas dos décadas, el desarrollo de técnicas que permiten la producción de haces radiactivos en aceleradores de iones pesados ha tenido un impacto considerable en el estudio de las reacciones nucleares de quiebre en estos núcleos [7, 8]. Sin embargo, experimentalmente los haces de núcleos radiactivos deben ser producido a partir de un haz de núcleos estables sobre un blanco primario. Los núcleos radiactivos de interés deben ser seleccionados y reenfocados, formando un haz secundario que incida en un segundo blanco, donde se produce finalmente la reacción que se desea estudiar. Este mecanismo de producción provee haces que, además de tener importantes contaminaciones de otros nucleídos y una deficiente geometría, tienen intensidades extremadamente bajas (del orden de 10^5 o 10^6 partículas por segundo) comparadas con las intensidades de los haces estables primarios (10^{10} o 10^{11} s^{-1}). Determinar la influencia del quiebre en otro canal de reacción, como la dispersión elástica o fusión, requiere la medición sistemática de las co-

rrespondientes secciones eficaces a distintas energías y, en el caso de la dispersión elástica, en un intervalo angular amplio. Estos requerimientos impiden extraer conclusiones fiables sobre la influencia del quiebre en los mecanismos de reacción a partir de experimentos con haces radioactivos.

El enfoque alternativo en el que se enmarca el presente trabajo es el estudio con haces estables de núcleos débilmente ligados. Para esto los núcleos más apropiados son ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ y ${}^9\text{Be}$. La influencia del quiebre en el canal de dispersión elástica ha sido estudiada en numerosos sistemas para energías cercanas a la barrera coulombiana a través del ajuste de distintos potenciales ópticos y comparadas con resultados obtenidos para núcleos fuertemente ligados. El comportamiento del potencial óptico complejo de núcleos fuertemente ligados en energías subcoulombianas ha sido exitosamente explicado en términos de acoplamientos del canal elástico a otros canales de reacción. Este acoplamiento permite explicar que, coincidentemente con el cierre de los canales de reacción, evidenciado por una disminución de la parte imaginaria del potencial, se produce un incremento en la parte real. Este fenómeno, conocido como *anomalía de umbral*, es consecuencia de la relación de dispersión que vincula las partes real e imaginaria del potencial [9].

No obstante, para núcleos débilmente ligados el estudio del comportamiento del potencial resultó en conclusiones contradictorias [10–26]. En estos casos, se ha sugerido [13] que el acoplamiento del canal de quiebre al continuo podría producir un potencial de polarización repulsivo que afecte la dinámica de la reacción e inhiba el crecimiento del potencial real. En este sentido, un nuevo tipo de anomalía, llamada *anomalía de umbral de quiebre* y justificada a través de la relación de dispersión, fue propuesta para núcleos débilmente ligados. El acoplamiento al canal de quiebre a energías subcoulombianas se reflejaría en un incremento de la parte imaginaria del potencial a medida que la energía disminuye por debajo de la barrera. Como consecuencia de la relación de dispersión, esto implica un decrecimiento en la parte real del potencial óptico. Este comportamiento es aún motivo de interpretaciones, por lo que se requiere expandir el número de sistemas medidos, con especial énfasis en energías por debajo de la barrera.

Para el caso de la fusión de sistemas con proyectiles débilmente ligados, también existen resultados contradictorios respecto a si el efecto del acoplamiento fuerte al canal de quiebre produce un aumento o disminución de las secciones eficaces por debajo de la barrera [27]. Por otra parte, para energías por encima de la barrera, las mediciones de fusión de ${}^{6,7}\text{Li}$

en ^{209}Bi [28] y ^9Be en ^{208}Pb y ^{209}Bi [29, 30] muestran que las secciones eficaces de fusión completa, definida como la captura del total de la carga del proyectil, son menores en $\sim 30\%$ respecto a sistemas fuertemente ligados [31]. Al respecto, fue sugerido que esta supresión es resultado del quiebre del proyectil en fragmentos cargados, antes de llegar a la barrera de fusión [29], lo que reduce la probabilidad de que el núcleo completo sea capturado. Sin embargo, en muchos sistemas la posibilidad de medir la totalidad de los canales de fusión es limitada debido a que las escalas temporales de decaimiento de los residuos pueden ser muy grandes para el tiempo de experimentación. Además, separar los canales de fusión del núcleo completo y los producidos por los fragmentos del quiebre puede resultar complejo, según la técnica experimental que se utilice [32]. En consecuencia, se debe ampliar el número de sistemas estudiados a fin de poder comprender este fenómeno.

El objetivo de este trabajo de tesis es estudiar la influencia del canal de quiebre en la dispersión elástica, fusión y transferencia del sistema $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$. A diferencia de los proyectiles $^{6,7}\text{Li}$, cuyas estructuras de cluster predominantes son $\alpha + d$ y $\alpha + t$, el caso del ^9Be no es claro [33]. No obstante, la estructura borromeana de tres cuerpos $\alpha + \alpha + n$, similar a ^6He y ^{11}Li , es la más precisa, con una energía de ligadura de 1,57 MeV. Por otra parte, el ^9Be puede decaer mediante un quiebre secuencial $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$ con $S_n = 1,665$ MeV, seguido de $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ o via $^9\text{Be} \rightarrow ^5\text{He} + \alpha$ con $S_\alpha = 2,47$ MeV, seguido de $^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$. Por su parte, el blanco de ^{197}Au fue elegido ya que presenta características significativas para el estudio de la fusión y transferencia: i) los residuos de evaporación emiten rayos gamma de alta intensidad, ii) las vidas medias de dichos productos son radioactivos y sus tiempos de decaimiento son del orden de las horas y iii) el alto número atómico ($Z = 79$) restringe los canales de evaporación a la emisión casi exclusiva de neutrones. Estas características hacen posible identificar y cuantificar (mediantes las respectivas secciones eficaces totales) todos los canales de evaporación. Al mismo tiempo, permite una clara separación entre los procesos de fusión completa e incompleta del proyectil. Por otra parte, el número impar de nucleones implica un número grande de estados excitados con energías próximas entre sí y al estado fundamental. Esto se traduce en eventos de dispersión inelástica de ^9Be en ^{197}Au muy cercanos a los producidos por la dispersión elástica $^{197}\text{Au}(^9\text{Be}, ^9\text{Be})^{197}\text{Au}$ que deben analizarse cuidadosamente para obtener las secciones eficaces de cada canal.

El esquema general del trabajo está conformado de la siguiente manera: En el capítu-

lo 2 se desarrollan los conceptos fundamentales utilizados en el presente trabajo. En la primera parte se describen brevemente los distintos mecanismos de reacción en la colisión entre iones pesados. Luego, se presentan los principales resultados teóricos sobre dispersión elástica en potenciales de corto y largo alcance. Para continuar se detallan las características de los potenciales ópticos utilizados, la relación de dispersión que vincula sus partes real e imaginaria y se definen las *anomalía de umbral* y *anomalía de umbral de quiebre*. Finalmente, se describe el modelo estadístico para la fusión-evaporación y los modelos de penetración de barrera. El desarrollo del método de canales acoplados y modelo para excitaciones colectivas se presenta en el apéndice A.

El capítulo 3 describe el desarrollo experimental del presente trabajo. En la primer sección se describen las características del acelerador TANDAR utilizado. A continuación se presenta el sistema de 12 detectores de silicio implementado en este trabajo para la medición de las distribuciones angulares de dispersión elástica e inelástica. Se describen a su vez los métodos de conformación de señales y adquisición de datos, y los procedimientos experimentales llevados a cabo. Por último, se describe la instalación y puesta a punto de un sistema de bajo fondo para la medición de actividad gamma de los blancos irradiados. Se explica también la metodología utilizada para la medición de las secciones eficaces de los distintos canales de fusión y transferencia.

En el capítulo 4 se describe el análisis de los datos experimentales. La primera parte explica el procedimiento para la calibración del sistema de detección, el procedimiento para obtener las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica, inelástica y los criterios considerados en el análisis de los espectros de energía. Al final de esta sección, se presentan las distribuciones angulares de dispersión elástica e inelástica. En la segunda parte se obtiene la eficiencia del detector gamma utilizado. Luego, se detalla el análisis de los canales de fusión completa, incompleta y transferencia y el método de obtención de las secciones eficaces totales. Por último, se presentan las funciones de excitación de cada canal de reacción medido.

En el capítulo 5 se realizan los cálculos y análisis teórico del trabajo. En la primera parte se realizan los ajustes de las distribuciones angulares elásticas mediante el potencial de Woods-Saxon y el potencial de doble convolución de São Paulo. Luego, se evalúa su comportamiento con la energía a través de las integrales de volumen por nucleón. Posteriormente, se aplica un método desarrollado en el marco de esta tesis, basado en muestreo

aleatorio para evaluar la correlación entre la parte real e imaginaria del potencial óptico. Para continuar, se utilizan los resultados del potencial de Woods-Saxon y se aplica un modelo de canales acoplados para calcular las distribuciones angulares inelásticas. En el apéndice B se presentan las incertezas obtenidas para los parámetros de los potenciales ópticos ajustados e integrales de volumen, mientras que en el apéndice C se presentan las especificaciones de los archivos de entrada para los códigos numéricos utilizados. Para el análisis de fusión, se comparan los datos de los canales de fusión completa con un modelo estadístico. Luego, se caracteriza la supresión de fusión completa del sistema para energías mayores a la barrera coulombiana. Finalmente, las secciones eficaces totales de los procesos absorptivos (fusión completa, incompleta y transferencia) se comparan con los resultados obtenidos con el modelo de canales acoplados obtenido para la dispersión elástica e inelástica.

Finalmente, en el capítulo 6 se discuten los resultados de este trabajo en el marco de la física de los procesos de reacción nuclear y de los modelos que la describen.

Capítulo 2

Conceptos teóricos

La interacción entre dos núcleos colisionantes es el resultado de la suma de la interacción coulombiana de naturaleza repulsiva y la nuclear, atractiva y de corto alcance. El radio de un núcleo, que se considera fundamentalmente esférico, puede aproximarse por $R_N \sim 1.25A^{1/3}$ fm (1 fm= 10^{-15} m), mientras que el alcance de la fuerza nuclear fuerte se extiende tan sólo a distancias del orden del fermi. Por lo tanto, para que las fuerzas nucleares entren en acción, la energía de las partículas colisionantes debe ser tal que superasen la barrera de repulsión coulombiana y se acerquen a distancias de este orden. Desde el punto de vista ondulatorio, significa que la longitud de onda asociada de de Broglie del haz incidente ($\lambda = h/p = h/(2mE)^{1/2}$) debe ser pequeña, y por lo tanto su energía alta, para poder estudiar detalles de su estructura nuclear. Por ejemplo, un ion de ^{16}O a 60 MeV posee una longitud de onda asociada de 0.9 fm, con un radio aproximado de 3 fm, mientras que un ion de ^{197}Au de 200 MeV posee una longitud de onda de 0.14 fm y un radio de 7 fm. Esto significa que para iones pesados, con energías no relativistas del orden de los megaelectronvoltios, las longitudes de onda asociadas son menores que los diámetros nucleares típicos y por tanto permite el estudio de sus estructuras y propiedades.

A continuación, se describen las principales reacciones nucleares que tienen lugar al colisionar dos núcleos.

2.1. Reacciones nucleares

Diversos procesos nucleares ocurren cuando dos partículas colisionan. Una reacción nuclear típica puede ser escrita de la siguiente forma

$$a + A \rightarrow b + B + Q, \quad (2.1)$$

o bien

$$A(a, b)B, \quad (2.2)$$

donde la partícula a representa el proyectil que interactúa con el núcleo blanco A para formar el canal de entrada α . El resultado es la emisión de una partícula eyectada b y un núcleo residual, o de retroceso, B que conforman el respectivo canal de salida β . Un canal se define como el conjunto de números que determinan el estado del par de núcleos, tales como el número másico A , el número atómico Z , el número de onda k_α , la energía de movimiento relativo E_α con el correspondiente momento angular relativo $l\hbar$, los momentos angulares intrínsecos de los núcleos $I\hbar$ y el respectivo momento angular total del sistema $J\hbar$ y, por último, un conjunto de números cuánticos que caracterizan los estados internos del sistema.

En una reacción nuclear, la energía total del sistema, correspondiente a la suma de las energías cinéticas E y de reposo mc^2 , se conserva. Se define el valor Q como la diferencia entre las energías cinéticas, o la diferencia entre las masas, iniciales y finales. Según el signo de Q , las reacciones pueden clasificarse en endotérmicas ($Q < 0$) o exotérmicas ($Q > 0$).

A continuación se describen los mecanismos de reacciones que tienen lugar entre iones pesados.

Dispersión elástica

Este proceso acompaña a todo otro proceso nuclear entre partículas. Aquí $a=b$ y el canal de salida es el mismo que el de entrada excepto en la dirección en la que avanzan las partículas dispersadas; el esquema pictórico se muestra en la figura 2.1a. El estado interno de los núcleos permanece invariable, por lo tanto $Q = 0$ y la energía cinética total en el centro de masas se conserva antes y después de la interacción

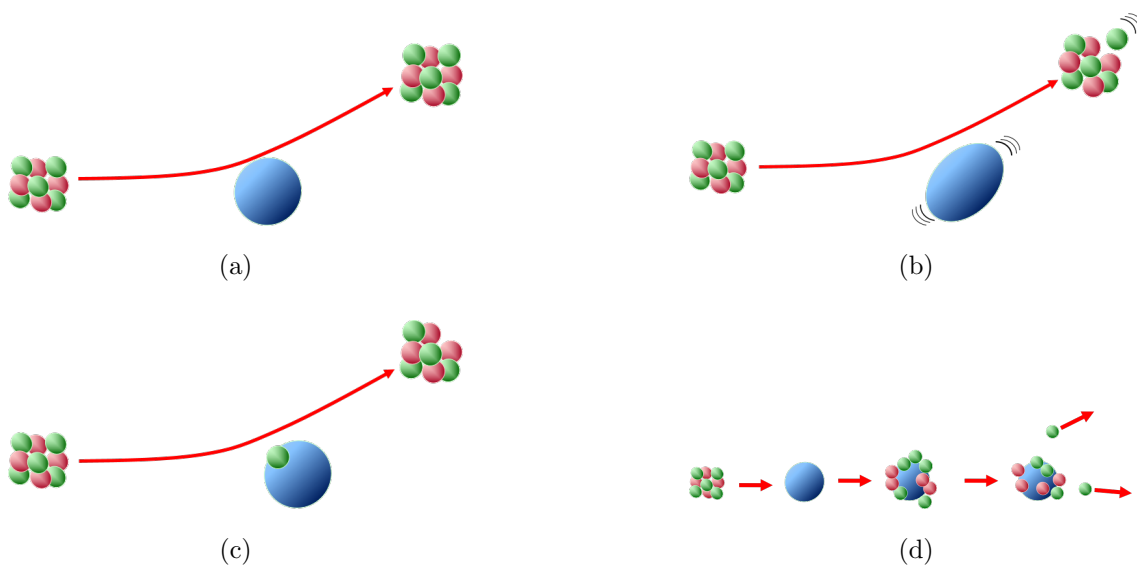


Figura 2.1: Esquemas de reacciones: dispersión elástica (a), inelástica (b), transferencia de nucleones (c) y fusión completa directa (d).

Dispersión inelástica

Al proceso de dispersión se agrega la excitación de modos internos de, al menos, uno de los núcleos interactuantes. Por ende, $Q = -E_x$, donde E_x es la energía de ese estado excitado y la energía cinética total no se conserva. Se conserva sí la partición del canal de entrada (figura 2.1b).

Reacciones de transferencia

En este tipo de reacciones ocurre un intercambio de los nucleones (que puede acompañar la excitación de grados de libertad internos) y por ende, no se conservan las particiones de entrada y salida. En su forma más general se notan como

$$a + A \rightarrow b + B + Q, \quad (2.3)$$

con $b \neq a$ y $B \neq A$. El esquema se observa en la figura 2.1c. En la interacción, el proyectil puede ceder nucleones al blanco (“stripping”) o sustraerlos de este (“pick-up”). Si se expresa Q en función de las masas en reposo de los núcleos

$$Q = (m_b + m_B - m_a - m_A)c^2, \quad (2.4)$$

resulta evidente que estas reacciones pueden ser endotérmicas ($Q < 0$) o exotérmicas ($Q > 0$).

Las reacciones descritas anteriormente se denominan *reacciones directas*. La característica distintiva es el tiempo en el cual se llevan a cabo, del orden de 10^{-22} s y que involucran pocos grados de libertad. En estas reacciones, los canales de salida se encuentran íntimamente ligados a los de entrada.

Existen otro tipo de reacciones, llamadas de *núcleo compuesto* o *fusión*, en las cuales la interacción del proyectil y el blanco produce un núcleo altamente excitado cuyo tiempo de vida media τ es 10^{-16} s. Una propiedad importante de este tipo de reacciones es que el canal de salida es independiente del canal de entrada y la distribución angular de las partículas o rayos γ emitidos posee simetría de revolución alrededor de la única dirección privilegiada, definida por el momento angular del núcleo emisor.

Fusión completa directa

Esta reacción se caracteriza por el siguiente proceso:



donde C es el núcleo compuesto. Este núcleo puede permanecer unido el tiempo suficiente para que la energía de excitación sea compartida en forma medianamente uniforme entre los nucleones constituyentes. Luego, si hay energía suficiente en un nucleón o grupo de nucleones, estos pueden escapar produciendo el decaimiento esquemático observado en la figura 2.1d. Si el núcleo residual B^* queda con la energía suficiente, puede producir nuevos decaimientos de partícula o desexcitarse a través de decaimientos β o γ .

Breakup

Este proceso consiste en la fragmentación de uno de los núcleos del sistema por interacción coulombiana (o nuclear) con el otro (figura 2.2). En la inmensa mayoría de los sistemas binarios estudiados, es el proyectil el núcleo que experimenta el quiebre. Por lo tanto, de aquí en adelante, esta propiedad se le asignará en forma exclusiva a este. El mecanismo de quiebre conecta el estado ligado del núcleo con sus estados del continuo. En este sentido, la

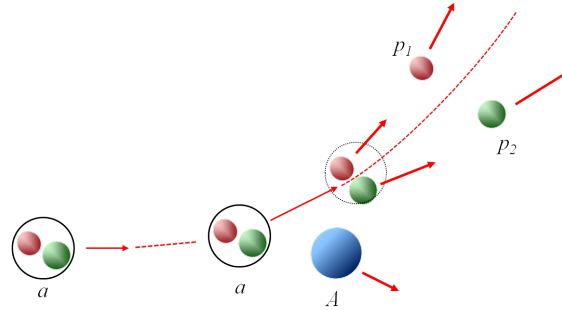


Figura 2.2: Esquema de la reacción de quiebre del proyectil por interacción con el núcleo blanco.

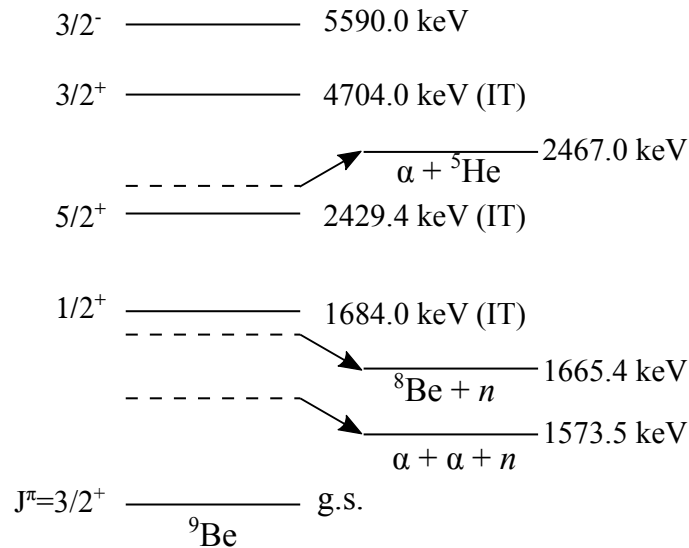
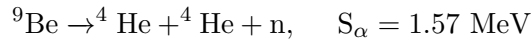


Figura 2.3: Esquema de niveles de ${}^9\text{Be}$. Las líneas punteadas marcan la energía de umbral para los posibles mecanismos de quiebre.

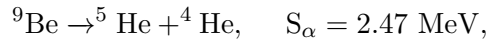
reacción de quiebre es similar a la excitación inelástica, con la diferencia que el estado final es no ligado. La reacción es característica de los núcleos cuya energía de fragmentación en dos o más partículas es baja, por lo tanto pueden quebrarse por interacción con el núcleo blanco y se debe a la baja energía de ligadura de los neutrones o protones en exceso [7]. Este tipo de procesos ocurre en proyectiles de núcleos radiactivos, tales como ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Be}$ o ${}^{11}\text{Li}$ y en núcleos estables pero débilmente ligados, tales como ${}^{6,7}\text{Li}$ y ${}^9\text{Be}$.

En particular, el ${}^9\text{Be}$ tiene múltiples canales posibles de quiebre, lo que le confiere una mayor complejidad respecto a otros núcleos débilmente ligados (como ${}^{6,7}\text{Li}$). En la figura 2.3 se muestra un esquema de niveles para ${}^9\text{Be}$ donde se incluyen mecanismos de quiebre para las distintas estructuras de clusters [34].

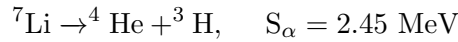
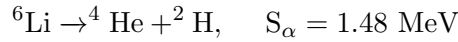
Un mecanismo posible consiste en el quiebre secuencial ${}^8\text{Be} + n$. El ${}^8\text{Be}$ formado es inestable, con un tiempo de vida media de 7×10^{-17} s y se quiebra en dos partículas alfa. Sin embargo, el ${}^9\text{Be}$ también puede quebrarse directamente en lo que se define como quiebre rápido (“*prompt*”) mediante la siguiente reacción:



o



el cual a su vez puede quebrarse en ${}^4\text{He} + n$. Por lo tanto, el quiebre del ${}^9\text{Be}$ se define como la excitación del núcleo hacia energías por encima del umbral de quiebre para uno, o varios, de los posibles canales cuyo resultado final lleva a la producción de partículas alfa [35, 36]. Para los núcleos ${}^6,7\text{Li}$, los mecanismos principales de quiebre son:



Posterior al quiebre pueden ocurrir diversos procesos. El más simple, en que los fragmentos son dispersados sin que exista excitación, se denomina quiebre sin captura (QSC) (“*noncapture breakup*”). Otro proceso posible es la fusión de uno o más de los fragmentos. Cuando todos fusionan, se lo llama *fusión completa secuencial* (FCS). Si en cambio se absorbe alguno de los fragmentos (cargados) se lo define como *Fusión incompleta* (FI). Desde el punto de vista experimental, la fusión completa (FC) no puede ser distinguida de la FCS. Por otra parte, la FI puede resultar muy difícil de separar de la reacción de transferencia si estas llevan al mismo núcleo compuesto. Tampoco resulta fácil la separación de la fusión completa (FC) de la transferencia sumada a fusión incompleta (FI) [35].

2.2. Dispersión de Rutherford

El proceso de dispersión en partículas cargadas es de suma importancia en el estudio de núcleos pesados. La interacción de Coulomb produce dispersión aun en ausencia de otra fuerza, en particular nuclear. La deducción original para la sección eficaz de este proceso

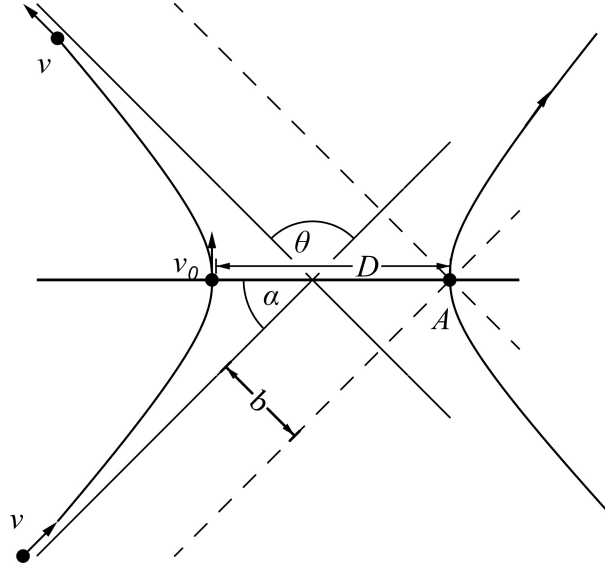


Figura 2.4: Trayectoria hiperbólica del proyectil en su interacción coulombiana con el blanco A .

fue dada por Rutherford en 1911, utilizando mecánica clásica no relativista. Sin embargo, posteriormente se demostró que esta misma expresión es obtenida a través del formalismo de la mecánica cuántica no relativista.

Dos partículas cuya carga tiene igual signo experimentarán una fuerza de Coulomb repulsiva, cuyo potencial está dado por $Z_1 Z_2 e^2 / r$, siendo r la distancia entre las partículas. Si además sus cargas tienen igual signo, la trayectoria resultante es hiperbólica. Un esquema de las trayectorias se muestra en la figura 2.4, donde b es la distancia entre el blanco A y la asíntota de la hipérbola (también llamado parámetro de impacto), D la distancia de máximo acercamiento entre la órbita y A , y θ el ángulo que forma la asíntota de la trayectoria de salida respecto a la de entrada. Se considera el sistema centro de masa y que el blanco se encuentra en reposo en el sistema laboratorio. Mediante conservación de la energía total, se puede calcular la distancia de máximo acercamiento para una colisión frontal como

$$D_0 = \frac{Z_a Z_A e^2}{E_\alpha}, \quad (2.6)$$

con E_α la energía en el centro de masa del canal de entrada. Un parámetro que caracteriza a las trayectorias hiperbólicas es su excentricidad ε que en este caso puede expresarse en función de parámetros del sistema de la siguiente forma

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{2b}{D_0}\right)^2} \quad (2.7)$$

Haciendo uso de la relación entre la excentricidad y el ángulo θ para distancias asintóticas $1/\varepsilon = \text{sen}(\theta/2)$ se puede obtener, utilizando la Ec. 2.7, la expresión para el parámetro de impacto en función de la energía incidente y el ángulo dispersado

$$b = \frac{Z_a Z_A}{2E_\alpha} e^2 \cot(\theta/2). \quad (2.8)$$

Considerando que todas las partículas que son dispersadas dentro de un ángulo sólido $2\pi \text{sen}(\theta) d\theta$ atraviesan un anillo entre b y $b + db$, se puede definir la relación entre la sección eficaz σ y el parámetro de impacto como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\text{sen}(\theta)} \frac{db}{d\theta}. \quad (2.9)$$

Utilizando esta expresión junto con las Ecs. 2.7 y 2.8, se obtiene la conocida fórmula de Rutherford

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_a Z_A e^2}{4E_\alpha}\right)^2 \frac{1}{\text{sen}^4(\theta/2)}. \quad (2.10)$$

Es importante determinar el rango de validez de esta deducción realizada a través de la mecánica clásica no relativista. El comportamiento ondulatorio puede ser despreciado siempre y cuando la longitud de onda λ sea lo suficientemente pequeña. Esta condición se cumple si λ es menor que la mitad de la distancia de máximo acercamiento para colisión frontal [37]

$$\lambda \ll \frac{1}{2} D_0 = \frac{Z_a Z_A e^2}{2E_\alpha}. \quad (2.11)$$

2.3. Desarrollo en ondas parciales de la dispersión elástica

La dispersión elástica, tal como se mencionó al principio de este capítulo, refiere a la colisión donde no se excita ningún grado de libertad interno de los núcleos intervinientes. Un ejemplo de este proceso es la dispersión de Rutherford, es decir la dispersión que ocurre bajo la (única) acción de la fuerza coulombiana que actúa entre dos cuerpos con

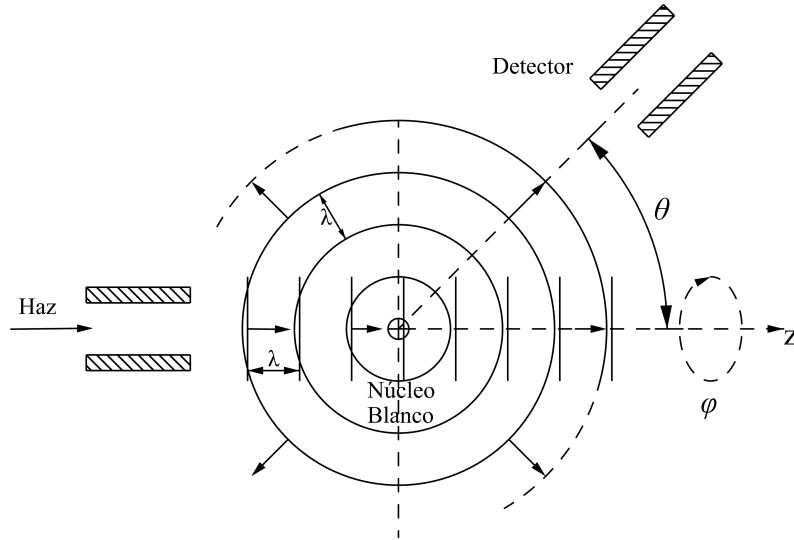


Figura 2.5: Esquema descriptivo del proceso de dispersión elástica. La onda incidente en la dirección \hat{z} incide en el blanco esférico, produciendo ondas esféricas dispersadas. La detección se produce a distintos valores de θ . El ancho del haz y distancia del detector al blanco son varios órdenes de magnitud mayores que la longitud de onda.

carga eléctrica. En este caso la dispersión puede ser descrita por la Ec. 2.10. Si la distancia entre los iones es suficientemente pequeña, es decir, en el rango donde las fuerzas nucleares son significativas, aparecen diferencias respecto a la mencionada descripción. Este hecho permite obtener, a partir del análisis de la distribución angular de la dispersión elástica, el rango donde las fuerzas nucleares son significativas. Por esta razón, mediante una correcta descripción de este proceso se pueden modelar las interacciones nucleares que producen un apartamiento de dicho comportamiento.

La descripción cuántica de la dispersión del proyectil por el núcleo blanco se realiza en términos de la evolución temporal, dada por la solución de la ecuación de Schrödinger, de paquetes de onda localizados en el espacio. Alternativamente, se puede determinar la evolución de cada componente de Fourier del paquete de ondas, donde se utiliza una superposición de estados estacionarios para diferentes energías E . Si el proyectil tiene un rango limitado de energía y su dirección está bien definida, entonces se realiza una buena aproximación considerando una única energía E . Por lo tanto, puede describirse el haz incidente mediante una onda plana $Ae^{ik_z z}$ cuyo número de onda está dado por $\sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ y amplitud A . El esquema de la dispersión se muestra en la figura 2.5.

La onda dispersada, tal que el flujo de partículas se conserve, está dada por una onda esférica $Af(\theta, \phi)e^{ik_f r}/r$, donde r es la distancia entre los núcleos y $f(\theta, \phi)$ es la amplitud de dispersión. En el caso de la dispersión elástica, el número de onda de la onda dispersada k_f debe ser igual al de la onda incidente k_i . De este modo, la solución asintótica para la onda total debe ser de la forma

$$\psi_T \rightarrow A \left[e^{ikz} + f(\theta, \phi)e^{ikr}/r \right] \quad (2.12)$$

La sección eficaz diferencial por ángulo sólido se define como el cociente entre el número de partículas dispersadas por cada núcleo, por unidad de tiempo y el flujo incidente. El numerador de este cociente puede calcularse en función de la amplitud de la onda dispersada como $v|A|^2|f(\theta, \phi)|^2$, siendo $v = \hbar k/\mu$; mientras que el flujo incidente es igual a $|A|^2\hbar k/\mu$. Por consiguiente, se obtiene la importante relación entre la sección eficaz diferencial y la amplitud de dispersión

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \phi)|^2. \quad (2.13)$$

La interacción entre los núcleos se da mediante un potencial que solo depende de la distancia relativa entre ellos, es decir, un potencial central $V(r)$. En este caso, la única reacción que puede ocurrir es la dispersión elástica. El tratamiento aplicado consiste en encontrar las soluciones con energía positiva de la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo que y a partir de estas, la amplitud de probabilidad $f(\theta, \phi)$, la cual determina la sección eficaz de dispersión (Ec. 2.13). La ecuación de Schrödinger para el movimiento relativo en el sistema c.m. es

$$[\hat{T} + V(r) - E]\psi(r, \theta, \phi) = 0, \quad (2.14)$$

donde se emplean coordenadas esféricas. Debido a que el potencial es central, este conmuta con el operador \hat{L}_z , lo que equivale a una no dependencia de la variable ϕ . Esta independencia implica que, dado que la onda incidente e^{ikz} no depende de ϕ (es autoestado de \hat{L}_z con autovalor $m=0$) y no hay un potencial que rompa esta simetría, el estado final debe tener simetría cilíndrica, al igual que la amplitud de probabilidad. Por ende, solo se deben considerar funciones de onda $\psi(r, \theta)$ y amplitudes $f(\theta)$.¹ Las autofunciones del

¹Desde el punto de vista de la evolución temporal de \hat{L}_z , dado que este conmuta con $V(r)$, su autovalor $m=0$ se conserva durante la reacción.

problema pueden ser descompuesta en una parte radial y otra angular $\psi = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)$. La base natural para estas son los armónicos esféricos Y_{lm} que para $m = 0$ se reducen a los polinomios de Legendre, lo que se define como *desarrollo en ondas parciales*, mientras que la parte radial se expresa como $R_l(r) = u(r)/r$. La forma general de la solución queda expresada como

$$\psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l \frac{u_l(r)}{r} P_l(\cos\theta), \quad (2.15)$$

cuya solución asintótica está dada por

$$\psi \rightarrow e^{ikz} + f(\theta)e^{ikr}/r. \quad (2.16)$$

Por lo tanto, al reemplazar la función de onda en la ecuación de Schrödinger 2.14, y utilizando la propiedad de ortogonalidad de los polinomios de Legendre, se obtiene un conjunto de ecuaciones separadas para cada valor de l .

Interacción de corto alcance

Esta interacción se modela mediante un potencial nulo $V(r) = 0$ para valores de r mayores que la distancia de empalme con la solución asintótica (esta condición se cumple para potenciales que decaigan más rápidamente que r^{-1}). La parte radial de la función de onda puede ser expresada como combinación lineal de funciones esféricas de Bessel $j_l(r)$ y Neumann $y_l(r)$, aunque la contribución de estas últimas debe ser nula en el origen puesto que divergen en él. Asintóticamente ($r \gg l/k$) el comportamiento de $j_l(r)$ es

$$j_l(kr) \rightarrow \frac{\text{sen}(kr - l\pi/2)}{kr} = \frac{i}{2kr} (e^{-i(kr-l\pi/2)} - e^{i(kr-l\pi/2)}). \quad (2.17)$$

De esta forma, se puede expresar la onda incidente para distancias grandes como

$$\psi_i = \sum_{l=0}^{\infty} (l+1)i^{l+1} (e^{-i(kr-l\pi/2)} - e^{i(kr-l\pi/2)}) P_l(\cos\theta), \quad (2.18)$$

donde se observa que 2.18 queda expresada como una expansión de ondas parciales en función de ondas entrantes y salientes.²

²Se puede demostrar que la expansión en ondas parciales de la onda plana incidente puede expresarse en función de las $j_l(kr)$. Esta solución debe converger a la forma asintótica para distancias mayores que el rango finito del potencial.

Para obtener la función de onda total (y por consiguiente $f(\theta)$) se debe resolver la ecuación de Schrödinger en presencia del potencial $V(r)$, cuya parte radial está expresada de la siguiente manera

$$\left[-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2} - k^2 \right] u_l(r) = 0. \quad (2.19)$$

En el caso elástico el número de ondas k no varía y hay conservación de flujo de partículas. Esto significa que el único cambio en la onda saliente estará dado por un desfase respecto a la onda entrante. De esta forma, la expresión asintótica para la función de onda total está dada por

$$\psi_T \rightarrow \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) i^{2l+1} [e^{-i(kr-l\pi/2)} - e^{i(kr-l\pi/2+2\delta_l)}] P_l(\cos \theta). \quad (2.20)$$

Esta expresión puede ser reescrita como suma de una onda plana incidente y una onda esférica saliente multiplicada por una función de modulación. Al comparar con la Ec. 2.16, se obtiene la amplitud de dispersión en función del momento angular relativo l

$$f(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - e^{2i\delta_l}) P_l(\cos \theta). \quad (2.21)$$

Puede observarse que la amplitud de dispersión —al igual que la sección eficaz diferencial elástica— está determinada por el corrimiento de fase δ_l . En particular, para valores de 0 ó π , esta se anula. Desde el punto de vista clásico, esto es de esperar que ocurra para parámetros de impacto grandes ($l = kb$) comparados con la distancia de influencia del potencial dispersor. Esto permite extraer la siguiente conclusión: las sumas sobre l en el cálculo de la sección eficaz elástica tendrán peso hasta valores algo mayores de ka , siendo a el radio característico del potencial dispersor.

Interacción de Coulomb y corto alcance

Los procesos entre núcleos se dan como resultado de la interacción nuclear de corto alcance atractiva y la interacción repulsiva de largo alcance de Coulomb. Este componente de Coulomb tiene una dependencia radial $1/r$ e invalida el formalismo presentado anteriormente para potenciales de corto alcance. Puede demostrarse que la amplitud de transición de la interacción total incluye un corrimiento de fase coulombiano σ_l que se

suma al corrimiento de fase nuclear δ_l [3], de modo tal que

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - e^{2i(\delta_l + \sigma_l)}) P_l(\cos \theta) \\ &= \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)e^{2i\sigma_l}(1 - e^{2i\delta_l}) P_l(\cos \theta) + \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - e^{2i\sigma_l}) P_l(\cos \theta) \quad (2.22) \\ &= f_{Nuc}(\theta) + f_{Coul}(\theta). \end{aligned}$$

El primer término de la amplitud de dispersión es similar a la Ec. 2.21 y contiene la información referida a la interacción nuclear, pero modificada por el campo coulombiano mediante el factor $e^{2i\sigma_l}$. El segundo término se identifica con la amplitud de dispersión coulombiana pura $f_{Coul}(\theta)$. Una expresión alternativa para esta amplitud puede hallarse igualando la función de onda ψ_{Coul} con su valor asintótico, sin que sea necesario un desarrollo en ondas parciales [3]. Así, la amplitud de dispersión coulombiana asintótica resulta

$$f_{Coul}(\theta) = -\frac{\eta}{2k} \csc^2(\theta/2) \exp\left[-i\eta \ln(\sin^2(\theta/2)) + 2i\sigma_0(\eta)\right], \quad (2.23)$$

donde η es el parámetro adimensional de Sommerfeld ($\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v = Z_1 Z_2 e^2 \mu / \hbar^2 k$). Al reemplazar esta expresión en la Ec. 2.13, se obtiene la sección eficaz de dispersión coulombiana que resulta igual a la de Rutherford calculada en forma clásica en Ec. 2.10

$$\frac{d\sigma_{Coul}}{d\Omega} = \frac{\eta^2}{4k^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (2.24)$$

La sección eficaz diferencial de la interacción total está dada por $|f_{Coul}(\theta) + f_{Nuc}(\theta)|^2$. Debido a que la sección eficaz de Rutherford diverge a ángulos pequeños (Ec. 2.24), usualmente las secciones eficaces elásticas son presentadas numéricamente en términos del cociente respecto a esta como σ/σ_{Ruth} . Este valor tiende a la unidad para ángulos pequeños.

En este apartado se esbozaron algunos de los elementos de la teoría de la dispersión elástica, sin considerar como la física del núcleo influyen en los parámetros de dicha teoría. En la próxima sección se presentará un modelo nuclear que permite describir la dispersión elástica entre iones pesados.

2.4. Modelo Óptico

El Modelo Óptico es uno de los más simples y más efectivos modelos de interacción nuclear. En casos donde la energía cinética del canal de entrada sea mayor que la barrera

de Coulomb y el parámetro de impacto sea del orden de (o menor que) la distancia de interacción nuclear fuerte, se darán otros procesos de reacción además del elástico. El resultado de dichas interacciones es una disminución del número de partículas dispersadas y, por ende, una disminución de la sección eficaz del proceso elástico.

El Modelo Óptico permite describir las interacciones en procesos de dispersión elástica en términos de un potencial, aun cuando se encuentren abiertos canales no elásticos de reacción que producen una pérdida de flujo del canal de entrada. El término *óptico* radica en la analogía con el fenómeno de dispersión de la luz a través de una esfera de vidrio, donde esta se dispersa y se absorbe. Este modelo resulta útil para procesos donde la absorción es débil, a diferencia de modelos de absorción fuerte, por ejemplo el modelo de difracción de Fraunhofer [37]. En este sentido, ambos resultan complementarios. Sin embargo el Modelo Óptico permite, a través de la solución a la ecuación de Schrödinger, la obtención de la función de onda en todo el espacio; a diferencia de los modelos de absorción fuerte que solo permiten encontrar su expresión asintótica, por fuera del rango de las reacciones nucleares.

La interacción de dos núcleos resulta un problema complejo debido a la gran cantidad de grados de libertad involucrados. El Modelo Óptico reemplaza este problema por uno más simple de dos cuerpos sin estructura que interactúan a través de un potencial U . Excepto por una posible dependencia con el espín de los dos núcleos, este potencial solo depende de la distancia entre los centros de masas de los núcleos interactuantes. En el caso de la dispersión de un nucleón por un núcleo, el potencial óptico tiene un significado análogo al que tiene el modelo nuclear de capas (*shell model*): Describe el mismo tipo de interacción promedio de un nucleón en un campo medio, a través de una transformación de las correlaciones en la interacción nucleón-nucleón por interacciones efectivas entre nucleones [38]. Para dispersión de núcleos compuestos, la interpretación es más complicada. Una diferencia importante con el modelo de capas es que para describir los fenómenos que absorben flujo del canal elástico, el potencial debe ser absoritivo. Esto se logra mediante la inclusión de un término imaginario al término real, por lo que $U(r)$ debe ser complejo

$$U(r) = V(r) + iW(r). \quad (2.25)$$

Toda forma funcional para el potencial óptico $U(r)$ debe cumplir ciertas propiedades generales

Absorción

El potencial $U(r)$ debe ser tal que no produzca aumento del flujo saliente respecto del incidente, esta condición es equivalente a

$$\langle \psi | W | \psi \rangle = \int |\psi|^2 W(r) dr \leq 0, \quad (2.26)$$

donde ψ representa las ondas dispersadas [38]. Esto se satisface siempre si i) $W(r) \leq 0$ para todo valor de r , y ii) se cumpla la condición de contorno $W(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0$, puesto que la absorción debe ser nula a distancias lejanas del centro dispersor. Si bien 1) resulta más restrictivo que la Ec. 2.26, suele adoptarse por precaución en toda forma funcional que adopte el potencial óptico.

Dependencia con la energía y no localidad

Otra propiedad importante en los potenciales efectivos para iones pesados es su dependencia con la energía. La no localidad en las interacciones (no localidad de Feshbach) es equivalente a un potencial dependiente de la energía $U(E)$ [9, 38, 39]. La dependencia en energía debe ser tal que se cumpla la relación de dispersión, este resultado se desarrolla en la sección 2.5.

Forma del potencial óptico

Suele asumirse que el interior de la parte real del potencial es plana y atractiva (negativa) y, debido al corto alcance de las fuerzas nucleares, decae rápida y monótonamente a cero en la región de la superficie. Aun más, debido a que la densidad nuclear de materia es aproximadamente igual en el interior de todos los núcleos, la profundidad del potencial real debería mostrar una constancia similar.

El procedimiento para describir los datos experimentales en términos del potencial óptico consiste en adoptar una forma funcional y variar los parámetros de modo tal que las secciones eficaces calculadas con el potencial ajusten correctamente las experimentales (esto equivale a minimizar el χ^2). A continuación se presentarán los dos tipos de potenciales ópticos utilizados en este trabajo: potencial de Woods-Saxon y potencial de São Paulo.

2.4.1. Potencial de Woods-Saxon

Existen diversas formas analíticas adoptadas para el potencial óptico que cumplen los requerimientos mencionadas previamente. Entre estas, el denominado potencial óptico de Woods-Saxon [40] es el más utilizado para el análisis de la dispersión elástica. Este potencial fenomenológico tiene su expresión dada por

$$U(r) = V_{Coul}(r) - Vf(r, r_0, a) - iW_i f(r, r_{i0}, a_i) - iW_{si} g(r, r_{si0}, a_{si}). \quad (2.27)$$

El primer término de la Ec. 2.27 corresponde al potencial coulombiano de una esfera cargada con radio $R_C = 1.2(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$, donde A_p y A_t son los números másicos del proyectil y blanco respectivamente. El segundo término representa la parte real del potencial nuclear, donde f es el factor de forma de Woods-Saxon

$$f(r, r_0, a) = \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R(r_0)}{a}}}, \quad (2.28)$$

donde $R(r_0)$ es el radio del pozo del potencial, a la difusividad que fija el “ancho” de la superficie y V es la profundidad del potencial real. Es usual representar al radio en función del radio reducido r_0 con $R(r_0) = r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$. La misma expresión es utilizada para los radios de las contribuciones imaginarias.

Se asume para el potencial absorptivo una contribución de volumen y de superficie. El tercer término en la Ec. 2.27 representa la contribución de volumen y tiene la misma forma funcional que la parte real, con $R(r_{i0})$, a_i y W_i el radio, la difusividad y la profundidad de volumen. Suele tomarse para este potencial una forma funcional $(f(r, r_{i0}, a_i))^2$ o “Woods-Saxon cuadrado”. Físicamente, este potencial toma en cuenta la contribución del canal de fusión [41]. Finalmente, se agrega un último término cuyo factor de forma g es proporcional a la derivada del factor de forma de Woods-Saxon f

$$g(r, r_{si0}, a_{si}) = -4a_{si} \frac{df}{dr}(r, r_{si0}, a_{si}), \quad (2.29)$$

multiplicado por la profundidad de superficie W_{si} . Aquí r_{si0} y a_{si} representan el radio y difusividad de superficie. El factor multiplicativo $4a_{si}$ se introduce para que el máximo de g , que se alcanza en $r = R(r_{si0})$, satisfaga $g(r = R(r_{si0}), r_{si0}, a_{si}) = 1$. Este máximo coincide con la zona de la superficie nuclear. Por lo tanto, este término toma en cuenta la absorción debida a los procesos que ocurren en la superficie $r = R(r_{si0})$, tales como excitaciones colectivas y transferencia de nucleones.

La descripción de los datos experimentales utilizando este potencial requiere el ajuste de nueve parámetros: las tres profundidades V , W_i y W_{si} , los radios reducidos r_0 , r_{i0} y r_{si0} y las difusividades a , a_i y a_{si} . Esto equivale a definir una geometría para los núcleos interactuantes. Estos ajustes no están libres de ambigüedades, es decir, que distintas familias de parámetros produzcan resultados similares, incluyendo algunas con valores de los parámetros que carezcan de sentido físico. Por lo tanto, la determinación de una familia de parámetros requiere un proceso secuencial, en algunos casos dejando fijos algunos parámetros extraídos de la literatura.

2.4.2. Potencial de São Paulo

Este potencial es un caso especial de potenciales microscópicos llamados de doble convolución. A diferencia de la descripción fenomenológica del potencial de Woods-Saxon, estos se construyen a partir de interacciones microscópicas nucleón-nucleón. Sea $\Psi_\alpha = \sum_{ij} \psi_{ai} \psi_{Aj} \chi_{ij}(\vec{r})$ la solución de ecuación de Schrödinger considerando un potencial óptico $U(r)$ para la reacción $a+A$, expandida en término de los autoestados internos ψ_{ai} , ψ_{Aj} , donde $\chi_{ij}(\vec{r})$ describe su movimiento relativo para cada estado interno con índices ij . Si $i = j = 0$ denotan el estado fundamental de los núcleos, entonces $\chi_{00}(\vec{r})$ representa la dispersión elástica. Por otra parte, la proyección de este término permite obtener una ecuación exacta de Schrödinger para χ_{00} , pero con un potencial efectivo U_{op} . Al desarrollar el potencial en término de los posibles estados excitados i, j , el término que corresponde al estado fundamental se lo denomina potencial de convolución (*folding*) $V_F(r) = (\psi_{a0} \psi_{A0} | V | \psi_{a0} \psi_{A0})$ donde V es la interacción entre a y A , y los brackets redondeados representan integración sobre todos los grados de libertad internos de ambos núcleos [42].

Si $V = \sum_{i,j} v_{ij}$ es un operador de dos cuerpos, donde los nucleones i están en un núcleo y los nucleones j en el otro, entonces se puede expresar el potencial de doble convolución como

$$V_F(r) = \iint \rho_p(\vec{r}_p) \rho_b(\vec{r}_b) v(\vec{r}_{pb}) d\vec{r}_p d\vec{r}_b. \quad (2.30)$$

Aquí ρ_i es la distribución de los centros de masa de los nucleones en el estado fundamental del i -ésimo núcleo (distribución de densidad), $v(\vec{r}_{pb})$ es la interacción nucleón-nucleón, \vec{r}

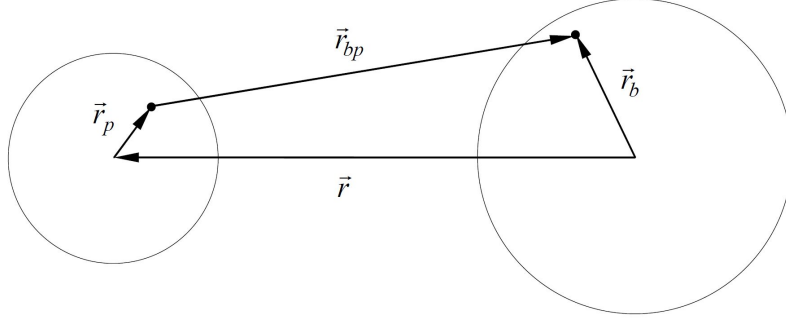


Figura 2.6: Representación de las coordenadas en el potencial de doble convolución.

es la distancia entre los centros de masa de ambos núcleos y el resto de las cantidades se observan en la figura 2.6.

El potencial de São Paulo [43] ha sido exitoso en la descripción de numerosos sistemas [44]. La construcción de este potencial fue obtenida a través de una exhaustiva sistematización de las densidades nucleares. Las densidades de carga y materia para protón, neutrón y nucleón (protón + neutrón) se modelan utilizando la distribución de Fermi de dos parámetros (2pF). La obtención de la distribución de carga se realiza a través de una convolución de la distribución de protones en el núcleo (ρ_p) con la densidad de carga intrínseca del protón. El mismo procedimiento se realiza para la densidad de materia mediante la convolución de la distribución de nucleones en el núcleo con la distribución de materia intrínseca del nucleón, que se asume con la misma forma que para la distribución de carga intrínseca del protón [43]. Las densidades nucleares fueron sistematizadas utilizando modelos de campo medio con correlaciones de *pairing* Dirac-Hartree-Bogoliubov con parámetros NL3 y Dirac-Hartree-BCS [43]. Los parámetros NL3 se ajustan a través de masas y radios extraídos de un conjunto amplio de núcleos que se encuentran en el denominado valle de estabilidad. A través de esto se determinó la difusividad promedio de carga en $a_c=0.53$ fm y las correspondientes a nucleón y densidad de materia en 0.50 y 0.56 fm respectivamente. Respecto al radio R_0 para la distribución de carga, los valores obtenidos mediante DHB muestran valores similares a los experimentales. Las densidades de materia y nucleón poseen radios muy similares, que se encuentran bien descritos por la siguiente relación lineal

$$R_0 = 1.31A^{1/3} - 0.84 \text{ fm.} \quad (2.31)$$

La construcción de un potencial nuclear sistemático para el análisis de las secciones

eficaces elásticas requiere, previamente, postular un modelo para las interacciones entre iones pesados. Debido a la naturaleza no local de las interacciones, se plantea un potencial que cumpla la ecuación integrodiferencial de Schödinger [43, 45]

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\Psi(\vec{r})+[V_C(r)+V_{pol}(r,E)+iW_{pol}(r,E)]\Psi(\vec{r})+\int V(r,r')\Psi(\vec{r}')d\vec{r}'=E\Psi(\vec{r}), \quad (2.32)$$

donde $V_C(\vec{r})$ corresponde a la interacción de Coulomb que se supone local, mientras que $V_{pol}(r,E)$ y $W_{pol}(r,E)$ son las contribuciones que provienen de acoplamientos a canales no elásticos. La no localidad de estos términos, llamada no localidad de Feshbach, está implícita en la dependencia con la energía [9]. $V(r,r')\Psi(\vec{r})$ es la interacción real, cuya no localidad se debe a la no localidad de Pauli e involucra el intercambio de nucleones entre el proyectil y el blanco. A través de un desarrollo en ondas parciales de la función de onda y de cada término del potencial, la Ec. 2.32 puede reescribirse de la siguiente forma

$$\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2u_l(r)}{dr^2}+[E-V_C(r)-V_{pol}(r,E)-iW_{pol}(r,E)-\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu^2}]u_l(r)=\int_0^\infty V_l(r,r')u_l(r)dr'. \quad (2.33)$$

Tal como se mencionó previamente, este potencial es no local. Debido a que el interés último es obtener modelos que puedan compararse con los datos experimentales, el potencial 2.33 se reemplaza por un potencial localmente equivalente V_{LE} mediante la siguiente expresión

$$V_{LE}(r,E)+iW_{LE}(r,E)=\frac{1}{u_l(r)}\int_0^\infty V_l(r,r')u_l(r)dr'. \quad (2.34)$$

La presencia de la función de onda en la Ec.2.34 indica que el potencial localmente equivalente es complejo y, además, dependiente de l y la energía. Sin embargo, este potencial no es absoritivo, es decir $\langle\Psi|W_{LE}|\Psi\rangle=0$. Este hecho puede ser demostrado considerando que la interacción no local es real y simétrica $V_l(r,r')=V_l(r',r)$ [43]. En el caso de neutrón-núcleo, este potencial depende en forma muy débil de l y se obtiene una relación en función de la energía para el potencial de doble convolución. Esta relación puede generalizarse al caso de interacciones ion-ion [39, 43] mediante la expresión dada por

$$V_{LE}(r,E)\approx V_F(r)e^{-4v^2/c^2}, \quad (2.35)$$

donde el exponente en la Ec. 2.35 es

$$v^2 = \frac{2}{\mu}[E - V_C(r) - V_{LE}(r, E)]. \quad (2.36)$$

Desde un punto de vista clásico, esta magnitud está relacionada con la velocidad relativa entre los núcleos (y por tanto, la energía cinética). Para valores de energía cercanos a la barrera coulombiana, $E \approx V_C(r_B) + V_{LE}(r_B, E)$ y $V_{LE}(r, E) \approx V_F(r)$. Sin embargo a medida que la energía aumenta, $V_{LE}(r, E)$ disminuye respecto a $V_F(r)$.

La determinación del potencial de doble convolución requiere una sistematización no solo en las densidades, sino también en la interacción efectiva entre nucleones. Para esto se realiza una aproximación de orden cero para la interacción $v(\vec{r}) \approx V_0\delta(\vec{r})$. El parámetro $V_0 = -456$ MeV se obtiene a través de la comparación con distintos sistemas binarios.

Para la parte imaginaria del potencial nuclear, pueden adoptarse distintas formas funcionales, tales como la de Woods-Saxon. Para el análisis realizado en este trabajo, se utilizó una versión normalizada del potencial de São Paulo cuya parte imaginaria tiene la misma forma funcional que la parte real [14]

$$V_{SP}(R, E) = [N_R(E) + iN_I(E)]V_{LE}(r, E). \quad (2.37)$$

Los coeficientes $N_R(E)$ y $N_I(E)$ son factores de normalización dependientes de la energía que tienen en cuenta los efectos de los potenciales dinámicos de polarización (PDP). Una propiedad importante de los PDP es que son dispersivos, es decir, se encuentran vinculados a través de una relación de dispersión [14]. Una excepción importante a esto es el potencial de polarización dinámico para la transferencia elástica [46]. En la siguiente sección se define el concepto de relación de dispersión y su relación con los potenciales nucleares.

2.5. Relación de dispersión

Una relación de dispersión es un vínculo, a través de una expresión integral, entre la parte real e imaginaria de una magnitud física compleja, que relaciona un proceso dispersivo con uno de absorción [47].

Supóngase un proceso físico en el cual la función de salida (efecto) y la función de entrada están relacionadas mediante una ecuación constitutiva lineal, independiente del tiempo y causal. Tal como se demostrará en esta sección, existe una equivalencia entre

que dicho proceso satisfaga la condición de causalidad y la existencia de una relación de dispersión que vincule causa y efecto [47]. Esta relación, se encuentra en diversos campos de la física. En teoría de dispersión de luz en dieléctricos, el coeficiente complejo de refracción se puede expresar como una integral en el espectro de frecuencias que envuelve el coeficiente de absorción lineal. Una relación análoga se observa en teoría de redes eléctricas con la impedancia [47].

La primera demostración de la equivalencia entre causalidad y dispersión fue dada por Krönig [48]. Para ello asumió implícitamente el comportamiento analítico de la función de dispersión. Por el contrario, Toll [47] llega al mismo resultado sin esta hipótesis. Schützer y Tiomno [49] estudiaron la equivalencia causalidad y relación de dispersión para partículas no relativistas en la década del 50. En el campo de la teoría de dispersión de partículas cargadas, esta relación surge naturalmente del tratamiento microscópico para nucleón-núcleo y conecta la absorción con el factor de cambio de fase (componente de la matriz S). Sin embargo, el nexo con la física nuclear tomó relevancia décadas más tarde, a partir de experimentos de dispersión elástica para energías cercanas a la barrera de Coulomb [9, 50]. A continuación, se determinará la expresión para la relación de dispersión entre la parte real e imaginaria del potencial óptico.

2.5.1. Relación de dispersión y el potencial óptico

La relación de dispersión para interacciones entre núcleos compuestos es análoga a la obtenida en óptica. Sin embargo, la teoría microscópica para interacciones núcleo-núcleo no ha sido desarrollada al mismo grado que para interacciones nucleón-núcleo. No obstante, el potencial óptico debe ser causal y, por tanto, satisfacer la relación de dispersión. El requerimiento de causalidad para la descripción de interacciones entre iones pesados significa que la onda dispersada no puede ser emitida antes de la llegada de la onda incidente.

Tal como se mencionó en la sección 2.4 la no localidad del potencial óptico está implícita a través de su dependencia con la energía. Por otro lado, un potencial dependiente de la energía $U(E)$ en una teoría independiente del tiempo es equivalente a un potencial dependiente del tiempo $\tilde{U}(\tau)$ en una descripción no local en este [9]. La relación que vincula a ambos está dada por la transformada de Fourier

$$\tilde{U}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(E) e^{-iE\tau/\hbar} dE. \quad (2.38)$$

La no localidad en el tiempo significa que el efecto de \tilde{U} en la función de onda $\psi(t)$ a tiempo t depende de $\psi(t')$ a otro tiempo t' y se escribe como

$$\tilde{U}\psi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t-t')\psi(t')dt'. \quad (2.39)$$

Por otra parte, la condición de causalidad significa que $\psi(t)$ solo puede depender de su pasado y no de su futuro, es decir que debe cumplirse que $t' \leq t$, es decir

$$\tilde{U}(\tau) = 0 \quad \text{si } \tau < 0 \quad (\tau = t - t') \quad (2.40)$$

Para obtener la relación de dispersión en $U(E)$ se utilizan las Ecs. 2.39 y 2.40 en la inversa de la transformada de Fourier 2.38. Aplicando el teorema de Cauchy-Goursat sobre la integral

$$\oint_C \frac{U(E')}{E' - E} dE', \quad (2.41)$$

en un contorno C tal que la función sea analítica en él (los detalles de esta demostración se encuentran en la referencia [50]), se obtiene la relación entre la parte real e imaginaria del potencial óptico

$$V(r, E) = V_0(r, E) + \frac{1}{\pi} \mathbf{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE', \quad (2.42)$$

donde \mathbf{P} es el valor principal de Cauchy. Es importante destacar que $V(r, E)$ y $W(r, E)$ representan las componentes real e imaginario del potencial localmente equivalente. Es usual asumir que tanto este como el potencial óptico (no local en las coordenadas espaciales) obedecen la misma relación de dispersión [9].

2.5.2. Anomalía de umbral y anomalía de umbral de quiebre

El término *anomalía de umbral* o TA por sus siglas en inglés (*threshold anomaly*) refiere a una rápida y localizada variación del potencial óptico $U(E, r) = V(r, E) + iW(r, E)$ con la energía en la zona de la barrera de repulsión coulombiana.

Esta anomalía fue notada por primera vez por Lilley et al. [51] en el análisis del potencial óptico de la distribución elástica del sistema $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, para energías cercanas

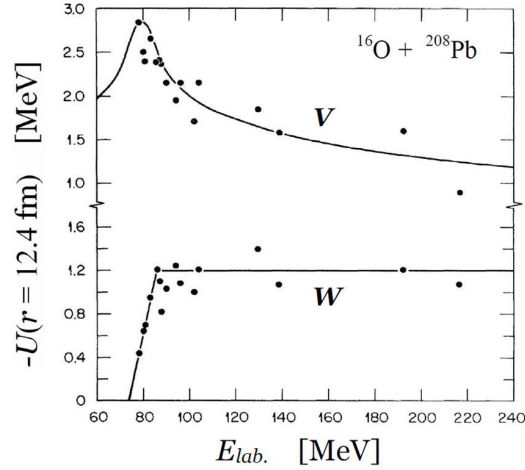


Figura 2.7: Potencial real $V(E)$ e imaginario $W(E)$ en función de la energía para el sistema $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, extraído de [9]. Los puntos corresponden al ajuste de las distribuciones angulares de dispersión elástica, evaluados en $r = 12.4$ fm. La línea continua en el gráfico inferior corresponde a la parametrización propuesta para $W(E)$ por [52], mientras que la línea superior corresponde al resultado del cálculo de $V(E)$ a través de la relación de dispersión de la Ec. 2.42.

a la barrera coulombiana ($V_C = 74$ MeV en el sistema laboratorio). El potencial se obtuvo ajustando las partes real e imaginaria del potencial óptico para $r = 12.4$ fm en función de la energía de bombardeo. Los puntos obtenidos se muestran en la figura 2.7. Se observó que el potencial imaginario $W(E)$ saturaba para valores de $E_{lab} > V_C$ y que decrecía a medida que la energía de bombardeo disminuía a valores menores que V_C . Este comportamiento era el esperado y pudo interpretarse, en forma cualitativa, por el cierre de canales no elásticos debido a la repulsión coulombiana para energías por debajo de la barrera. En la misma región, se observó un rápido crecimiento en el potencial real $V(E)$ que luego comienza a disminuir para formar un máximo con forma de campana en la zona de la barrera coulombiana. El comportamiento para la parte real no era el esperado y fue referido como “anómalo” debido a que se esperaba que la intensidad del potencial real se mantuviera constante tal como ocurría para energías superiores a la barrera coulombiana. Sin embargo, luego fue interpretado como un acompañamiento necesario a la variación de absorción. La absorción de flujo del canal elástico implica la presencia de otros canales de reacción que se acoplan al canal elástico, que a su vez producen un cambio en el potencial real, el cual puede ser interpretado como un “potencial de polarización dinámico”. A energías por debajo de la barrera, estos otros procesos o excitaciones son mayormente virtuales.

El acoplamiento de canales no elásticos al canal elástico produce un potencial dinámico de polarización real atractivo cuyo efecto neto es el aumento de la intensidad de $V(E)$ en este rango de energías [9].

El potencial real puede ser escrito como $V(r, E) = V_0(r, E) + \Delta V(r, E)$, donde $\Delta V(r, E)$ es el potencial dinámico de polarización. Debido a que el potencial es causal, entonces $V(r, E)$ y $W(r, E)$ deben estar vinculados por una relación de dispersión [50, 52], dado por Ec. 2.42; de esta forma el potencial dinámico de polarización se expresa en términos de $W(E)$ como

$$\Delta V(r, E) = \frac{1}{\pi} \mathbf{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE'. \quad (2.43)$$

El fenómeno de *anomalía de umbral* (TA) en el potencial real ha sido comprobado a través del análisis exhaustivo de múltiples sistemas binarios con núcleos fuertemente ligados y se concluyó [9] que el mismo es consecuencia de la relación de dispersión entre las partes real e imaginaria del potencial óptico.

A diferencia de los sistemas fuertemente ligados, donde la TA fue establecida en forma concluyente, los estudios en sistemas donde uno de los núcleos es débilmente ligado han mostrado resultados contradictorios [10–26]. Una posible explicación para este efecto es un acoplamiento del canal de quiebre cuyo resultado es la aparición de un potencial de polarización repulsivo que inhibe la TA [19, 53]. Para este tipo de sistemas, un nuevo tipo de anomalía ha sido propuesto [13, 20, 54, 55], llamada *anomalía de umbral de quiebre* [14, 56] o BTA por sus siglas en inglés (*breakup threshold anomaly*). En este caso, el acoplamiento del canal de quiebre se refleja en un incremento de la intensidad de $W(r, E)$ en función de la energía en la región sub-coulombiana. Como consecuencia de la relación de dispersión, esto implica una disminución de $V(r, E)$ en esa misma región. Un ejemplo de BTA se muestra en la figura 2.8, extraída del trabajo de Hussein et al [14] para el comportamiento de los coeficientes real e imaginario del potencial de São Paulo para la dispersión elástica del sistema ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$. La línea continua en el gráfico inferior representa una posible parametrización de $N_I(E)$ que ajusta los datos experimentales, mientras que en el gráfico superior se muestra la línea calculada mediante la relación de dispersión. Se observa en esta figura un crecimiento de la parte imaginaria conforme la energía disminuye respecto a la barrera coulombiana y un decrecimiento de la parte real. Debido a que el acoplamiento del

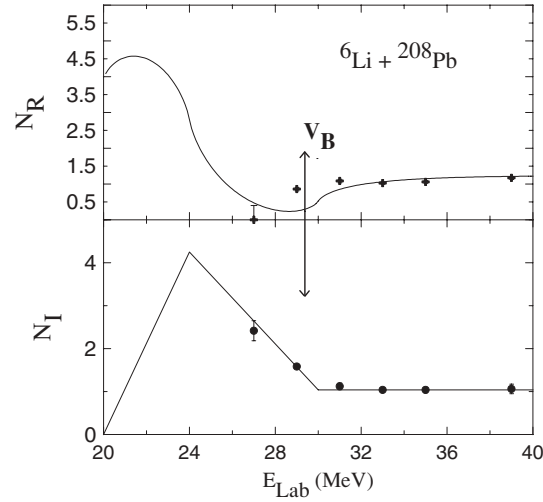


Figura 2.8: Coeficientes $N_R(E)$ y $N_I(E)$ del potencial de São Paulo en función de la energía para el sistema ${}^6\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$, extraído de [14]. V_B es la barrera de Coulomb.

canal de quiebre continúa siendo importante aún en estas energías, el umbral deja de ser la barrera y se desplaza a valores menores [14]. Un comportamiento compatible con la BTA ha sido observado en las reacciones inducidas por proyectiles de ${}^6\text{Li}$ en ${}^{58}\text{Ni}$ [15], ${}^{80}\text{Se}$ [16], ${}^{144}\text{Sm}$ [17], ${}^{208}\text{Pb}$ [14] y también para ${}^9\text{Be}$ en ${}^{80}\text{Se}$ [57] y ${}^{64}\text{Zn}$ [21]. Por otro lado, las reacciones con proyectiles de ${}^7\text{Li}$ en ${}^{59}\text{Co}$ [18], ${}^{80}\text{Se}$ [16], ${}^{138}\text{Ba}$ [13], ${}^{144}\text{Sm}$ [17] y ${}^{208}\text{Pb}$ [19] muestran el comportamiento usual de anomalía de umbral (TA) de sistemas fuertemente ligados. Finalmente, en otros sistemas que involucran estos núcleos débilmente ligados, no se ha podido extraer conclusiones definitivas en lo que respecta a estos dos tipos de anomalía. Estos incluyen los casos de ${}^6\text{Li}$ en ${}^{27}\text{Al}$ [10], ${}^{64}\text{Ni}$ [11], ${}^{112}\text{Sn}$ - ${}^{116}\text{Sn}$ [12], ${}^{138}\text{Ba}$ [13], ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ [20] y ${}^9\text{Be}$ en ${}^{12}\text{C}$ [26], ${}^{27}\text{Al}$ [22], ${}^{120}\text{Sn}$ [1] y ${}^{144}\text{Sm}$ [23].

Estos resultados muestran que la influencia del canal de quiebre sobre el potencial óptico aún no ha sido determinada de forma sistemática. Por lo tanto, la obtención de datos experimentales de dispersión elástica en sistemas que involucran núcleos débilmente ligados resulta de gran utilidad.

2.6. Modelos de fusión

En esta sección se presenta una descripción de los modelos teóricos que se utilizarán para comparar las secciones eficaces experimentales. El primer modelo se basa en una

descripción estadística para la formación y decaimiento de los núcleos compuestos. El segundo utiliza potenciales de interacción que permiten, mediante la solución de la ecuación de Schrödinger, determinar la función de onda del sistema y las sección eficaz de fusión.

2.6.1. Modelo estadístico del núcleo compuesto

El formalismo utilizado para el cálculo de las secciones eficaces fue desarrollado por Hauser y Feshbach [58]. La hipótesis principal se basa en la independencia de la formación y decaimiento para núcleos compuestos [37], en la cual la probabilidad de que el núcleo compuesto —formado a una dada energía de excitación, un determinado momento angular y paridad— decaiga en alguno de los distintos modos es independiente de los otros y también del canal de entrada. La expresión para la sección eficaz de un determinado canal de salida β a partir de un dado canal de entrada α esta dada por

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_J \sigma_J(\alpha) \frac{\Gamma_J(\beta)}{\Gamma_\beta}, \quad (2.44)$$

donde $\sigma_J(\alpha)$ es la sección eficaz del canal α con momento angular J , $\Gamma_J(\beta)$ representa el ancho parcial del nivel de energía vinculado al decaimiento de núcleo compuesto con momento angular J para el canal β y Γ es el ancho total correspondiente a todos los posibles canales de salida (el ancho se define como la inversa de la vida media, en unidades de energía, a través del principio de incertidumbre $\Gamma = \hbar/\tau$). La sección eficaz de formación de núcleo compuesto para un determinado momento angular J está determinada por

$$\sigma_J(\alpha) = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \frac{(2J+1)}{(2s_1+1)(2s_2+1)} T_J(\alpha). \quad (2.45)$$

Aquí k_α representa el número de onda asociado al movimiento relativo en el canal α ; s_1 y s_2 son los espines intrínsecos de los núcleos y $T_J(\alpha)$ es el coeficiente de transmisión del respectivo canal con momento angular total J que resulta de realizar las correspondientes sumatorias sobre l y S

$$T_J(\alpha) = \sum_{l=|J-S|}^{J+S} \sum_{S=|s_1-s_2|}^{s_1+s_2} T_{lSJ}(\alpha), \quad (2.46)$$

siendo S el espín resultante de acoplar s_1 con s_2 y l el momento angular orbital. $T_{lSJ}(\alpha)$ representa el coeficiente de transmisión que describe la probabilidad de formación del

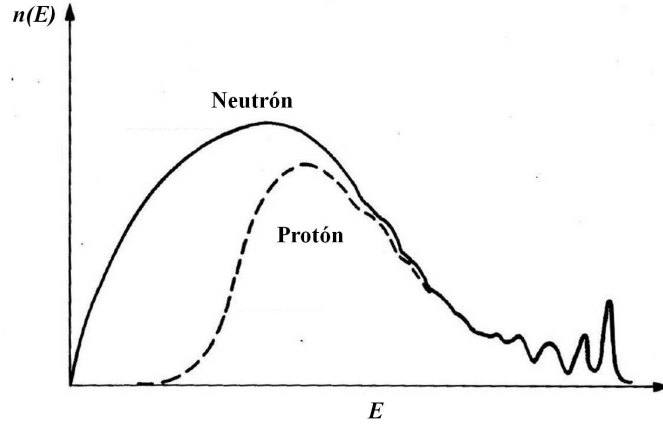


Figura 2.9: Espectros de neutrón y protón evaporados a partir de un núcleo compuesto en función de la energía. Esta figura fue extraída de [37].

núcleo compuesto con momento angular total J para una dada onda parcial descrita por l y S . Reemplazando la Ec. 2.46 en Ec. 2.45, se obtiene una expresión para la sección eficaz dada por

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} [(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)]^{-1} \sum_J (2J + 1) \frac{T_J(\alpha)T_J(\beta)}{\sum_{\lambda} T_J(\lambda)}. \quad (2.47)$$

El índice λ hace referencia a cualquier canal de salida de dos cuerpos, caracterizado por sus estados cuánticos discretos. De esta forma, λ puede interpretarse como un indicador del tipo de partícula emitida y, en consecuencia, del núcleo residual.

La probabilidad de decaimiento hacia un determinado estado de un determinado núcleo final es proporcional al producto de la energía E_{β} de la partícula emitida y la sección eficaz para el proceso inverso de captura [37]. Para valores de energía de la partícula emitida E_{β} altos, la probabilidad de decaimiento de ese canal particular no aumenta de la misma forma. Sin embargo, el número de niveles disponibles para el núcleo residual sí lo hace rápidamente a medida que su energía de excitación aumenta. Por el contrario, cuando la energía emitida se vuelve pequeña, la penetrabilidad de la partícula se vuelve un factor importante y la probabilidad del decaimiento disminuye rápidamente. Para neutrones, por ejemplo, el espectro de evaporación a partir del núcleo compuesto en función de la energía muestra que la probabilidad de decaimiento hacia un estado particular es proporcional a $E_{\beta}^{1/2}$ para bajas energías, mientras que para partículas cargadas existe un corte debido a repulsión coulombiana, tal como se observa en la figura 2.9.

Estos espectros son similares a distribuciones de Maxwell en energía de partículas emitidas a través de un orificio de un contenedor de gas en equilibrio térmico. Esto sugiere que la distribución en energía del núcleo residual puede ser tratada como un sistema termodinámico [37]. La densidad de niveles (dependiente del espín) del núcleo residual puede establecerse a través de modelos fenomenológicos [59, 60]

$$\rho_\lambda(\epsilon, I) = \bar{\rho}_\lambda(\epsilon) \frac{(2I+1)}{2\sigma_\lambda^2} \exp\left(-\frac{I(I+1)}{2\sigma_\lambda^2}\right), \quad (2.48)$$

donde $\bar{\rho}_\lambda(\epsilon)$ es la densidad de niveles total a la energía de excitación *epsilon* (sumado sobre todos los valores de espín I) y σ_λ es el parámetro de corte de espín, que puede expresarse en función del momento de inercia Θ_{rig} y la temperatura residual del núcleo T como: $\sigma_\lambda^2 = \Theta_{rig}T/\hbar^2$. El término exponencial decreciente da cuenta que a medida que crece el momento angular I , menor resulta la energía de excitación disponible para el movimiento térmico del sistema. Para obtener la expresión de la sección eficaz de reacción para el canal de salida β en función del canal de entrada α en la región del continuo, se define la sección eficaz diferencial de dicho proceso con energía cinética ϵ y espín residual I como

$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\epsilon_\beta}\right) = \sum_J \frac{\sigma_J(\alpha)\rho_\beta(\epsilon - S_\beta - \epsilon_\beta, I)T_J(\epsilon_\beta, I)}{\sum_\lambda \sum_{I'} \int_0^{\epsilon - S_\lambda} \rho_\lambda(\epsilon - S_\lambda - \epsilon_\lambda, I')T_J(\epsilon_\lambda, I')d\epsilon_\lambda}, \quad (2.49)$$

donde S_β es la energía de separación en el canal β . Esta expresión puede simplificarse si no se requiere especificar el espín del estado final. En tal caso, se define un coeficiente de transmisión promedio

$$\bar{T}_J(\epsilon_\lambda) = \sum_I \frac{(2I+1)}{\sigma_\lambda^2} \exp\left(-\frac{I(I+1)}{2\sigma_\lambda^2}\right) T_J(\epsilon_\lambda, I). \quad (2.50)$$

Cada $T_J(\epsilon_\lambda, I)$ está acompañado de un factor de peso dado por la densidad para el espín I . Para simplificar aun más la expresión de la sección eficaz diferencial (Ec. 2.49) se define una función de transmisión integrada en energía para el canal λ como

$$F_J(\lambda) = \sum_I \int_0^{\epsilon - S_\lambda} \rho(\epsilon_\lambda, I)T_J(\epsilon_\lambda, I)d\epsilon_\lambda = \int_0^{\epsilon - S_\lambda} \bar{\rho}_\lambda(\epsilon - S_\lambda - \epsilon_\lambda)\bar{T}_J(\epsilon_\lambda)d\epsilon_\lambda. \quad (2.51)$$

Insertando las Ec. 2.50 y 2.51 en la Ec. 2.49, se obtiene la sección eficaz diferencial de producción del canal β con energía cinética ϵ_β como

$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\varepsilon_\beta} = \bar{\rho}_\beta(\epsilon - S_\beta - \varepsilon_\beta) \sum_J \frac{\sigma_J(\alpha)\bar{T}_J(\varepsilon_\beta)}{\sum_\lambda F_J(\lambda)} \quad (2.52)$$

Finalmente, integrando sobre todas las energías cinéticas ε_β , se obtiene la sección eficaz total para el canal β

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_J \frac{\sigma_J(\alpha)F_J(\beta)}{\sum_\lambda F_J(\lambda)}. \quad (2.53)$$

Los coeficientes $\bar{T}_J(\lambda)$ se calculan generalmente a través del Modelo Óptico cuando el canal λ corresponde a la emisión de partículas livianas (nucleones y partículas α).

Existen diversos códigos numéricos que permiten obtener las secciones eficaces descritas en este apartado. En este trabajo se utilizó el código PACE [61] el cual utiliza el método de Montecarlo que permite seguir el decaimiento de cada evento.

2.6.2. Modelo de penetración de barrera unidimensional

En procesos donde se encuentran abiertos distintos canales de reacción inelásticos, se produce una absorción del flujo de partículas del canal elástico. Considerando el formalismo utilizado en la sección 2.3, el efecto de la absorción se modela con el agregado de un factor de elasticidad en el elemento de la matriz S , $\eta e^{2i\delta_l}$. La relación entre los flujos incidentes y salientes en la zona donde se produce la interacción nuclear determina el coeficiente de transmisión T_l vinculado a cada onda parcial y, por ende, al factor de elasticidad. Por lo tanto, puede definirse la sección eficaz de los procesos absorptivos (en particular la fusión) en función de los coeficientes de transmisión

$$\sigma_R(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-|\eta_l|^2). \quad (2.54)$$

Los factores $T_l = (1-|\eta_l|^2)$ pueden ser tomados como los coeficientes de transmisión de la onda del canal de entrada hacia canales no elásticos. Para valores $|\eta_l| = 1$, resulta $T_l = 0$ y la dispersión es perfectamente elástica, mientras que si $|\eta_l| = 0$, la onda esférica saliente desaparece y σ_R es máximo.

En el caso de la sección eficaz de fusión σ_{fus} , la expresión en ondas parciales es análoga a la Ec. 2.54, donde se reemplaza el coeficiente de transmisión por la probabilidad $P_l(E)$ de que se conduzca a la fusión a partir de una determinada onda del canal de entrada. Esta

puede definirse como $P_l(E) = T_l(E)P_l^{fus}$, donde P_l^{fus} es la probabilidad de que la onda extraída del canal de entrada efectivamente produzca fusión. Para energías cercanas a la barrera, la fusión es el canal de reacción relevante, por lo tanto $P_l^{fus} \cong 1$ y $P_l(E) = T_l(E)$.

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1)T_l(E) \quad (2.55)$$

El modelo más simple para el estudio de fusión nuclear es el de penetración de una barrera unidimensional. En este caso, el potencial de interacción total, en función de l , se encuentra definido por:

$$V_l(r) = V_N + V_C + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}. \quad (2.56)$$

Si bien la dependencia radial de la barrera de fusión se vuelve muy asimétrica para energías muy por debajo de la barrera, en la región donde esta difiere poco del máximo $dV_l/dr|_{R_{bl}} = 0$ se puede representar como una parábola invertida alrededor de R_{bl} con altura V_{bl} y curvatura $\hbar\omega_l$. En este caso, la expresión para el coeficiente de transmisión está dado por [62]

$$T_l(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}(V_{bl} - E)\right) \right]^{-1}, \quad (2.57)$$

con

$$\hbar\omega_l = \left[\frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2 V_l}{dr^2} \right]_{r=R_{bl}}^{1/2}. \quad (2.58)$$

Suponiendo que la curvatura y el radio de la barrera son independientes de l , es decir $\hbar\omega_l \cong \hbar\omega_{l=0} = \hbar\omega$ y $R_{bl} \cong R_{bl=0} = R_b = R_b(E)$ se obtienen los coeficientes de transmisión y, por medio de Ec. 2.55, la sección eficaz de fusión. La sumatoria puede aproximarse por una integral en la energía, obteniéndose una expresión simplificada

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\hbar\omega R_b^2}{2E} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - V_b)\right) \right], \quad (2.59)$$

donde $V_b = V_{b0}$. Suele utilizarse R_b como el punto medio entre el radio correspondiente al máximo de la barrera y el correspondiente al punto de retorno coulombiano [63].

Este modelo suele subestimar las secciones eficaces de fusión observadas experimentalmente para energías subcoulombianas. Un modelo más realista debe incorporar otros

efectos. El modelo de Wong [64] considera la posibilidad de deformación permanente de los núcleos interactuantes. En este caso, los coeficientes de transmisión tienen una dependencia angular como consecuencia que el potencial de interacción es función de la orientación relativa de los núcleos. También se deben considerar acoplamientos a otros canales de reacción, cuyo efecto es una fluctuación de la barrera de interacción coulombiana, lo que se traduce en barreras de distintas alturas que la correspondiente al caso desacoplado e implica, generalmente, un incremento en la sección eficaz de fusión.

2.6.3. Modelo de canales acoplados en reacciones de núcleo compuesto

El tratamiento de canales acoplados para determinar la sección eficaz de fusión consiste en la resolución del conjunto de ecuaciones dadas por A.10 para todos los canales de reacción. Con el objeto de simplificar el problema, se considera el problema en una sola dimensión y que el potencial de interacción y la masa reducida son esencialmente iguales para todos los canales: $\mu_\alpha \equiv \mu$ y $U_{aA,aA}(\bar{R}) = U_{\alpha,\alpha'}(\bar{R}) \equiv \frac{2\mu}{\hbar^2} V(x)$, donde $\alpha = a + A$ y $\alpha' = a' + A'$ son los canales de entrada y salida.

Las Ecs. A.10 pueden ser desacopladas si se asume que la matriz de acoplamiento es factorizable como el producto de una función que depende solo de la coordenada de movimiento relativo y otra que depende únicamente de las coordenadas intrínsecas de los núcleos [65]: $U_{\alpha,\alpha'}(x) = \frac{2\mu}{\hbar^2} F(x) G_{\alpha,\alpha'}$. Si se realiza un cambio de coordenadas en la base que diagonaliza la matriz de acoplamiento, de modo tal que $\phi_\alpha(x) = \sum_{\alpha'} P_{\alpha,\alpha'} \chi_{\alpha'}(x)$, se obtienen un conjunto de ecuaciones desacopladas

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - (E - \epsilon_a - \epsilon_A - \lambda_\alpha(x)) \right] \phi_\alpha(x) = 0, \quad (2.60)$$

con $\lambda_\alpha(x)$ los autovalores de la matriz unitaria P . El problema de canales acoplados se ha reducido a resolver un sistema desacoplado de ecuaciones vinculadas a barreras de potencial dadas por $[V(x) + \epsilon_a + \epsilon_A + \lambda_\alpha(x)]$.

El problema debe satisfacer las condiciones de contorno asintóticas (valores grandes de x). Estas se cumplen si se hace uso de la aproximación adiabática ($\epsilon_a, \epsilon_A \ll E$) y, además, se supone que $\lambda_\alpha(x) \ll E$. El coeficiente de transmisión total está dado por la suma de los coeficientes para cada una de las barreras con un factor de peso $|P_{\alpha,0}|^2$ que asocia el canal

de entrada con los autoestados de la matriz de acoplamiento correspondientes a $\lambda_\alpha(x)$

$$T_l = \sum_{\alpha} |P_{\alpha,0}|^2 T_l(E, V(x) + \lambda_\alpha(x)). \quad (2.61)$$

Existen distintas aproximaciones para hallar los coeficientes T_l para cada barrera de potencial. Para interacciones relativamente débiles se puede realizar la aproximación de acoplamiento constante en la cual se supone que $F(x)$ es constante en los alrededores de la barrera del sistema y los potenciales de interacción pueden ser aproximados por una parábola invertida, en forma análoga al caso unidimensional [65]. Para sistemas donde el acoplamiento es intenso la diagonalización debe realizarse en la región de la barrera, obteniéndose factores $|P_{\alpha,0}(R)|^2$. El radio R puede ser la posición de la barrera no perturbada o la posición promedio del conjunto de nuevas barreras [66]. También existen distintos enfoques para el cálculo de los coeficientes de transmisión en las múltiples barreras. Uno de ellos consiste en un tratamiento perturbativo del potencial en las proximidades de la barrera no perturbada [66]. Otro enfoque propone la diagonalización de la matriz de acoplamiento para cada valor de la separación entre núcleos. De esta forma se obtienen autovalores dependientes de la coordenada de posición. Luego, la posición radial de cada barrera se obtiene a través de la determinación de su respectivo máximo.

En este capítulo se presentaron los conceptos fundamentales y modelos que sirven de marco teórico para este trabajo. Estos se utilizarán en el capítulo 5 para contrastar los datos experimentales. En el próximo capítulo se expondrán los procedimientos experimentales utilizados para la medición de los canales de reacción.

Capítulo 3

Desarrollo experimental

En este capítulo se desarrollan las técnicas experimentales utilizadas para las mediciones de la dispersión elástica, inelástica, fusión y transferencia del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$.

La medición de los canales elásticos e inelásticos se llevó a cabo a través de la detección del número de núcleos correspondientes a cada canal mediante un sistema de doce detectores de silicio del tipo *barrera de superficie*. La posición angular de los detectores se varió de modo tal de obtener las secciones eficaces en un intervalo angular de 20° a 170° , según la energía de bombardeo. Esta etapa fue realizada en tres períodos de irradiación para un total de 12 semanas, con 14 horas de irradiación por día.

Por otra parte, las secciones eficaces de los canales de fusión completa, incompleta y transferencia se determinaron a través de la medición *off line* de los residuos de fusión-evaporación generados a través de la irradiación del blanco de ${}^{197}\text{Au}$ para distintas energías de bombardeo. La elección de esta técnica se debe a las características del sistema estudiado: i) los residuos de evaporación emiten rayos gamma de alta intensidad, ii) las vidas medias de dichos productos son del orden de las horas y iii) el alto número atómico ($Z = 79$) restringe los canales de evaporación casi exclusivamente a la emisión de neutrones. Esta segunda etapa de experimentos fue realizada en cuatro períodos con un total de ocho semanas de irradiación.

En la primera sección se presenta una breve descripción del acelerador TANDAR utilizado para la producción de haces de ${}^9\text{Be}$. La segunda y tercera sección detallan las principales características de los detectores utilizados en cada experimento, el sistema de procesamiento de señales asociado y los procedimientos experimentales llevados a cabo.

3.1. Acelerador TANDAR

El acelerador de iones pesados TANDAR, ubicado en el Centro Atómico Constituyentes, es una instalación perteneciente a la Gerencia de Investigación y Aplicaciones de la Comisión Nacional de Energía Atómica. Es un acelerador electrostático vertical tipo tándem, con un generador tipo *pelletron* de 20 MV, contenido en una torre de hormigón de aproximadamente 70 m de altura. Un esquema del mismo se muestra en la figura 3.1

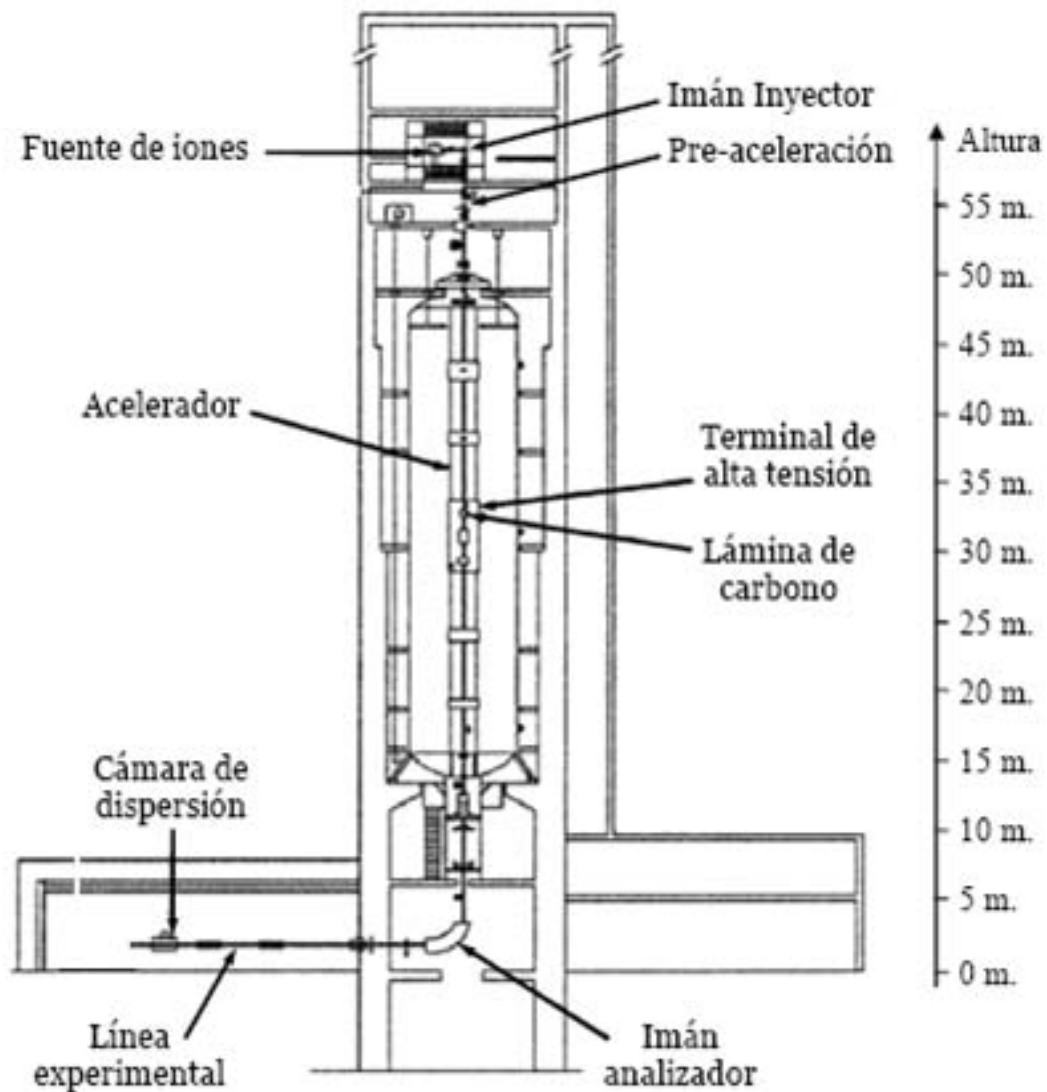


Figura 3.1: Esquema del acelerador de iones pesados TANDAR.

En la parte superior se encuentra la fuente de iones en la cual se coloca el material

que contiene el elemento del cual se quiere generar un haz de iones. El material se ubica en un cátodo que se encuentra a un potencial de aproximadamente -3 kV respecto de la fuente. Se introduce vapor de cesio (elemento de muy baja electronegatividad), y este es ionizado positivamente por un filamento caliente. Debido a la diferencia de potencial, los iones de Cs^+ se aceleran hacia el cátodo y colisionan con la superficie del material de la muestra desprendiendo átomos y/o moléculas de esta por un proceso conocido como *sputtering* (salpicado). Asimismo, una fina capa de cesio condensa sobre la superficie de la muestra, favoreciendo la transferencia de electrones del cesio a los iones emergentes. Los iones negativos son entonces acelerados, primero por el mismo potencial del cátodo y luego por el potencial de una lente de extracción de aproximadamente 12 kV. A continuación el imán inyector de 90° realiza una selección según la rigidez magnética. El campo magnético es normal a la trayectoria de los iones incidentes, provocando sobre los iones una fuerza de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ normal a la velocidad \vec{v} y al campo magnético \vec{B} . Por lo tanto, la trayectoria de los iones es circular, con un radio dado por

$$\rho = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{2mE}}{qB}. \quad (3.1)$$

Dado que en esta etapa todos los iones tienen la misma energía cinética ($E = 15 \text{ keV}$) y carga ($q = -e$), la condición de la Ec. 3.1 equivale a una selección en masa. A continuación, un potencial de preaceleración $V_p = -200 \text{ kV}$ dirige los iones negativos hacia la entrada del acelerador principal. A mitad del acelerador se encuentra el terminal de alta tensión V_T . Debido a que el estado de carga de los iones que ingresan a la columna aceleradora es $q = -e$, la energía cinética en el terminal de alta tensión es igual a $e(V_T + V_p)$. Allí atraviesan una delgada lámina de carbono (*stripper*) perdiendo tanto su electrón adicional como una cantidad q de sus electrones orbitales. De este modo, los iones moleculares que pierden sus electrones de valencia se disocian en átomos individuales. Los iones, ahora con carga $+qe$, son acelerados nuevamente desde el mismo terminal hacia el potencial de tierra y son enfocados en la entrada de un segundo imán, llamado imán analizador. Por lo tanto, la energía cinética final alcanzada por los iones es

$$E = e[(V_T + V_p)m/M + V_Tq], \quad (3.2)$$

donde M es la masa de la molécula sintonizada en el imán inyector y m la masa atómica

seleccionada en el imán analizador. Dado que de la lámina de carbono los iones no emergen todos con carga q , sino que lo hacen con varios estados de carga dados por una distribución con probabilidad $P(q)$, se obtiene una distribución de energías del haz de iones en la entrada del imán analizador, donde se realiza una última selección. Este posee un radio de curvatura de $\rho = 2$ m y la intensidad del campo magnético \vec{B} que genera puede ser ajustada hasta un máximo de 16 kG (1,6 T). De acuerdo con la Ec. 3.1, se puede ajustar el campo magnético de este imán para seleccionar un valor de energía determinado. El imán analizador es doblemente enfocante, con distancias de foco objeto e imagen de $2\rho = 4$ m. En el foco objeto se dispone una ranura de entrada variable (*slit-03*) que en los experimentos de este trabajo se ajustó en $\Delta x = 3$ mm. Las corrientes eléctricas inducidas por el haz en los limitadores metálicos de esta ranura proveen las señales de realimentación para la regulación de la tensión de terminal V_T , la cual determina la energía del haz. Esto implica una dispersión en el radio de giro de $\Delta\rho = \Delta x/3 = 1$ mm y, por ende, una dispersión relativa en la energía del haz de $\Delta E/E = 2\Delta\rho/\rho = 10^{-3}$.

El imán analizador se rota mecánicamente para ubicarse en la línea experimental correspondiente. En el caso del presente trabajo se usó la línea de la cámara de dispersión multipropósito. El haz de iones se orienta mediante dipolos (*steerers*) y se enfoca mediante cuadrupolos magnéticos, para incidir en el centro de la cámara de dispersión, donde se ubica el blanco. Dentro de la cámara se disponen los detectores necesarios para medir las reacciones nucleares de interés. Para lograr un correcto transporte del haz, es necesario que en todo su recorrido por los tubos de aceleración y las líneas experimentales el vacío sea mejor que 10^{-7} Torr. Por otro lado, para proveer la aislación eléctrica necesaria, los tubos de aceleración se encuentran en el interior de un tanque de gas aislante. Para esto se utiliza una mezcla de nitrógeno (N_2), dióxido de carbono (CO_2) y hexafluoruro de azufre (SF_6) presurizado a 5 atmósferas.

En los experimentos realizados en este trabajo, el haz fue extraído de la fuente de iones en la forma molecular ${}^9\text{Be}^{16}\text{O}^-$ ($M = 25$ uma). La ventaja del haz molecular es una mayor corriente en la fuente de iones que el haz atómico ${}^9\text{Be}^-$. Con el haz molecular se alcanzaron corrientes entre 0,5 y 1 μA en la copa de Faraday siguiente al imán inyector (FC-01), aproximadamente 50 veces más que con el haz atómico. Sin embargo, al romperse la molécula en el *stripper* del terminal ambos átomos se repelen electrostáticamente entre sí (explosión coulombiana). Dado que el átomo de interés, ${}^9\text{Be}$, es más liviano que el

^{16}O (a diferencia de lo que ocurre con otros haces más pesados), este es emitido con un ángulo demasiado grande y no puede ser reenfocado en su totalidad por los cuadrupolos del terminal. De este modo, se producen importantes pérdidas de partículas. Este efecto se hace más notorio a bajas tensiones de terminal para las cuales la aceleración longitudinal es menor y, por tanto, menos eficiente el enfoque.

Para los haces de menor energía ($E \leq 32$ MeV) se sintonizó el estado de carga $q = 3+$ en el imán analizador. Este estado de carga tiene el mayor rendimiento (63 %-73 %) en la distribución que se produce en el *stripper*, permitiendo alcanzar corrientes entre 10 y 40 nA en la copa de Faraday siguiente al imán analizador (FC-03). Dado que la máxima tensión de terminal del acelerador estuvo limitada a $V_T \sim 10$ MV, los haces de energías entre 33 MeV y 43 MeV fueron sintonizados con el estado de carga $q = 4+$ que tiene menor rendimiento (8 %-13 %) pero permite alcanzar estas energías. En este caso, las corrientes alcanzadas fueron entre 8 y 25 nA en FC-03. Para las energías más altas, se extrajo el haz atómico ^9Be ($M = 9$ uma). De este modo, se logra mayor aceleración en el sector de baja energía del acelerador tándem. Asimismo, dada la mayor energía en el terminal de alta tensión, es mayor la probabilidad de producir el estado de carga $q = 4+$ (41 %-47 %), compensando parcialmente la menor producción de los haces negativos atómicos. Con el haz atómico se evitan también las pérdidas de partículas por la explosión coulombiana en el *stripper*. Para esta condición se lograron corrientes entre 2 y 6 nA en FC-03.

3.2. Medición de secciones eficaces de procesos elásticos e inelásticos

3.2.1. Detectores de barrera de superficie de silicio

La interacción entre una partícula cargada y un semiconductor se da principalmente a través de los electrones del material. Esto produce, en el marco de la teoría de bandas, pares electrón-hueco ($e-h$). La naturaleza de la interacción es probabilística, por lo tanto, partículas cargadas con idéntica energía, no producirán necesariamente el mismo número N de pares, sino que tendrán una distribución alrededor de un determinado valor medio. La energía media ϵ a temperatura ambiente necesaria para la creación de un par es de 3,8 eV en Si y 3,0 eV en Ge. Esto es una ventaja de los detectores semiconductores en

relación con los gaseosos, donde el valor típico requerido para generar un par de iones es de 30 eV. Por lo tanto, el número de portadores de carga generados es diez veces mayor en los semiconductores para una determinada energía depositada en el detector. Una propiedad importante es que el valor de ϵ no depende del tipo de partícula ni de su energía. Por lo tanto, el número de pares promedio creados será igual al cociente entre la energía de la radiación incidente y la energía promedio de creación de par ϵ .

Los detectores de tipo sólido se componen de una oblea de semiconductor de silicio con dopajes de tipo p y n , formando una juntura similar a un diodo. El contacto entre estos dos semiconductores produce, en la región de la juntura, una recombinación de electrones libres del material n con los huecos del p , quedando el primero con una densidad de carga neta positiva y el segundo, negativa. Por lo tanto, queda definida una zona en ausencia de portadores de carga, llamada *zona de vaciamiento*, estableciéndose una diferencia de potencial de 1 V debido a las diferencias en las densidades de carga. Este potencial actúa oponiéndose a la difusión de electrones de la zona n hacia la p , de manera que se genera un equilibrio. La zona activa del detector está constituida por la zona de vaciamiento y se extiende a ambos lados de la juntura. Al incidir radiación en esta zona se producen pares electrón-hueco, los cuales son arrastrados fuera de la región debido al campo eléctrico que se produce en la juntura. La dirección de este campo provoca que los electrones sean arrastrados hacia la zona tipo n y los huecos hacia la zona tipo p . Este movimiento de cargas produce una señal eléctrica que permite la detección de la partícula incidente. Sin embargo, el voltaje generado por la diferencia de cargas es insuficiente para generar un campo eléctrico, tal que los portadores se muevan lo suficientemente rápido. Por lo tanto, pueden ocurrir pérdidas debido a recombinaciones que resultan en una colección incompleta. Al aplicar un potencial externo en inversa se incrementa el espesor de la zona activa del detector. De esta forma, la amplitud del pulso generado brindará de forma precisa información sobre la energía de la partícula incidente [67].

Sobre la capa del semiconductor se evapora una delgada capa de oro utilizada como contacto eléctrico. Debido a su pequeño espesor, la cantidad de energía que pierden los iones al atravesarla es despreciable. Sin embargo, esta delgada capa presenta el inconveniente de ser ópticamente transparente, es decir, que los fotones incidentes la atraviesan fácilmente para alcanzar la zona activa del detector. La energía de los fotones de luz visible está en el rango de 2-4 eV, por lo que pueden producir pares electrón-agujero. Por lo tanto,

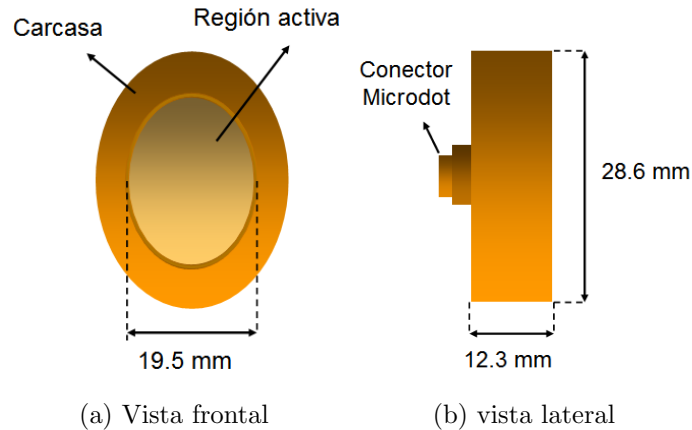


Figura 3.2: Esquema de los detectores de barrera de superficie utilizados en este trabajo.

las mediciones con este tipo de detectores deben ser llevadas a cabo en oscuridad.

3.2.2. Configuración del sistema de detección

El sistema de detección utilizado para las mediciones de distribuciones angulares elásticas e inelásticas está constituido por doce detectores de barrera de superficie marca Ametek ORTEC, serie ULTRA. De acuerdo con el espesor de la zona de vaciamiento y el voltaje de polarización, los detectores disponibles pueden agruparse en i) 300 μm de espesor y 50 V de voltaje de polarización, ii) 300 μm de espesor y 100 V de voltaje de polarización y, por último, iii) 1000 μm de espesor y 150 V de voltaje de polarización. El espesor de los detectores debe ser suficiente para que los iones incidentes depositen toda su energía y se frenen completamente en el detector para las energías de interés. En este experimento se midieron distribuciones angulares para energías de bombardeo entre 30 y 48 MeV. Utilizando el software SRIM [68] se realizaron simulaciones de Montecarlo de distancias de penetración de ${}^9\text{Be}$ en ${}^{28}\text{Si}$ para comprobar el espesor de frenado de los iones. Los resultados para 52 MeV se presentan en la figura 3.3. Se observa que la distancia promedio de frenado se encuentra en el orden de 150 μm . Por lo tanto, el espesor de los detectores es suficiente para frenar los iones de ${}^9\text{Be}$ en todo el rango de energías de este experimento.

Los detectores se agruparon en tres conjuntos. El esquema se muestra en la figura 3.4. El arreglo principal consta de ocho detectores, numerados del 1 al 8, que fueron montados sobre un armazón metálico construido en el marco de una tesis de licenciatura de la

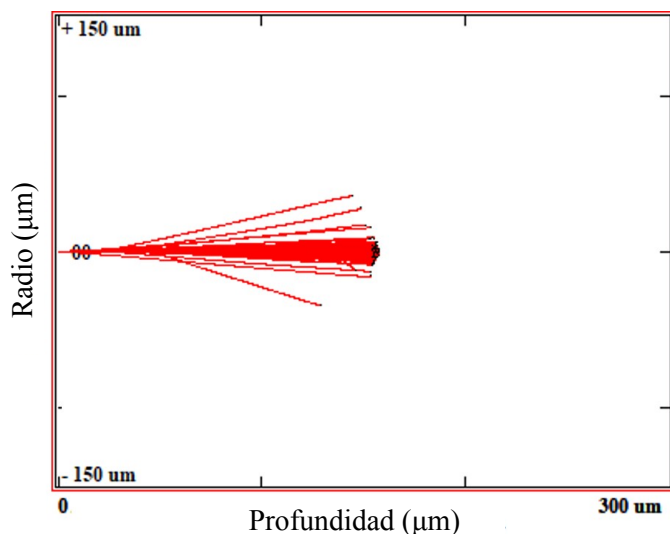


Figura 3.3: Simulaciones de Montecarlo realizadas con el código SRIM para la distancia de penetración de iones ${}^9\text{Be}$, con energía de bombardeo de 52 MeV, sobre ${}^{28}\text{Si}$. El eje horizontal representa el espesor del blanco, mientras que el eje vertical es la dirección radial para un determinado corte arbitrario (hay simetría en la dirección azimutal debido a la geometría cilíndrica del detector)

Universidad de Buenos Aires [69]. Cada uno de ellos fue colocado en un portadetector de poliamida. Los detectores se montaron en dos filas, delantera y trasera, resultando una separación angular de 5° entre ellos, cubriendo un rango angular de 35° . El arreglo se colocó en la plataforma inferior de la cámara multipropósito, en el hemisferio derecho respecto a la dirección del haz.

El segundo arreglo de dos detectores, numerados 9 y 10, tienen una separación angular de $8,3^\circ$. Se colocaron en el hemisferio opuesto al primero, sujetos al soporte superior de la cámara con movimiento independiente del primero. El propósito de estos detectores es permanecer a ángulos muy traseros (por ej. 160° y $168,3^\circ$) mientras que el conjunto de ocho detectores es cambiado de ángulo. De este modo, se obtiene un mayor número de cuentas en ángulos donde la sección eficaz es muy pequeña.

Por último, dos detectores, denominados monitores, se utilizaron en posiciones fijas de $16,5^\circ$ (Monitor 1) y $15,9^\circ$ (Monitor 2) respecto a la dirección del haz, dispuestos en hemisferios opuestos y fijos a la cámara de reacciones. El número de partículas medidas por estos detectores se utiliza para normalizar las secciones eficaces. En la sección 4.1.3 se detallan los métodos de normalización.

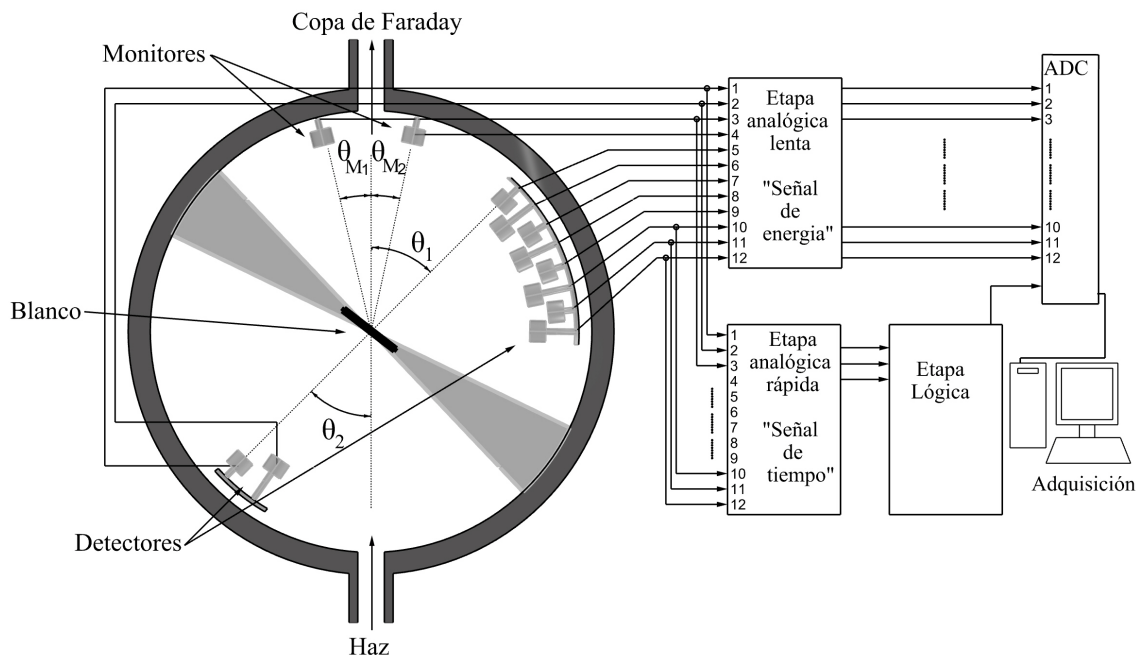


Figura 3.4: Esquema experimental utilizado para la medición de las distribuciones angulares del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. El sistema de detectores se monta en una cámara de reacciones de una de las líneas del acelerador TANDAR. Los detectores se encuentran conectados a un sistema de procesamiento de señales, el cual transforma la energía depositada en cada colisión en un evento discreto para ser adquirido.

Cada detector tiene, unido a la cara frontal del portadetector, un disco metálico con una ranura que se utiliza como colimador para definir su ángulo sólido. El ancho del colimador en el plano de la reacción (plano que contiene el haz y la posición del detector) define la resolución angular del detector. El conteo depende del ángulo respecto al haz y de la energía, ya que disminuye fuertemente a medida que estas magnitudes aumentan. Se usan entonces ranuras rectangulares (excepto en los monitores, donde se usaron ranuras circulares), con áreas crecientes de forma tal que todos los detectores tengan aproximadamente el mismo conteo en las medidas que mayor tiempo insumen. Dado que la distancia de cada detector al centro de la cámara r , donde se ubicó el blanco, es tal que $\mathcal{A} \ll r^2$, el ángulo sólido subtendido por cada colimador puede calcularse con muy buena aproximación como

$$\Omega \cong \frac{\mathcal{A}}{r^2}. \quad (3.3)$$

Su resolución angular se estima como la mitad del ancho de cada rendija en 0,1-0,3°. En la tabla 3.1 se muestran los detalles del área de cada colimador, distancias de los detectores al centro de la cámara y respectivos ángulos sólidos.

Entre el colimador y el detector se coloca una lámina de acetato, de modo tal de aislarlo eléctricamente, y se conectaron todos los colimadores a tierra de modo de conducir allí la carga generada por la incidencia de los iones. Por último, se adhirieron pequeños tubos de metal a los colimadores de los detectores (fila delantera) del arreglo principal, a los dos detectores del hemisferio superior y a los monitores. El propósito de esto fue evitar que partículas provenientes de dispersiones secundarias en colimadores o en paredes de la línea del acelerador ingresaran al detector.

3.2.3. Procesamiento electrónico de señales

El sistema de procesamiento de señales tiene la función de adaptar, amplificar y coordinar las señales provenientes de los distintos detectores para que puedan ser interpretadas por el sistema de adquisición de datos.

Este sistema se compone de tres etapas, tal como se encuentra esquematizado en la figura del arreglo experimental 3.4. La primera consiste en una etapa analógica lenta, con buena resolución en la amplitud del pulso, encargada de recolectar y acondicionar

3.2. MEDICIÓN DE SECCIONES EFICACES DE PROCESOS ELÁSTICOS E INELÁSTICOS 59

Tabla 3.1: Detalle de los colimadores del arreglo de múltiples detectores utilizados para la medición de las secciones eficaces de dispersión elástica e inelástica.

| Detector | Área (mm ²) | Distancia (mm) | Ángulo sólido (msr) |
|-----------|-------------------------|----------------|---------------------|
| 1 | 13,6 ± 1,4 | 277 ± 1 | 0,156 ± 0,018 |
| 2 | 12,2 ± 1,2 | 312 ± 1 | 0,125 ± 0,013 |
| 3 | 16,30 ± 1,6 | 279 ± 1 | 0,209 ± 0,021 |
| 4 | 27,90 ± 1,9 | 312 ± 1 | 0,286 ± 0,019 |
| 5 | 27,00 ± 1,8 | 280 ± 1 | 0,344 ± 0,023 |
| 6 | 35,00 ± 1,8 | 313 ± 1 | 0,357 ± 0,018 |
| 7 | 42,50 ± 1,7 | 282 ± 1 | 0,533 ± 0,022 |
| 8 | 74,80 ± 1,9 | 314 ± 1 | 0,757 ± 0,020 |
| 9 | 72,00 ± 1,8 | 235 ± 3 | 1,304 ± 0,037 |
| 10 | 72,00 ± 1,8 | 215 ± 3 | 1,558 ± 0,045 |
| Monitor 1 | 1,81 ± 0,14 | 303 ± 1 | 0,0195 ± 0,0009 |
| Monitor 2 | 1,63 ± 0,13 | 301 ± 1 | 0,0177 ± 0,0008 |

las señales provenientes de cada detector para que sean leídos por el conversor analógico digital (ADC). El tiempo característico es del orden de los microsegundos. La segunda consiste en una etapa analógica rápida, que se encarga de dar una señal de tiempo cuando el pulso de un detector supera un determinado umbral. Los tiempos característicos de estas señales son del orden de los nanosegundos. La tercera etapa consiste en una etapa lógica encargada de habilitar la adquisición y conversión por parte del ADC. Por medio de una compuerta lógica *OR* se genera un pulso cada vez que se produce un evento en alguno de los detectores. Por último, una etapa de conversión y adquisición de datos constituida por el ADC conectado a una PC a través de una placa de adquisición. Este sistema es operado y visualizado a través del programa SPMRoot [70]. En la figura 3.5 se muestra en forma detallada el sistema completo. Se observa que el conjunto de detectores se divide en tres grupos. El primer grupo corresponde a los detectores 1, 3, 5 y 7 (delanteros) del arreglo principal, cuya tensión de polarización es de 50 V. El segundo grupo lo constituyen los detectores 2, 4, 6 y 8 (traseros) cuya tensión es de 100 V. El último grupo está formado por los detectores 9, 10 y los monitores 1 y 2. La tensión para estos es de 130 V.

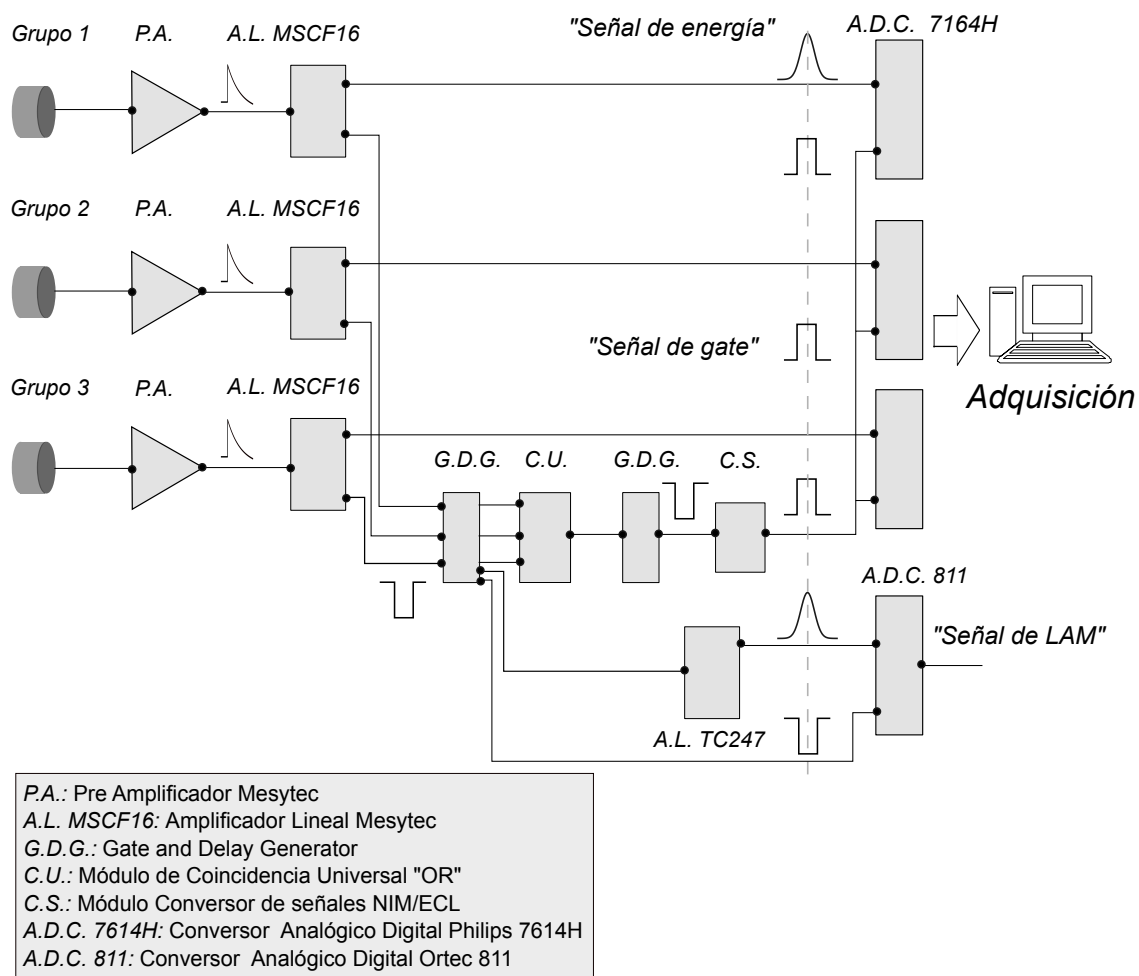


Figura 3.5: Esquema del sistema de procesamiento, digitalización y adquisición de datos para obtención de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica e inelástica.

La etapa analógica se encuentra en la parte superior de la figura 3.5. Cada detector de los grupos 1, 2 y 3 se conectan a uno de los tres preamplificadores Mesytec MPR-16 de 16 canales. El preamplificador colecta e integra la carga producida y genera un pulso proporcional a la energía de la partícula incidente, cuyo tiempo característico de subida es de 25 ns y el de decaimiento de 10 μ s. A su vez, este módulo permite aplicar a cada detector la tensión de polarización necesaria. La utilización de tres preamplificadores se debe a que cada uno tiene una única entrada de alta tensión para alimentar a los detectores. Cada preamplificador se alimentó con una señal senoidal externa extra de un generador de funciones con amplitud y frecuencias constantes. En la sección 4.1.1 se explicará la utilización de estas señales para la corrección del número de eventos por tiempo

3.2. MEDICIÓN DE SECCIONES EFICACES DE PROCESOS ELÁSTICOS E INELÁSTICOS 61

muerto. Los pulsos del preamplificador son dirigidos a un amplificador espectroscópico lineal Mesytec MSCF-16 de 16 canales o *shaper*, tal como se observa en la figura 3.5. Este instrumento permite amplificar la señal de entrada, a través del ajuste de la ganancia, manteniendo la relación lineal entre amplitud y energía. Además, acondiciona la forma de la señal a una curva semi-gaussiana con un ancho de $2 \mu\text{s}$. Por último, las señales de cada amplificador ingresan en las entradas de energía de los conversores analógicos digitales

El amplificador MSCF-16 también tiene incorporado las funciones de filtro de tiempo (*Timing Filter Amplifier*) y discriminador de fracción constante (CFD). A través de este módulo se produce y conforma un pulso de disparo NIM (*Nuclear Instrument Module*) lógico de 400 ns de ancho, negativo, correspondiente al instante en que la crecida de la señal en alguno de los detectores alcanza un determinado porcentaje de su máxima amplitud. El CFD se ajusta en valores de 20 % o 40 %. Estas señales configuran la etapa analógica rápida.

En la etapa lógica, las señales de disparo producidas ingresan a un módulo *Gate and Delay Generator* (GDG) GG8020 octal que permite ajustar el retardo y ancho de cada pulso en forma independiente, con rangos de 70-1000 ns o 0,4-10 μs . Las salidas del GDG son señales lógicas de tipo NIM o TTL (*Transistor-Transistor Logic*). Luego, las tres señales ingresan a un módulo de coincidencias Lecroy 369. Este módulo permite ajustar el nivel de coincidencias en las señales de entrada de modo de obtener una señal de salida cada vez que haya disparo de alguno de los amplificadores, es decir, se tiene una compuerta lógica de tipo *OR*. Esta señal luego ingresa a un segundo GDG para ajustar su ancho y retardo de forma que superponga temporalmente con la señal de energía. Debido a que los ADC utilizados solo aceptan señales lógicas diferenciales ECL (*emitter-Coupled Logic*), la salida NIM del *Gate and Delay Generator* se conecta con un módulo conversor NIM/ECL Philips 726. Este módulo produce una señal de diferencial cuadrada positiva de 900 mV. Finalmente, esta señal es conectada en serie a los ADC Philips 7164H de 16 canales. Estos trabajan en modo *peak detect*, donde se mide el máximo del pulso de energía y se asigna el canal digital correspondiente.

El último paso consiste en la adquisición de los eventos por medio de una placa controladora multicanal y el software SPMRoot [70]. Para esto es necesaria una señal *Look at me* (LAM) que habilite la adquisición digital de los ADC. Esta señal es producida por medio de un ADC Ortec 811 de ocho canales. La señal de energía es generada a partir de una de

las salidas NIM del GDG GG8020, cuya forma se asimila a la de un preamplificador. Luego ingresa a un amplificador TC247 para acondicionarla con una forma semigaussiana y luego ingresar al ADC. Para la señal de gate se utiliza una señal lógica negativa procedente de otra salida del GDG GG8020.

3.2.4. Procedimiento experimental

Haces de ^9Be provenientes del acelerador TANDAR 20UD se hicieron incidir sobre un blanco de ^{197}Au que se encuentra en el centro de la cámara de reacciones, tal como se muestra en la figura 3.4. Las dimensiones de la cámara son de 70 cm de diámetro y 30 cm de altura. Las energías de bombardeo fueron 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 44, 46 y 48 MeV en el sistema laboratorio. El valor nominal de la barrera de Coulomb V_C se estimó en 40,5 MeV en base a modelos empíricos [71]. El blanco de ^{197}Au consiste en una delgada lámina autoportante de $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (1300 \AA) confeccionado por evaporación y adherido a un marco de 11 mm de diámetro. Dado que se considera que la reacción ocurre en la mitad del blanco, para el análisis las energías deben corregirse considerando la correspondiente pérdida por frenado. Mediante el software SRIM, se calculó una pérdida de 50 keV $E_{lab} \geq 42 \text{ MeV}$ y 60 keV para $34 \text{ MeV} \leq E_{lab} \leq 41 \text{ MeV}$.

Un segundo conjunto de irradiaciones fueron efectuadas para energías de bombardeo menores (en el rango de 25-30 MeV) para obtención de ángulos sólidos efectivos. Este procedimiento se detallará en la sección 4.1.3. La pérdida de energía en este rango de energías se estimó en 70 keV. Para ajustar parámetros del sistema electrónico de adquisición, se irradió con haces de $^{16}\text{O}^{5+}$ sobre el blanco de ^{197}Au .

El haz fue colimado utilizando dos conjuntos de ranuras rectangulares (3,5 mm \times 4,5 mm) ubicadas en la línea del haz, a distancias de 51,0 y 129,7 cm del blanco. Un tercer colimador circular (diámetro 7,6 mm) fue colocado en la entrada de la cámara. El objetivo de estos colimadores es evitar que oscilaciones del haz en el eje horizontal produzcan reacciones en distintas posiciones del blanco.

La cámara cuenta con dos plataformas giratorias, una en su tapa inferior y la otra, en la superior. En el centro de la cámara se coloca una “escalera” donde se montan los blancos que se utilizan durante el experimento. Además del blanco de ^{197}Au utilizado para realizar las irradiaciones, se colocó una pantalla de alúmina en cuyo centro tiene una apertura circular de 2 mm. Este material emite luz al ser impactado por el haz de iones

3.2. MEDICIÓN DE SECCIONES EFICACES DE PROCESOS ELÁSTICOS E INELÁSTICOS 63

incidente.

Al sintonizar una nueva energía del haz y antes de cada medición se observa mediante una cámara de video la posición y el perfil del haz en la pantalla de alúmina. Esto permite la corrección del enfoque utilizando los dipolos (*steerers*) y cuadrupolos magnéticos.

La posición angular de las plataformas y la escalerilla son controladas por motores paso a paso, los cuales se operan remotamente por medio de un software desde la sala de adquisición. Durante las irradiaciones, la cámara de reacciones debe poseer un nivel de vacío mejor que 10^{-6} Torr. Esto se produce en dos etapas por medio de una bomba mecánica y una bomba turbomolecular.

Los detectores denominados monitor 1 y 2 se montaron sobre las paredes laterales, en ambos hemisferios respecto a la dirección del haz, tal como se muestra en la figura 3.4. Y sus posiciones se mantuvieron fijas durante todo el experimento. Los doce detectores fueron conectados a través de pasantes de vacío a las entradas de los preamplificadores Mesytec MPR-16 que se encuentran fuera de la cámara de reacciones.

Al final de la línea experimental se encuentra una copa de Faraday que colecta e integra la carga total transportada por el haz. Debido a que el blanco es muy delgado (1300 \AA), solo una pequeña porción de las partículas incidentes ($\sim 10^{-7}$) es desviada respecto a su dirección original producto de alguna reacción con el blanco. Por lo tanto, se puede considerar que el haz saliente e incidente tienen el mismo flujo. El dato de la carga total, conjuntamente con el espesor del blanco, se utilizó como método alternativo de normalización para la obtención de las secciones eficaces diferenciales.

El rango angular medido varía según la energía de bombardeo del haz. Para las energías más bajas este fue aproximadamente entre 20° y 170° . Esto se debe a que para energías subcoulombianas se espera que el proceso dominante sea el de Rutherford en un rango angular amplio y que apartamientos de este se observen para ángulos dispersados grandes. Para las energías más altas, los valores angulares máximos fueron aproximadamente de 120° . Los detectores 9 y 10 se ubicaron en posiciones traseras (160° y $168,3^\circ$ para la mayoría de las distribuciones angulares, excepto las de 46 y 48 MeV, donde se ubicaron en posiciones menores) de modo tal de registrar el número de eventos en la región angular donde la sección eficaz elástica es muy baja. El rango en que pueden salir las partículas dispersadas está limitado por los bordes de la escalerilla de blancos. Esto produce una región de “ensombrecimiento”, que puede observarse en la figura 3.4. Asimismo, las trayectorias de

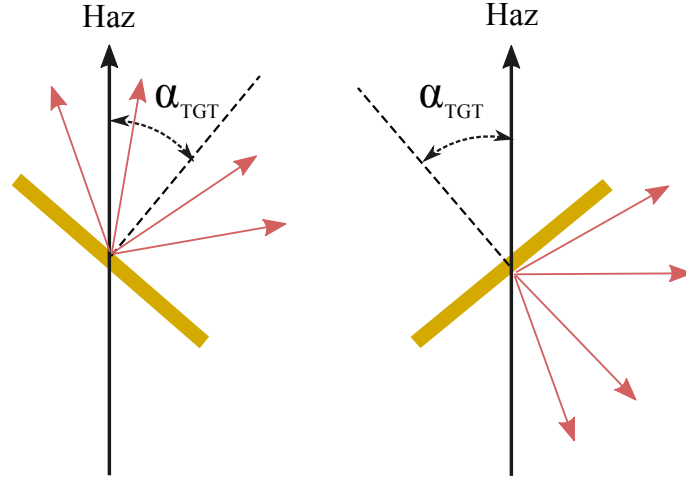


Figura 3.6: Posiciones angulares del blanco utilizadas en los experimentos de dispersión elástica e inelástica. La figura izquierda corresponde a la configuración delantera, con $\alpha_{TGT} = 40^\circ$, mientras que la figura derecha representa la configuración trasera, con $\alpha_{TGT} = -40^\circ$. Las flechas de color bordó representan las direcciones de las partículas dispersadas.

salida del blanco muy rasantes ($\geq 60^\circ$ respecto de la normal) sufren de mucha dispersión angular y en energía. Esto puede provocar una pérdida de eventos en la zona de integración del espectro, invalidando la medida. Para evitar esto, se utilizaron dos configuraciones distintas para la posición angular de los blancos: i) configuración delantera con ángulo del blanco $\alpha_{TGT} = 40^\circ$ y ángulo del detector $\theta_1 \leq 65^\circ$ en sentido horario (tomando como 0° la dirección del haz) y ii) configuración trasera con $\alpha_{TGT} = -40^\circ$ y $\theta_1 \geq 85^\circ$. Las orientaciones del blanco pueden observarse en la figura 3.6. Las configuraciones i) y ii) son llamadas también modo de *transmisión* y *reflexión* respectivamente, debido a que en el primer caso el haz entra y sale por distintas caras del blanco, mientras que en el segundo, entra y sale por la misma cara.

Los ángulos para cada detector, medidos desde el centro del colimador, fueron determinados utilizando un teodolito con incerteza $0,2^\circ$ ubicado detrás de posición de la copa de Faraday. Por otra parte, la posición de las plataformas rotantes de la cámara de reacciones, determinadas con un goniómetro digital, eran conocidas con una incerteza de $0,03^\circ$. De esta forma, se toma como incerteza para las mediciones angulares $0,2^\circ$. El ángulo del blanco fue determinado con una incerteza de 2° .

3.3. Medición de secciones eficaces de fusión y transferencia

3.3.1. Detector de germanio

Los detectores de barrera como el de silicio no son fácilmente adaptables para mediciones de radiación más penetrante, como la radiación γ . La radiación no cargada tiene baja probabilidad de interacción, por lo que el material del detector debe maximizar la eficiencia de detección. Dado que la sección eficaz del efecto fotoeléctrico que permite la identificación de la energía de un rayo gamma es $\propto Z^{4-5}$, se eligen elementos con mayor número atómico como el germanio ($Z = 32$). Se puede aproximar que la profundidad de la región de vaciamiento es, para un determinado valor de voltaje de polarización aplicado, proporcional a la inversa del número de impurezas en el semiconductor N [67]. Por lo tanto, la disminución en el número de impurezas implica mayor profundidad de la zona de vaciamiento. Para valores de $N \simeq 10^{10} \text{ at/cm}^3$ se puede obtener una profundidad del orden de los 10 mm para un voltaje de polarización aplicado menor a 1000 V. Las técnicas de purificación para el silicio no alcanzan los niveles de los semiconductores de germanio, para los cuales se pueden obtener materiales hiperpuros (HPGe). En la actualidad, la zona de vaciamiento obtenida en estos detectores es del orden de varios centímetros. Existe una técnica alternativa que consiste en dopar con otro material de forma tal que el material se encuentre balanceado en igual concentración de átomos dopantes de los tipos opuestos. Para esto suele utilizarse el ion litio.

Existen dos configuraciones habitualmente utilizadas en la construcción de estos detectores, llamadas configuración planar y coaxial. La configuración coaxial posee ventajas geométricas, debido a que los volúmenes activos del cristal son mayores, y por tanto es la más utilizada en la configuración de los detectores HPGe. Un esquema del corte transversal puede observarse en la figura 3.7. Las impurezas remanentes en el cristal pueden ser de tipo aceptor, de manera que las propiedades eléctricas del material se asemejan a un tipo p de alta pureza (tipo π). Alternativamente, si las impurezas son de tipo donador, el cristal obtenido es de tipo n de alta pureza (tipo ν). La región de vaciamiento es formada en la región de la juntura n^+-p^+ . Si el material es de tipo π (figura 3.7 izquierda), la región de vaciamiento comienza en el contacto n^+ y se extiende sobre la región π a medida que el voltaje aumenta hasta que la totalidad es vaciada. Todo voltaje extra aplicado se distribuye en forma uniforme de manera de maximizar el movimiento de los portadores

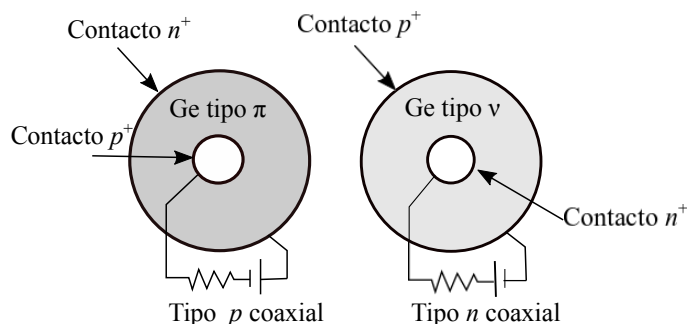


Figura 3.7: Representación típica de detectores HPGe coaxiales. El material HPGe del cristal puede ser de alta pureza tipo p o n . La configuración de los electrodos se observa en las figuras.

de carga al formarse el par e -huevo. En cambio, si el material es de tipo ν , el contacto de rectificación es p^+ (figura 3.7 derecha) y la región de vaciamiento se extiende desde este a medida que V aumenta. El contacto n^+ funciona ahora como bloqueo, donde la población de huecos es baja.

Los detectores coaxiales se construyen por extracción de un cilindro concéntrico del cristal. En esa superficie interna se deposita uno de los contactos, mientras que el restante se ubica en la superficie externa. Se observa en la figura 3.7 que la ubicación de los contactos de rectificación se encuentran en la superficie exterior. Esto se debe a que esta configuración requiere un menor voltaje de polarización y mantiene valores de campo eléctrico de mayor intensidad en las regiones exteriores del cristal.

Las zonas de los conectores son llamadas zonas muertas del detector. Para radiación γ con energías del orden de 200 keV o mayores esto no representa inconvenientes. Sin embargo, para radiación γ de más baja energía o radiación X, puede ocasionar distorsiones por atenuación. Otra característica de estos detectores es la baja energía entre las bandas de conducción y valencia (0,7 keV) del Ge. A causa de esto, resulta imposible su operación a temperatura ambiente y deben enfriarse a la temperatura de nitrógeno líquido (77 K). El preamplificador es incorporado al detector como parte del arreglo criostático y sus entradas también son refrigeradas para evitar ruido electrónico.

La principal ventaja del detector HPGe respecto a otros detectores de radiación gamma, como los centelladores de yoduro de sodio, NaI(Tl), radica en su alta resolución en energía, órdenes de magnitud mejor que la del NaI. Sin embargo, la eficiencia de este último es mayor, dado el número atómico $Z = 53$ del yodo.

El continuo de energías en el espectro, producido por efecto Compton, es una característica de los detectores de Ge. El cociente entre este proceso y el correspondiente al efecto fotoeléctrico es mayor que para NaI. La parte del continuo asociada a cada energía gamma es una región relativamente plana que se ubica a la izquierda del pico fotoeléctrico (“fotopico”).

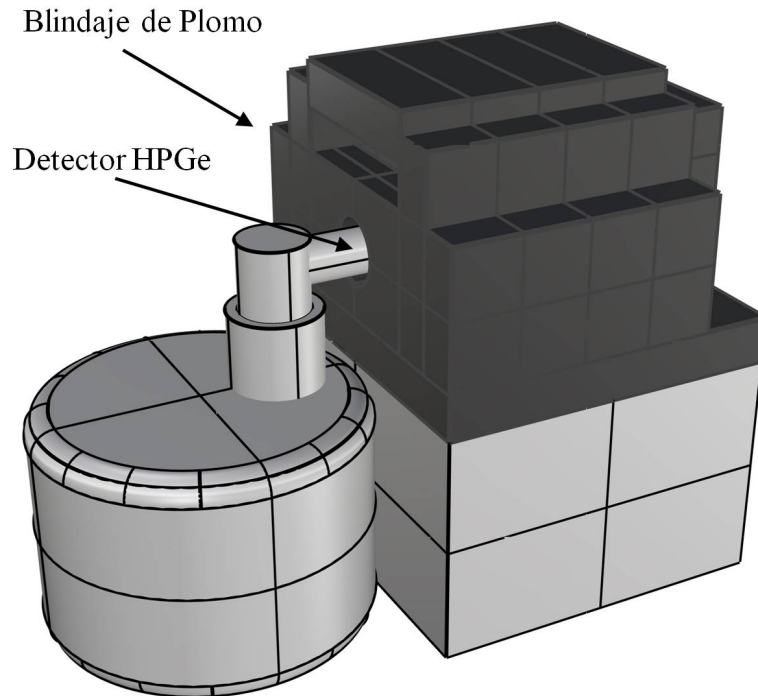
3.3.2. Configuración del sistema de detección

La técnica experimental para la medición de los productos de fusión está compuesta por dos etapas. La primera consiste en la irradiación *on line* y se lleva a cabo en la cámara de reacciones, donde los monitores 1 y 2 se utilizan para registrar el número de eventos elásticos.

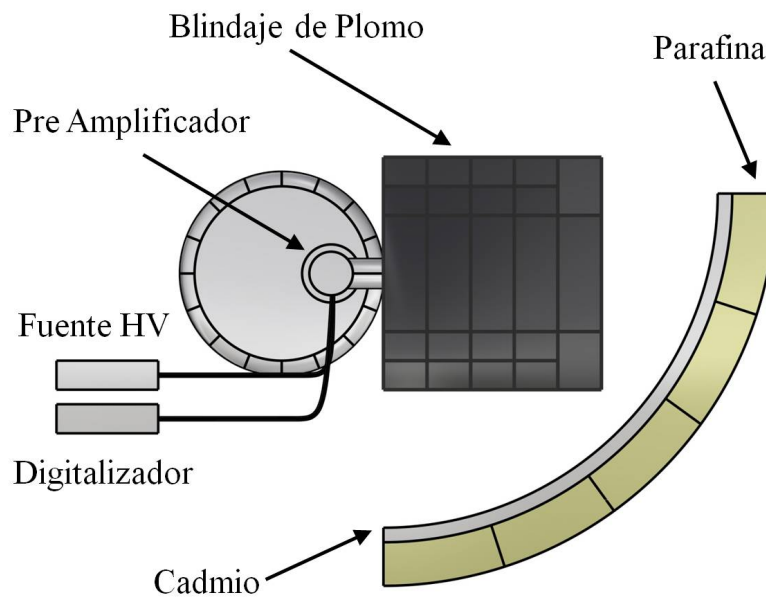
Posteriormente se realiza una etapa de medición *off line*, asociada a la detección de los rayos γ , utilizando el detector HPGe GEM 40, cuya tensión de polarización es de +3000 V. Su resolución es 2,3 keV para la energía de 1332,5 keV (emitido del radionucleído ^{60}Co). Este detector se encuentra encerrado por una estructura de plomo, tal como se observa en la figura 3.8a. El plomo es uno de los materiales más usados para el blindaje por radiación γ , principalmente por su disponibilidad, alta densidad (11,34 g/cm³) y alto número atómico ($Z = 82$) [72]. También debe tomarse en cuenta la radiación por flujo de neutrones rápidos producto de reacciones del haz de ^9Be con los colimadores metálicos de la línea experimental. Para blindar el detector de esta radiación se lo cubre con láminas de ^{112}Cd y luego paneles de cera de parafina, tal como se observa en la figura 3.8b. Este material es una mezcla de alcanos cuyas fórmulas moleculares están en el rango de $\text{C}_{20}\text{H}_{42}$ a $\text{C}_{40}\text{H}_{82}$. Debido a su alto contenido de hidrógeno, este material resulta útil para termalizar los neutrones rápidos a través de sucesivos procesos de colisión. Los neutrones térmicos son luego absorbidos por las láminas de cadmio que poseen una alta sección eficaz de captura ($\sigma_C = 2484$ b [73]).

3.3.3. Procesamiento electrónico de señales

El sistema de procesamiento y adquisición para los monitores 1 y 2 en la etapa de irradiación *on line* es análogo al descrito en la sección 3.2.3, donde se distinguen la etapa analógica lenta, analógica rápida, lógica y finalmente la adquisición. Sin embargo,



(a)



(b)

Figura 3.8: Esquema del dispositivo experimental utilizado para la medición *off line* de los productos de fusión-evaporación. En la figura (a) observa la disposición del detector conjuntamente con el blindaje de plomo. La figura (b) muestra la vista superior del mismo dispositivo. Se observa también las láminas de cadmio y parafina utilizadas como blindaje para la radiación de neutrones.

3.3. MEDICIÓN DE SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN Y TRANSFERENCIA 69

para este experimento se optó por otro conjunto de módulos analógicos y conversores analógico-digital. El esquema se observa en la figura 3.9.

La etapa analógica lenta está formada por dos preamplificadores PA 142 ORTEC, conectados a los monitores. El tiempo característico del pulso conformado es de 50 ns de ancho. Los pulsos generados ingresan al preamplificador lineal LA 855 ORTEC, de ganancia ajustable, que acondiciona su forma a una semi gaussiana de ancho aproximado 100 ns. Luego, el pulso ingresa a un módulo *Linear Gate and Stretcher* LGS 542 ORTEC que lo transforma en una señal cuadrada de la misma amplitud y ancho ajustable (entre 0,5 y 5 μ s). Además, permite ajustar el retardo de este pulso respecto del de entrada en la misma escala temporal. Este pulso configura la señal de energía que ingresa al ADC.

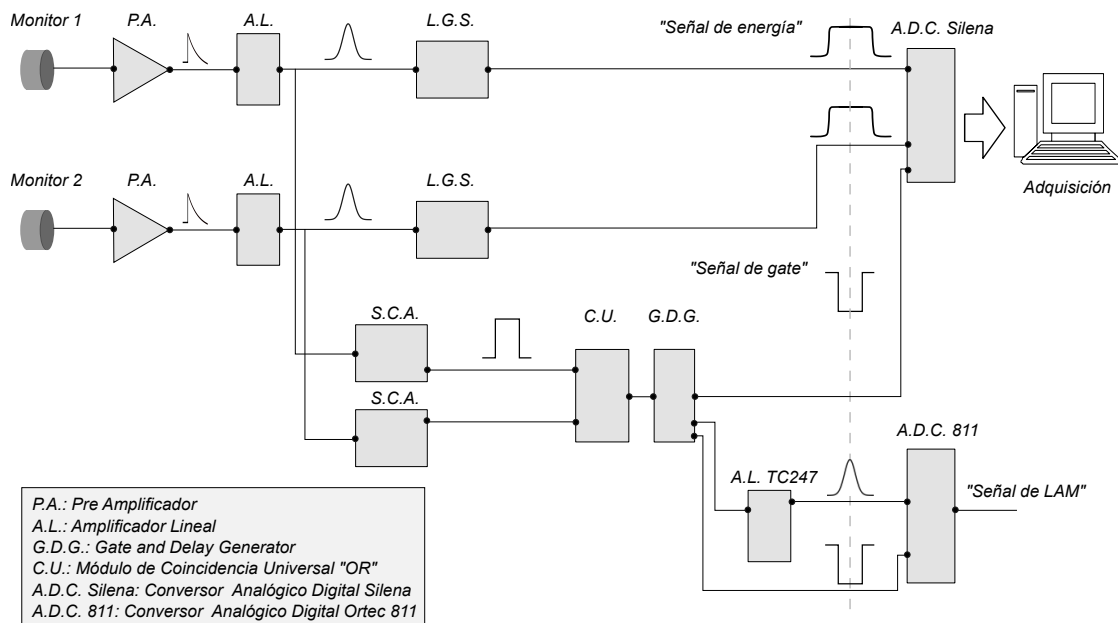


Figura 3.9: Esquema del sistema de procesamiento, digitalización y adquisición de datos utilizados por los monitores 1 y 2 en la etapa de irradiación *on line*.

La segunda etapa es la encargada de crear el pulso temporal o de *gate* que habilite al convertor analógico-digital. A diferencia de los amplificadores Mesytec, estos amplificadores no generan un pulso rápido de disparo. Para construirlo, la señal semigaussiana del amplificador ingresa en un módulo *Single-Channel Analyzer* SCA 551 ORTEC que lo transforma en un pulso NIM, señal cuadrada positiva de 5 V de amplitud y 500 ns de ancho. Las señales de los SCA ingresan al módulo de coincidencias lógicas *OR* y luego por un módulo GDG que permite ajustar el tiempo de la señal de modo tal que esté en

coincidencia temporal con las señales de energía. La etapa de adquisición consiste en un ADC Silena octal que se conecta a una PC a través de una placa de adquisición junto con el programa SPMRoot. Por último, la señal LAM se genera de idéntica forma al anterior sistema electrónico.

En la etapa de medición *off line*, un preamplificador incorporado al detector GEM40 es el encargado de coleccionar la carga y generar un pulso proporcional a la energía depositada. Estos pulsos luego son enviados a un módulo digitalizador *Treatment for Numerical Tracing* (TNT) CAEN N1728 de cuatro canales, de 12 bits de resolución con una frecuencia de muestreo máxima de 192 MS/s. Las características del digitalizador son un bajo tiempo muerto a altas tasas de contaje y buena resolución temporal y en energía. Es especialmente útil en combinación con detectores HPGe, donde el tiempo característico de la señal del preamplificador es grande respecto al período de muestreo [74]. Cada vez que un pulso es detectado, se ejecuta el procesamiento de la señal en paralelo y se obtiene la información del evento. Este módulo se conecta directamente hacia una PC de adquisición mediante conexión USB, utilizando un software de adquisición TUC (TNT USB Control). Este programa permite tener una interfaz gráfica donde se puede ver el estado de los parámetros ingresados, tiempo de inicio y fin y visualización de la adquisición en tiempo real.

Cuando se detecta un pulso proveniente del preamplificador, se genera un evento multi-paramétrico o “evento de energía” que consiste en el número de canal, número de disparo, marca temporal (*time-stamp*) y valor de energía, junto con información adicional. Los sucesivos eventos de energía son enviados a la PC, en orden, para su posterior guardado y construcción del histograma correspondiente. Para detectar el nivel de energía, el pulso ingresado se transforma en un trapecioide mediante una deconvolución, donde la altura de la señal es proporcional a la energía. En la figura 3.10 se observa el pulso del preamplificador y la señal digitalizada. El algoritmo utilizado para la deconvolución tiene en cuenta el tiempo de decaimiento que proviene del preamplificador, denominado M . Este parámetro es fundamental para que el trapecioide sea lo más plano posible y de esa forma se pueda realizar una medición precisa de la energía. La conformación del trapecioide se lleva a cabo a través de la introducción de un conjunto de parámetros que se introducen por medio del software TUC. Estos son el tiempo de ascenso k y el tiempo de la zona plana superior m . El parámetro M también debe introducirse, pero el software TUC provee una herramienta que permite estimar su valor. Un esquema de los parámetros de ajuste del trapecioide se

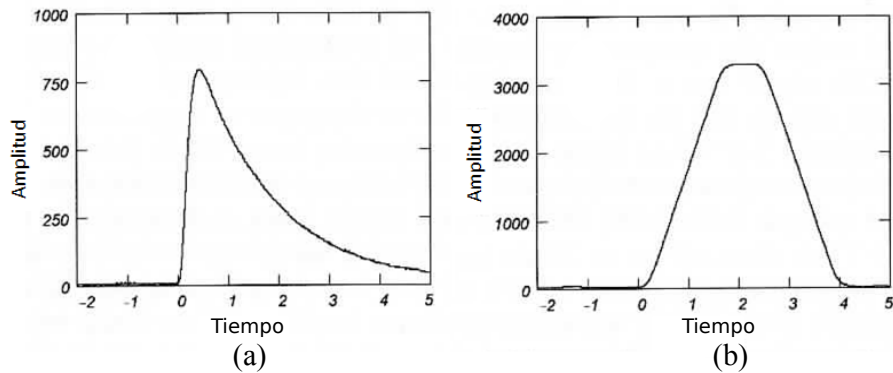


Figura 3.10: Señal de entrada del preamplificador (a) y señal trapezoidal generada por el digitalizador (b) CAEN.

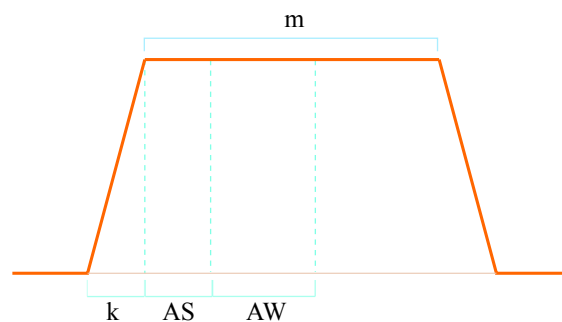


Figura 3.11: Parámetros del trapezoide generado por el digitalizador. Los valores de k y m se fijan en 2000 ns.

muestra en la figura 3.11

La energía se calcula promediando sobre una cierta cantidad de muestras de la parte superior plana del trapezoide. Para esto deben definirse dos parámetros adicionales: el número de muestras de la parte plana a ser tomadas para el cálculo del ancho promedio (AW , *average width*) y la distancia desde la cual se realiza el promedio, contando desde el comienzo de la parte plana (AS , *average shift*). Para generar la señal de disparo, el módulo CAEN cuenta con un discriminador de fracción constante digital. Los parámetros de retraso, ganancia y corrimiento para esta función son ingresados por medio del software TUC.

3.3.4. Procedimiento experimental para la detección de productos de fusión

Los experimentos para el estudio de los canales de fusión-evaporación y transferencia del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ fueron realizados en el Laboratorio TANDAR. En la etapa de medición *on line*, haces de ${}^9\text{Be}$, cuyas energías en el sistema laboratorio variaron entre 22 y 50,5 MeV fueron utilizados para irradiar blancos ubicados en el centro de la cámara de reacciones. Dados los largos tiempos de decaimiento de los productos de reacción, se utilizó siempre un blanco nuevo (nunca antes irradiado) para cada energía. Los blancos utilizados consisten en láminas delgadas de ${}^{197}\text{Au}$ con espesores entre 200 y 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. En la determinación del espesor se ponderó una tasa de reacción alta y la indeterminación en la energía por causa del frenado de los proyectiles ${}^9\text{Be}$ antes que se produzca dicha reacción. Se utilizaron haces de ${}^{16}\text{O}$ sobre un blanco de ${}^{197}\text{Au}$ de espesor 250 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ para ajustar el sistema electrónico de procesamiento de señales. Este blanco tampoco fue empleado en las irradiaciones posteriores.

La reacción de formación del núcleo compuesto ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^{206}\text{Bi}^*$ se produce en distintos espesores del blanco y decae en forma casi inmediata a través de alguno de los múltiples canales de emisión de nucleones. La energía cinética de ${}^{206}\text{Bi}^*$ y de los núcleos residuales puede derivar en su emisión fuera del blanco, si la reacción de formación ocurrió en las cercanías de la cara posterior de este. El resultado es una pérdida en eventos de fusión. Para evitar esto, fue colocado una lámina de ${}^{27}\text{Al}$ de 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, cuya función es atrapar (*catcher*) todos los residuos producidos en las reacciones. Se eligió este material porque los rayos gamma emitidos por los principales productos de fusión-evaporación del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al}$ están fuera de las zonas de interés. En casos donde pudiera existir interferencia, sus vidas medias son muy cortas respecto a los tiempos de decaimiento de los residuos de evaporación del sistema de interés. El espesor de la lámina de aluminio se determinó bajo las condiciones de que atrape los productos de fusión del oro pero no los de aluminio. Para esto se hicieron cálculos de la distancia de penetración de los productos de fusión en aluminio utilizando el programa SRIM.

El blanco de ${}^{197}\text{Au}$ y *catcher* fueron colocados en una escalerilla de blancos que admite tres posiciones. La escalerilla se ubicó en un ángulo de 0° respecto a la dirección del haz. Durante la irradiación fueron utilizados los monitores 1 y 2 (ver figura 3.4) para registrar

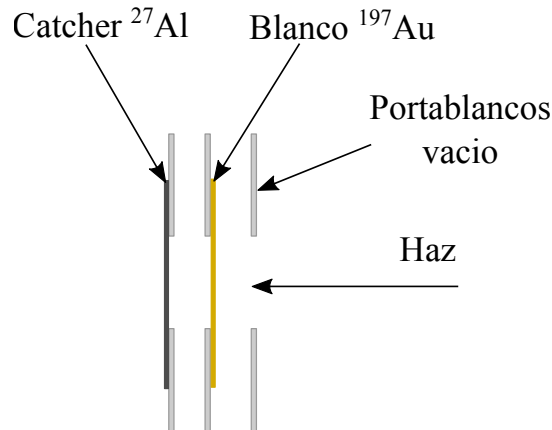


Figura 3.12: Posición del blanco, *catcher* y portablancos en la escalerilla de blancos. El material del blanco y el *catcher* se ubican enfrentados para evitar contacto.

la dispersión elástica. Dado a que para estos ángulos la sección eficaz corresponde a la dispersión de Rutherford en todo el rango de energías y conociendo el valor de los ángulos sólidos, fue posible entonces obtener mediciones absolutas de las secciones eficaces de fusión-evaporación. La copa de Faraday al final de la línea se utiliza para obtener el perfil del haz, integrando la carga producida en un intervalo de tiempo τ . Esto permite obtener un método alternativo para el cálculo de las secciones eficaces absolutas. Ambos métodos se desarrollarán en la sección 4.2.3. Por delante del blanco se colocó un portablancos vacío, tal como se observa en la figura 3.12. El objetivo fue evitar que las oscilaciones verticales u horizontales del haz irradian posiciones del material de oro que estén obturadas por su portablancos (y el correspondiente al *catcher*) y, por tanto, no permitan la transmisión del haz hacia los monitores y la copa de Faraday.

El tiempo de irradiación para cada energía de bombardeo se ajustó de modo tal de obtener un conteo razonable en la medición *on line* considerando las magnitudes estimadas de las secciones eficaces y tiempos de vida medios involucrados en la misma. Estos intervalos variaron entre 2 y 10 horas, aproximadamente.¹

Finalizada la irradiación, el blanco y *catcher* fueron retirados de la cámara de reacciones y colocados frente al detector de germanio, en un compartimiento dentro de la

¹Los productos de fusión-evaporación y la estimación de sus secciones eficaces fueron calculadas utilizando el código PACE para cada energía de irradiación. Los tiempos de vida medio de los productos principales fueron tomados en cuenta para determinar el tiempo de irradiación.

estructura de plomo, para registrar la radiación γ emitida.² La eficiencia del detector fue determinada por medio de fuentes radiactivas de ^{133}Ba ($0,056\mu\text{Ci}$), ^{152}Eu ($0,02\mu\text{Ci}$) y ^{60}Co ($0,07\mu\text{Ci}$). El tiempo transcurrido entre el fin de la irradiación y el comienzo de la medición del espectro gamma fue aproximadamente de 10 minutos. A pesar de ser pequeño en comparación con las vidas medias de los productos de fusión-evaporación y transferencia, fue tomado en cuenta por el código desarrollado para el análisis de las secciones eficaces. Luego de comenzada la medición, se coloca un nuevo conjunto de blanco y *catcher* para la siguiente irradiación, que transcurre en simultáneo con la primera. Los intervalos de medición oscilaron entre 2 y 10 horas. La duración de cada uno se determinó considerando dos factores: i) las vidas medias de los productos de interés según la energía de bombardeo del ion y ii) la duración debe coincidir con el intervalo de irradiación del nuevo conjunto de blanco y *catcher*. A energías altas (mayores a la barrera de Coulomb del sistema) los canales de fusión-evaporación principales son aquellos cuyas vidas medias son pequeñas, mientras que para energías bajas ocurre lo contrario.³ Por lo tanto, las energías de bombardeo para dos experimentos consecutivos debían ser cercanas. En función de estas consideraciones, se determinaba el número y el orden de irradiaciones a efectuar en cada día.

En el siguiente capítulo, se desarrollarán los procedimientos efectuados para analizar los datos obtenidos en ambos experimentos, con el objetivo de obtener las secciones eficaces de cada proceso.

²La cámara de reacciones cuenta con una facilidad que permite la extracción sin necesidad de romper el vacío, disminuyendo considerablemente el tiempo entre irradiaciones.

³En la sección 4.2.2 se muestran las predicciones de las secciones eficaces de cada canal, obtenidas con el código PACE, en función de la energía; mientras que en la tabla 4.4 se encuentran los respectivos tiempos de vida media.

Capítulo 4

Análisis de datos y resultados experimentales

En este capítulo se describe el análisis de datos experimentales. En la primera sección se detallan los procedimientos llevados a cabo para obtener las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica e inelástica. Para esto se realizaron 120 irradiaciones de ^9Be sobre el blanco de ^{197}Au . En los espectros de energía fueron identificados, además del pico correspondiente a la dispersión elástica, dos picos consistentes con la dispersión inelástica producida por estados excitados del blanco de ^{197}Au . El análisis de cada irradiación consistió en determinar el número de eventos de dispersión elástica e inelástica en cada uno de los 12 detectores. Fueron obtenidas 12 distribuciones angulares para un rango de energías entre 34 y 48 MeV que involucraron un total de 102 irradiaciones. La primera fase de análisis corresponde a la calibración en energía de los detectores de barrera. Posteriormente se detalla el procedimiento para obtener los ángulos sólidos efectivos de los colimadores. Por último, se presentan los criterios utilizados para determinar las secciones eficaces elásticas e inelásticas, junto con la estimación de las incertezas.

La segunda sección se enfoca en el análisis de datos experimentales para la obtención de las secciones eficaces de fusión completa, incompleta y transferencia. Para esto se realizaron 41 irradiaciones de ^9Be sobre blancos de ^{197}Au y *catchers* de ^{27}Al . En esta etapa se determinó el número de eventos de dispersión elástica $^{197}\text{Au}(^9\text{Be},^9\text{Be})^{197}\text{Au}$ y $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},^9\text{Be})^{27}\text{Al}$ para los monitores 1 y 2. La etapa siguiente fue de medición de los productos de fusión; aquí se identificaron los rayos gamma de los principales canales de

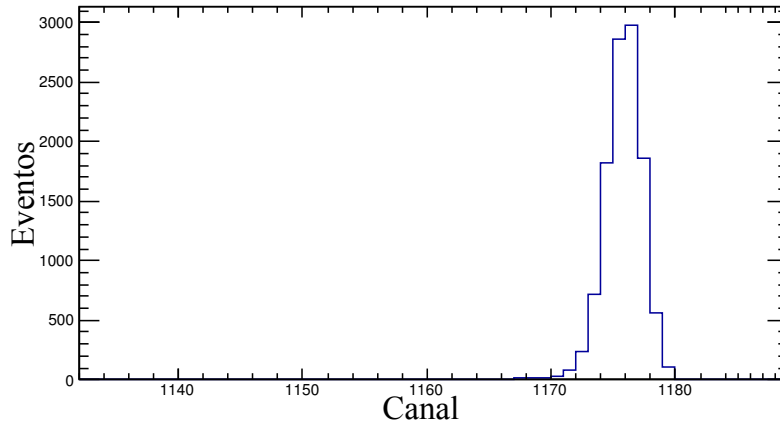
fusión-evaporación y transferencia. En los casos donde la relación pico-fondo era baja, se realizó un análisis temporal para determinar el tiempo de vida medio. El número de picos detectados en cada espectro osciló entre 18-20 para el rango de energías de bombardeo entre 40- 50,5 MeV y disminuyó para energías menores. Para la fusión completa, se detectaron los canales de evaporación de tres, cuatro y cinco neutrones. Además, los resultados arrojaron que el canal $4n$ es dominante en el intervalo de energías de irradiación. También fueron detectados procesos de fusión incompleta de ${}^9\text{Be}$ correspondientes a partículas α seguidas de la emisión de $1n$ y $2n$. y transferencia de un neutrón para la formación del núcleo ${}^{198}\text{Au}$. En la primera etapa se detalla el procedimiento para la calibración en energía del detector de germanio. Luego se presentan las características generales de los espectros gamma obtenidos y la identificación de los picos correspondientes a los procesos de fusión-evaporación y transferencia. Por último, se presenta el método para calcular las secciones eficaces absolutas en función de la energía y los criterios empleados para la estimación de las incertezas.

4.1. Determinación de distribuciones angulares de dispersión elástica e inelástica

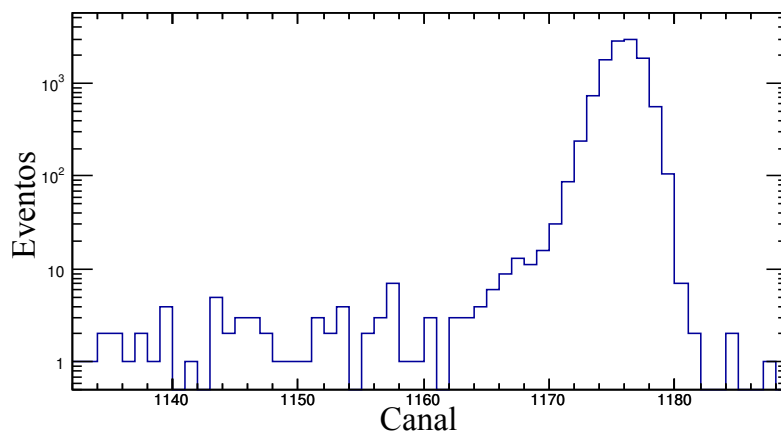
4.1.1. Calibración en energía y resolución de los detectores de barrera

Los espectros de partículas obtenidos son histogramas donde el eje horizontal corresponde al canal que el ADC asigna a la señal registrada en cada detector. Los espectros fueron analizados utilizando el software ScanRoot [75]. Un ejemplo puede verse en las figuras 4.1a y 4.1b para la dispersión de iones ${}^9\text{Be}$ con energía $E_{lab} = 36$ MeV sobre el blanco de ${}^{197}\text{Au}$ y ángulo de $\theta_{lab} = 32,1^\circ$. Con el fin de obtener una relación entre cada canal del espectro y su energía, se realizó una calibración con mediciones en las cuales los distintos canales de reacción se identifiquen sin ambigüedad. Para ángulos dispersados delanteros, el proceso elástico es dominante en todas las energías de bombardeo, por lo tanto el número de eventos asociado a este pico será elevado. Esto hace posible una precisa identificación de la posición en el espectro de los mismos. La energía de cada pico fue determinada utilizando el programa KINPC [76]. Este programa permite calcular la energía de la partícula detectada en función del ángulo de dispersión para procesos elásti-

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA



(a)



(b)

Figura 4.1: Espectro del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 36$ MeV y ángulo de dispersión $\theta_{lab} = 32,1^\circ$ en escala lineal (a) y logarítmica (b).

cos e inelásticos, teniendo en cuenta tanto los aspectos cinemáticos como la pérdida de energía al atravesar el blanco. Con los datos de las mediciones se realizó un ajuste por cuadrados mínimos para cada detector. En la figura 4.2 se observa la calibración efectuada para el detector 1 y en la tabla 4.1 se presentan los ajustes obtenidos para el conjunto de detectores utilizados.

El resultado de los ajustes permite inferir que los detectores, en conjunto con el sistema de procesamiento y adquisición de señales, brindan una respuesta lineal en todo el rango de energías de bombardeo. Es importante destacar que las calibraciones obtenidas para cada detector son independientes de la geometría del sistema y energía de bombardeo, pero sí

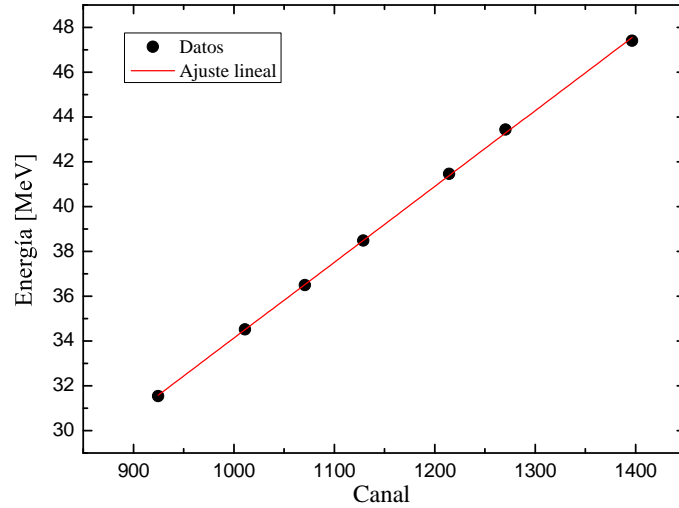


Figura 4.2: Calibración en energía del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para el detector 1. La línea corresponde al ajuste $\text{Energía} = \alpha * \text{canal} + \beta$ de los datos experimentales por método de cuadrados mínimos.

dependen de la configuración de los módulos electrónicos de procesamiento de señales, en particular, la ganancia de los amplificadores.

Otra característica importante de los detectores es su resolución en energía. Este parámetro da una magnitud del grado de fluctuación entre pulsos adquiridos que tengan igual energía depositada. Para un detector, la resolución absoluta está definida como el ancho mitad de altura $FWHM$ (Full Width at Half Maximum). Esta definición asume que el pico no posee fondo o que este es despreciable. Una forma convencional de definir la resolución en energía R es

$$R = \frac{FWHM}{E} = \frac{2,35\sigma}{E}, \quad (4.1)$$

donde E es la energía correspondiente al centroide del pico. Aquí se utiliza la relación entre el ancho mitad $FWHM$ y la dispersión estándar σ . En la figura 4.3 se muestra un ejemplo para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$, $E_{lab} = 46 \text{ MeV}$ y $\theta_{lab} = 54,9^\circ$ medido con el detector 1. El valor de la resolución absoluta es de 4.0 canales, que equivale a 0,14 MeV mediante la calibración para dicho detector. De esta forma, la resolución en energía porcentual es igual a 0,33%. Si bien estos valores difieren según la energía de bombardeo, la resolución para el conjunto de detectores se mantuvo en el rango 0,2-0,5%

A partir de las calibraciones obtenidas es posible identificar, mediante los intervalos de energía respecto al canal elástico, otros canales de reacción presentes en los espectros. Tal

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

Tabla 4.1: Ajuste lineal para la calibración en energía del conjunto de detectores, dado por la expresión $\text{Energía} = \alpha * \text{canal} + \beta$. Los parámetros se obtuvieron mediante un ajuste por cuadrados mínimos.

| Detector | α [MeV/canal] | β [MeV] | R^2 |
|-----------|----------------------|------------------|---------|
| 1 | $0,0338 \pm 0,0003$ | $0,30 \pm 0,30$ | 0,99965 |
| 2 | $0,0299 \pm 0,0002$ | $0,42 \pm 0,29$ | 0,99962 |
| 3 | $0,0297 \pm 0,0002$ | $0,52 \pm 0,23$ | 0,99979 |
| 4 | $0,0313 \pm 0,0003$ | $0,51 \pm 0,30$ | 0,99962 |
| 5 | $0,0299 \pm 0,0002$ | $0,52 \pm 0,22$ | 0,99980 |
| 6 | $0,0309 \pm 0,0003$ | $0,48 \pm 0,32$ | 0,99958 |
| 7 | $0,0290 \pm 0,0005$ | $1,31 \pm 0,63$ | 0,99927 |
| 8 | $0,0317 \pm 0,0004$ | $0,61 \pm 0,42$ | 0,99933 |
| 9 | $0,0308 \pm 0,0002$ | $-0,35 \pm 0,12$ | 0,99998 |
| 10 | $0,0299 \pm 0,0002$ | $-0,41 \pm 0,18$ | 0,99990 |
| Monitor 1 | $0,0306 \pm 0,0003$ | $0,51 \pm 0,35$ | 0,99952 |
| Monitor 2 | $0,0305 \pm 0,0002$ | $0,39 \pm 0,25$ | 0,99977 |

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

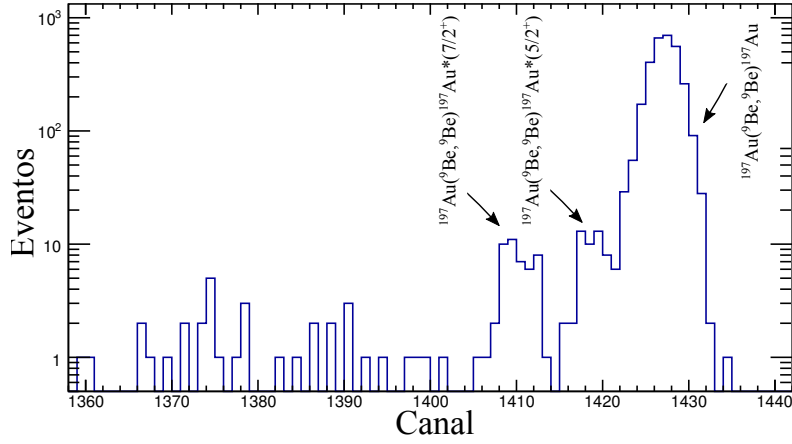


Figura 4.4: Espectro de energía del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 48 \text{ MeV}$ y $\theta_{lab} = 67,6^\circ$. Se indican en la figura los picos correspondientes a la dispersión elástica y a la dispersión inelástica de los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ${}^{197}\text{Au}$.

la distribución gaussiana de este); 2) la transición del estado excitado de 268,8 keV al fundamental es muy baja, por lo tanto se encuentra poco poblado [77] respecto al estado de 279,0 keV y 3) los estados excitados de 502,5 keV y 583 keV se encuentran poco poblados respecto al estado excitado de 547,5 keV [78, 79]. Respecto a este último punto, es interesante destacar que los trabajos de Bolotin [78] *et al.* y Nelson [79] muestran que las intensidades de los estados excitados con energías mayores a 548 keV son menores que los correspondientes estados con energías menores a ese valor en un factor mayor a 30. Este hecho concuerda los resultados experimentales de este trabajo donde no se registran picos de dispersión inelástica para estados mayores a 547,5 keV.¹

4.1.2. Tiempo muerto y caracterización del fondo

El tiempo muerto del sistema de adquisición fue corregido mediante la utilización de la señal externa de un generador de funciones (*pulser*) conectado a los preamplificadores. La característica de esta señal externa es su estabilidad en la tensión administrada, lo que equivale a la posición del mismo, y su frecuencia. La primera característica implica que la señal puede ser resuelta aproximadamente en un canal. La tensión proporcionada a la señal se fijó de modo tal que se encontrara alejada de los picos de interés, tal como se observa en la figura 4.5. El factor de corrección se calcula como el cociente entre el

¹Las energías de excitación para el ${}^{197}\text{Au}$ fueron extraídas de la base de datos ENSDF de IAEA [80].

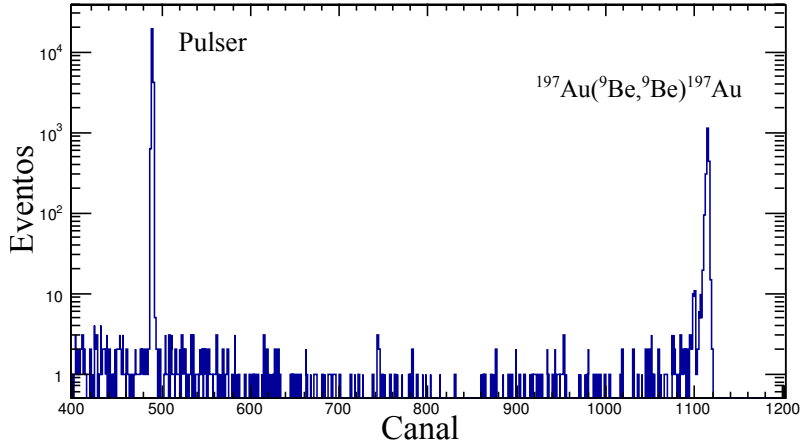


Figura 4.5: Espectro de energía correspondiente al detector 1 para $E_{lab} = 40$ MeV y ángulo $\theta_{lab} = 59,9^\circ$. El pico correspondiente a la señal de *pulser* se encuentra en el canal 495. Su resolución absoluta es $FWHM = 1,6$ canales o, de forma equivalente 54,1 keV.

número de eventos esperados, dados por el producto del tiempo de adquisición τ_{adq} con la frecuencia f y el número de eventos medidos del *pulser*. Luego, el número de eventos de cada pico se obtiene como

$$N_{corregido} = \frac{\tau * f}{N_{pulser}} N_{medido} = \kappa N_{medido}. \quad (4.2)$$

Por lo general, los monitores y detectores en posiciones delanteras presentan mayor tiempo muerto debido a que la dispersión de Rutherford aumenta para ángulos pequeños. Si bien este efecto se incrementa para energías por debajo de la barrera coulombiana, el análisis de la totalidad de los espectros mostró que $\kappa\%$ estuvo en el rango 1,0-4,0%.

En la figura 4.5 se observa un fondo en las cercanías del pico elástico que es producido, entre otras cosas, por dispersión de ^9Be en distintos lugares del blanco o en el propio portablancos. Sin embargo, dada la baja energía con la que se produce el quiebre de proyectil en la reacción $\alpha + \alpha + n$, cabe preguntarse si existe una contribución de partículas α en la zona del espectro del pico de dispersión elástica. Esta posibilidad fue analizada en un trabajo anterior [1] durante la medición de las distribuciones de dispersión elástica e inelástica del sistema $^9\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ en las instalaciones del acelerador TANDAR. Con este fin, utilizaron un detector telescopio $\Delta E - E_{res}$ posicionado en la cámara de reacciones a 170° respecto a la dirección del haz. El detector telescopio permitió evaluar la composición del fondo en ángulos donde la tasa de eventos de dispersión elástica es baja. El telescopio

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

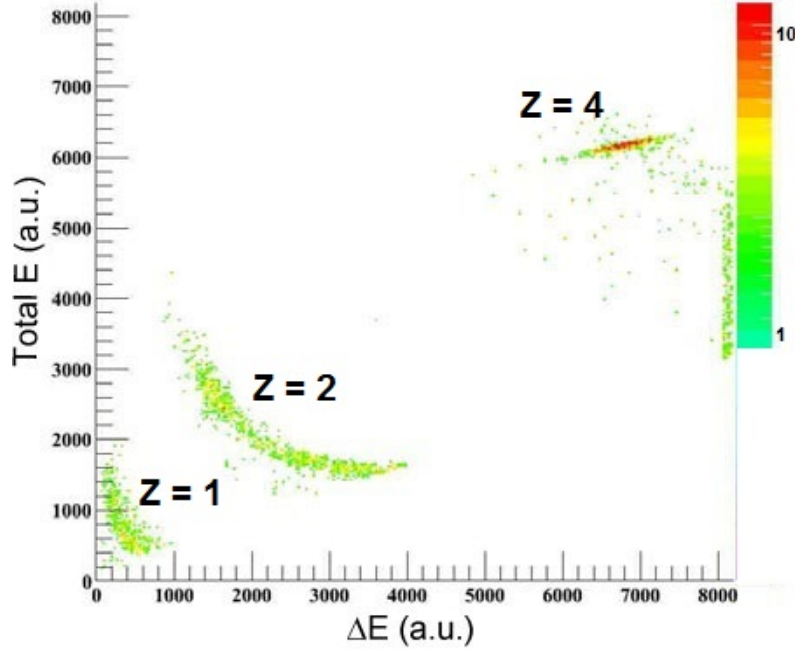


Figura 4.6: Espectro bidimensional extraído de Arazi *et al.* [1] para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$, con ángulo $\theta_{lab} = 170^\circ$ y $E_{lab} = 26$ MeV. El eje horizontal representa la pérdida de energía en el detector ΔE , mientras que el eje vertical representa la energía total depositada en el telescopio $E = E_{res} + \Delta E$. Se identificaron tres grupos con número atómico $Z = 1, 2$ y 4 .

consistió en un detector delgado ($15 \mu\text{m}$) denominado ΔE que mide la pérdida parcial de energía y uno de mayor espesor ($150 \mu\text{m}$) que mide la energía residual (E_{res}). Este sistema permite una identificación del número atómico Z y másico A de la partícula incidente a partir de la relación

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{E} \propto \frac{AZ^2}{E}. \quad (4.3)$$

De este modo, el espectro bidimensional $\Delta E - E_{res}$ separa en conjuntos bien diferenciados por el número atómico Z , dentro de los cuales se pueden separar eventos en función del número másico A de cada isótopo.

En la figura 4.6 se muestra el espectro $E - \Delta E$ obtenido para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ con una energía de bombardeo $E_{lab} = 26$ MeV. La proyección en el eje vertical es equivalente a los espectros unidimensionales de energía. En el espectro se identificaron tres zonas correspondientes a $Z = 1$, $Z = 2$ (α) y $Z = 4$ (dispersión elástica de ${}^9\text{Be}$). Se nota aquí

que las partículas α tienen menor energía que los iones de ${}^9\text{Be}$ dispersados elásticamente y, por lo tanto, no producen interferencia siquiera en los detectores de energía simples. Finalmente, utilizando simulaciones con el código SUPERKIN [81]² y asumiendo la misma energía relativa para el quiebre que la observada a $\theta_{lab} = 170^\circ$, extendieron este resultado para ángulos delanteros.

4.1.3. Métodos de normalización y determinación de ángulos sólidos efectivos

La sección eficaz diferencial de un determinado canal de reacción está relacionada con la probabilidad de que las partículas salientes o eyectiles sean emitidos dentro de un ángulo sólido en la dirección de Θ respecto de la dirección del haz incidente. En forma general se puede definir como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{N}{\omega\Omega N_{inc}}, \quad (4.4)$$

donde N es el número de eyectiles por unidad de tiempo τ emitidos en la dirección de Θ , N_{inc} el número de partículas incidentes y ω es la densidad numérica superficial de núcleos blancos. El ángulo Θ puede estar referido al sistema centro de masa o laboratorio. La sección eficaz diferencial suele darse en unidades de milibarn/estereorradián (mb/sr).

El número de partículas incidentes N_{inc} puede calcularse a partir de al menos dos métodos. En el primero de ellos es a partir del valor de la carga total C colectada por la copa de Faraday en el intervalo de tiempo τ :

$$N_{inc} = \frac{C}{\bar{q}e}, \quad (4.5)$$

donde \bar{q} es el estado de carga medio con que emerge el proyectil luego de haber atravesado el blanco y e es la carga del electrón. Al usar la carga colectada del haz saliente, en lugar de la producida por el incidente, implícitamente se considera que la diferencia entre ambos es despreciable. Por otro lado, la densidad de núcleos blancos se calcula como

²Este código permite el cálculo de la respuesta de un sistema de múltiples detectores al ser empleados para el estudio de reacciones que producen múltiples partículas en el canal de salida como lo son las reacciones de quiebre.

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

$$\omega = \frac{\delta}{u} N_A, \quad (4.6)$$

donde δ es la densidad superficial másica del blanco (en unidades [masa]/[área]), u es la masa atómica del blanco y N_A , el número de Avogadro. Por lo tanto, insertando las Ecs. 4.5 y 4.6 en la Ec. 4.4 se obtiene la siguiente expresión para la sección eficaz diferencial

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{e\bar{q}u}{N_A C} \frac{N}{\delta\Omega} J(\theta). \quad (4.7)$$

Es importante notar que en esta expresión, el ángulo de dispersión θ está tomado respecto al centro de masa, con el correspondiente Jacobiano $J(\theta)$ de cambio de base entre el sistema laboratorio y el del centro de masa. Este método se conoce como *normalización por copa de Faraday*. La incerteza asociada a esta magnitud tiene contribuciones estadísticas y sistemáticas. La primera esta dada por la variable aleatoria N cuya fluctuación aleatoria tiene distribución poissoniana con incerteza \sqrt{N} . La parte sistemática tiene en cuenta las incertezas en la determinación geométrica de los ángulos sólidos Ω y el espesor del blanco δ , estimada en un 8%. Este valor representa una cota mínima elevada para el cálculo con este procedimiento. Respecto al estado de carga medio del proyectil \bar{q} , si bien en muchos casos resulta similar al número atómico Z , su valor debe ser calculado en base a modelos semiempíricos aproximados y, por lo tanto, dificulta la obtención de un valor preciso de N_{inc} . El resultado de estos factores es una incerteza sistemática elevada (alrededor del 10%), la que resulta limitante especialmente para energías por debajo de la barrera de Coulomb, donde las interacciones nucleares son improbables y las secciones eficaces difieren muy poco respecto a las de Rutherford.

Un método alternativo para la obtención de N_{inc} es mediante un detector situado en un ángulo para el cual la sección eficaz diferencial de dispersión elástica sea igual a la dispersión de Rutherford para todas las energías ($d\sigma/d\Omega = d\sigma_{Ruth}/d\Omega$). Tal como se discutió a final de la sección 2.3, para ángulos pequeños la sección eficaz de dispersión elástica tiende a la de Rutherford. Los detectores utilizados fueron los monitores 1 y 2 que se encuentran a $16,5^\circ$ y $15,9^\circ$ respecto a la dirección del haz. Así, mediante la Ec. 4.4 se puede determinar el número de partículas incidentes como

$$N_{inc} = \frac{N_{Mon} J(\theta_{Mon})}{\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\theta_{Mon}) \omega \Omega_{Mon}}, \quad (4.8)$$

donde θ_{Mon} representa el ángulo del monitor en el sistema centro de masa. El resto de las magnitudes corresponden al número de eventos detectados en el monitor N_{Mon} y su ángulo sólido Ω_{Mon} . Si se reemplaza esta expresión en la Ec. 4.4 se obtiene la sección eficaz diferencial independiente del espesor del blanco y del estado de carga medio de los proyectiles

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{Det}}^{(i)}) = \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega}(\theta_{\text{Mon}}^{(j)}) \frac{\Omega_{\text{Mon}}^{(j)}}{\Omega_{\text{Det}}^{(i)}} \frac{N_{\text{Det}}^{(i)}}{N_{\text{Mon}}^{(j)}} \frac{J(\theta_{\text{Det}}^{(i)})}{J(\theta_{\text{Mon}}^{(j)})}. \quad (4.9)$$

Aquí, $\theta_{\text{Det}}^{(i)}$ y $\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ representan el ángulo respecto a la dirección del haz y ángulo sólido del i -ésimo detector ($i = 1 - 10$). El índice j refiere al monitor 1 o 2. Este método se denomina *normalización por monitor* y fue el utilizado para calcular las secciones eficaces diferenciales en este trabajo.

En la sección 3.2.2 se determinaron los ángulos sólidos de cada detector a partir de mediciones geométricas del área de cada rendija y distancias al centro de la cámara de reacciones. Esto resultó en una incerteza porcentual de 6-10 % que representaría una cota mínima en el cálculo de la incerteza de la sección eficaz. Para obtener un valor más preciso se determinaron los cocientes de ángulos sólidos de la Ec. 4.9 irradiando a energías muy por debajo de la barrera de Coulomb, estimada en 40,5 MeV, para el cual la sección eficaz diferencial corresponde a la dispersión coulombiana en todo el rango angular. Luego, al despejar de la Ec. 4.9, se obtiene la siguiente expresión para cada cociente

$$\frac{\Omega_{\text{Mon}}}{\Omega_{\text{Det}}^{(i)}} = \frac{N_{\text{Mon}}^{(j)}}{N_{\text{Det}}^{(i)}} \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}(\theta_{\text{Det}}^{(i)})/d\Omega}{d\sigma_{\text{Ruth}}(\theta_{\text{Mon}}^{(j)})/d\Omega} \frac{J(\theta_{\text{Mon}}^{(j)})}{J(\theta_{\text{Det}}^{(i)})}. \quad (4.10)$$

Se utilizaron mediciones del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ con energías de 22, 25 y 30 MeV en el sistema laboratorio. Debido a que las fluctuaciones en cada medición son puramente estadísticas, el valor de cada cociente y su incerteza fueron obtenidas a través del promedio y desviación estándar muestral. En la figura 4.7 se muestran los valores de cada cociente $\Omega_{\text{Mon}}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ entre el monitor 1 y cada uno de los detectores ($i = 1-10$) obtenidos en distintas irradiaciones. En la tabla 4.2 se presentan los resultados para los cocientes con ambos monitores y sus respectivas incertezas.

La incerteza de las secciones eficaces con el método monitor, tiene en cuenta las incertezas asociadas al número de eventos del detector, monitor y cociente de ángulos sólidos respectivo, cuyas fluctuaciones son puramente estadísticas y descorrelacionadas. Por lo

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

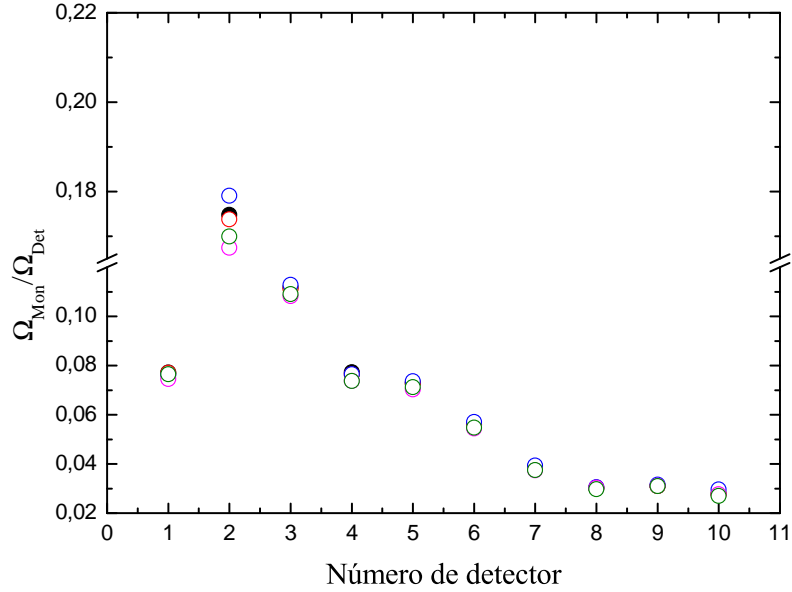


Figura 4.7: Cociente $\Omega_{\text{Mon}}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ para el monitor 1, determinados a partir de irradiaciones del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para energías subcoulombianas de 22, 25 y 30 MeV. El valor de cada cociente y su incerteza fue determinada a través del promedio y desviación estándar de cada conjunto de puntos.

Tabla 4.2: Cocientes promedio $\Omega_{\text{Mon}}^{(j)}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ ($j = 1,2$) obtenidos para cada detector ($i = 1-10$) del arreglo experimental mediante la Ec. 4.10.

| Detector | $\Omega_{\text{Mon}}^{(1)}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ | $\Omega_{\text{Mon}}^{(2)}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}$ |
|----------|---|---|
| 1 | $0,0767 \pm 0,0015$ | $0,0702 \pm 0,0013$ |
| 2 | $0,172 \pm 0,004$ | $0,158 \pm 0,004$ |
| 3 | $0,110 \pm 0,002$ | $0,1011 \pm 0,0018$ |
| 4 | $0,076 \pm 0,002$ | $0,0691 \pm 0,0018$ |
| 5 | $0,0720 \pm 0,0014$ | $0,0659 \pm 0,0013$ |
| 6 | $0,0554 \pm 0,0010$ | $0,0506 \pm 0,0009$ |
| 7 | $0,0380 \pm 0,0007$ | $0,0348 \pm 0,0007$ |
| 8 | $0,0302 \pm 0,0004$ | $0,0276 \pm 0,0004$ |
| 9 | $0,0301 \pm 0,0003$ | $0,0284 \pm 0,0003$ |
| 10 | $0,0275 \pm 0,0005$ | $0,0252 \pm 0,0004$ |

tanto, la incerteza en la sección eficaz puede calcularse como la suma en cuadratura de las tres componentes r

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{Det}}^{(i)})\right) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{Det}}^{(i)}) \sqrt{\frac{1}{N_{\text{Det}}^{(i)}} + \frac{1}{N_{\text{Mon}}^{(j)}} + \left(\frac{\Delta(\Omega_{\text{Mon}}^{(j)}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)})}{\Omega_{\text{Mon}}^{(j)}/\Omega_{\text{Det}}^{(i)}}\right)} \quad (4.11)$$

Una característica de este método es que no se requiere conocer el valor absoluto de cada ángulo sólido, sino solo su relación respecto a los monitores. Esto se debe a que el valor del ángulo sólido del monitor solo proporciona un factor de escala de todas las secciones eficaces, mientras que los ángulos sólidos de los detectores determinan la dependencia angular de las mismas. Esto significa que si se utilizara el valor del ángulo sólido geométrico de los monitores como el exacto y se multiplicara por cada cociente, podrían obtenerse un conjunto de valores $\tilde{\Omega}^{(i)}$. La diferencia entre las secciones eficaces obtenidas con estos valores y con $\Omega^{(i)}$ está dada por un factor global que puede ajustarse si se considera que el cociente $d\sigma/d\Omega/d\sigma_{\text{Ruth}}/d\Omega$ debe ser igual a uno para ángulos delanteros. No obstante, pueden aplicarse correcciones a los ángulos sólidos de cada monitor utilizando la Ec. 4.9, donde se reemplaza al ángulo del detector por el de uno de los monitores (por ejemplo el 2) y se utiliza el otro (monitor 1) para la normalización. La expresión resulta

$$\tilde{\Omega}_{\text{Mon}}^{(2)} = \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}(\theta_{\text{Mon}}^{(1)})/d\Omega}{d\sigma_{\text{Ruth}}(\theta_{\text{Mon}}^{(2)})/d\Omega} \frac{N_{\text{Mon}}^{(2)}}{N_{\text{Mon}}^{(1)}} \frac{J(\theta_{\text{Mon}}^{(2)})}{J(\theta_{\text{Mon}}^{(1)})}. \quad (4.12)$$

El cálculo de la incerteza tiene en cuenta las contribuciones estadísticas en las fluctuaciones del número de eventos de los monitores y sistemática en la determinación del ángulo sólido geométrico. De esta forma se obtiene

$$\Delta\tilde{\Omega}_{\text{Mon}}^{(2)} = \tilde{\Omega}_{\text{Mon}}^{(2)} \sqrt{\left(\frac{1}{N_{\text{Mon}}^{(1)}}\right)^2 + \left(\frac{1}{N_{\text{Mon}}^{(2)}}\right)^2 + \left|\frac{\partial\tilde{\Omega}_{\text{Mon}}^{(2)}}{\partial\Omega_{\text{Mon}}^{(1)}}\Delta\Omega_{\text{Mon}}^{(1)}\right|} \quad (4.13)$$

De forma análoga puede obtenerse $\tilde{\Omega}_{\text{Mon}}^{(1)}$ con su incerteza. Esto permite calcular, por medio de los cocientes de ángulos sólidos, un conjunto de valores $\tilde{\Omega}_i$ para cada detector que no deben diferir considerablemente entre sí, por lo cual pueden promediarse para obtener una mejor aproximación de los ángulos sólidos. Esto se hizo para obtener las secciones eficaces por medio del método de la copa de Faraday (Ec. 4.7) y poder constatar la dependencia angular de las distribuciones angulares obtenidas con el método monitor.

4.1.4. Secciones eficaces diferenciales e incertezas

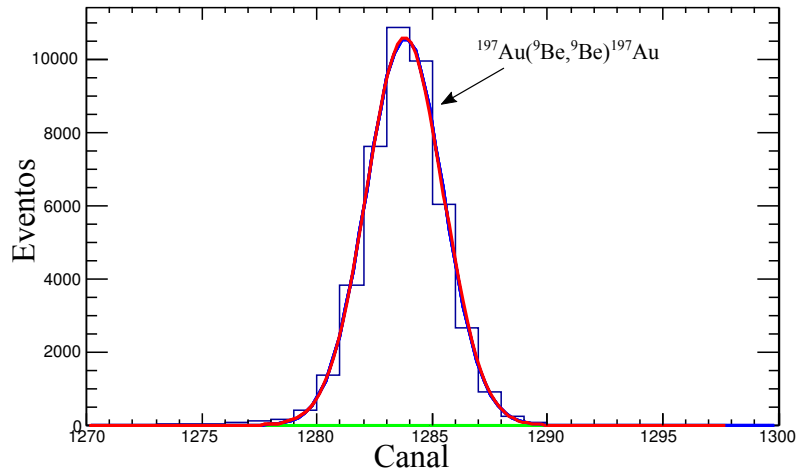
En este apartado se describe el procedimiento llevado a cabo para la obtención del número de eventos N de los picos correspondientes a la dispersión elástica e inelástica de los espectros de energía. Este análisis se divide en tres grupos: i) análisis de los monitores, ii) análisis de detectores $i = 1 - 8$ en configuración delantera ($\theta_8^{MAX} = 90^\circ$ y $\alpha_{TGT} = 40^\circ$) y, por último, iii) análisis de detectores $i = 1 - 8$ en configuración trasera ($\theta_1^{MIN} = 85^\circ$ y $\alpha_{TGT} = -40^\circ$) y detectores traseros 9 y 10 que siempre se ubicaron en ángulos traseros en el hemisferio opuesto. En todos los casos, se calcularon las secciones eficaces mediante el método monitor a través de la Ec. 4.9.

En el análisis espectral de los detectores monitores 1 y 2 se identificó un único pico correspondiente a la dispersión elástica de ${}^9\text{Be}$ en ${}^{197}\text{Au}$. El ángulo de estos detectores es tal que el proceso elástico es dominante, por lo que se presupone un alto contaje de eventos en el pico y también en el fondo. Debido a esto, no resultó posible identificar picos inelásticos. Para analizar estos espectros se consideraron dos métodos: i) obtener el área del pico mediante un ajuste a través de una distribución gaussiana asimétrica dada por la expresión

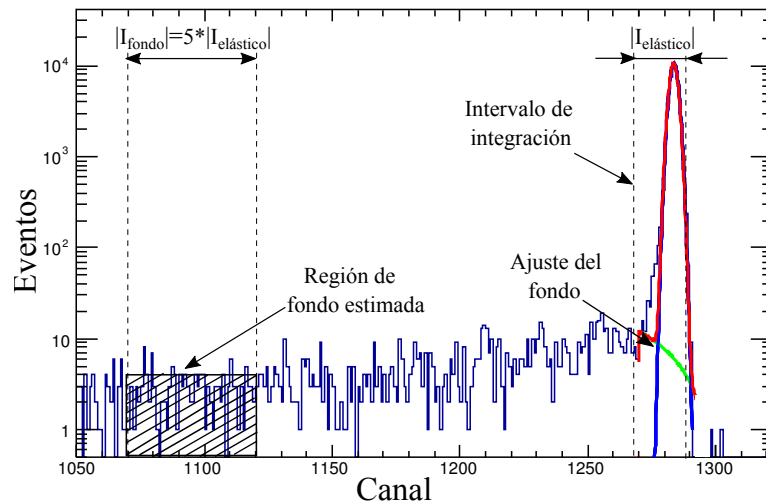
$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(1+A)/2} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2 A^2}} & \text{si } x < x_0 \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(1+A)/2} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} & \text{si } x \geq x_0, \end{cases} \quad (4.14)$$

donde A es el factor de asimetría, x_0 la posición del centroide y σ la desviación estándar y ii) determinar el número de eventos a través de la integración directa en un intervalo $I = [x_0 - 3A\sigma, x_0 + 3\sigma]$. En la figura 4.8 se presentan ambos métodos para el ajuste del monitor 2 para una energía de bombardeo de 40 MeV

El gráfico 4.8a se observa el ajuste del pico elástico. La línea verde representa el fondo estimado por el mismo programa para obtener el área neta, que resulta $N = 44017 \pm 462$. En la figura 4.8b el mismo gráfico está presentado en escala logarítmica, en un intervalo de canales mayor. Si bien el factor de asimetría se deja libre, la curva no puede representar completamente el pico a su izquierda. Esta discrepancia se debe a efectos de dispersión (*straggling*) en energía, que causa una caída menos pronunciada que lo esperado teóricamente. En líneas punteadas se graficó el intervalo de integración $I_{\text{elástico}}$ para este pico. Integrando en este intervalo se obtiene un valor total del número de eventos N_{total} . Para descontar el fondo, se toma un intervalo cuyo ancho es $n = 5$ veces mayor que el res-



(a)



(b)

Figura 4.8: Espectro del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ obtenido del monitor 2 ($\theta_{lab} = 15,9^\circ$) para una energía de bombardeo $E_{lab} = 40$ MeV. La figura (a) corresponde al ajuste del pico elástico mediante la Ec. 4.14, cuyos resultados son $x_0 = 1282,8 \pm 0,1$, $\sigma = 1,65 \pm 0,06$, $A = 1,014 \pm 0,085$ y $N = 44017 \pm 462$ con $\chi^2/gl = 9,22$. En la figura (b) se observa la misma figura en escala logarítmica. El intervalo de integración I se obtuvo con los parámetros de ajuste. El intervalo del fondo tiene una longitud cinco veces mayor que I .

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

pectivo $I_{\text{elástico}}$; el número de eventos del fondo N_{fondo} se obtiene al dividir el resultado por el mismo valor n . El motivo de este procedimiento es evitar errores debido a posibles interferencias no identificadas a través del promedio en un intervalo mayor. Finalmente, el número de eventos del pico elástico $N_{\text{elástico}}$ se obtiene de sustraer N_{fondo} al número total de eventos en el intervalo $I_{\text{elástico}}$, es decir

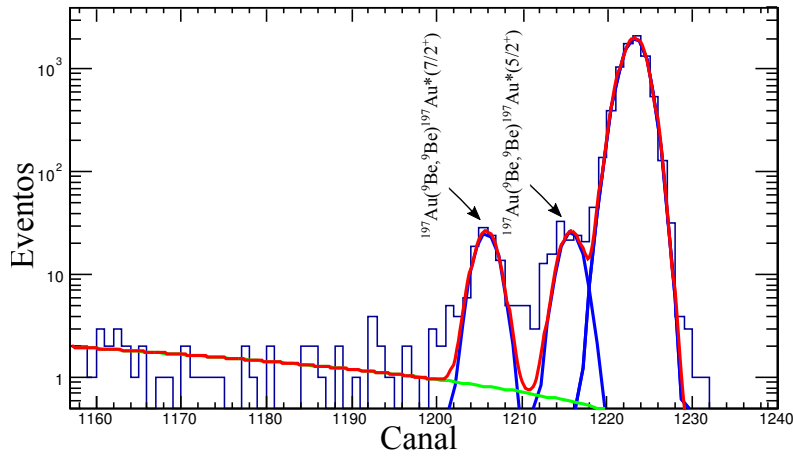
$$N_{\text{elástico}} = N_{\text{total}} - N_{\text{fondo}}, \quad (4.15)$$

con su incerteza dada por

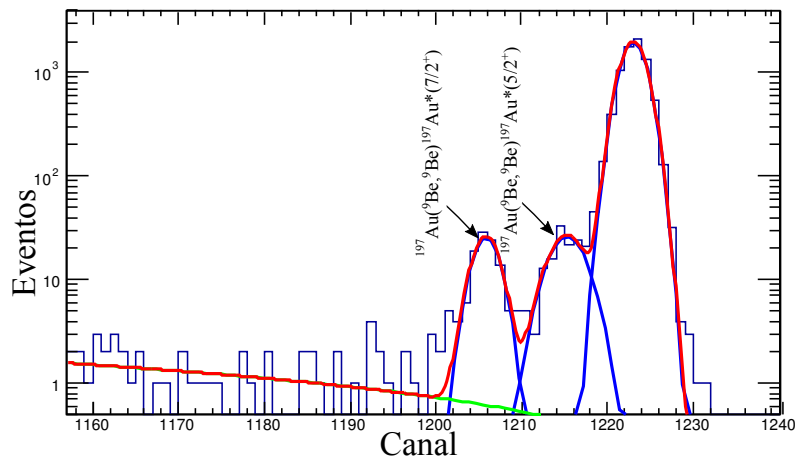
$$\Delta N_{\text{elástico}} = \sqrt{(\Delta N_{\text{total}})^2 + (\Delta N_{\text{fondo}})^2} = \sqrt{N_{\text{total}} + N_{\text{fondo}}}. \quad (4.16)$$

El número de eventos registrados utilizando este método fue $N_{\text{elástico}} = 44124 \pm 210$. Las diferencias entre estos resultados fue de 0.2%, por lo cual ambos métodos resultaron consistentes para el cálculo. Si bien esta coincidencia se repitió para los demás monitores, se optó por utilizar el método de integración en el intervalo $I_{\text{elástico}}$ ya que garantiza incluir todos los eventos en la región, considerando el *straggling*. Además, puede ser utilizado en casos donde el pico elástico no tiene forma gaussiana, tal como sucede cuando el número de eventos es bajo (en altas energías la sección eficaz decae fuertemente al aumentar el ángulo) y cuando se mide en configuración trasera.

Los espectros de energía para la configuración delantera permiten distinguir, además del pico elástico, los picos correspondientes a la dispersión inelástica observados en la figura 4.4 para los estados excitados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au . Sobre estos se realizó un ajuste tomando tres curvas gaussianas asimétricas de igual ancho a las que se les ajustó la posición de sus respectivos centroides, desviaciones estándar (igual para las tres) y asimetrías. El número de eventos del pico elástico se determinó al integrar en el intervalo $I_{\text{elástico}}$, de igual manera que para los monitores. Para calcular los correspondientes a los picos inelásticos se adoptó un criterio distinto. El número de eventos de cada pico se obtuvo a través de los ajustes gaussianos. Este cambio de método se debió a que los picos inelásticos pueden tener contribuciones del elástico dada su proximidad. Dichas contribuciones, si bien pueden ser despreciables en términos del número de eventos elásticos totales, son significativas para los picos inelásticos ya que el número de eventos de cada uno es aproximadamente dos órdenes de magnitud menor. La figura 4.9a, muestra el espectro y ajustes para el sistema $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ con energía de bombardeo 40 MeV



(a)



(b)

Figura 4.9: Espectro del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ del detector 5 ubicado en $\theta_{lab} = 75,2^\circ$, para una energía de bombardeo de $E_{lab} = 40$ MeV. La figura (a) corresponde al ajuste por tres gaussianas asimétricas con igual ancho, mientras que la figura (b) tiene el mismo ajuste, pero con ancho independiente para cada una. El número de eventos para los picos inelásticos fueron obtenidos de los ajustes de la figura (a).

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

y $\theta_{lab} = 75,2^\circ$. Los valores obtenidos para este ejemplo fueron $N_{elástico} = 7492 \pm 87$, $N_{5/2+} = 98 \pm 20$ y $N_{7/2+} = 97 \pm 12$. En la figura 4.9b se observa el mismo ajuste pero con ancho independiente para cada una. Es claro al comparar ambas figuras que el ajuste del pico correspondiente a 279 keV es mayor que en el anterior caso por el solapamiento parcial con el pico elástico. Las incertezas en el número de eventos inelásticos de cada pico no fueron obtenidas por medio de los ajustes ya que se encontraban sobreestimadas. En lugar de esto, se calcularon como la suma de una componente estadística y otra debido al fondo, que se estimó igual a la mitad de la diferencia entre las áreas de los ajustes con igual ancho de los picos y sin igual ancho ΔG . La expresión resultante es

$$\Delta N_{inelástico} = \sqrt{N_{inelástico} + (\Delta(G/2))^2}. \quad (4.17)$$

Las secciones eficaces de dispersión inelástica y sus incertezas fueron calculadas utilizando las Ecs. 4.9 y 4.11.

Por último, se analizaron los espectros obtenidos en configuración trasera. A diferencia de los anteriores espectros, estos no poseen una forma consistente con una distribución gaussiana, sino que su máximo se encuentra amesetado, otorgándole una forma cuadrada. Un ejemplo característico se muestra en la figura 4.10a.

La forma de estos picos es consecuencia de la configuración trasera, también llamada de reflexión. Supóngase un haz que incide sobre el blanco y reacciona en la cara frontal de este. Estas partículas son dispersadas en todas las direcciones y registradas en los detectores, en este caso, ubicados en ángulos mayores a 80° . El número de eventos registrados N es una variable aleatoria con distribución poissoniana que tiende a una distribución gaussiana a medida que aumenta su valor. Si, en cambio, las partículas ingresan en el blanco y reaccionan en la cara posterior, sufrirán el mismo fenómeno de dispersión que la primera, pero con una pérdida de energía debido a su tránsito en el material. Los eventos registrados en el mismo detector tendrán la misma forma gaussiana, pero con un corrimiento por pérdida de energía. En el cuadro superior izquierdo de la figura 4.10b se representa el camino de las partículas dispersadas en distintas posiciones del blanco. Ya que esto puede ocurrir en todas las profundidades intermedias, el resultado que se adquiere en el detector puesto en configuración trasera es la superposición de las distintas distribuciones gaussianas. En esta misma figura se observa dicha superposición al considerar cinco curvas que

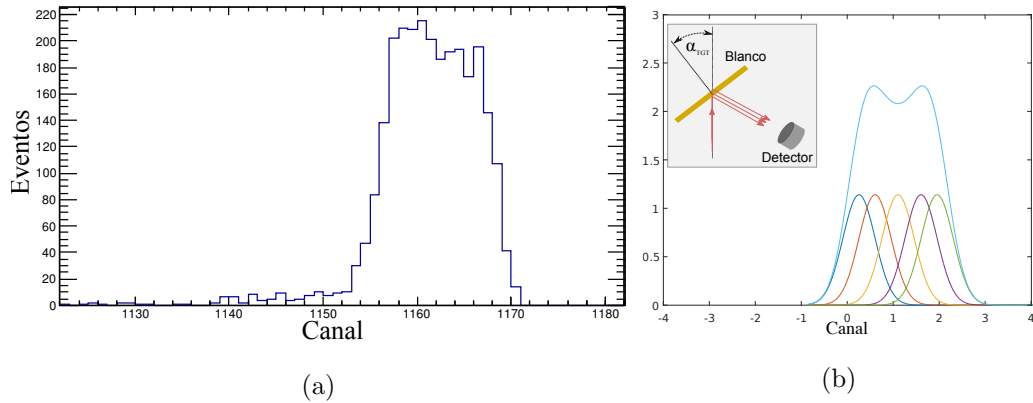


Figura 4.10: La figura (a) muestra un espectro de energía del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ adquirido en configuración trasera. La energía de bombardeo fue de $E_{lab} = 39$ MeV y el ángulo $\theta_{lab} = 105,2^\circ$. La figura (b) es una representación esquemática del pico cuadrado como superposición de curvas gaussianas, en el cuadro superior izquierdo se observa un esquema del trazado de haces de partículas que inciden en distintas profundidades del blanco y son dispersados en ángulos traseros. Para simplificar el esquema, solo se ilustran tres haces.

se encuentran próximas entre sí. La suma se aproxima a la forma de los picos observada en el experimento.³

El número de eventos de cada pico se obtiene integrando en un intervalo $I_{\text{elástico}}$ como se realizó para los espectros en configuración delantera y monitores. Ya que no se puede realizar un ajuste gaussiano, se consideró $A = 1$ y la relación $\sigma = FWHM/2,35$. Al reemplazar en la definición adoptada para el intervalo, se obtiene $I_{\text{elástico}} = [x_0 - 1, 28FWHM, x_0 + 1, 28FWHM]$. El pico inelástico $5/2^+$ (279,0 keV) del ${}^{197}\text{Au}$ se encuentra completamente absorbido por el elástico, de manera que no pueden obtenerse áreas de este en configuración trasera. Por el contrario, la separación entre el pico elástico y el inelástico $7/2^+$ (547,5 keV) del ${}^{197}\text{Au}$ sí permite identificarlo. El número de eventos de este pico se determinó mediante un intervalo $I_{\text{inelástico}} = [x_0 - 0, 85FWHM, x_0 + 0, 85FWHM]$, que es equivalente a considerar 2σ y la posición del centroide se obtuvo de la distancia en canales respecto al pico elástico. Este valor fue elegido ya que no solapa con el elástico. Para estimar el fondo se tomó un intervalo de igual longitud cuyo límite superior coincidiera con el inferior de $I_{\text{inelástico}}$. En la figura 4.11 se muestra el espectro para $E_{lab} = 39$ MeV y $\theta_{lab} = 114,9^\circ$. En esta figura no se incluye el intervalo para el fondo del pico elástico, que

³Aquí se usó la aproximación de que todas las curvas tienen igual σ .

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

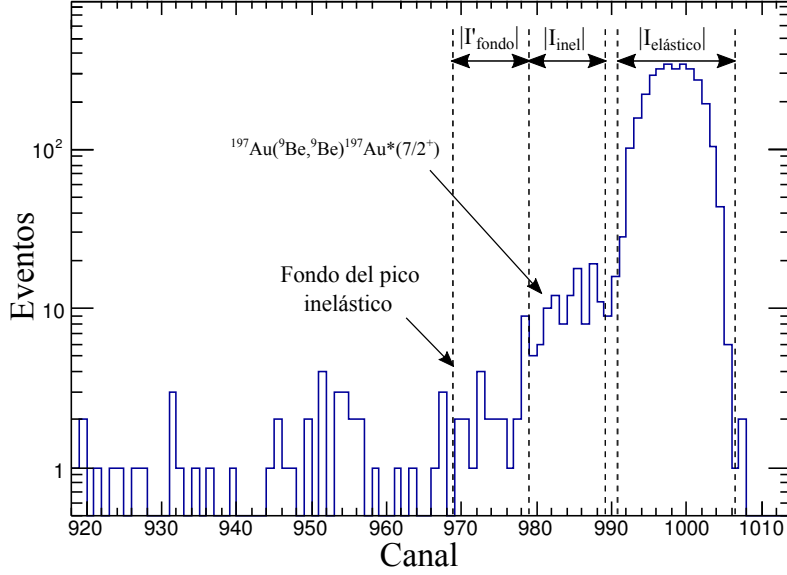


Figura 4.11: Espectro adquirido para $E_{lab} = 39$ MeV y $\theta_{lab} = 114,9^\circ$. El intervalo $I_{elástico}$ se determina a partir del ancho mitad del pico. El fondo de dicho intervalo se obtiene de forma análoga al caso del análisis de monitores.

se escoge de igual forma que en el análisis de monitores y de detectores en configuración delantera. El número de eventos del pico inelástico se obtiene como la diferencia entre los eventos del intervalo $I_{Inelástico}$ y los respectivos del fondo; la incerteza se obtiene de la siguiente expresión⁴

$$\Delta N_{inelástico} = \sqrt{N_{inelástico} + N_{fondo'}}. \quad (4.18)$$

4.1.5. Distribuciones angulares de dispersión elástica e inelástica

En esta sección se presentan los resultados de las secciones eficaces diferenciales en función del ángulo con el método presentado en la sección 4.1.4, para cada energía de bombardeo. Para el caso de la de dispersión elástica, se calcularon los coeficientes entre estas y las respectivas secciones eficaces diferenciales de Rutherford para cada valor de ángulo θ dispersado a una dada energía E . Por simplicidad, se utilizará la siguiente notación

$$\frac{[d\sigma/d\Omega]_{Elástico}(\theta)}{[d\sigma/d\Omega]_{Rutherford}(\theta)} \equiv \frac{\sigma_{Elást}}{\sigma_{Ruth}} \quad (4.19)$$

⁴Este método para el pico inelástico se utilizó ante la imposibilidad de poder obtener su área mediante un ajuste utilizando el programa ScanRoot y por interferencias de eventos del pico elástico.

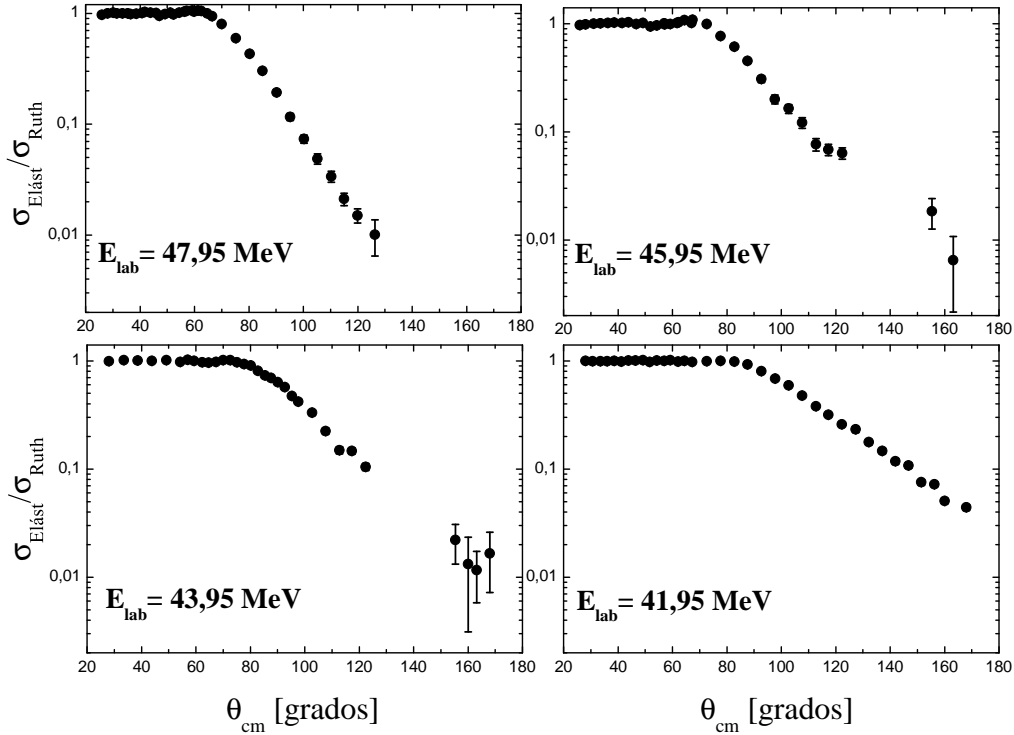


Figura 4.12: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{\text{lab}} = 42, 44, 46$ y 48 MeV.

Los resultados de las distribuciones angulares para las energías $E_{\text{lab}} = 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 44, 46$ y 48 MeV son presentados en las figuras 4.12, 4.13 y 4.14, ordenadas en escala descendente en energía en tres grupos: energías altas, medias y bajas; y evaluadas en el ángulo θ respecto al sistema centro de masa. En todas las figuras, las energías de laboratorio fueron corregidas por la pérdida a mitad del blanco, la cual fue de 60 keV para energías entre 34 y 41 MeV y 50 keV para energías entre 42 y 48 MeV.

El cociente respecto a Rutherford resulta instructivo ya que permite identificar claramente el ángulo a partir del cual la dispersión se aparta de la obtenida solo por interacción coulombiana, lo que pone de manifiesto la presencia de la interacción nuclear. Para ángulos delanteros, la sección eficaz de Rutherford es el proceso dominante, por lo que se supone que el cociente será próximo a la unidad. Los gráficos en las tres figuras corroboran esta hipótesis para cada energía, incluso las que se encuentran por encima de la barrera de Coulomb. También se observa que el valor de la sección eficaz es igual al de Rutherford hasta un determinado ángulo, a partir del cual el cociente comienza a disminuir y que dicho ángulo varía según la energía. Este ángulo se lo conoce como rasante (*grazing*), θ_R .

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

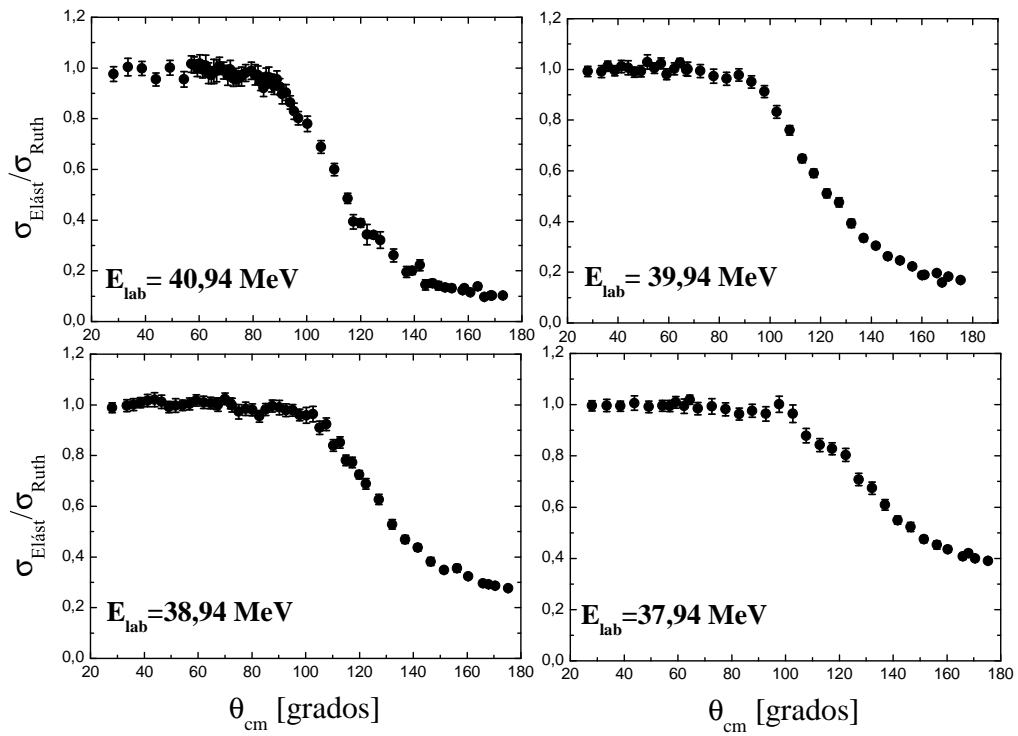


Figura 4.13: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{\text{lab}} = 38, 39, 40$ y 41 MeV.

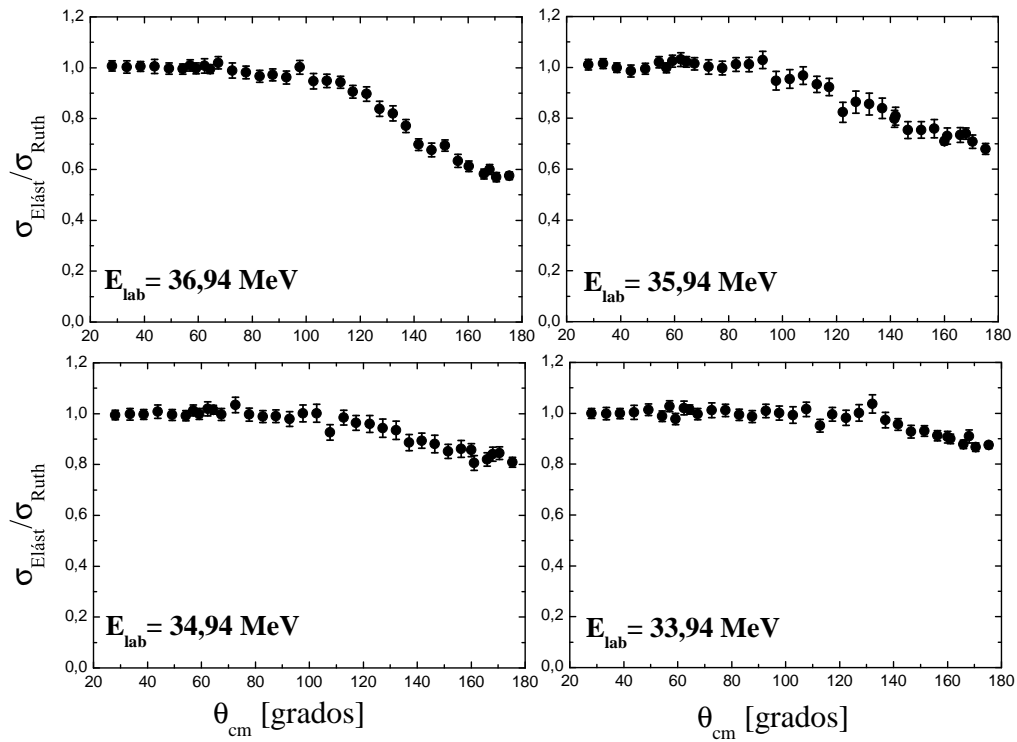


Figura 4.14: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{\text{lab}} = 34, 35, 36$ y 37 MeV .

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

Desde la aproximación clásica, θ_R está relacionado con el parámetro de impacto rasante b_R , que es la distancia a partir de la cual la interacción nuclear comienza a ser efectiva, mediante Ec. 2.8

$$b = \frac{Z_a Z_A e^2}{2E_\alpha} \cot(\theta/2)$$

Esto determina el ángulo θ_R para el cual, $b = b_R$. Al analizar todas las distribuciones angulares de las figuras 4.12, 4.13 y 4.14, se observa que a medida que la energía aumenta, θ_R es menor. Para energías mayores que (o en la zona de) la barrera coulombiana el motivo por el cual la sección eficaz decae para ángulos mayores que θ_R tiene dos justificaciones: si la absorción es débil, las partículas con parámetro de impacto b menores que b_R experimentarán la fuerza nuclear atractiva que modifica sus trayectorias, de modo tal que serán dispersadas en ángulos distintos que los correspondientes la dispersión coulombiana. Por otro lado, si también se encuentran abiertos canales no elásticos, las partículas serán absorbidas (respecto al canal elástico), en lugar de ser modificados sus ángulos. Para energías inferiores a la barrera coulombiana, los núcleos no tienen la posibilidad, desde el punto de vista clásico, de acercarse a distancias tales que la fuerza nuclear pueda actuar. Si bien desde la mecánica cuántica estos pueden penetrar por efecto túnel, esta probabilidad de decae exponencialmente con la energía a medida que esta se aleja de la barrera. Por ende, la dispersión se corresponde con la de Rutherford con excepción que se encuentren canales inelásticos abiertos aún para energías subcoulombianas.

A continuación, se obtuvieron las distribuciones angulares de dispersión inelástica para los estados excitados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au , expresadas en valores de milibarns por estereorradian (mb/sr). Los resultados para las energías de bombardeo $E_{lab} = 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 42, 44, 46$ y 48 MeV ⁵ se muestran en las figuras 4.15, 4.16 y 4.17.

Resulta interesante comparar, ya que en las distribuciones angulares elásticas fueron calculados el cociente de la sección eficaz respecto a Rutherford, los valores de las secciones eficaces elásticas e inelásticas para entender la magnitud de estos procesos. En

⁵Los datos de la distribución angular elástica $E_{lab} = 41 \text{ MeV}$ para $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ se obtuvieron como parte de otro experimento, realizado durante este trabajo de tesis, cuyo objetivo principal fue la medición de las secciones eficaces de dispersión elástica para el sistema $^9\text{Be} + ^{80}\text{Se}$. Por lo tanto, no fueron medidas las secciones eficaces inelásticas para esta energía.

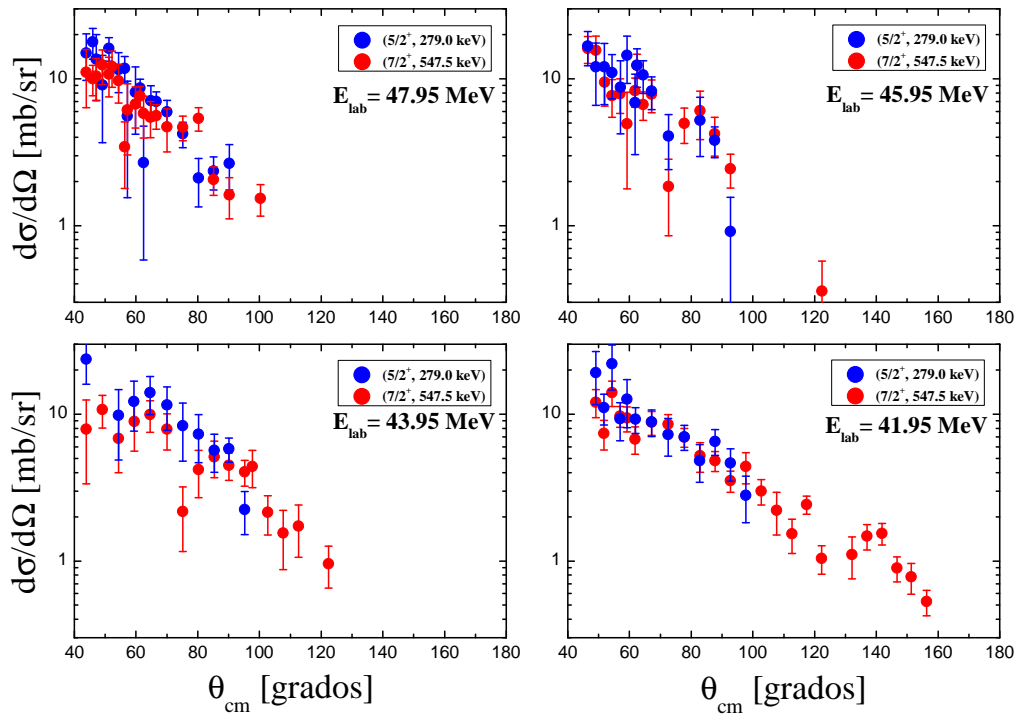


Figura 4.15: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión inelástica correspondiente a los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au para $E_{lab} = 42, 44, 46$ y 48 MeV .

4.1. DETERMINACIÓN DE DISTRIBUCIONES ANGULARES DE DISPERSIÓN ELÁSTICA E INELÁSTICA

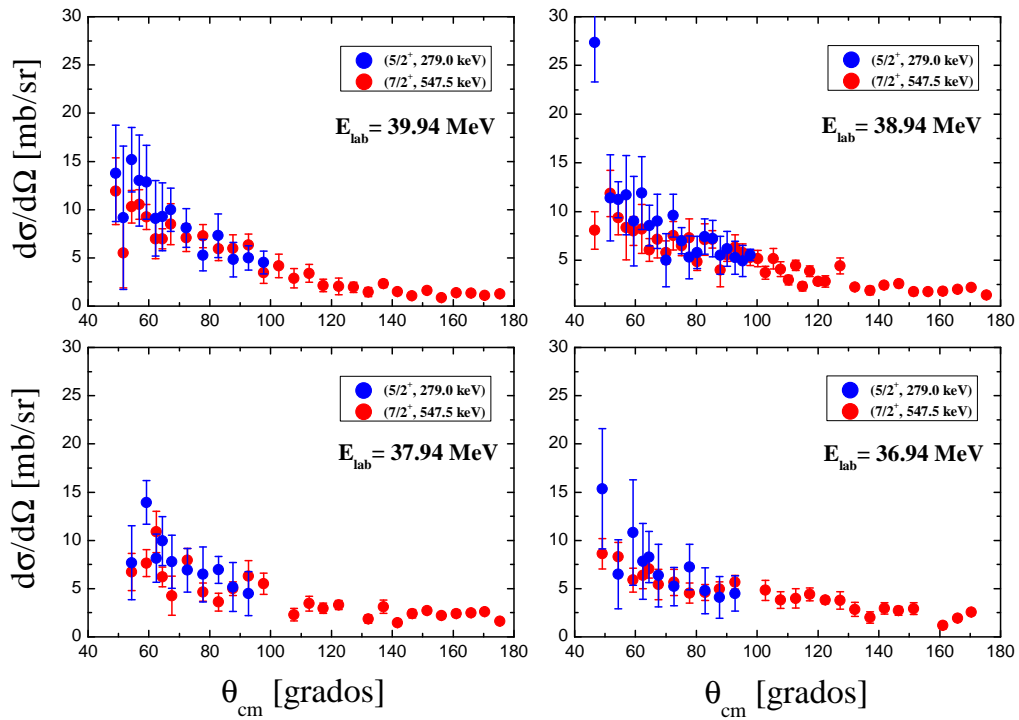


Figura 4.16: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión inelástica correspondientes a los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au para $E_{lab} = 37, 38, 39$ y 40 MeV.

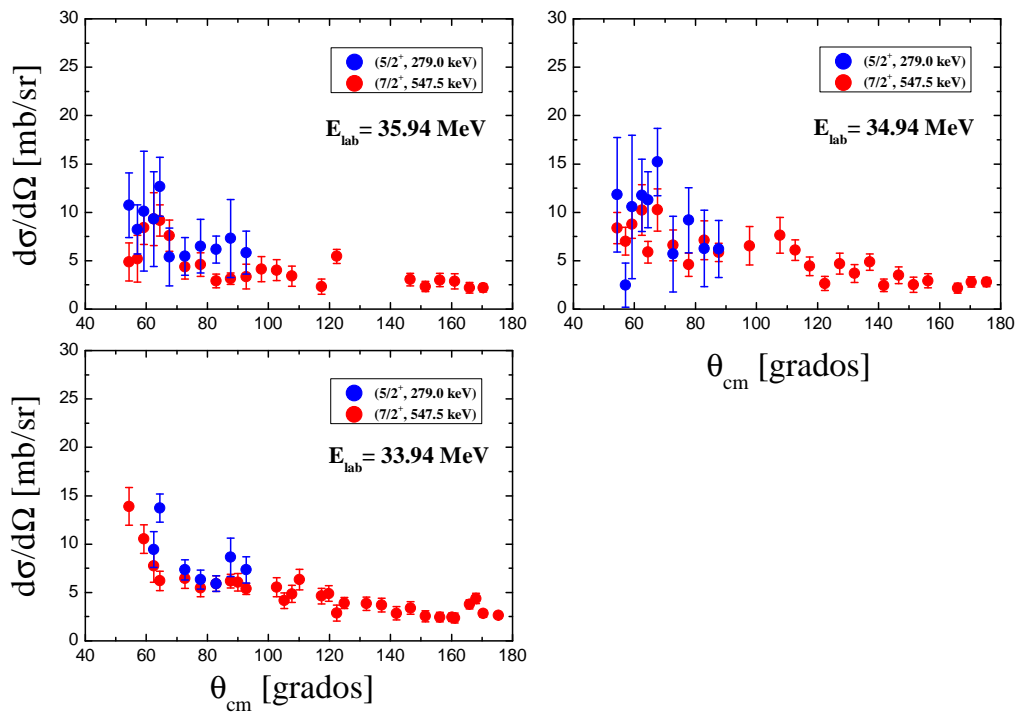


Figura 4.17: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión inelástica correspondientes a los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au para $E_{lab} = 34, 35$ y 36 MeV.

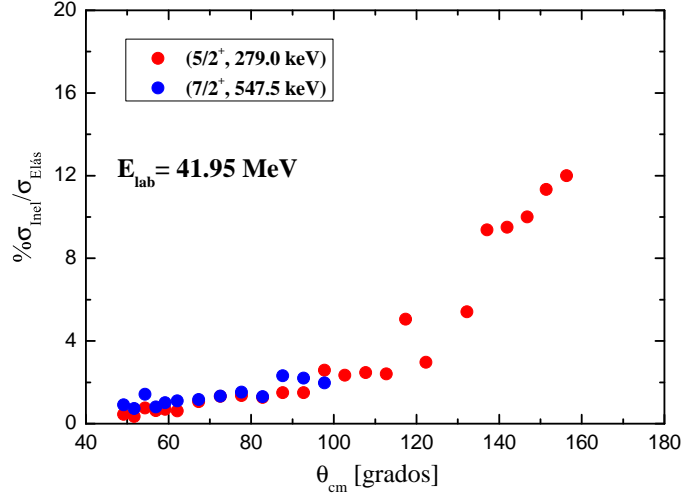


Figura 4.18: Cociente de secciones eficaces diferenciales $\% \sigma_{Inel} / \sigma_{Elast}$ para los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au en función del ángulo dispersado θ para $E_{lab} = 42 \text{ MeV}$.

la figura 4.18 se muestra el cociente de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica e inelástica para ambos estados excitados de ^{197}Au para la energía de bombardeo $E_{lab} = 42 \text{ MeV}$. Puede observarse en esta figura que la sección eficaz inelástica (de ambos procesos) es despreciable en comparación con la elástica en un rango angular hasta 90° aproximadamente, donde su valor es $\sim 1,5\%$. Para valores mayores, la sección eficaz elástica comienza a decrecer a un ritmo mayor que la inelástica. Esto evidencia el cierre progresivo del canal elástico. Para energías menores, el canal elástico aumenta, de modo que el cociente de secciones eficaces se torna menor.

4.2. Secciones eficaces de fusión-evaporación y transferencia

4.2.1. Eficiencia del detector HPGe

El primer paso para obtener las secciones eficaces consiste en determinar la eficiencia del detector de germanio utilizado. A diferencia de las partículas cargadas, los rayos gamma pueden desplazarse largas distancias entre interacciones, por lo que su eficiencia usual es bastante menor al 100%. Es usual utilizar la eficiencia absoluta ε_{abs} , la cual se define como

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N^{Det}/t}{N^{(fuente)}/t} \quad (4.20)$$

donde $N_{emitidos}^{(fuente)}$ y N^{Det} son el número de rayos gamma emitidos por la fuente radiactiva y de eventos registrados en el detector de germanio. Esta magnitud no solo depende de las propiedades del detector, sino también de los detalles de la geometría, en particular de la distancia entre el detector y la fuente. El número de eventos emitidos por segundo puede obtenerse como el cociente entre la intensidad del rayo gamma I_γ y la actividad de la fuente A .⁶ Por otra parte, el numerador resulta igual al cociente entre el área del pico del rayo gamma G y el tiempo de adquisición t_{adq} . Al reemplazar en la Ec. 4.20, se obtiene la expresión utilizada para el cálculo de la eficiencia

$$\varepsilon_{abs} = \frac{G/t_{adq}}{I_\gamma/A}, \quad (4.21)$$

cuya incerteza está dada por

$$\Delta\varepsilon_{abs} = \varepsilon_{abs} \sqrt{\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2}. \quad (4.22)$$

La incerteza en el valor de la intensidad de cada rayo gamma I_γ se obtuvo de la base de datos ENSDF de IAEA [80].

Este procedimiento se llevó a cabo para los distintos rayos gamma de las fuentes ^{60}Co , ^{133}Ba y ^{152}Eu con $\epsilon > 100$ keV. Tal como se mencionó al principio, la eficiencia depende de la distancia de las fuentes al detector. Por lo tanto, fue calculada para dos posiciones fijas, que corresponden a las ranuras 2 y 4 del portamuestras diseñado para posicionar el conjunto de blanco y *catcher*. En la figura 4.19 se presentan los resultados para ambas posiciones. Cada conjunto de puntos fue ajustado mediante una función a trozos según el rango de energías

$$\varepsilon_f(\epsilon) = \begin{cases} e^{[a(\log_{10}\epsilon)^3 + b(\log_{10}\epsilon)^2 + c(\log_{10}\epsilon) + d]\ln(10)} & \text{si } 100 \text{ keV} < \epsilon \leq 400 \text{ keV} \\ e^{[e(\log_{10}\epsilon) + f]\ln(10)} & \text{si } \epsilon > 400 \text{ keV}. \end{cases} \quad (4.23)$$

De esta forma, se obtuvieron dos conjuntos de parámetros según la posición en la que se ubique la fuente. Finalmente, todas las irradiaciones se realizaron en la posición correspondiente a la ranura 2, ubicada a 5 cm del detector, ya que el contaje era adecuado para

⁶El cálculo de la actividad de cada fuente se realizó tomando $t_{inicial}$ como la fecha cuando fue irradiada y $t_{final} = 30-12-17$ como la fecha cuando se realizó la calibración.

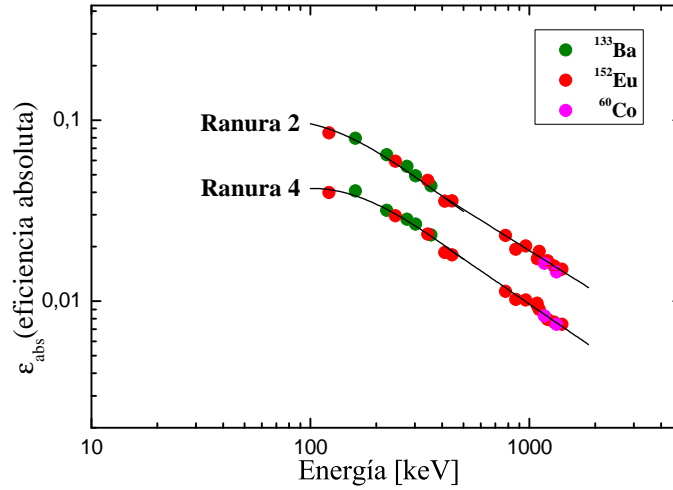


Figura 4.19: Curvas de eficiencia en función de la energía del rayo gamma para dos posiciones fijas rotuladas ranura 2 y ranura 4. Para cada conjunto de datos se ajustó una curva (válida $E_{\gamma} > 100$ keV) mediante la Ec. 4.23.

el detector. En la tabla se presentan los parámetros para ambas posiciones. Las incertezas en la eficiencia se obtuvieron a través del método de propagación de Ec. 4.23

4.2.2. Canales de fusión-evaporación y transferencia

La reacción de formación de núcleo compuesto a partir del proyectil débilmente ligado ^9Be puede ocurrir a través de distintos procesos. La fusión completa del proyectil produce el núcleo compuesto ^{206}Bi . Por otro lado, en interacción con el blanco, el ^9Be se quiebra a través de distintos mecanismos:

- $^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n$,
- $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$ seguido de $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$,
- $^9\text{Be} \rightarrow ^5\text{He} + \alpha$.

Los núcleos de ^8Be y ^5He tienen tiempos de vida medias de 7×10^{-17} s y 10^{-21} s, respectivamente. La fusión de alguno de los fragmentos cargados con el proyectil se la define como fusión incompleta. En este caso, se forman los núcleos compuestos ^{201}Tl y ^{202}Tl . Por último, la transferencia de un neutrón da como resultado la formación del núcleo compuesto ^{198}Au , que decae vía emisión beta para formar ^{198}Hg .

Tabla 4.3: Parámetros de ajuste para el cálculo de la eficiencia absoluta ε_{abs} en función de la energía del rayo gamma emitido (Ec. 4.23). Se determinaron los parámetros en las posiciones denominadas ranura 2 y ranura 4. Las curvas se muestran en la figura 4.19.

| Parámetro | Ranura 2 | Ranura 4 |
|-----------|------------------|-------------------|
| a | $0,56 \pm 0,08$ | $0,56 \pm 0,08$ |
| b | $-4,35 \pm 0,68$ | $-4,61 \pm 0,61$ |
| c | $10,47 \pm 1,63$ | $11,74 \pm 1,55$ |
| d | $-9,01 \pm 1,47$ | $-10,91 \pm 1,33$ |
| e | $-0,76 \pm 0,06$ | $-0,83 \pm 0,04$ |
| f | $0,55 \pm 0,10$ | $0,47 \pm 0,08$ |

En núcleos ricos en protones, tales como el blanco de ^{197}Au ($Z = 79$), los canales de evaporación de nucleones están restringidos principalmente a neutrones. El motivo radica en que las partículas cargadas (protones, alfas), a diferencia de los neutrones, deben superar la barrera coulombiana, cuya intensidad se incrementa con el número de protones. Este resultado también fue observado en el estudio de fusión en sistemas con blancos en la misma zona de la tabla, por ejemplo $^9\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$ [28] y $^9\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ [30]. Con el fin de predecir los posibles canales de evaporación y sus distribuciones relativas, se utilizó el código PACE [61] que se encuentra implementado en el programa LISE++ [82], desarrollado para calcular la transmisión y residuos producidos y colectados en un espectrómetro. PACE realiza simulaciones de Montecarlo sobre los acoplamientos de momento angular de los núcleos hijos y predice su distribución en función de la energía de bombardeo. Los resultados se encuentran graficados en la figura 4.20. Las predicciones del código PACE para la fusión completa del sistema $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ muestran que el núcleo compuesto ^{206}Bi decae principalmente por emisión de neutrones y que los procesos $3n(^{203}\text{Bi})$ y $4n(^{202}\text{Bi})$ son dominantes en el rango de energías de entre 35 y 50 MeV ($0,88V_C$ y $1,25V_C$, donde V_C es la barrera de Coulomb estimada en 40,5 MeV). El canal $5n(^{201}\text{Bi})$, más energético, se vuelve significativo para energías mayores a 47 MeV, mientras que el canal $2n(^{204}\text{Bi})$ es minoritario y solo está presente en un rango acotado de energías cercanas a la barrera de Coulomb.

El código PACE se encuentra limitado a predecir las secciones eficaces de fusión com-

4.2. SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN-EVAPORACIÓN Y TRANSFERENCIA 107

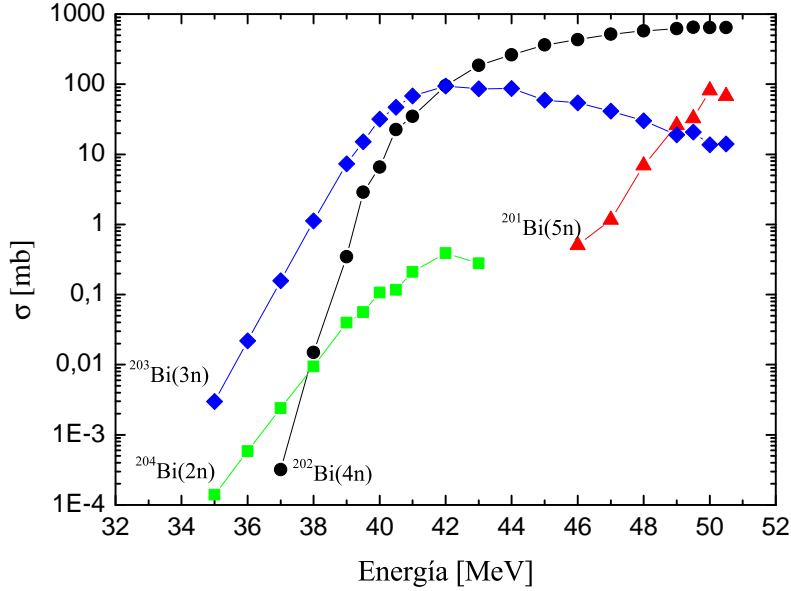


Figura 4.20: Cálculos obtenidos con el código PACE para la fusión completa seguida de evaporación de los principales canales de reacción del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$.

pleta, ya que no puede calcular la energía de los fragmentos de quiebre del proyectil que fusionan con el blanco, por ejemplo las partículas alfas. Si se asume que la energía de esta partícula es $E_\alpha = 4/9 E_{lab}({}^9\text{Be}) - S_n$, donde S_n es la energía de umbral para el quiebre de ${}^9\text{Be}$, las predicciones obtenidas muestran que los canales de evaporación para el núcleo compuesto ${}^{201}\text{Tl}$ son la evaporación de $1n({}^{200}\text{Tl})$ y $2n({}^{199}\text{Tl})$. El núcleo ${}^{201}\text{Tl}$ también puede decaer por captura electrónica a ${}^{201}\text{Hg}$ con $T_{1/2} = 3,0421$ d, aunque este proceso no fue identificado en los espectros de emisión gamma.

Otro canal posible de fusión incompleta es el que lleva a la formación de ${}^{202}\text{Tl}$. Este núcleo compuesto decae principalmente por emisión de dos y tres neutrones y coinciden con los decaimientos de uno y dos neutrones de ${}^{201}\text{Tl}$. Por lo tanto, no pueden separarse por medio de esta técnica experimental. La formación de ${}^{202}\text{Tl}$ puede darse por fusión del ${}^5\text{He}$, resultante del quiebre ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^5\text{He} + {}^4\text{He}$, con ${}^{197}\text{Au}$. Sin embargo, los resultados de Woolliscroft *et al.* [36] arrojaron que la contribución de este canal de quiebre es pequeña, lo que resulta en una baja contribución a la fusión incompleta.

La figura 4.21 muestra parte de la tabla de nucleidos donde se encuentran los núcleos compuestos formados por fusión completa e incompleta, los residuos de evaporación y sus decaimientos. Los núcleos formados por evaporación de neutrones, ya sea a través

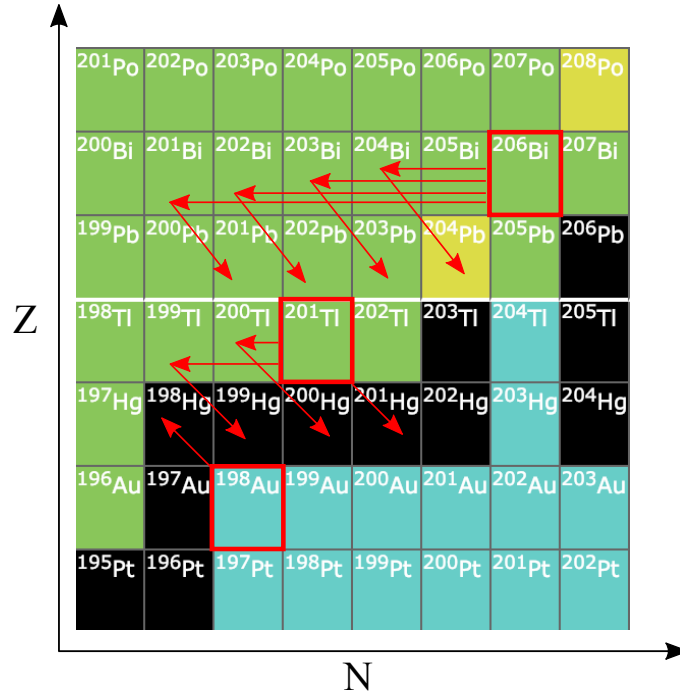


Figura 4.21: Región de interés de la tabla de radioisótopos. Se encuentran recuadrados en rojo los principales núcleos compuestos formados en los procesos de fusión completa, incompleta y transferencia de un neutrón. Las flechas rojas indican los canales de evaporación de neutrones y núcleos hijos formados, quienes a su vez pueden sufrir sucesivos decaimientos.

de fusión completa o incompleta, se encuentran excitados y decaen principalmente por captura electrónica

$$p + e \rightarrow n + \bar{\nu}_e. \tag{4.24}$$

En la figura se observan los decaimientos para los canales de fusión completa $2n$, $3n$, $4n$ y $5n$ hacia los isótopos $^{204,203,202,201}\text{Pb}$, con tiempos de vida medio que van desde 1,7 h hasta 11,76 h. A su vez, estos pueden decaer nuevamente por captura electrónica hacia isótopos de talio, con excepción del ^{202}Pb , cuyo tiempo de vida medio es $T_{1/2} = 5,25 \times 10^4$ años.⁷ Por otro lado, los residuos de fusión incompleta de $1n$ y $2n$ decaen de la misma forma a $^{200,199}\text{Hg}$, con tiempos de vida medios de 26,1 h y 7,42 h respectivamente. Por último, tal como se mencionó al principio de la sección, el núcleo compuesto ^{198}Au decae con una semivida de $T_{1/2} = 2,6947$ d por emisión beta ($n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$) para formar ^{198}Hg . Es interesante destacar que el ^{198}Au puede decaer al estado fundamental a partir de un

⁷El ^{202}Pb también puede decaer por emisión de partícula alfa. Sin embargo, esta fracción es despreciable.

4.2. SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN-EVAPORACIÓN Y TRANSFERENCIA 109

Tabla 4.4: Propiedades de decaimiento de los residuos de evaporación correspondientes a la fusión completa de ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ e incompleta de $\alpha + {}^{197}\text{Au}$ en el rango de energías de interés. Se presentan también los rayos gamma principales e intensidades de los decaimientos. Los núcleos producidos por fusión completa e incompleta decaen por captura electrónica, mientras que el núcleo ${}^{198}\text{Au}$ decae por emisión β^+ .

| Proceso | Canal | Núcleo | gamma (keV) | Intensidad (%) | $T_{1/2}$ |
|-----------------------|-----------------------|---------------------|-------------|----------------|-----------|
| Fusión completa | $({}^9\text{Be}, 2n)$ | ${}^{204}\text{Bi}$ | 899,2 | 99 | 11,22 h |
| | | | 374,8 | 82 | |
| | | | 984,0 | 59 | |
| | $({}^9\text{Be}, 3n)$ | ${}^{203}\text{Bi}$ | 820,2 | 30 | 11,76 h |
| | | | 825,2 | 14,8 | |
| | | | 960,7 | 99,3 | |
| | | | 422,1 | 82,7 | |
| | $({}^9\text{Be}, 4n)$ | ${}^{202}\text{Bi}$ | 657,5 | 60,6 | 1,71 h |
| | | | 422,1 | 82,7 | |
| | | | 629,1 | 26 | |
| $({}^9\text{Be}, 5n)$ | ${}^{201}\text{Bi}$ | 629,1 | 26 | 1,72 h | |
| | | 367,9 | 87 | | |
| | | 1205,8 | 30 | | |
| | | 455,5 | 12,4 | | |
| | | 208,2 | 12,3 | | |
| Fusión incompleta | (α, n) | ${}^{200}\text{Tl}$ | 367,9 | 87 | 26,1 h |
| | | | 1205,8 | 30 | |
| | | | 455,5 | 12,4 | |
| | $(\alpha, 2n)$ | ${}^{199}\text{Tl}$ | 455,5 | 12,4 | 7,42 h |
| | | | 208,2 | 12,3 | |
| Transferencia | (n, γ) | ${}^{198}\text{Au}$ | 411,8 | 95,6 | 2,6947 d |

estado isomérico metaestable $j^\pi = 12^-$. No obstante, este estado no fue identificado en ningún espectro de emisión gamma. A modo de resumen, en la tabla 4.4 se presentan las propiedades de los principales decaimientos y sus tiempos de vida medios.

4.2.3. Determinación de secciones eficaces absolutas e incertezas

Las secciones eficaces de los canales de fusión y transferencia fueron determinadas a partir de la cuantificación de los residuos generados por cada canal en un determinado intervalo temporal. Este valor se calcula a partir de la cantidad de rayos gamma emitidos en su decaimiento beta o captura electrónica. La figura 4.22 muestra el espectro de emisión gamma obtenido para el blanco de ${}^{197}\text{Au}$ y *catcher* de ${}^{27}\text{Al}$ para una energía de irradiación

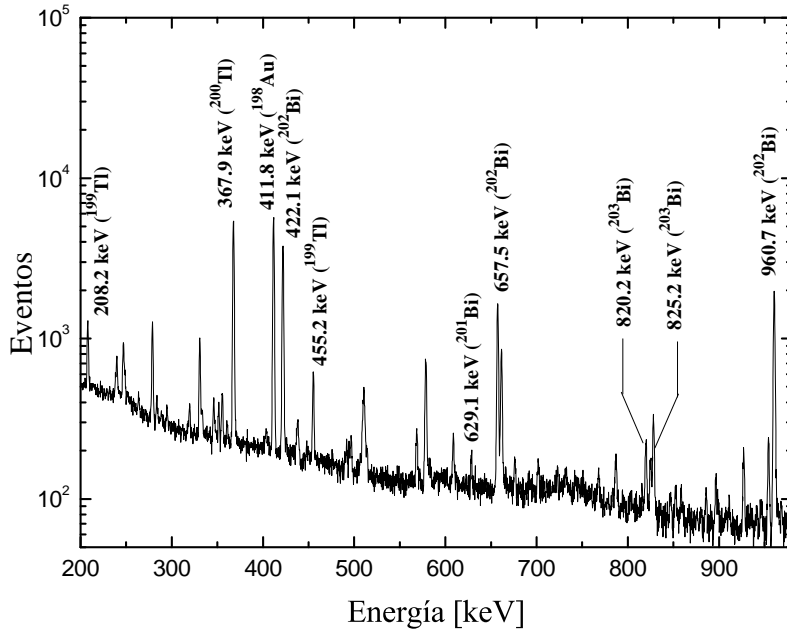


Figura 4.22: Espectro de emisión gamma *off line* del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. La energía de irradiación fue de 46 MeV. El tiempo de adquisición fue 242,7 min.

de 46 MeV. El análisis de los espectros de emisión gamma se realizó por medio del software GASPware [83]. El número de picos presentes en cada espectro depende de dos factores: i) la energía de irradiación, ya que la sección eficaz de los canales de reacción es dependiente de la energía de bombardeo y ii) el tiempo de medición, que debe ser, al menos, del orden de la vida media de cada radioisótopo. Además se deben tener en cuenta los posibles picos provenientes de reacción de fusión completa e incompleta de ${}^9\text{Be}$ con el *catcher* y con el material metálico del portablancos. Estos procesos fueron estudiados y se determinó que no generan interferencias en los espectros de emisión gamma, ya que los tiempos de vida media de los residuos de evaporación son muy cortos respecto a los residuos de interés.

En este espectro fueron identificados picos provenientes de los canales de fusión completa $3n$, $4n$ y $5n$; los canales de fusión incompleta $1n$ y $2n$ y el de transferencia $1n$. Los rayos gamma de cada canal se identificaron a partir de su esquema de niveles de decaimiento. A modo de ejemplo, se muestra en la figura 4.23 los distintos niveles para el decaimiento ${}^{202}\text{Bi} \xrightarrow{\epsilon} {}^{202}\text{Pb}$ del canal $4n$ de fusión completa. Respecto al canal de fusión completa $2n$, no fueron detectados los picos característicos en los espectros de emisión gamma analizados. Los picos más intensos son 422,1, 657,5 y 960,7 keV y se utilizaron para calcular las áreas de este canal. Es importante tener en cuenta todas las transiciones de

4.2. SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN-EVAPORACIÓN Y TRANSFERENCIA 111

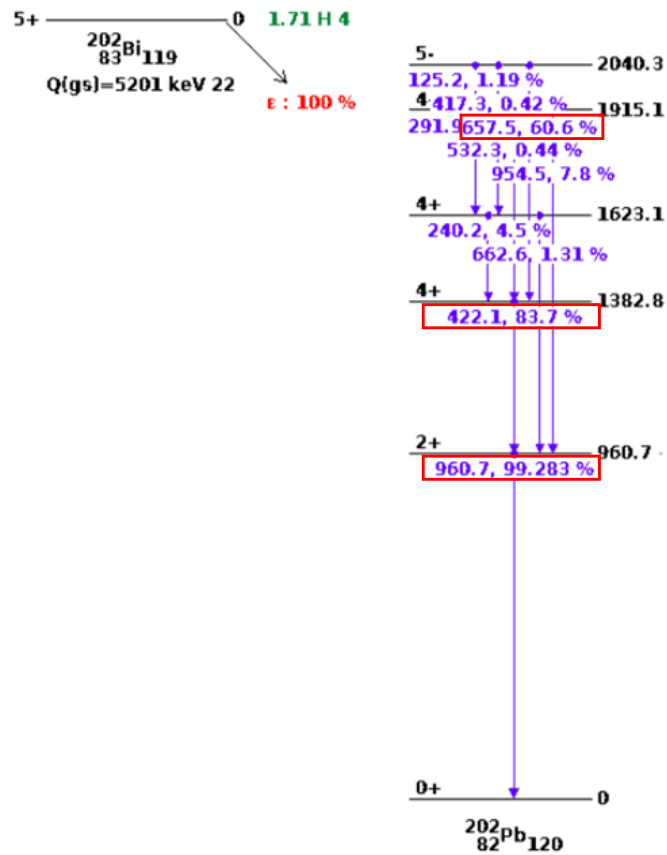


Figura 4.23: Esquema de niveles para el decaimiento por captura electrónica $^{202}\text{Bi} \rightarrow ^{202}\text{Pb}$. Por simplicidad, se graficaron parcialmente los posibles niveles y transiciones de estados. Los números representan la energía de la transición e intensidad porcentual de la misma. Los valores recuadrados son las transiciones más intensas de todo el esquema.

cada decaimiento para predecir posibles interferencias. Para ilustrar esto, el decaimiento $^{202}\text{Bi} \rightarrow ^{202}\text{Pb}$ posee un gamma de 825,4 keV con intensidad de 0,22 %, muy próximo al gamma de 825,2 keV del decaimiento $^{203}\text{Bi} \rightarrow ^{203}\text{Pb}$, cuya intensidad es 14,8 %. Si bien la diferencia de intensidades presupone que la interferencia es despreciable, debe tenerse en cuenta que las secciones eficaces dependen de la energía de bombardeo, tal como se observó en las predicciones del PACE de la figura 4.20. En este ejemplo, para energías mayores a 44 MeV, σ_{4n} es un orden de magnitud mayor que σ_{3n} . En consecuencia, la interferencia puede volverse significativa. Para solucionar esto, se tomó en cuenta que los distintos canales tienen tiempos de vida medios que pueden diferir considerablemente. En este ejemplo, $T_{1/2}(4n) = 1,71$ h, mientras que $T_{1/2}(3n) = 11,76$ h. Por lo tanto, se calcularon las áreas del pico de 825,2 keV a partir de un tiempo superior a la vida media del

canal $4n$. Este análisis se efectuó en cada situación como la descripta. El conjunto de los gammas principales e intensidades se presentan en la tabla 4.4.

La ecuación que rige la dinámica para el decaimiento de un dado isótopo durante la etapa de irradiación es

$$\frac{dN_i}{dt} = Q_j(t) - \lambda_i N_i. \quad (4.25)$$

Aquí $N_i(t)$ es la población a tiempo t del núcleo i correspondiente al canal j y λ_i la constante de decaimiento (Por ejemplo, $N_{203\text{Pb}}(t)$ es la población de este núcleo perteneciente al canal $3n$). La tasa de producción para este canal, $Q_j(t)$, es igual a

$$Q_j(t) = \xi \sigma_j i(t), \quad (4.26)$$

donde ξ es una constante de proporcionalidad, σ_j es la sección eficaz del canal j e $i(t)$ es la corriente del haz incidente. La solución general de la ecuación diferencial Ec. 4.25 es

$$N_i(t) = c_i e^{-\lambda_i t} + e^{-\lambda_i t} \int_{t_0}^t e^{\lambda_i t'} f(t') dt', \quad (4.27)$$

donde $f(t')$ es el término no homogéneo de la ecuación. Ya que a tiempo inicial t_0 las poblaciones de todos los núcleos involucrados son nulas, se tiene que $c_i = N_i(t_0) = 0$. De esta forma se obtiene la población de núcleo i -ésimo al terminar la irradiación como

$$N_i(t_1) = \xi \sigma_j e^{-\lambda_i t_1} \int_{t_0}^{t_1} e^{\lambda_i t'} i(t') dt'. \quad (4.28)$$

En la etapa posterior, es decir para $t > t_1$, la dinámica de decaimiento del núcleo está dada por la Ec. 4.25 con $Q_j(t) = 0$ y condición inicial $N_i(t_1)$

$$N_i(t) = N_i(t_1) e^{-\lambda_i (t-t_1)} \quad (4.29)$$

Los picos observados cada espectro corresponden al número de decaimientos producidos por los residuos de evaporación en un determinado intervalo. Dado que el tiempo inicial en el que se inicia la medición, definido como t_2 , es mayor que t_1 , la expresión para la solución debe ser la diferencia entre la Ec. 4.29 evaluada a t_2 y t_f . Se obtiene entonces una solución para el número de decaimientos detectados N_i^{Det} dada por

4.2. SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN-EVAPORACIÓN Y TRANSFERENCIA 113

$$N_i^{\text{Det}} = N_i(t_2) - N_i(t_f) = \varepsilon_f(\epsilon) I_i \sigma_j \xi (e^{-\lambda_i t_2} - e^{-\lambda_i t_f}) \int_{t_0}^{t_1} e^{\lambda_i t'} i(t') dt', \quad (4.30)$$

donde I_i es la intensidad relativa del rayo gamma y $\varepsilon_f(\epsilon)$ es la eficiencia en función de la energía del rayo, obtenida en la Ec. 4.23. Por último, se despeja la sección eficaz σ_j .

La Ec. 4.30 se completa con la determinación de la constante ξ . Tal como se vio en la Ec. 4.26, la tasa de producción de un dado residuo es proporcional a la sección eficaz del canal de salida correspondiente y a la corriente del haz incidente. Por otro lado, la sección eficaz absoluta es, por definición, el cociente entre el número de eventos detectados y la densidad de centros dispersores por el número de proyectiles incidentes. En la sección 4.1.3 se indicó que estas magnitudes se encuentran relacionadas con la corriente del haz $i(t)$ y el espesor del blanco δ . De acuerdo con esto, la expresión para la constante de proporcionalidad resulta

$$\xi = \frac{\delta N_A}{u} \frac{1}{\bar{q}e}. \quad (4.31)$$

El resto de las magnitudes de esta expresión son la masa atómica del blanco u , el estado de carga medio del proyectil al salir del blanco \bar{q} y la carga del electrón e .

La Ec. 4.30 presenta la misma limitación que las secciones eficaces diferenciales obtenidas con el método copa de Faraday en la sección 4.1.3: dependencia con múltiples magnitudes experimentales que son fuentes de incertezas. De forma análoga, se pueden utilizar los monitores para disminuir el número de dichas incertezas. La ecuación para la sección eficaz diferencial de dispersión elástica es

$$\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega}(\theta_{\text{Mon}}) = \frac{N_{\text{Mon}}(t) J(\theta_{\text{Mon}})}{\Omega_{\text{Mon}} \frac{\delta N_A}{u} \frac{i(t)}{\bar{q}e}}. \quad (4.32)$$

Aquí, $N_{\text{Mon}}(t)$ es el número de eventos de dispersión elástica detectados por el monitor en un tiempo t , mientras que el cociente $i(t)/\bar{q}e$ es el flujo de proyectiles. Si se reemplaza esta ecuación en 4.30, se obtiene la expresión simplificada para la sección eficaz dada por

$$\sigma_j = \frac{N_i^{\text{Det}}}{I_i \varepsilon_f(\epsilon)} \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}/d\Omega \Omega_{\text{Mon}}}{J(\theta_{\text{Mon}}) (e^{-\lambda_i t_2} - e^{-\lambda_i t_f})} \frac{1}{\int_{t_0}^{t_1} e^{\lambda_i t'} N_{\text{Mon}}(t') dt'}. \quad (4.33)$$

Las incertezas de esta magnitud provienen del número de rayos gamma medidos N_i^{Det} y de eventos elásticos adquiridos en el monitor N_{Mon} ; así como también de la eficiencia del

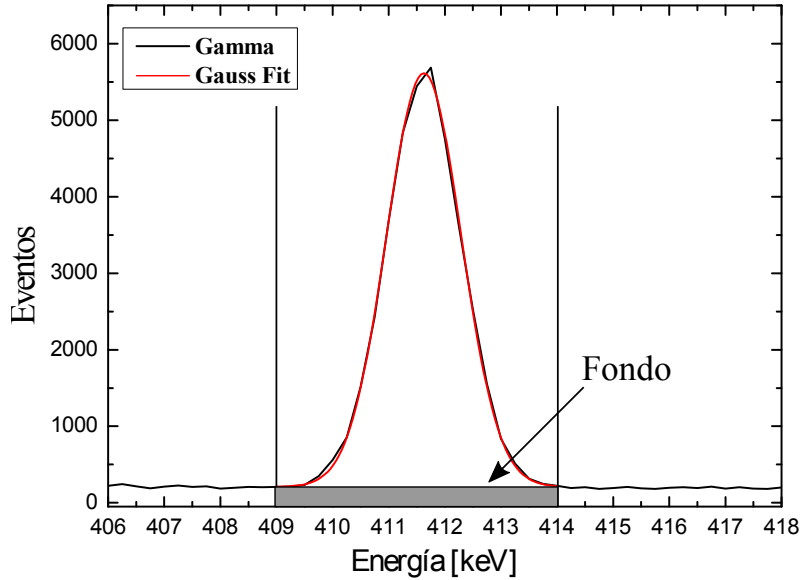


Figura 4.24: Espectro gamma para el pico de 411,8 keV correspondiente al decaimiento beta del núcleo ^{198}Au (transferencia de un neutrón). La energía de irradiación del sistema fue 46 MeV. Se realizó un ajuste gaussiano sobre el pico en la región definida por líneas verticales.

detector y el ángulo sólido. El número de rayos gamma e incerteza para cada pico se obtuvo mediante un ajuste por una curva gaussiana. En la figura 4.24 se presenta el espectro y ajuste para el pico de 411,8 keV correspondiente al canal de transferencia de un neutrón. Dado que las distintas variables se pueden considerar no correlacionadas, la incerteza en la sección eficaz se obtiene sumando en cuadratura las respectivas contribuciones. Respecto a los tiempos, se determinaron con una precisión de décima de segundo, por lo que sus incertezas se consideran despreciables frente a los tiempos de medición.

La corriente $i(t)$ fue colectada mediante la copa de Faraday y luego a un contador que produce un pulso cada 0,1 nC que luego es registrado en la PC de adquisición. Para los monitores, el programa SPMRoot permite registrar, mediante un reloj interno, tiempo en el cual se adquiere un evento. Para este experimento, dados los tiempos de vida medio del orden de las horas, se utilizaron intervalos de adquisición de un minuto. De esta forma, la integral en la Ec. 4.33 se aproxima por una sumatoria

$$\int_{t_0}^{t_1} e^{\lambda_i t'} N_{\text{Mon}}(t') dt' \approx \sum_{k=1}^n e^{\lambda_i t_k} N_{\text{Mon}}(t_k) \Delta t. \quad (4.34)$$

El número de eventos del monitor se toma integrando en un intervalo de canales fijo para cada intervalo. En la figura 4.25 se muestra el perfil del haz para la energía de irradiación

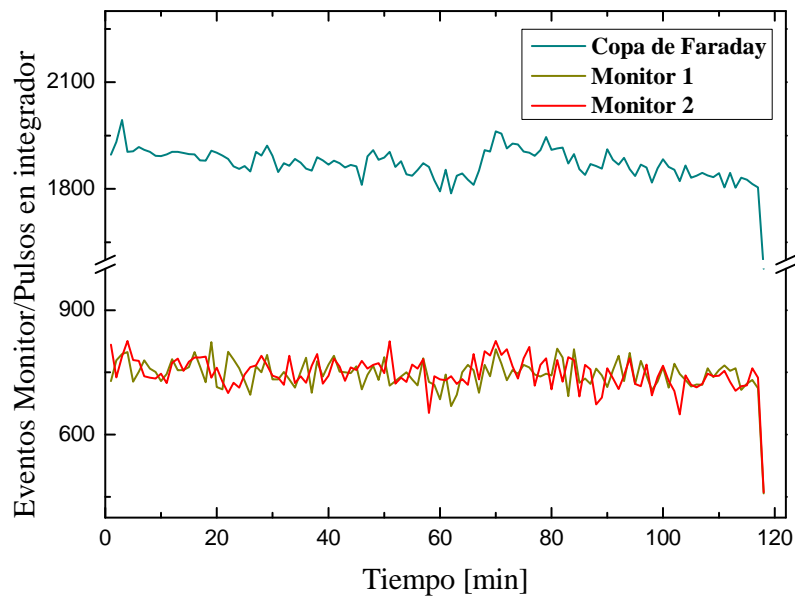


Figura 4.25: Perfil del haz de ^9Be en función del tiempo. Las curvas corresponden al número de partículas por minuto registrados en los monitores 1 y 2 y el número de pulsos del integrador de la corriente de la copa de Faraday.

de 45 MeV adquirido por la copa de Faraday y los monitores 1 y 2.

4.2.4. Funciones de excitación

En esta sección se presentan los resultados de las secciones eficaces absolutas obtenidas en la sección anterior para los distintos canales de fusión-evaporación y transferencia en función de la energía de bombardeo del proyectil. En cada canal, las secciones eficaces fueron obtenidas por un promedio ponderado de los picos más intensos. Cada energía de bombardeo fue evaluada en forma individual y las posibles interferencias de picos espúreos fueron eliminadas tal como se detalló en la sección 4.2.3.

El primer caso corresponde a la fusión completa de $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$. Los principales canales observados para este caso fueron la emisión de tres, cuatro y cinco neutrones. El canal de emisión de dos neutrones no fue observado en los espectros, si bien el programa PACE predice que se encuentra abierto en un rango acotado de energías cercanas a la barrera de Coulomb (figura 4.20). Los resultados para las respectivas funciones de excitación se presentan en la figura 4.26. La primera observación que se puede extraer es que el canal $4n$ es el más importante en el rango de energías entre 39 y 50,5 MeV. Las secciones eficaces de este canal aumentan conforme lo hace la energía de bombardeo hasta un valor cercano a

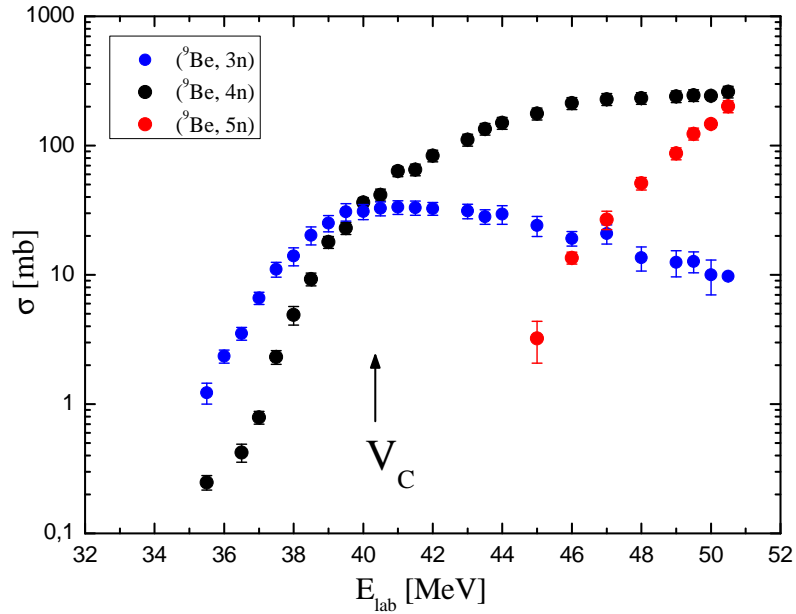


Figura 4.26: Funciones de excitación experimentales de los canales de evaporación $3n$, $4n$ y $5n$ para la fusión completa del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$.

los 46 MeV, donde el canal satura y se mantiene en valores relativamente constantes hasta la máxima energía medida. El canal $3n$, al ser menos energético, pudo medirse a partir de 34,5 MeV. Su sección eficaz crece hasta 40 MeV, donde se observa un comportamiento constante hasta valores en la región de 42 MeV. A partir de ese valor, comienza a decrecer. Por último, el canal $5n$ se observó a partir de 45 MeV. Su comportamiento es monótono creciente en todo el rango de energías e iguala en magnitud al canal $4n$ para las máximas energías de bombardeo. Por lo tanto, se asume que este canal se vuelve dominante a energías mayores a las que fueron utilizadas para este experimento.

En segundo lugar, se analizaron las funciones de excitación de los canales de fusión incompleta, cuyos resultados se presentan en la figura 4.27. Los canales de fusión de un núcleo alfa y posterior evaporación de uno y dos neutrones coinciden con la predicción del programa PACE, si bien esta fue hecha en forma aproximada. El canal $1n$ por ser menos energético, pudo ser medido a energías menores. Se observa un comportamiento creciente hasta energías cercanas a 44 MeV, a partir de la cual la sección eficaz se mantiene constante. Para las energías más altas, la tendencia parece ser levemente decreciente, lo que se manifiesta como un progresivo cierre del canal. No obstante, las incertezas no permiten determinar esto con exactitud. Respecto al canal $2n$, este pudo ser determinado recién

4.2. SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN-EVAPORACIÓN Y TRANSFERENCIA 117

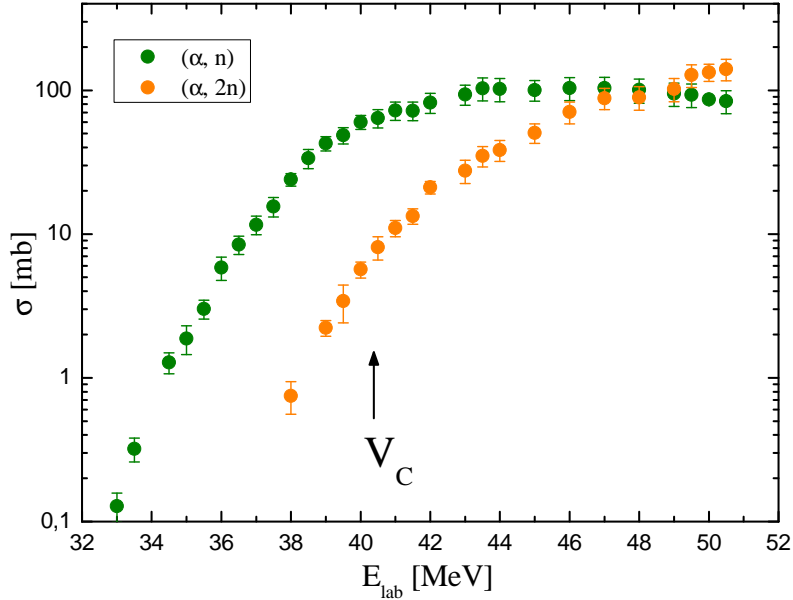


Figura 4.27: Funciones de excitación experimentales de los canales de evaporación de $1n$ y $2n$ para la fusión incompleta de una partícula alfa con el blanco ^{197}Au .

para 38 MeV y su dependencia con la energía indica que este canal alcanzaría su máximo para valores mayores a los que se irradiaron.

El canal restante corresponde a la transferencia de un neutrón. La función de excitación para esta reacción se presenta en la figura 4.28. Para energías mayores a 40 MeV, donde se encuentra la barrera coulombiana, la sección eficaz llega a un valor constante aproximado de 160 mb. Para energías por debajo de la barrera, el leve decrecimiento de las secciones eficaces hizo posible que pudieran medirse hasta $E_{lab} = 22$ MeV, es decir, 18,5 MeV por debajo de la barrera de Coulomb. La ocurrencia de esta reacción a energías extremas subcoulombianas se debe presumiblemente a la gran extensión espacial de la función de onda del neutrón, resultante de su baja energía de ligadura $S_n = 1,665$ MeV. Esta característica es propia de los núcleos débilmente ligados.

Finalmente, en la figura 4.29 se presentan las funciones de excitación para la fusión completa, incompleta y transferencia de un neutrón. Aquí se observa que la fusión completa e incompleta son comparables para el intervalo de energía entre 38 – 45 MeV y luego la fusión completa comienza a ser predominante. La tendencia indica que para energías mayores a las medidas esta diferencia debería acrecentarse impulsada por el crecimiento del canal de fusión completa $5n$. Respecto a la transferencia, es dominante para energías

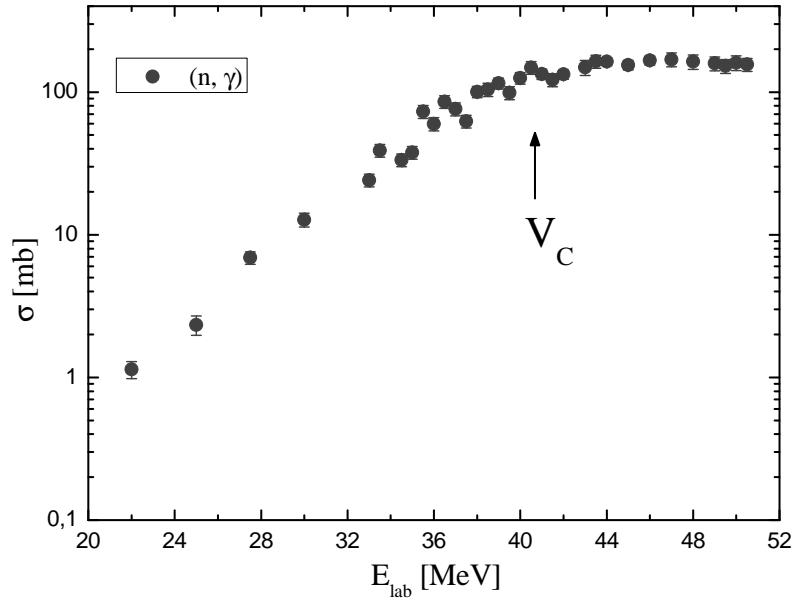


Figura 4.28: Función de excitación para la transferencia de un neutrón al blanco de ^{197}Au .

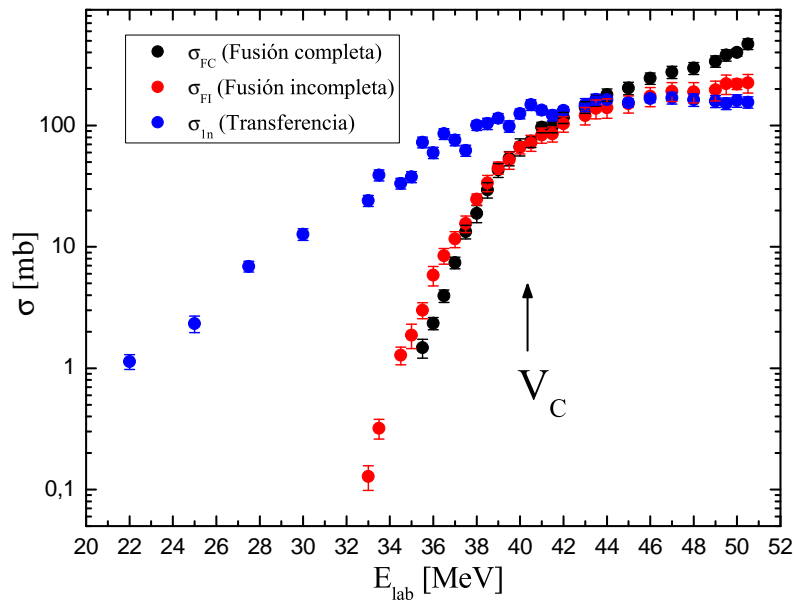


Figura 4.29: Funciones de excitación para la fusión completa, incompleta y transferencia de un neutrón al blanco de ^{197}Au .

4.2. SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN-EVAPORACIÓN Y TRANSFERENCIA 119

subcoulombianas y permanece activa a energías muy bajas, a diferencia de la fusión incompleta. Dado que estos canales involucran el quiebre de ${}^9\text{Be}$, los resultados hacen suponer que sus mecanismos son distintos. En la sección 5.3.2, se desarrollará esta hipótesis. Por último, es importante destacar que, hasta el presente, no se han encontrado en la literatura mediciones de secciones eficaces de transferencia para energías tan por debajo de la barrera.

En el próximo capítulo se analizarán las secciones eficaces experimentales obtenidas en el marco de los distintos potenciales de interacción nuclear y modelos de fusión que se desarrollaron en el capítulo 2.

Capítulo 5

Análisis teórico y discusión

En este capítulo se analizan los resultados experimentales en el marco de los distintos modelos fenomenológicos de interacción nuclear que se presentaron en el capítulo 2 con el objetivo de estudiar el efecto del quiebre del núcleo de ${}^9\text{Be}$ en los distintos canales de reacción.

En la primer sección se analizaron las distribuciones angulares de dispersión elástica por medio de un potencial fenomenológico de Woods-Saxon y un potencial de doble convolución llamado potencial de Saõ Paulo (PSP). Para evaluar la dependencia de los potenciales con la energía, se calcularon las integrales de volumen evaluadas en el radio de sensibilidad. Para completar este análisis, se obtuvo la relación de dispersión a través un método alternativo desarrollado en el marco de este trabajo de doctorado. Las distribuciones angulares inelásticas fueron comparadas con las predicciones obtenidas mediante cálculos de ecuaciones acopladas con los estados excitados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ${}^{197}\text{Au}$ y los parámetros ajustados del potencial de Woods-Saxon.

En la segunda sección se analizaron las funciones de excitación para los canales de fusión-evaporación completa $3n$, $4n$ y $5n$ con un modelo estadístico para la formación y decaimiento del núcleo compuesto [61]. A través los datos de fusión incompleta, fue posible determinar la supresión de fusión completa. Por último, las secciones eficaces de fusión total y transferencia fueron comparados con las predicciones para las secciones eficaces de absorción obtenidas de cálculos de canales acoplados con los estados excitados y parámetros del potencial óptico. Esto permitió estimar las secciones eficaces totales de quiebre sin captura para un rango de energías alrededor de la barrera.

5.1. Análisis con Modelo Óptico

5.1.1. Potencial de Woods-Saxon

Tal como se desarrolló en la sección 2.4.1, el potencial de Woods-Saxon utilizado está dado por la siguiente expresión

$$U(r) = V_{Coul}(r) - Vf(r, r_0, a) - iW_i[f(r, r_{i0}, a_i)]^2 - iW_{si}g(r, r_{si0}, a_{si}). \quad (5.1)$$

Este potencial posee nueve parámetros a ser ajustados: V , W_i y W_{si} ; los tres radios reducidos r_0 , r_{i0} y r_{si0} ; y las tres difusividades a , a_i y a_{si} . El potencial coulombiano se define en función del parámetro radial $R_C = 1, 2(A_p^{1/3} + A_b^{1/3})$. En este trabajo, los parámetros del potencial imaginario de volumen fueron fijados en valores $W_i = 10$ MeV, $r_{i0} = 1,0$ fm y $a_i = 0,25$ fm. Estos valores fueron utilizados por [57] en el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{80}\text{Se}$, con una difusividad ligeramente menor de 0,15 fm. Los valores geométricos r_{i0} y a_i se escogieron de modo tal que sean menores que los respectivos parámetros reales y de superficie obtenidos para cada ajuste en todas las configuraciones, tal como podrá observarse en los resultados que se presentarán a continuación. Por lo tanto, la parte de volumen no contribuye significativamente en la región nuclear externa [16].

Para realizar los cálculos, se utilizaron los códigos PTOLEMY [84] y FRESCO [85]. Ambos códigos resuelven la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo realizando, en forma iterativa, un barrido en el espacio de fases de los parámetros del potencial. De esta forma, se obtienen los elementos de la matriz de dispersión, la función de onda, la función amplitud de dispersión y, por ende, las secciones eficaces de dispersión elástica que generen el mejor ajuste de los datos experimentales mediante la minimización de χ^2 . El objetivo de utilizar dos códigos numéricos es comprobar la independencia de los resultados respecto al método de minimización.

Cálculos con el código PTOLEMY

El código PTOLEMY es un programa para el cálculo de secciones eficaces de dispersión elástica y reacciones directas. Permite además el ajuste de los parámetros del Modelo Óptico y cálculos de DWBA mediante una rutina de optimización interna. Su principal característica es su velocidad de ejecución y el poco espacio de memoria que utiliza. La

Tabla 5.1: Parámetros del potencial independiente de la energía (IE) obtenidos con el código PTOLEMY. Las energías de bombardeo, V , W_i y W_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm. El estimador global del ajuste $\sum_{k=1}^n \chi_k^2 N_k / (\sum_{k=1}^n N_k - p)$ es 1,2444, donde $p = 6$ es el número de parámetros ajustados y el índice k representa cada energía.

| $E_{c.m.}$ | V | r_0 | a | W_i | r_{i0} | a_i | W_{si} | r_{si0} | a_{si} | χ^2/ν |
|------------|------|-------|-------|-------|----------|-------|----------|-----------|----------|--------------|
| 32,46 | | | | | | | | | | 0,833 |
| 33,41 | | | | | | | | | | 1,153 |
| 34,37 | | | | | | | | | | 0,966 |
| 35,33 | | | | | | | | | | 0,664 |
| 36,28 | | | | | | | | | | 1,951 |
| 37,24 | 27,4 | 1,306 | 0,468 | 10,0 | 1,0 | 0,25 | 2,40 | 1,331 | 0,648 | 1,892 |
| 38,20 | | | | | | | | | | 1,489 |
| 39,15 | | | | | | | | | | 0,870 |
| 40,12 | | | | | | | | | | 1,723 |
| 42,03 | | | | | | | | | | 1,222 |
| 43,94 | | | | | | | | | | 2,363 |
| 45,86 | | | | | | | | | | 2,631 |

determinación del intervalo de confianza condicional de cada parámetro se realiza a través del cálculo de los valores que ocasionan un incremento en el valor de χ^2 igual a $\chi_{min}^2 + 1$. El nivel de confianza depende de la cantidad de parámetros libres. Este código permite también realizar ajustes globales de parámetros para varias distribuciones angulares. En la entrada se especifican el número de iteraciones *maxiteration* y de ondas parciales *lmax*, fijados en 8000 y 100 respectivamente.

Los parámetros del potencial fueron calculados bajo tres condiciones distintas: i) Un potencial independiente de la energía (IE), ii) un potencial dependiente de la energía pero con parámetros geométricos (radios reducidos y difusividades) fijos (DEGF), y iii) un potencial dependiente de la energía con parámetros geométricos variables (DEGV). Para cada caso, se realizó una m -grilla con los parámetros iniciales que se utilizaron como entrada de PTOLEMY para ajustar los datos experimentales. Las familias de soluciones

Tabla 5.2: Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) obtenidos con el código PTOLEMY. Las energías de bombardeo, V , W_i y W_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm. El estimador global del ajuste $\sum_{k=1}^n \chi_k^2 / (\sum_{k=1}^n N_k - p)$ es 0,6623, donde $p = 2$ es el número de parámetros ajustados y el índice k representa cada energía.

| $E_{c.m.}$ | V | r_0 | a | W_i | r_{i0} | a_i | W_{si} | r_{si0} | a_{si} | χ^2/ν |
|------------|-------|-------|-------|-------|----------|-------|----------|-----------|----------|--------------|
| 32,46 | 233,3 | | | | | | 1,28 | | | 0,4606 |
| 33,41 | 2,0 | | | | | | 4,49 | | | 0,3505 |
| 34,37 | -30,0 | | | | | | 5,81 | | | 0,5326 |
| 35,33 | 24,1 | | | | | | 3,94 | | | 0,4354 |
| 36,28 | 35,0 | | | | | | 3,95 | | | 0,4593 |
| 37,24 | 36,3 | 1,306 | 0,468 | 10,0 | 1,0 | 0,25 | 2,98 | 1,331 | 0,648 | 0,6079 |
| 38,20 | 26,1 | | | | | | 3,92 | | | 1,1137 |
| 39,15 | 23,0 | | | | | | 4,29 | | | 0,6668 |
| 40,12 | 24,4 | | | | | | 4,08 | | | 1,3468 |
| 42,03 | 32,1 | | | | | | 3,93 | | | 0,6319 |
| 43,94 | 33,0 | | | | | | 3,08 | | | 1,4552 |
| 45,86 | 43,2 | | | | | | 3,40 | | | 0,3227 |

obtenidas fueron analizadas en función del χ^2 para determinar los parámetros finales. En el apéndice C se muestra un ejemplo de entrada de PTOLEMY para el potencial de Woods-Saxon DEGV.

El primer paso consistió en determinar la geometría global del sistema mediante un potencial independiente de la energía (IE). Para esto se realizó un ajuste de los seis parámetros (V , r_0 , a , W_{si} , r_{si0} y a_{si}) en forma simultánea para las doce distribuciones angulares. Los parámetros de ajuste y χ^2/ν se presentan en la tabla 5.1.¹ Aquí, $\nu = N - p$ es el número de grados de libertad, con N el número de puntos experimentales por energía y p el número de parámetros ajustados ($p = 6$ en este caso). Una vez determinados los valores globales de radios reducidos y difusividades, se procedió a explorar una posible dependencia de las profundidades del potencial con geometría fija (DEGF). Para ello se ajustaron los

¹Las incertezas de los parámetros ajustados con PTOLEMY se presentan en el apéndice B.

Tabla 5.3: Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) obtenidos con el código PTOLEMY. Las energías de bombardeo, V , W_i y W_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm. El estimador global del ajuste $\sum_{k=1}^n \chi_k^2 N_k / (\sum_{k=1}^n N_k - p)$ es 0,5748, donde $p = 6$ es el número de parámetros ajustados y el índice k representa cada energía.

| $E_{c.m.}$ | V | r_0 | a | W_i | r_{i0} | a_i | W_{si} | r_{si0} | a_{si} | χ^2/ν |
|------------|------|-------|-------|-------|----------|-------|----------|-----------|----------|--------------|
| 32,46 | 18,5 | 1,388 | 0,631 | | | | 0,35 | 1,391 | 0,763 | 0,490 |
| 33,41 | 15,8 | 1,390 | 0,367 | | | | 1,45 | 1,36 | 0,748 | 0,389 |
| 34,37 | -5,8 | 1,391 | 0,555 | | | | 4,73 | 1,338 | 0,619 | 0,604 |
| 35,33 | 16,4 | 1,309 | 0,49 | | | | 3,39 | 1,423 | 0,497 | 0,513 |
| 36,28 | 20,7 | 1,350 | 0,437 | | | | 2,90 | 1,298 | 0,757 | 0,504 |
| 37,24 | 22,5 | 1,315 | 0,514 | 10,0 | 1,0 | 0,25 | 2,95 | 1,369 | 0,571 | 0,537 |
| 38,20 | 22,5 | 1,336 | 0,44 | | | | 2,29 | 1,340 | 0,709 | 1,131 |
| 39,15 | 33,7 | 1,321 | 0,405 | | | | 3,06 | 1,274 | 0,810 | 0,658 |
| 40,12 | 21,1 | 1,339 | 0,434 | | | | 2,77 | 1,357 | 0,644 | 0,914 |
| 42,03 | 30,3 | 1,339 | 0,403 | | | | 2,97 | 1,288 | 0,781 | 0,669 |
| 43,94 | 29,3 | 1,327 | 0,476 | | | | 3,46 | 1,403 | 0,468 | 1,331 |
| 45,86 | 38,6 | 1,337 | 0,421 | | | | 3,26 | 1,298 | 0,711 | 0,358 |

valores de V y W_{si} para cada distribución angular, mientras que los parámetros geométricos se mantuvieron constantes en los valores obtenidos en el caso IE. Los resultados de estos ajustes se presentan en la tabla 5.2, al igual que los parámetros geométricos. De los valores de χ^2/ν se desprende que los ajustes en los parámetros para el caso DEGF muestran una mejora respecto al caso IE. El último caso fue construido mediante el ajuste de los parámetros geométricos y profundidades, con los parámetros del caso DEGF como referencia, tal que no difieran considerablemente de ellos. De esta forma, se obtuvo un potencial dependiente de la energía con geometría variable (DEGV), cuyos resultados se presentan en la tabla 5.3.

Se observa que, en general, este ajuste condujo a un decrecimiento en los valores de χ^2/ν , aunque leve, con una pequeña variación general de los parámetros. Esto también se concluye al comparar los estimadores globales en los casos DEGF y DEGV. Antes de

analizar los valores obtenidos para cada configuración del potencial, se realizará el ajuste de las distribuciones angulares con el código FRESCO.

Cálculos con el código FRESCO

FRESCO es un código general para el cálculo de reacciones de canales acoplados. Este código permite el cálculo simultáneo de diversos estados excitados y reacciones de transferencia de rango finito. A diferencia del PTOLEMY, deben especificarse las particiones y canales considerados en el cálculo. Además, deben ajustarse los pasos de integración radial hcm , el radio para el cual la solución empalma con su forma asintótica $rmatch$ y el número máximo de ondas parciales $jtmax$. Estos valores fueron establecidos en $hcm = 0,03$ fm, $rmatch = 100$ fm y $jtmax = 100$. FRESCO también permite realizar una búsqueda de los parámetros del potencial óptico por medio de un código subalterno a este, llamado SFRESCO, el cual tiene integrado las librerías MINUIT [86]. El cálculo de las incertezas para un determinado parámetro ε se realiza variando este parámetro y minimizando χ^2 respecto a los $N-1$ parámetros restantes hasta encontrar numéricamente los dos valores de ε para los cuales $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$. Entre las múltiples características, SFRESCO posibilita seleccionar los límites de cada parámetro y el paso de ajuste. Sin embargo, no se puede realizar ajustes de distintas distribuciones angulares elásticas en forma simultánea. En el apéndice C se muestra un ejemplo de entrada de FRESCO y SFRESCO para el potencial de Woods-Saxon DEGV

El primer caso de estudio fue el potencial DEGF. Los parámetros geométricos fueron fijados en los valores obtenidos en la tabla 5.1 y se dejaron libres las profundidades V y W_{si} . Los resultados se presentan en la tabla 5.4.² Finalmente, se obtuvo el caso DEGV mediante el ajuste simultáneo de los seis parámetros, pero con la restricción de que no difieran significativamente de los obtenidos en el caso de geometría fija. Los valores obtenidos se presentan en la tabla 5.5 Los resultados del caso DEGV presentan una mejora para las energías de $E_{cm} = 40,12$ y $45,86$ MeV ($E_{lab} = 41,95$ y $43,95$ MeV), mientras que para el resto se observan resultados similares. El estimador global así lo indica, ya que muestra un leve descenso respecto al caso DEGF.

A partir de los ajustes obtenidos con PTOLEMY y FRESCO, se puede concluir que los resultados con ambos códigos son consistentes entre sí. Si bien este hecho era esperable,

²Las incertezas de los parámetros ajustados con FRESCO se presentan en el apéndice B.

Tabla 5.4: Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) obtenidos con el código FRESCO. Las energías de bombardeo, V , W_i y W_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm. El estimador global del ajuste $\sum_{k=1}^n \chi_k^2 N_k / (\sum_{k=1}^n N_k - p)$ es 0,6850, donde $p = 2$ es el número de parámetros ajustados y el índice k representa cada energía.

| $E_{c.m.}$ | V | r_0 | a | W_i | r_{i0} | a_i | W_{si} | r_{si0} | a_{si} | χ^2/ν |
|------------|-------|-------|-------|-------|----------|-------|----------|-----------|----------|--------------|
| 32,46 | 220,4 | | | | | | 1,37 | | | 0,4603 |
| 33,41 | 1,6 | | | | | | 4,49 | | | 0,3500 |
| 34,37 | -29,0 | | | | | | 5,80 | | | 0,5328 |
| 35,33 | 20,0 | | | | | | 4,10 | | | 0,5259 |
| 36,28 | 34,8 | | | | | | 3,94 | | | 0,4601 |
| 37,24 | 36,4 | 1,306 | 0,468 | 10,0 | 1,0 | 0,25 | 2,97 | 1,331 | 0,648 | 0,6120 |
| 38,20 | 25,6 | | | | | | 3,90 | | | 1,1105 |
| 39,15 | 22,1 | | | | | | 4,27 | | | 0,6607 |
| 40,12 | 33,0 | | | | | | 3,32 | | | 1,5649 |
| 42,03 | 31,8 | | | | | | 3,93 | | | 0,6357 |
| 43,94 | 32,7 | | | | | | 3,32 | | | 1,4669 |
| 45,86 | 43,0 | | | | | | 3,41 | | | 0,3267 |

le aporta robustez a los resultados obtenidos con el potencial de Woods-Saxon. De aquí en más, se utilizarán los resultados obtenidos con FRESCO ya que este mismo código se empleará para el cálculo de canales acoplados para la dispersión inelástica (sección 5.2). Por otro lado, los resultados con geometría variable no arrojaron una mejora significativa respecto al caso de geometría fija, tal como habíamos presupuesto por el hecho de ajustar un mayor número de parámetros. Esto puede deberse a que la geometría global encontrada resulta de suma estabilidad para este sistema. También debe tenerse en cuenta que la variabilidad de los parámetros estuvo confinada a que no difieran considerablemente de los valores globales.

Al analizar los resultados obtenidos con PTOLEMY y FRESCO para $E_{cm} = 32,46$ y $34,37$ MeV ($E_{lab} = 33,94$ y $35,94$ MeV) para el caso DEGF, se observa que la profundidad real V toma valores que no condicen en su magnitud o signo respecto a los otros ajustes.

Tabla 5.5: Parámetros del potencial dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) obtenidos con el código FRESCO. Las energías de bombardeo, V , W_i y W_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm. El estimador global del ajuste $\sum_{k=1}^n \chi_k^2 N_k / (\sum_{k=1}^n N_k - p)$ es 0,5670, donde $p = 6$ es el número de parámetros ajustados y el índice k representa cada energía.

| $E_{c.m.}$ | V | r_0 | a | W_i | r_{i0} | a_i | W_{si} | r_{si0} | a_{si} | χ^2/ν |
|------------|------|-------|-------|-------|----------|-------|----------|-----------|----------|--------------|
| 32,46 | 27,8 | 1,400 | 0,537 | | | | 0,46 | 1,390 | 0,735 | 0,468 |
| 33,41 | 17,0 | 1,340 | 0,417 | | | | 3,03 | 1,321 | 0,710 | 0,3862 |
| 34,37 | -5,3 | 1,375 | 0,571 | | | | 7,02 | 1,358 | 0,647 | 0,597 |
| 35,33 | 12,9 | 1,360 | 0,463 | | | | 3,30 | 1,360 | 0,609 | 0,4948 |
| 36,28 | 29,7 | 1,350 | 0,402 | | | | 2,59 | 1,320 | 0,731 | 0,5031 |
| 37,24 | 30,1 | 1,340 | 0,416 | 10,0 | 1,0 | 0,25 | 2,00 | 1,380 | 0,571 | 0,537 |
| 38,20 | 22,3 | 1,332 | 0,443 | | | | 2,07 | 1,362 | 0,686 | 1,131 |
| 39,15 | 18,6 | 1,339 | 0,431 | | | | 3,53 | 1,310 | 0,710 | 0,5520 |
| 40,12 | 21,2 | 1,329 | 0,443 | | | | 2,47 | 1,384 | 0,613 | 0,9238 |
| 42,03 | 30,4 | 1,330 | 0,409 | | | | 2,23 | 1,355 | 0,710 | 0,6720 |
| 43,94 | 28,4 | 1,340 | 0,434 | | | | 3,90 | 1,349 | 0,570 | 1,2980 |
| 45,86 | 38,8 | 1,333 | 0,425 | | | | 2,94 | 1,319 | 0,690 | 0,3581 |

Respecto a la energía más baja, los resultados de V para el caso DEGV muestran una disminución hasta $(18,5 \pm 0,3)$ para PTOLEMY y $(27,8 \pm 2,5)$ MeV para FRESCO, con un aumento en los radios reducidos y difusividades reales. En relación a la profundidad real negativa para $E_{cm} = 34,37$ MeV, el caso DEGV arrojó un valor de $(-5,8 \pm 1,4)$ MeV para PTOLEMY y $(-5,3 \pm 6,5)$ MeV para FRESCO, es decir, en un caso compatible con valores positivos y en otro no. En cambio, para el caso DEGF los valores fueron $(-30,0 \pm 9,4)$ MeV para PTOLEMY y $(-29,0 \pm 40,0)$ MeV para FRESCO. No obstante, la aparición de una potencial real negativo (que implica una contribución positiva del potencial nuclear real en $(U(r))$ de la Ec. 5.1) no significa necesariamente un comportamiento cualitativo distinto en la función de onda de la dispersión o las barreras de potencial. Este efecto puede deberse a las limitaciones geométricas de los potenciales, incluso para el caso DEGV (donde la variación de los parámetros geométricos fue acotada) para describir el decrecimiento en los

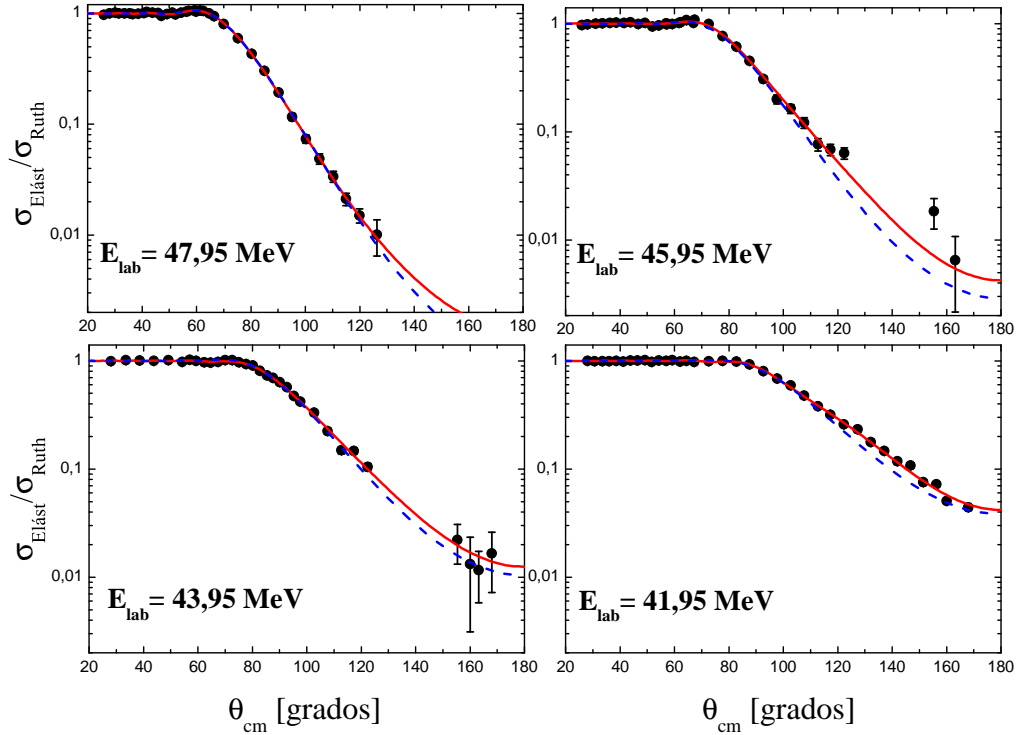


Figura 5.1: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica del sistema $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ para $E_{\text{lab}} = 42, 44, 46$ y 48 MeV. Las líneas corresponden a ajustes obtenidos mediante un potencial fenomenológico de Woods-Saxon con geometría variable DEGV (línea continua) y el potencial de São Paulo (línea rayada).

valores de $\sigma_{\text{Elást}}/\sigma_{\text{Ruth}}$ a energías subcoulombianas. La disminución del valor del potencial real es evidencia de una remoción de flujo del canal elástico por la presencia de canales no elásticos abiertos en estas energías. Este punto será analizado con mayor profundidad en las secciones 5.1.3 y 5.1.4 al estudiar la relación entre la parte real e imaginaria de los potenciales. Los ajustes de las distribuciones angulares que fueron obtenidos para el caso DEGV se muestran en las figuras 5.1, 5.2 y 5.3 en línea continua.

Una vez establecidos los parámetros de la parte real e imaginaria del potencial óptico, el paso siguiente consistió en evaluar su dependencia con la energía. Dado que la forma del potencial es dependiente del radio y también la energía, resulta útil estudiar su comportamiento en el llamado radio de sensibilidad R_S [38, 41, 87], definido como la distancia radial en la cual los datos de dispersión elástica son más sensibles a las profundidades del potencial V y W y la dependencia en energía es similar. Dicho de otro modo, es la distancia radial donde mayoritariamente tienen lugar los procesos de reacción que causan

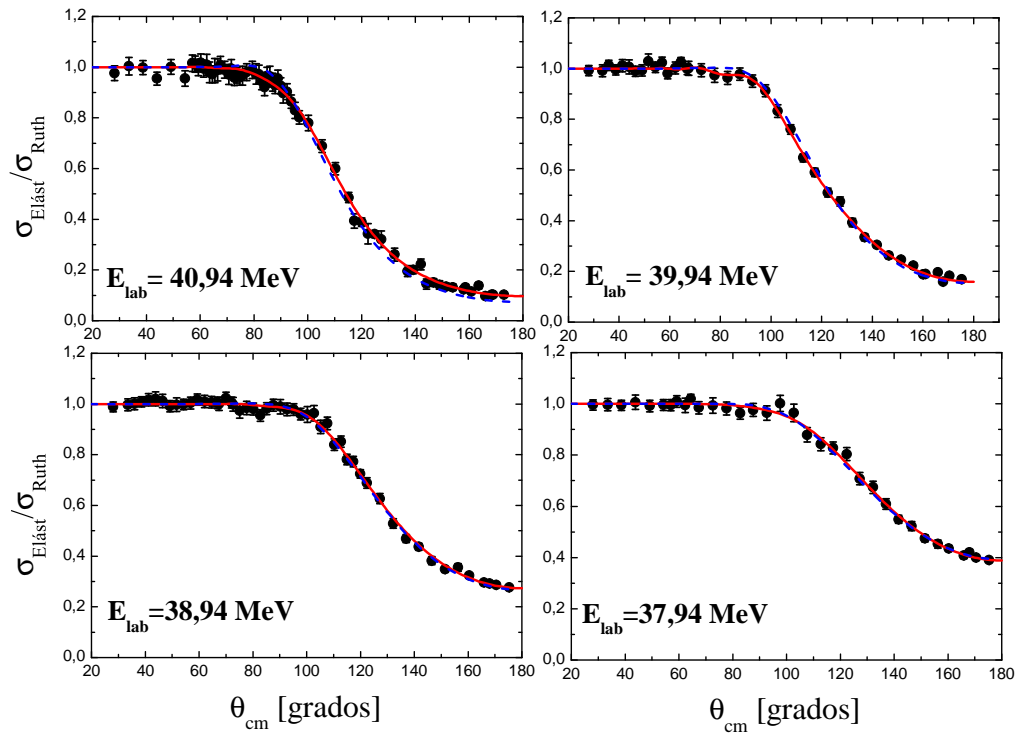


Figura 5.2: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica del sistema $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ para $E_{\text{lab}} = 38, 39, 40$ y 41 MeV. Las líneas corresponden a ajustes obtenidos mediante un potencial fenomenológico de Woods-Saxon con geometría variable DEGV (línea continua) y el potencial de São Paulo (línea rayada).

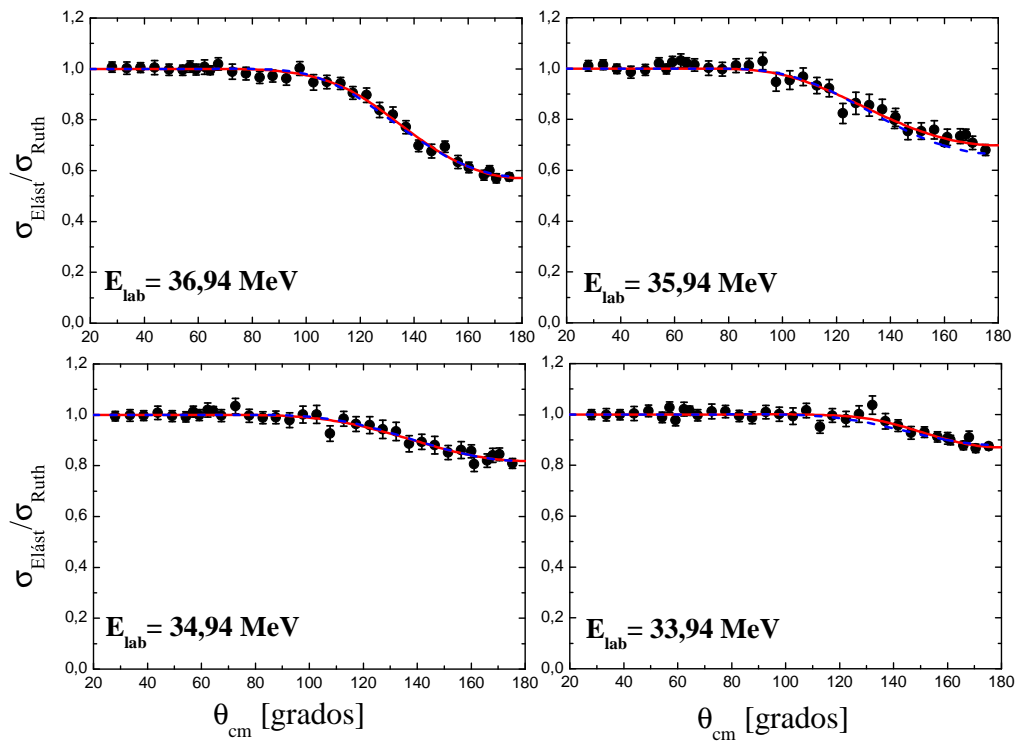


Figura 5.3: Distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ para $E_{\text{lab}} = 34, 35, 36$ y 37 MeV. Las líneas corresponden a ajustes obtenidos mediante un potencial fenomenológico de Woods-Saxon con geometría variable DEGV (línea continua) y el potencial de São Paulo (línea rayada).

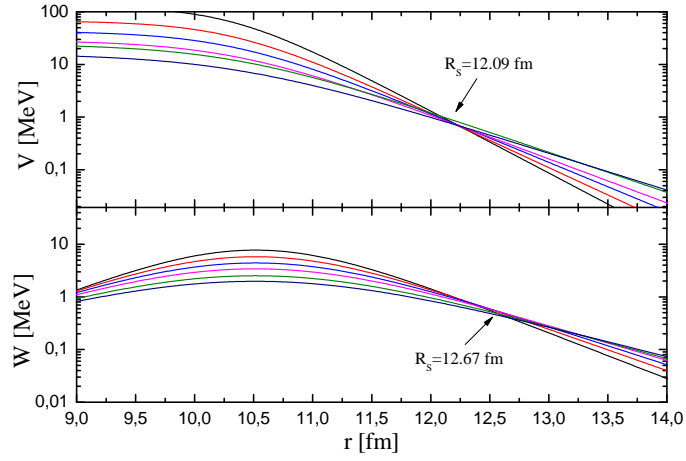
absorción.

El radio de sensibilidad fue determinado para el caso DEGV a través del procedimiento que se describe a continuación. Para cada energía E , se seleccionó un conjunto de difusividades reales a ligeramente distintas (tomadas en pasos de 0,05 fm) alrededor del valor óptimo y se ajustó el radio reducido r_0 y V de modo de obtener valores χ^2/ν similares al χ_{min}^2/ν . Luego, el radio sensible se calcula como la intersección de estos potenciales (incluido el óptimo). El mismo procedimiento se efectuó para obtener el radio imaginario de superficie, con la variación de la difusividad de superficie a_{si} . Si bien uno puede esperar que todos los potenciales se crucen en un punto, este no es siempre el caso. Por lo tanto, el valor del radio de sensibilidad debe ser obtenido mediante otro método. En este trabajo, se optó por estimar la varianza de los potenciales respecto al valor mínimo en función del radio, definida como

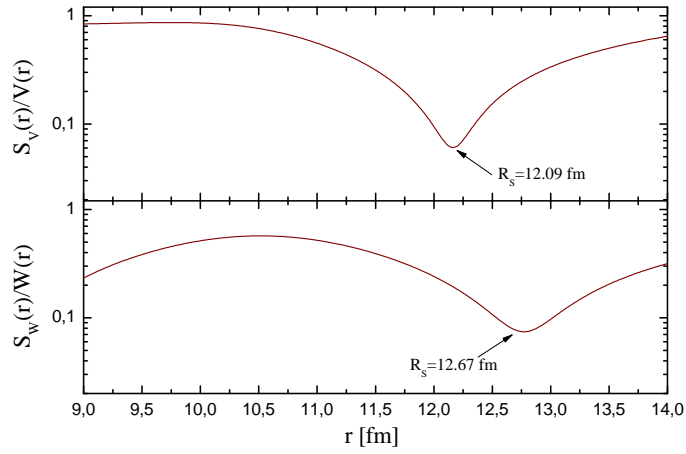
$$s_V^2(r) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (V_i(r) - V_{min}(r))^2. \quad (5.2)$$

Aquí el índice i representa cada potencial en particular, que corresponde a un dado valor de la difusividad. El valor de R_S fue obtenido del mínimo de la dispersión estándar muestral, normalizado por su potencial respectivo. El mismo procedimiento fue efectuado para el potencial imaginario. En las figuras 5.4a y 5.4b se muestran los puntos de cruce para el potencial real e imaginario para los distintos ajustes con χ^2/ν similar y las desviaciones estándar muestrales normalizadas por los potenciales $\sqrt{s_V^2(r)/V_{min}(r)}$ y $\sqrt{s_W^2(r)/W_{min}(r)}$ para la energía de bombardeo $E_{lab} = 47,95$ MeV en el caso DEGV.

Los resultados obtenidos para el potencial real e imaginario se unificaron para determinar un radio sensible global. Los valores encontrados fluctuaron entre $10,90 \text{ fm} \leq r \leq 13,50 \text{ fm}$. Esto muestra que no son constantes, sino que fluctúan en una región de 2,6 fm. Cabe destacar que se consideraron los radios entre 37,94 MeV y 47,95 MeV, es decir, un total de $N = 16$. Si se asume que los radios de sensibilidad poseen una distribución normal, se puede calcular su media como $\bar{R}_S = \sum_i R_S(E)/N$. El resultado obtenido para el caso DEGV fue $R_S = (12,14 \pm 0,23) \text{ fm}$. La incerteza en esta cantidad fue estimada por medio de una distribución t de Student de $N-1$ grados de libertad. El intervalo corresponde a un nivel de confianza de 70%. El radio de sensibilidad será utilizado en la sección 5.1.3 para evaluar el comportamiento de los potenciales de Woods-Saxon y São



(a)



(b)

Figura 5.4: Radio de sensibilidad para la parte real e imaginaria del potencial de Woods-Saxon con geometría variable (DEGV) para $E_{lab} = 47,95$ MeV estimado mediante la minimización de la desviación estándar muestral, normalizada por su potencial respectivo. Las difusividades reales e imaginarias de superficie a y a_{si} fueron variadas en pasos de $0,05$ fm. En la figura (a) se observan los potenciales $V(r)$ y $W(r)$ para las distintas difusividades, mientras que en la figura (b) se presentan los estimadores de la desviación estándar muestral normalizados por sus respectivos potenciales $\sqrt{s_V^2(r)}/V_{min}(r)$ y $\sqrt{s_W^2(r)}/W_{min}(r)$.

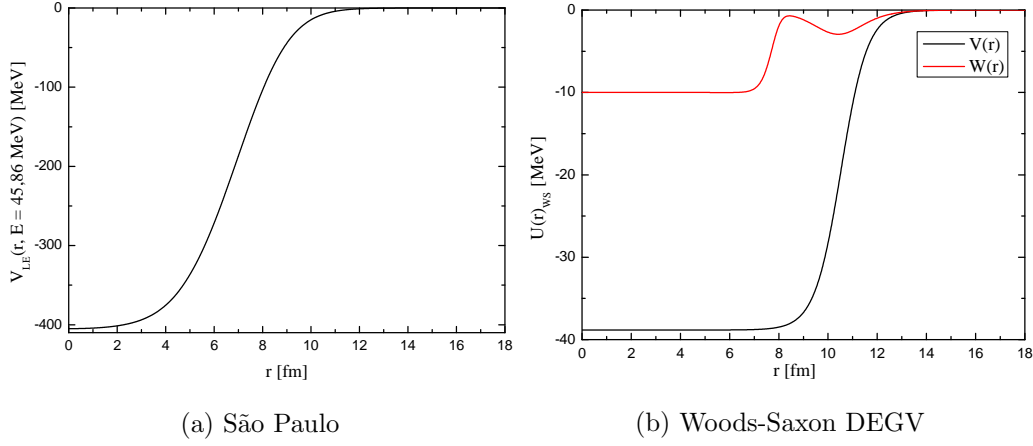


Figura 5.5: Potencial localmente equivalente V_{LE} del potencial de São Paulo dado por la Ec. 2.37, (a) y potencial de Woods-Saxon DEGV para $E_{cm} = 45,86$ MeV ($E_{lab} = 47,95$ MeV). Notar el cambio de escala en la profundidad del potencial.

Paulo con la energía.

5.1.2. Potencial de São Paulo

El otro potencial utilizado para el análisis del modelo óptico es el potencial de doble convolución de São Paulo (PSP), cuyas principales características se presentaron en la sección 2.4.2. En este trabajo se utilizó la forma normalizada dada por la Ec. 2.37

$$V_{SP}(r, E) = [N_R(E) + iN_I(E)]V_{LE}(r, E), \quad (5.3)$$

donde los factores de normalización $N_R(E)$ y $N_I(E)$ fueron ajustados para cada distribución angular. Una característica de este potencial es su mayor profundidad respecto al potencial de Woods-Saxon. A modo de ejemplo, en la figura 5.5 se presentan la parte real e imaginaria del potencial de Woods-Saxon DEGV y el potencial localmente equivalente V_{LE} para $E_{cm} = 45,86$ MeV ($E_{lab} = 47,95$ MeV). Para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$, la profundidad del potencial de São Paulo estuvo alrededor de 405 MeV, mayor que la del potencial de Woods-Saxon, que se encuentra en el orden de las decenas de MeV.

En la tabla 5.6 y figuras 5.1, 5.2 y 5.3 se presentan los valores N_R y N_I , con su correspondiente χ^2/ν , y las distribuciones angulares obtenidas con el potencial de São

Tabla 5.6: Factores de normalización para la parte real e imaginaria del potencial de São Paulo. Las energías de bombardeo se encuentran en unidades de MeV. El estimador global del ajuste $\sum_{k=1}^n \chi_k^2 N_k / (\sum_{k=1}^n N_k - p)$ es 0,7597, donde $p = 6$ es el número de parámetros ajustados y el índice k representa cada energía.

| $E_{c.m.}$ | N_R | N_I | χ^2/ν |
|------------|-------|-------|--------------|
| 32,46 | 1,72 | 1,13 | 0,5440 |
| 33,41 | 0,25 | 1,50 | 0,3568 |
| 34,37 | -0,43 | 2,02 | 0,5362 |
| 35,33 | 0,70 | 1,28 | 0,5814 |
| 36,28 | 1,04 | 1,16 | 0,7201 |
| 37,24 | 0,98 | 0,98 | 0,6110 |
| 38,20 | 0,92 | 1,07 | 1,2842 |
| 39,15 | 0,82 | 1,21 | 0,7565 |
| 40,12 | 0,88 | 1,16 | 1,5750 |
| 42,03 | 0,93 | 1,26 | 0,7650 |
| 43,94 | 0,85 | 1,20 | 1,5511 |
| 45,86 | 1,04 | 1,22 | 0,3840 |

Paulo.³ Se observa de los resultados de χ^2/ν que este potencial ajusta de forma correcta los datos experimentales, aunque ligeramente peor si se lo compara con el potencial de Woods-Saxon DEGV. No obstante, es notable que este potencial, construido a partir de interacciones nucleón-nucleón efectivas y con una sistematización de las densidades de carga, masa, radios y difusividades, produzca ajustes comparables al caso DEGV, donde todos los parámetros se ajustaron en forma individual. Por último, se observa que para $E_{cm} = 34,37$ MeV ($E_{lab} = 35,94$ MeV) se obtuvo $N_R = (-0,43 \pm 0,52)$, lo que resulta análogo a la profundidad del potencial real negativa del potencial de Woods-Saxon. Resulta evidente entonces que para esta energía y las cercanas, donde se observa el decrecimiento en la parte real de los potenciales, se produce una remoción de flujo del canal elástico que produce secciones eficaces diferenciales menores de lo esperado.

³Las incertezas de los parámetros ajustados con FRESCO se presentan en el apéndice B.

5.1.3. Comportamiento de los potenciales ópticos

En este apartado se analizan los resultados de los potenciales ópticos dependientes de la energía que se calcularon previamente. Tal como se comentó en la sección anterior, los potenciales real e imaginario se evalúan en el radio de sensibilidad que es la distancia radial en la cual se estima que se producen las reacciones. Sin embargo, en ocasiones la dispersión elástica es sensible en una región radial más amplia. Para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$, los radios de sensibilidad obtenidos fluctuaron en una región aproximada de 2,6 fm. En consecuencia, no pudo ser establecido un único valor para el cual se evaluaran los potenciales. Para superar esto, se utilizó el método aplicado por Brandan *et al.* [88] –para el estudio de la relación de dispersión en reacciones de iones pesados– donde los potenciales son reemplazados por las integrales de volumen por nucleón, pesadas por una función gaussiana $g(r, \bar{R}_S, \sigma)$ centrada en el radio de difusividad promedio \bar{R}_S y con desviación estándar σ . Las integrales de volumen $[G(E)]_V$ y $[G(E)]_W$ están dadas por las siguientes expresiones

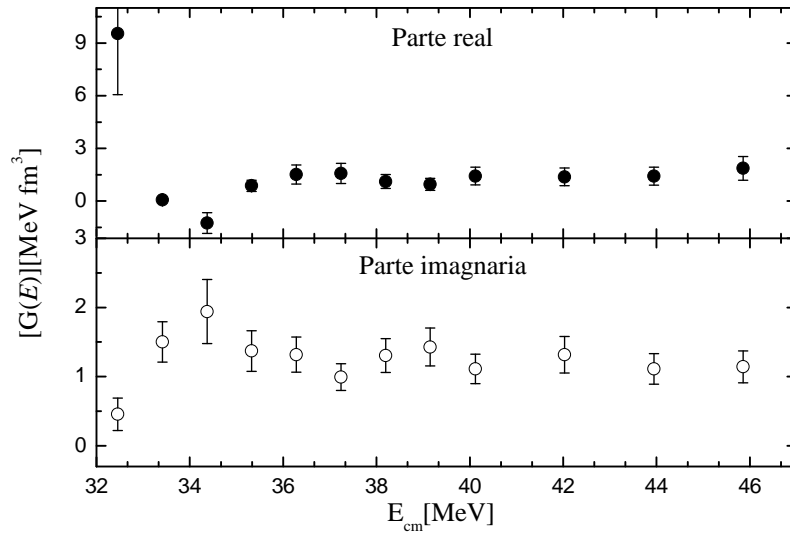
$$[G(E)]_V = \frac{1}{A_p \times A_t} \int V(r, E)g(r, \bar{R}_S, \sigma)4\pi r^2 dr \quad (5.4)$$

y

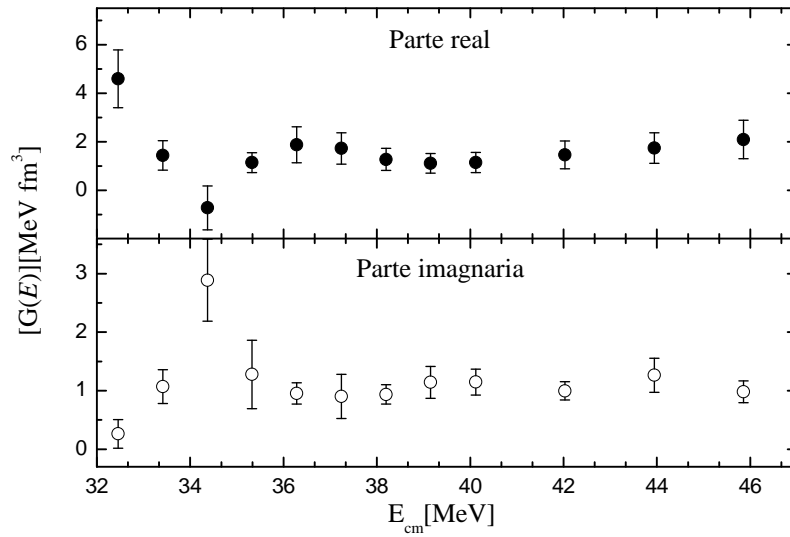
$$[G(E)]_W = \frac{1}{A_p \times A_t} \int W(r, E)g(r, \bar{R}_S, \sigma)4\pi r^2 dr, \quad (5.5)$$

donde A_p y A_t son los números másicos del proyectil y target. La integral imaginaria $[G(E)]_W$ se calcula con el potencial imaginario total. El radio sensible es $R_S = (12,14 \pm 0,23)$ fm, mientras que la desviación estándar se estableció en 0,7 fm. Esta elección fue hecha para incluir las contribuciones más significativas de la región donde los potenciales han sido evaluados. Las integrales de volumen fueron calculadas para los casos DEGF y DEGV del potencial de Woods-Saxon y para el potencial de São Paulo. Para el cálculo de las incertezas se consideraron las contribuciones de las incertezas en las profundidades de los potenciales y en el radio de sensibilidad. Dado que no se encuentran correlacionadas, las mismas fueron sumadas en cuadratura. Los resultados para los tres potenciales se presentan en la tabla 5.7.

Primero se evaluó la dependencia con la energía para las integrales de volumen de los casos DEGF y DEGV, cuyos resultados se graficaron en las figuras 5.6a y 5.6b. En ambas figuras se observa que el valor de $[G(E)]_V$ es aproximadamente constante para las energías mayores que la barrera coulombiana, estimada en $V_C = 38,7$ MeV en el sistema centro



(a) Woods-Saxon DEGF



(b) Woods-Saxon DEGV

Figura 5.6: Integrales de volumen por nucleón $[G(E)]$ centradas en el radio de sensibilidad R_S de las partes real (círculos llenos) e imaginaria (círculos vacíos) para el potencial de Woods-Saxon DEGF (a) y DEGV (b).

Tabla 5.7: Integrales de Volumen $[G(E)]_V$ y $[G(E)]_W$ de la parte real e imaginaria del potencial de Woods-Saxon DEGF y DEGV, y del SPP, expresadas en MeV fm^3 . Las energías de bombardeo se encuentran en unidades de MeV. Las integrales fueron pesadas por una función gaussiana centrada en el radio de sensibilidad $R_S = (12,14 \pm 0,23)$ fm con $\sigma = 0,7$ fm.

| $E_{c.m.}$ | DEGF | | DEGV | | São Paulo | |
|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| | $[G(E)]_V$ | $[G(E)]_W$ | $[G(E)]_V$ | $[G(E)]_W$ | $[G(E)]_V$ | $[G(E)]_W$ |
| 32,46 | 9,5 | 0,5 | 4,6 | 0,3 | 2,9 | 1,2 |
| 33,41 | 0,1 | 1,5 | 1,4 | 1,1 | 0,3 | 1,9 |
| 34,37 | -1,3 | 1,9 | -0,7 | 2,9 | -0,5 | 2,6 |
| 35,33 | 0,9 | 1,4 | 1,1 | 1,3 | 0,6 | 1,8 |
| 36,28 | 1,5 | 1,3 | 1,9 | 1,0 | 1,0 | 1,8 |
| 37,24 | 1,6 | 1,0 | 1,7 | 0,9 | 1,2 | 1,3 |
| 38,20 | 1,1 | 1,3 | 1,3 | 0,9 | 1,1 | 1,5 |
| 39,15 | 1,0 | 1,4 | 1,1 | 1,1 | 1,0 | 1,5 |
| 40,12 | 1,4 | 1,1 | 1,1 | 1,2 | 1,1 | 1,5 |
| 42,03 | 1,4 | 1,3 | 1,5 | 1,0 | 1,2 | 1,6 |
| 43,94 | 1,4 | 1,1 | 1,7 | 1,3 | 1,1 | 1,5 |
| 45,86 | 1,9 | 1,1 | 2,1 | 1,0 | 1,3 | 1,5 |

de masa (40,5 MeV en el sistema laboratorio) y se mantiene hasta $E_{cm} = 36,28$ MeV ($E_{lab} = 37,94$ MeV). A partir de este valor, la intensidad de $[G(E)]_V$ comienza a decrecer hasta un mínimo en $E_{cm} = 34,3$ MeV ($E_{lab} = 35,94$ MeV) y luego crece hasta $E_{cm} = 32,5$ MeV ($E_{lab} = 33,94$ MeV). Para $[G(E)]_W$, la dependencia con la energía resulta opuesta en la misma región de energías de bombardeo. En la primera parte aumenta su intensidad, aunque no de forma tan pronunciada, hasta un máximo en $E_{cm} = 34,3$ MeV. Para energías menores, esta integral disminuye su valor, lo que refleja un cierre de canales no elásticos de reacción.

Es claro que para energías menores que la barrera, el rango angular donde el cociente $\sigma_{el}/\sigma_{Ruth}$ difiere de la unidad disminuye en forma progresiva, tal como se observa en la figura 5.3. En consecuencia, aumenta la dificultad para determinar los valores de los potenciales sin ambigüedades para un dado nivel de incerteza. Esto significa que existe

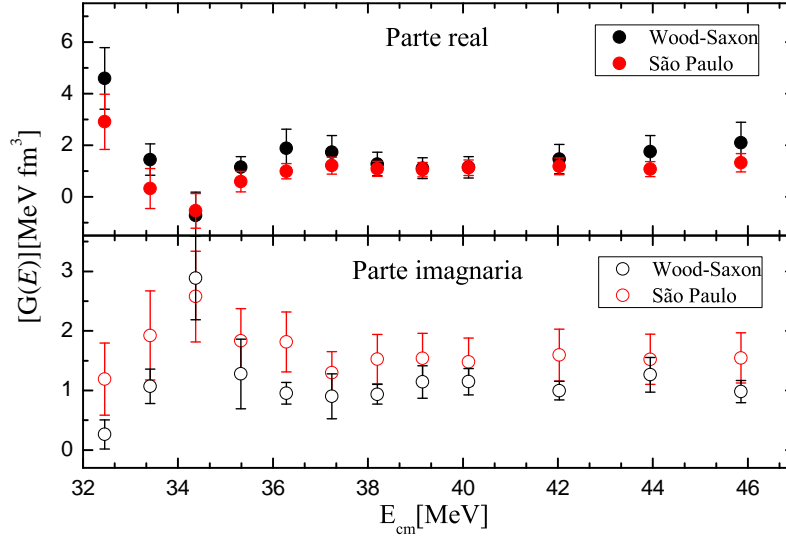


Figura 5.7: Integrales de volumen por nucleón $[G(E)]$ centradas en el radio de sensibilidad R_S para las partes real (círculos llenos) e imaginaria (círculos vacíos) del potencial de Woods-Saxon DEGV y potencial de São Paulo.

un límite experimental, a partir del cual ya no resulta posible observar apartamientos significativos de la distribución angular de Rutherford que indiquen procesos nucleares y los ajustes del potencial óptico dejan de ser representativos. Al evaluar las distribuciones angulares de baja energía (figura 5.3), podemos concluir que dicho límite se encuentra cerca de $E_{lab} = 34$ MeV.

Luego de verificar que las integrales de volumen para los casos DEGF y DEGV tienen el mismo comportamiento, se estudió la dependencia con la energía de las integrales de volumen del potencial de São Paulo. En la figura 5.7 se graficaron los resultados para este potencial, junto con las respectivas del caso DEGV. Se observa que la dependencia de ambas integrales es la misma, con un definido decrecimiento de la parte real para energías menores a la barrera de Coulomb y un incremento de la parte imaginaria en la misma región. El decrecimiento de la parte real se asocia a la absorción de flujo del canal elástico e implica la presencia de acoplamientos a canales no elásticos que permanecen abiertos incluso para energías subcoulombianas [9]. El resultado es un potencial dinámico de polarización repulsivo para la parte real del potencial y, en consecuencia, un decrecimiento del potencial real. De acuerdo a Hussein *et al.* [14, 56], este comportamiento es consistente con la denominada *anomalía de umbral de quiebre* (BTA) y es producto del acoplamiento al canal de quiebre. Debido a que el acoplamiento continua siendo significativo a energías

subcoulombianas, el umbral deja de ser la propia barrera. Por lo tanto, la parte imaginaria del potencial puede aumentar su intensidad. Esta dependencia en energía es opuesta a la usual *anomalía de quiebre* (TA), presente en sistemas donde ambos núcleos son fuertemente ligados. En la figura también puede observarse que los valores absolutos de las integrales para la parte real son los mismos y que para la parte imaginaria son similares, dentro de las barras de incerteza. Si bien es esperable, resulta notable encontrar este acuerdo entre potenciales tan distintos.

Satchler [9] determinó que la *anomalía de umbral* es una consecuencia de la relación de dispersión que vincula la parte real e imaginaria del potencial óptico. Este resultado fue luego extendido por Hussein [14] para la *anomalía de umbral de quiebre* en sistemas débilmente ligados. Sin embargo, la forma de las integrales de volumen como función de la energía es un concepto ambiguo, usualmente sujeto a interpretaciones individuales. A fin de establecer un criterio para superar esta dificultad, en el marco de este trabajo ideamos un método alternativo para calcular la relación de dispersión que se presenta en la siguiente sección.

5.1.4. Relación de dispersión a través de muestreo aleatorio

En este apartado se estudió la relación de dispersión que vincula la parte real e imaginaria del potencial óptico dada por la Ec. 2.42 de la sección 2.5

$$V(r, E) = V_0(r, E) + \frac{1}{\pi} \mathbf{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE'. \quad (5.6)$$

Al determinar la dependencia de los potenciales con la energía, se utilizaron las integrales de volumen para superar las posibles ambigüedades en que resultan de los ajustes. Una propiedad importante, tal como fue demostrada por Mahaux *et al.* es que la relación de dispersión aún se mantiene para las integrales de volumen [50, 89] y su expresión es

$$[G(E)]_V = \frac{P}{\pi} \int \frac{[G(E')]_W}{E' - E} dE'. \quad (5.7)$$

Para resolver esta integral, Satchler [9] propuso un método de parametrización lineal para la parte imaginaria del potencial óptico (o integral imaginaria). Para proyectiles débilmente ligados, la descripción usual es

$$W(E) = \begin{cases} 0 & \text{si } E \leq E_1 \\ a(E - E_1) & \text{si } E_1 \leq E \leq E_2 \\ a(E_2 - E_1) + b(E - E_2) & \text{si } E_2 \leq E \leq E_3 \\ a(E_2 - E_1) + b(E_3 - E_2) = W_\infty & \text{si } E \geq E_3, \end{cases} \quad (5.8)$$

donde los parámetros a y b se eligen de modo tal de reproducir de mejor forma los valores del ajuste. A través de estos segmentos, se modela la forma global del potencial imaginario. Este procedimiento no se encuentra eximido de interpretaciones subjetivas. Para obtener criterios y robustos que permitan determinar si la relación de dispersión se cumple, implementamos un método alternativo: los vértices de cada segmento se obtiene a partir de un muestreo aleatorio, centrado en los valores ajustados, con una distribución normal bivariada determinada por la matriz de covarianza [90–92]. Este método ya fue utilizado en el análisis de la relación de dispersión de los potenciales ópticos de la dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{80}\text{Se}$ [57].

$$f(x_R, x_I) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^2 \det V}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)^T V^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)}, \quad (5.9)$$

donde $\mathbf{x}_0 = \{x_{R0}, x_{I0}\}$ son los valores que resultan del ajuste de las distribuciones angulares, V es la matriz de covarianza definida en la Ec. 5.10 y ρ es el factor de correlación,

$$V = \begin{bmatrix} \sigma_{x_{R0}}^2 & \rho \sigma_{x_{R0}} \sigma_{x_{I0}} \\ \rho \sigma_{x_{R0}} \sigma_{x_{I0}} & \sigma_{x_{I0}}^2 \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

En la figura 5.8 se presenta un ejemplo para $E_{cm} = 38,2$ MeV para 1000 puntos aleatorios obtenidos de las Ecs. 5.9 y 5.10 centrados en las integrales de volumen por nucleón calculadas con el potencial de São Paulo. Cada valor de esta distribución se selecciona y luego se conecta de forma aleatoria al siguiente, de esta forma se genera un segmento de línea. El total de todos los segmentos forman una posible parametrización para la parte imaginaria. Luego, mediante la Ec. 5.7, se calcula la relación de dispersión y se obtiene una integral real construida en forma aleatoria. Los resultados se muestran en la figura 5.9 junto con los valores ajustados.

Tal como se observa en la figura 5.9, los valores de las integrales reales por nucleón, excepto para los puntos de $E_{cm} = 33,41$ y $34,37$ MeV, caen dentro de las bandas de confianza de 1σ . Respecto al punto de $E_{cm} = 34,37$ MeV, dentro de las incertezas, solapa

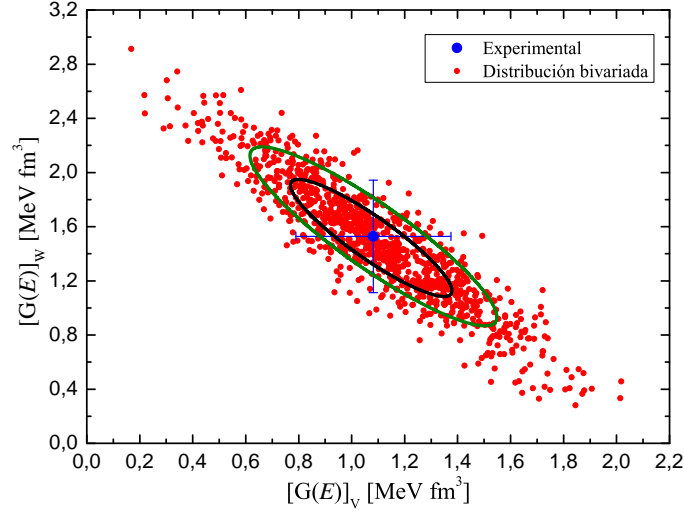


Figura 5.8: Muestreo aleatorio con distribución normal bivariada alrededor de las integrales de volumen $[G(E)]_V$ y $[G(E)]_W$ para $E_{cm} = 38,2$ MeV. Alrededor del 68% de los puntos correspondientes a cada variable se encuentran en los intervalos dados por la intersección con la elipse $\chi^2 = \chi^2 + 1$ (línea negra) y alrededor del 68% del total se encuentran en la elipse determinada por $\chi^2 = \chi^2 + 2,3$ (línea verde) [93].

con la parte inferior de la distribución, mientras que para el punto de $E_{cm} = 33,41$ MeV, si bien no solapa, sigue la tendencia de subida. Esta diferencia con el cálculo de la relación de dispersión puede deberse a la dificultad en el ajuste de los parámetros del potencial óptico, a partir de las distribuciones angulares, para energías de bombardeo menores que la barrera de Coulomb. En estos casos, las secciones eficaces diferenciales coinciden con las de Rutherford en la mayor parte del intervalo angular y disminuye la precisión de los códigos numéricos para predecir apartamientos debidos a la interacción nuclear. Esto se traduce en una mayor variabilidad en los resultados. Por ejemplo, para $E_{cm} = 33,41$ MeV, el resultado de las integrales de volumen reales para el potencial de Woods-Saxon es $(1,4 \pm 0,6)$ MeV fm³, mientras que para el PSP resulta igual a $(0,3 \pm 0,8)$ MeV fm³. Es decir, el resultado para el caso DEGV concuerda con el cálculo. Por lo tanto, al margen de estas limitaciones, el método permite concluir que el comportamiento global de las partes real e imaginaria del potencial óptico cumple la relación de dispersión.

Como resumen del análisis de la dispersión elástica con el Modelo Óptico, podemos concluir que la dependencia de los potenciales de Woods-Saxon y São Paulo con la energía resulta consistente con la denominada *anomalía de umbral de quiebre*. Por otra parte,

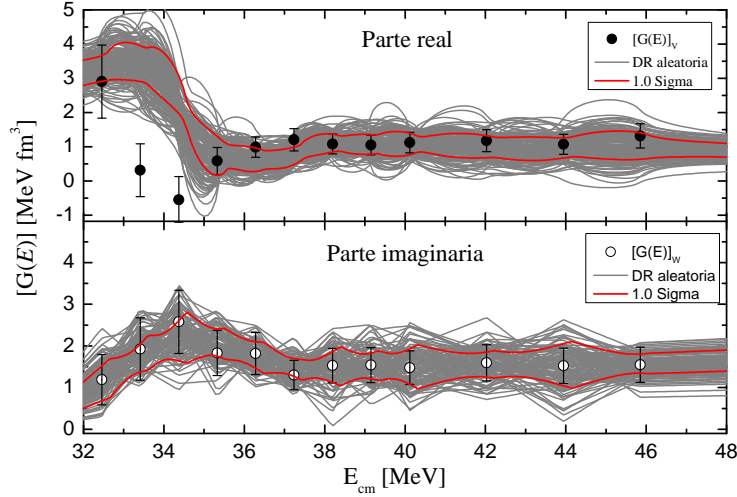


Figura 5.9: Integrales de volumen real (círculos llenos) e imaginaria (círculos vacíos) en función de la energía de centro de masa para el potencial de São Paulo. Las líneas grises en el gráfico inferior representan las parametrizaciones creadas a partir de puntos aleatorios con distribución bivariada centrados en los valores ajustados (200 líneas fueron dibujadas). Las líneas grises del gráfico superior corresponden a los resultados de la Ec. 5.7. Las líneas rojas representan intervalos de $\pm 1\sigma$.

es notorio que el mejor ajuste para $E_{cm} = 34,37$ MeV se haya obtenido para un valor negativo tanto para la profundidad del potencial de Woods-Saxon (DEGV y DEGF), como para el factor de normalización real N_R del PSP; aunque para los casos DEGV (con FRESCO) y PSP, son consistentes con valores positivos pequeños, dentro de las incertezas. El acoplamiento fuerte del canal de quiebre al canal elástico se manifiesta como un incremento en la absorción a medida que la energía disminuye. Esto implica, por medio de la relación de dispersión, la aparición de un potencial de polarización repulsivo real que, en algunos casos, puede producir una fuerte disminución del potencial real, el cual, sumado a las restricciones geométricas del PSP, y las limitaciones impuestas para la variación de los parámetros en el caso DEGV, producen un potencial real negativo. No obstante, es importante remarcar que el signo negativo en el potencial real no produce resultados distintos en la función de onda de dispersión elástica o sección eficaz total de reacción; a diferencia del potencial imaginario, donde la aparición de un signo negativo en la profundidad se traduce en un aumento del flujo de partículas del canal elástico y carece de sentido físico.

En la siguiente sección, los resultados del potencial óptico se utilizarán para describir

las distribuciones angulares inelásticas mediante potenciales de acoplamiento a los estados excitados del ^{197}Au .

5.2. Análisis de canales acoplados para la dispersión inelástica

Las distribuciones angulares experimentales de dispersión inelástica correspondiente a los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au se analizaron mediante el modelo de canales acoplados con el código FRESCO. Para este cálculo, se consideraron los acoplamientos del estado fundamental a los estados excitados $j^\pi = 5/2^+$ y $7/2^+$ y entre estados excitados, tal como se observa en el esquema de la figura 5.10. Por otro lado,

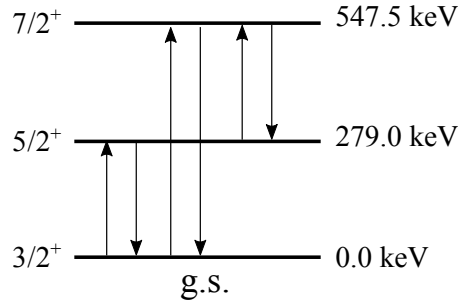


Figura 5.10: Esquema de niveles de ^{197}Au considerados para los cálculos de canales acoplados.

no se consideraron los elementos de matriz de autoacoplamiento de estados, conocidos como términos de reorientación. Estos términos constituyen los elementos diagonales de la matriz de interacción y se relacionan con los momentos cuadrupolares experimentales Q_2 a través de la expresión

$$Q_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}(2I + 1)^{-\frac{1}{2}} \langle II20|I \rangle \langle I || M(E2) || I \rangle. \quad (5.11)$$

Típicamente, estos términos de reorientación producen pequeños cambios en las oscilaciones de las distribuciones angulares [38].

Los cálculos se realizaron considerando los elementos de matriz de Coulomb y nucleares para la deformación del potencial descritos en la sección A.3 (Apéndice A). Al ser el ^{197}Au un núcleo de masa atómica impar, el espectro de energía da lugar a un número grande de estados excitados con una secuencia por lo general complicada de valores de

5.2. ANÁLISIS DE CANALES ACOPLADOS PARA LA DISPERSIÓN INELÁSTICA 145

Tabla 5.8: Valores experimentales de $B(E2)$ para ^{197}Au obtenidos de [80]. Los elementos de matriz de acoplamiento para FRESCO se calculan mediante la Ec. 5.12

| Energía (keV) | Transición | λ | $B(E2)\uparrow$ ($e^2\text{fm}^4$) | Elemento de matriz (FRESCO) |
|---------------|---|-----------|--------------------------------------|-----------------------------|
| 279,0 | $\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$ | 2 | 2655,5 | 103,1 |
| 547,5 | $\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{7}{2}_1^+$ | 2 | 4493,9 | 134,1 |
| 268,5 | $\frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{7}{2}_1^+$ | 2 | 16,3 | 9,9 |

spin. Para describir los estados no inelásticos en términos de estados colectivo, se utilizó el modelo de Vieu [94], el cual permite describir los estados de paridad positiva para los isótopos $^{193-199}\text{Au}$, mediante una versión extendida del modelo de partícula-rotor de Hecht [95]. En este modelo, el protón impar puede ocupar distintos orbitales del potencial deformado de Nilsson, situados cerca del nivel de Fermi.⁴ El acoplamiento del protón impar al núcleo rotante asimétrico produce dos bandas rotacionales: $K = 3/2$ del estado fundamental (g.s.) y $K = 1/2$ construida sobre el primer estado excitado. Los resultados del modelo predicen que los estados excitados $5/2^+$ y $7/2^+$ pueden describirse como pertenecientes a la banda rotacional $K = 3/2$ (g.s.). Esto permite utilizar el modelo rotacional para calcular los acoplamientos entre el estado fundamental y los excitados, por medio de las Ecs. A.23, A.24 y A.25

La transición al estado $\frac{3}{2}_1^+(\text{g.s.}) \rightarrow \frac{7}{2}_1^+$ es de tipo $E2$ pura, mientras que para $\frac{3}{2}_1^+(\text{g.s.}) \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$ y $\frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{7}{2}_1^+$ es $E2 + M1$. Para simplificar los cálculos, se consideró solo la componente $E2$, aunque vimos que esto no tiene influencia en los resultados.

FRESCO calcula los elementos de matriz coulombiana mediante los valores de $M(E\lambda)$ como datos de entrada, que a su vez se relacionan con los valores de $B(E\lambda)$ a través de la Ec. A.18

$$STR = M(E\lambda) = \pm\sqrt{(2I+1)B(E\lambda; I \rightarrow I')}, \quad (5.12)$$

donde STR refiere a la intensidad del factor de acoplamiento (strength of the coupling factor). La convención de signo para $M(E\lambda)$ proviene de las funciones de onda ligadas y son arbitrarias a menos de una fase. Los valores experimentales de $B(E2) \downarrow$, en unidades

⁴Para parametrizar el potencial deformado, Vieu utilizó un valor de deformación cuadrupolar $\epsilon = 0,17$, mientras que la asimetría axial γ se acotó al intervalo $[0, \pi/6]$ [94].

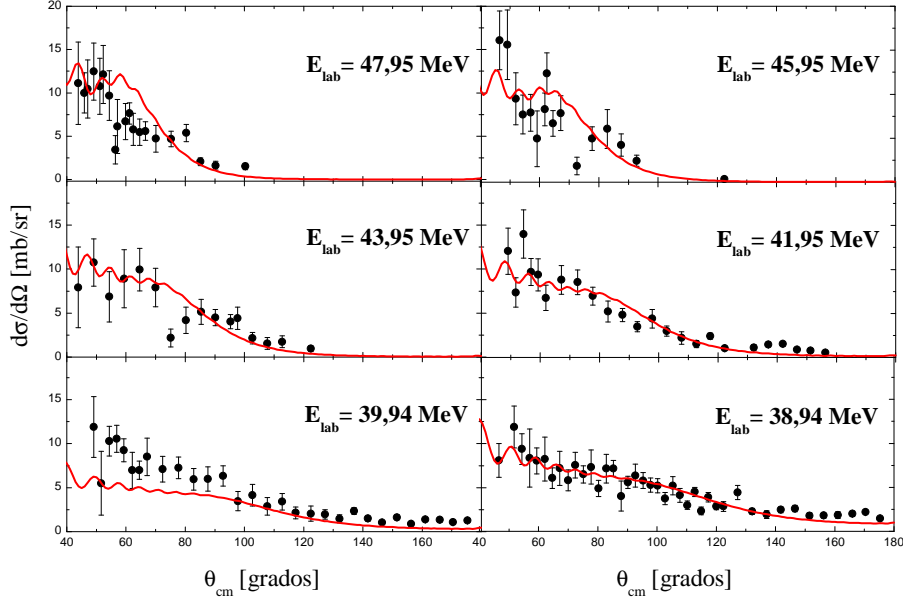


Figura 5.11: Distribuciones angulares de dispersión inelástica para el estado $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au y cálculos de canales acoplados con el código FRESCO (línea roja) para las energías de bombardeo $E_{lab} = 39, 40, 42, 44, 46$ y 48 MeV.

de Weisskopf, fueron obtenidos de la base de datos ENSDF de IAEA [80]. Los resultados se presentan en la tabla 5.8, expresados en unidades $e^2\text{fm}^4$. Para la parte nuclear, los elementos de matriz para la deformación del potencial se obtienen de la Ec. A.24

$$RDEF(\lambda; I \rightarrow I') = (-1)^{\frac{I-1'+|I-I'|}{2}} \sqrt{2I+1} \langle IK\lambda 0 | I'K \rangle \beta_\lambda R_0, \quad (5.13)$$

donde $RDEF$ es longitud de deformación reducida y $K = 3/2$ es el mismo para las transiciones dentro de la banda rotacional. Los parámetros del potencial óptico fueron los obtenidos para el potencial de Woods-Saxon DEGV obtenidos con FRESCO (tabla 5.5). En las figuras 5.11 y 5.12 se observan los resultados de las distribuciones angulares obtenidas con el código FRESCO y los resultados experimentales para las distribuciones angulares inelásticas del estado $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au . Las predicciones obtenidas con acoplamiento a los estados $5/2^+$ y $7/2^+$ reproducen de forma satisfactoria los resultados experimentales para todas las energías. El agregado del término coulombiano produce un aumento en las secciones eficaces para ángulos delanteros, mientras que para ángulos mayores la forma de la distribución angular está dominada por los términos nucleares.

5.2. ANÁLISIS DE CANALES ACOPLADOS PARA LA DISPERSIÓN INELÁSTICA 147

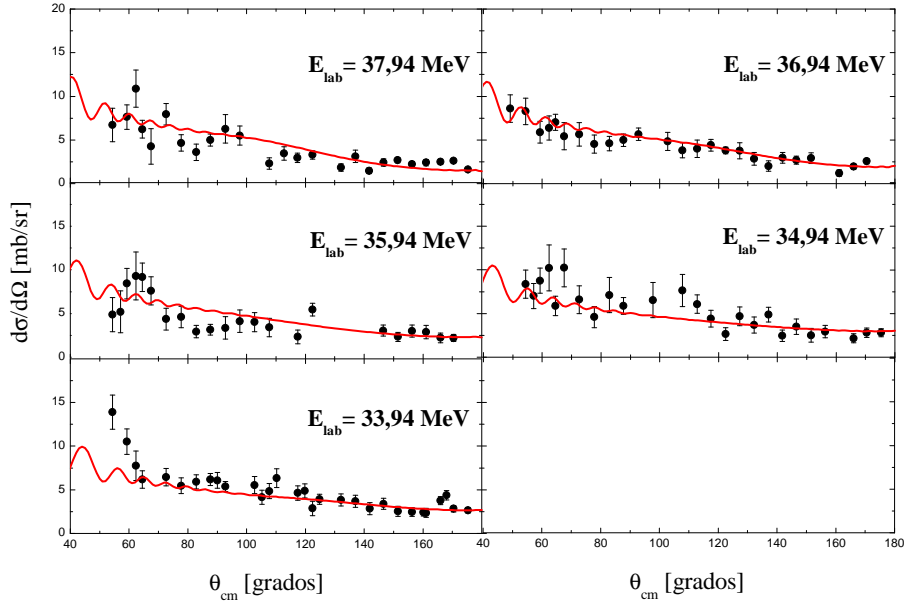


Figura 5.12: Distribuciones angulares de dispersión inelástica del estado $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au y cálculos de canales acoplados efectuados con el código FRESCO (línea roja) para las energías de bombardeo $E_{lab} = 34, 35, 36, 37$ y 38 MeV.

Esto se observó al eliminar la deformación coulombiana en el potencial.

En la zona de ángulos pequeños, los términos coulombianos interfieren en forma constructiva con los nucleares y generan el aumento de las secciones eficaces. El agregado del acoplamiento produce una disminución en las secciones eficaces de dispersión elástica. A fin de recuperar el ajuste obtenido con el potencial óptico, se modificaron levemente los valores de la profundidad real e imaginaria de superficie, mientras el resto de los valores se mantuvo constante. Esto no produjo cambios significativos en los valores calculados de las secciones eficaces inelásticas.

Los resultados para la dispersión inelástica del estado $5/2^+$ (279,0 keV) del ^{197}Au se presentan en las figuras 5.13 y 5.14 en conjunto con los datos experimentales. Al analizar cada gráfico, observamos que para las energías más bajas, en particular para $E_{lab} = 33,94$ MeV, la curva se encuentra por debajo de los datos experimentales. Esto puede deberse a que el pico de 279 keV, al encontrarse parcialmente solapado con el pico elástico, tiene interferencias que no pueden separarse completamente. Dado que la sección eficaz elástica aumenta al disminuir la energía, este efecto es mayor para las menores, tal como observamos en las figuras. No obstante, el comportamiento global es consistente con

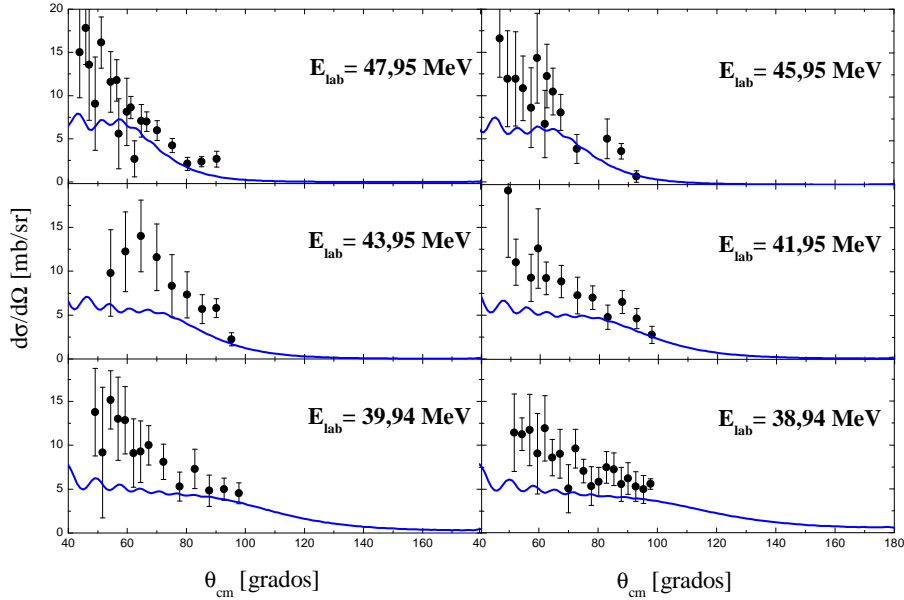


Figura 5.13: Distribuciones angulares de dispersión inelástica del estado $5/2^+$ (279,0 keV) del ^{197}Au y cálculos de canales acoplados efectuados con el código FRESCO (línea azul) para las energías de bombardeo $E_{lab} = 39, 40, 42, 44, 46$ y 48 MeV.

los cálculos de canales acoplados.

Como resumen de esta sección, se concluye que el modelo de canales acoplados resultó satisfactorio para reproducir las secciones eficaces diferenciales inelásticas correspondientes a los estados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au . A partir de los cálculos obtenidos con FRESCO, se obtuvieron las secciones eficaces totales de estos canales. En la sección 5.3.4 se utilizarán estos resultados para calcular la sección eficaz de los restantes canales de reacción no elásticos.

5.3. Análisis de fusión completa, incompleta y transferencia

5.3.1. Análisis con modelo estadístico

El primer paso consistió en estudiar la dependencia de los canales de fusión completa por medio del modelo estadístico de fusión- evaporación, con la ayuda del código PACE. En el capítulo 4 se utilizó este código para predecir los posibles canales de evaporación para el núcleo compuesto ^{206}Bi y los canales de evaporación para la fusión incompleta al asumir la captura de una partícula alfa con $E = 4/9E(^9\text{Be}) - S_n$.

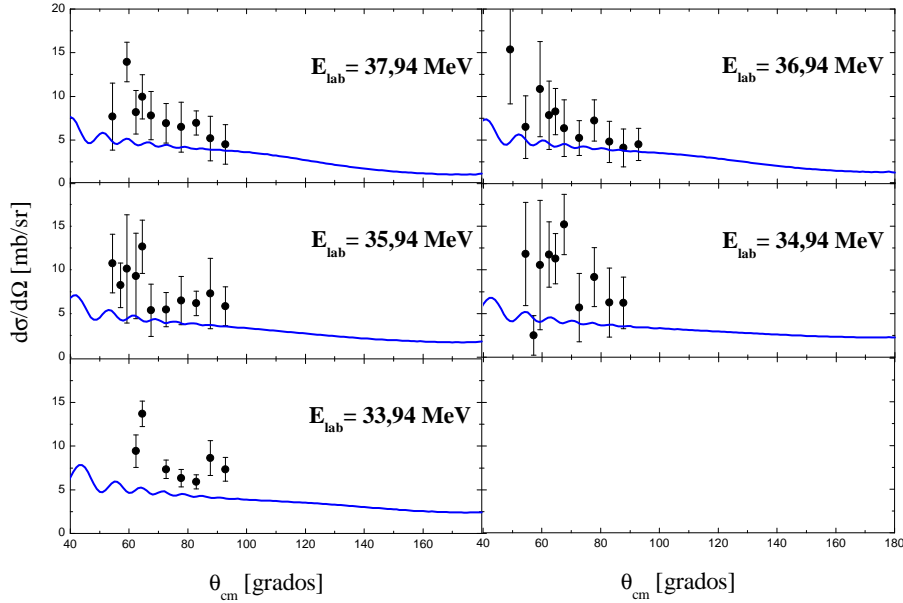


Figura 5.14: Distribuciones angulares de dispersión inelástica del estado $5/2^+$ (279,0 keV) del ^{197}Au y cálculos de canales acoplados efectuados con el código FRESCO (línea azul) para las energías de bombardeo $E_{lab} = 34, 35, 36, 37$ y 38 MeV.

El código estima las secciones eficaces de reacción mediante i) las obtenidas por un potencial de pozo cuadrado y ii) por un modelo que aproxima el potencial real por una parábola y utiliza la fórmula de penetración de Hill y Wheeler [62]. El programa también utiliza parámetros sistemáticos del potencial óptico para la evaporación de nucleones [96]. En la figura 5.15 se presentan los resultados experimentales para los canales $3n$, $4n$ y $5n$ y los respectivos cálculos.

Se observa en la figura que la dependencia en energía se condice con la que presentan los datos experimentales. Por otro lado, los valores absolutos de las secciones eficaces experimentales difieren de los obtenidos con PACE. Para energías menores a la barrera, las secciones eficaces experimentales son varios órdenes de magnitud mayores a los predichos, mientras que para energías mayores a la barrera, los resultados de PACE son mayores, excepto para el canal $5n$, donde la relación se invierte. Al respecto, hay que hacer dos consideraciones: en primer lugar, para bajas energías, el modelo unidimensional que utiliza el código para los coeficientes de transmisión subestima considerablemente las secciones eficaces ya que no considera efectos de deformación estáticas y dinámicas de los núcleos, oscilaciones de punto cero en la superficie nuclear y/o acoplamientos a otros canales de

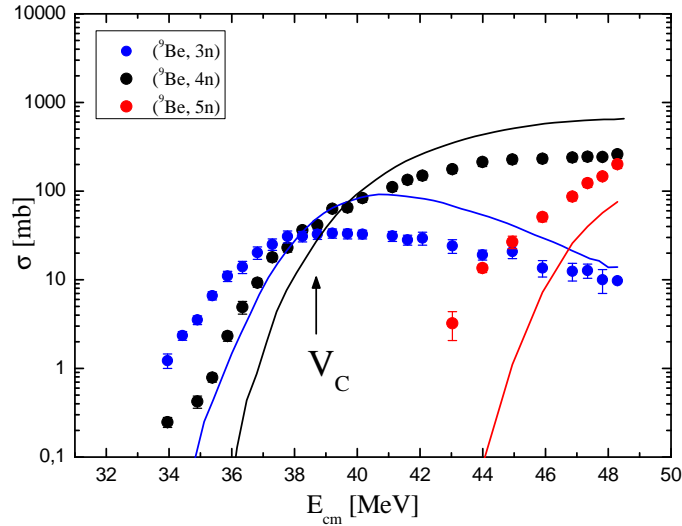


Figura 5.15: Secciones eficaces de fusión para los canales $3n$, $4n$ y $5n$ (círculos llenos) y resultados del modelo estadístico con PACE (líneas) en función de la energía de centro de masa.

reacción. En segundo lugar, los parámetros del potencial nuclear que utiliza PACE fueron extraídos de mediciones en un grupo de sistemas reducidos (en virtud del número de sistemas binarios posibles) y, por ende, es de esperar que tenga limitaciones en reproducir los valores experimentales para distintas combinaciones proyectil-núcleo. No obstante, el acuerdo entre el modelos y experimento es satisfactorio ya que reproduce el intervalo de energías donde comienzan a saturar los canales de reacción $3n$ y $4n$ y también a partir de que valor comienza a decrecer el canal $3n$. Respecto al canal $5n$, resulta evidente que su región de predominio se encuentra a energías mayores a las que se midieron.

5.3.2. Supresión de fusión completa

Existen distintos modelos teóricos que permiten calcular las secciones eficaces de fusión completa. Entre los más simples se encuentra el de Wong, el cual contempla la posibilidad de fusión a energías menores que la altura de la barrera por efecto túnel y toma en cuenta la posibilidad que los núcleos interactuantes tengan una deformación permanente. Para sistemas fuertemente ligados, este modelo describe en forma apropiada los datos para energías por encima de la barrera, donde la fusión es el proceso dominante respecto a los efectos de acoplamiento. Por el contrario, para sistemas débilmente ligados, las secciones eficaces calculadas son mayores que las medidas [28]. En la figura 5.16 se presentan las secciones eficaces experimentales de fusión total y los cálculos con el modelo de Wong

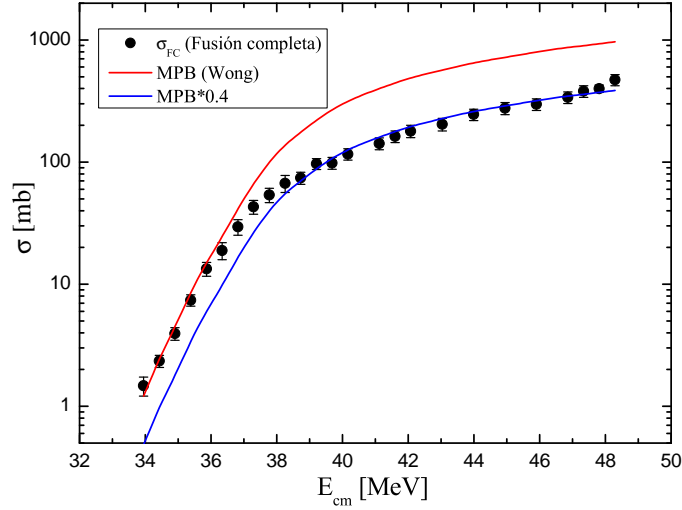


Figura 5.16: Función de excitación para la fusión completa del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. La curva sólida corresponde a los resultados del modelo de penetración de barrera (MPB) de Wong, cuya altura de la barrera es $V_b = 37,3$ MeV, $R_b = 11,5$ fm y curvatura $\hbar\omega = 4,8$ MeV.

para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. El potencial nuclear elegido es de tipo Woods-Saxon, con parámetros $V_0 = 208$ MeV, $r_0 = 1,10$ fm y $a = 0,63$ fm, que ha sido usado para determinar barreras de fusión en sistemas con núcleos de ${}^9\text{Be}$ y blancos de masa atómica similar, como ${}^{208}\text{Pb}$ y ${}^{209}\text{Bi}$ [97].

Resulta claro que las secciones eficaces medidas se encuentran por debajo de las predicciones de este modelo para energías mayores a la barrera de Coulomb. El valor de la reducción se estimó en 60 %. Este resultado se corresponde con otros sistemas como ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ [28], cuya reducción se estimó en 68^{+8}_{-7} %. Modelos más realistas toman en cuenta acoplamientos a estados del continuo por quiebre del proyectil o de excitaciones de los núcleos y reducen la brecha a un 32 %, según el sistema estudiado [28, 35]. No obstante, persiste un aumento de las secciones eficaces calculadas respecto a las experimentales. Este efecto se conoce como supresión de fusión completa.

La supresión de fusión es una característica de los sistemas débilmente ligados. El quiebre del proyectil y posterior captura de un fragmento cargado, definido como fusión incompleta, se traduce en una disminución de la fusión completa respecto a los sistemas con proyectiles fuertemente ligados. Este efecto ha sido observado en varios sistemas débilmente ligados [28–30, 35, 98], aunque aún no ha sido establecido un comportamiento sistemático.

Existen dos caminos para caracterizar la supresión de la fusión completa en sistemas

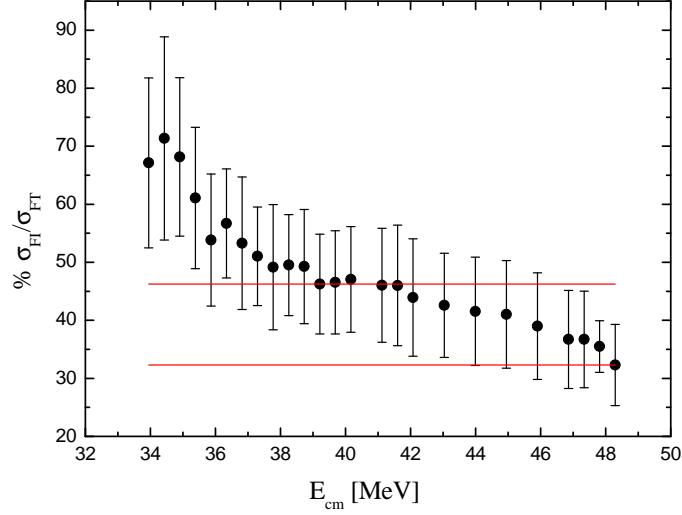


Figura 5.17: Cociente $\sigma_{\text{FI}}/\sigma_{\text{FT}}$ en función de la energía de bombardeo (en el sistema centro de masa). Las líneas rojas corresponden al mínimo y máximo valor para energías mayores a la barrera.

débilmente ligados. La primera, tal como vimos anteriormente, es mediante la comparación de las secciones eficaces de fusión completa para energías mayores a la barrera, con las predicciones de canales acoplados $\sigma_{\text{FC}}^{\text{exp}}/\sigma_{\text{fus}}^{\text{teo}}$. Este enfoque depende de una determinación precisa de la energía promedio de barrera y es dependiente del modelo utilizado [99]. El segundo enfoque iguala la supresión de fusión a la fracción F_{FI} entre las secciones eficaces de fusión incompleta σ_{FI} y la de fusión total σ_{FT} ,

$$F_{\text{FI}} = \frac{\sigma_{\text{FI}}}{\sigma_{\text{FT}}}. \quad (5.14)$$

Aquí la sección eficaz de fusión total σ_{FT} está definida como la suma entre las secciones eficaces de fusión completa σ_{FC} e incompleta σ_{FI} . Este criterio está justificado por diferentes experimentos donde se han encontrado valores similares entre F_{FI} y $1 - \sigma_{\text{FC}}^{\text{exp}}/\sigma_{\text{fus}}^{\text{teo}}$ [29]. Por tanto, los valores de F_{FI} proporcionan una medición de la supresión de la fusión que es independiente del modelo. En la figura 5.17 se presentan los resultados F_{FI} en función de la energía. Se consideran los valores a partir de los cuales se obtuvieron secciones eficaces de fusión completa.

En la figura se observa que F_{FI} disminuye conforme la energía aumenta y que para valores mayores a la barrera, se encuentra acotada al intervalo 32 – 46 %. Para el intervalo de energías en el sistema centro de masa 43,0 – 48,3 MeV la supresión se estimó en (38 ± 9) %. Este resultado, si bien resulta un poco elevado, es consistente con los obtenidos

en sistemas con proyectiles de ${}^9\text{Be}$ y núcleos de masa similar, tales como ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ [98] y ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ [28–30] donde la supresión fue estimada en un valor aproximado de 32%. Se ha propuesto que la probabilidad de fusión incompleta (y por ende la supresión de fusión completa) tiene una relación aproximadamente lineal con el número atómico del núcleo blanco [35]. Sin embargo, las mediciones de secciones eficaces inducidas por ${}^9\text{Be}$ en blancos livianos han estimado una contribución σ_{FI} menor al 10% para el blanco de ${}^{64}\text{Zn}$ ($Z = 30$), que se encuentran dentro de las incertezas experimentales [100, 101].

Resulta importante aclarar que al interpretar el rol del canal de quiebre en la supresión de fusión, se ha supuesto que la sección eficaz de fusión incompleta σ_{FI} , y por ende F_{FI} , se deben enteramente al quiebre de ${}^9\text{Be}$ y la posterior captura de uno de sus fragmentos cargados. Si existen procesos de captura de fragmentos resultantes de procesos de transferencia que formen el mismo núcleo, F_{FI} no puede ser atribuido solo al quiebre. Asimismo, $\sigma_{\text{FI}} + \sigma_{\text{FC}}$ no puede ser considerado como sección eficaz total de fusión. El mecanismo quiebre de ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ en $\alpha + \alpha$ inducido por transferencia de un neutrón de ${}^9\text{Be}$ fue estudiado por Rafiei *et al.* [102] para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$. Para ello se midieron los espectros $\alpha - \alpha$ en función de su energía relativa. La gran contribución de ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ fue vista a través de la energía característica de decaimiento de 92 keV. El tiempo de vida medio 7×10^{-17} s, le permite a este núcleo desplazarse distancias del orden de los nanómetros antes de quebrarse, lejos de la zona de interacción con el núcleo. Para energías por encima de la barrera, la fusión se vuelve significativa y el ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ puede ser absorbido antes de que se produzca el quiebre [98]. En cambio, los eventos de quiebre rápido (*prompt*) son originados por estados excitados del proyectil con tiempos de vida medio $\simeq 10^{-22}$ s. En este caso, el quiebre ocurre cerca de la superficie nuclear del blanco, donde la interacción con este puede producir la captura de una partícula alfa [98]. Por lo tanto, solo el quiebre rápido produce fusión incompleta y, por ende, la reducción en la fusión completa del proyectil.

5.3.3. Función de probabilidad de quiebre

Anteriormente se mencionó que la transferencia de un neutrón del ${}^9\text{Be}$ es el disparador del mecanismo de quiebre secuencial ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}} \rightarrow \alpha + \alpha$, dado que este isótopo no tiene un estado ligado. Esto implica que la probabilidad de transferencia de un neutrón resulta igual a la probabilidad de quiebre a través de este mecanismo. Para energías por debajo de la barrera, la probabilidad de quiebre de ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ se puede describir a través de un modelo de

reacción clásico tridimensional [103], el cual caracteriza la órbita clásica del proyectil en término de la distancia de máximo acercamiento. Este modelo fue utilizado para describir las secciones eficaces de transferencia de un neutrón, mediante el procedimiento que se desarrolla a continuación.

La probabilidad de quiebre se define para cada posición angular $\theta_{s\text{Be}}$ como el cociente entre la sección eficaz diferencial de quiebre, determinada a partir del número de fragmentos del quiebre con el ángulo reconstruido del proyectil no quebrado que cae en $\theta_{s\text{Be}}$, y la sección eficaz diferencial de Rutherford para cada $\theta_{s\text{Be}}$,

$$P(\theta_{s\text{Be}}) = \frac{\frac{d\sigma_{\text{Quiebre}}}{d\Omega}(\theta_{s\text{Be}})}{\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega}(\theta_{s\text{Be}})}. \quad (5.15)$$

El pseudo ángulo de quiebre tiene asociada una distancia de máximo acercamiento entre el blanco y el proyectil no quebrado D en una trayectoria coulombiana dada por

$$D = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{cm}} \left(1 + \frac{1}{\text{sen} \frac{\theta_{s\text{Be}}}{2}} \right). \quad (5.16)$$

Esta definición para D implícitamente asume que el ángulo de dispersión reconstruido del proyectil no quebrado es similar al ángulo de Rutherford del proyectil incidente, es decir, $\theta_{s\text{Be}} \approx \theta_{\text{Ruth}}$. Esta hipótesis fue comprobada por medio de simulaciones numéricas [104].

Experimentalmente, la función de probabilidad de quiebre se determina a partir del número de eventos de quiebre (corregidos por la eficiencia del sistema de detección) y el número de eventos de Rutherford en cada $\theta_{s\text{Be}}$

$$P(\theta_{s\text{Be}}) = \frac{N_{\text{Quiebre}}(\theta_{s\text{Be}})}{N_{\text{Ruth}}(\theta_{\text{Ruth}})}. \quad (5.17)$$

La medición se realiza por medio de un sistema de detectores segmentados (ver Rafiei *et al.* [102]) con geometría circular. El detector se divide en 16 anillos y 8 sectores, los cuales determinan el número de segmentos angulares en coordenadas esféricas (θ, ϕ) . De esta forma, $N_{\text{Ruth}}(\theta_{\text{Ruth}})$ es el número de eventos de Rutherford en un determinado segmento θ_{Ruth} , que se obtiene como $N_{\text{Ruth}} = \frac{N_{\text{Elást}}}{\frac{d\sigma_{\text{Elást}}}{d\sigma_{\text{Ruth}}}}$, donde el denominador es el cociente de las secciones eficaces diferenciales de la dispersión elástica y de Rutherford para el ángulo dispersado.

A través de los resultados experimentales, se puede parametrizar la función de probabilidad de quiebre en término de la distancia de máximo acercamiento para distintos

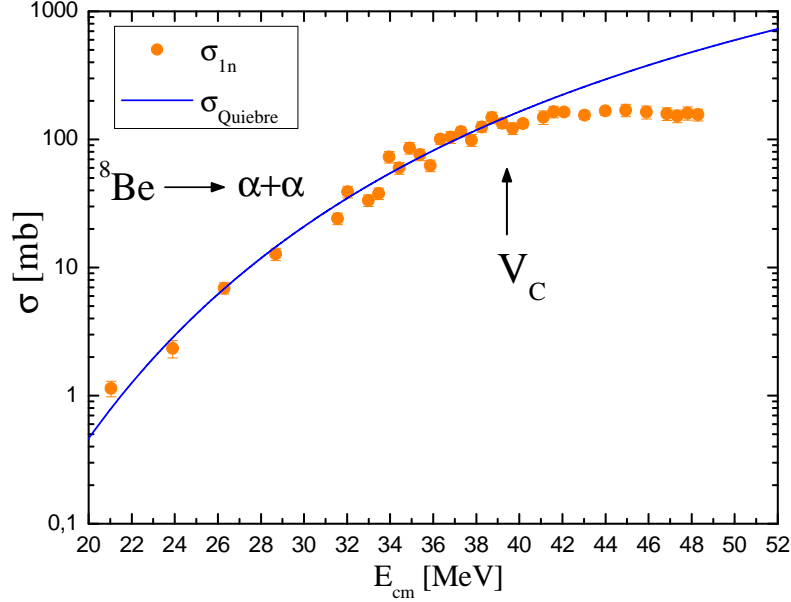


Figura 5.18: Función de excitación para la transferencia de un neutrón (círculos naranjas) y resultados teóricos a través de la función de probabilidad de quiebre (línea azul). El cálculo de $P_{\text{Quiebre}}(D)$ se realizó con parámetros $\mu = -0,53 \text{ fm}^{-1}$ y $P(R_b) = 0,49$.

sistemas con el proyectil ${}^9\text{Be}$ y blancos pesados. En este trabajo se utilizó la parametrización utilizada por Cook *et al.* [104], en función de la distancia entre D y el radio promedio de la barrera R_b

$$P_{\text{Quiebre}}(D) = P(R_b)e^{\mu(D-R_b)}, \quad (5.18)$$

donde $P(R_b)$ es la probabilidad de quiebre a lo largo de la trayectoria que alcanza la distancia de máximo acercamiento R_b y μ es el parámetro de la pendiente. R_b se parametriza como $R_b = 1,44(A_b^{1/3} + A_p^{1/3})$, que reproduce el valor de R_b obtenido con el potencial de São Paulo entre ${}^8\text{Be}$ y núcleos blancos con un neutrón extra. La parametrización de R_b fue comprobada en nuestro sistema con el PSP al calcular la barrera de Coulomb para ${}^8\text{Be} + {}^{198}\text{Au}$. Las mediciones de $P(\theta_{s\text{Be}})$ fueron realizadas por Cook para ${}^9\text{Be}$ con distintos blancos. A los resultados de cada sistema se les calcularon los parámetros μ y $P(R_b)$ de la Ec. 5.18 mediante un ajuste de cuadrados mínimos. En la tabla 5.9 se presentan los valores para ${}^{196}\text{Pt}$ y ${}^{208}\text{Pb}$ junto con los obtenidos por Rafiei con una parametrización $P_{\text{Quiebre}}(D) = e^{\nu+\mu D}$. Los valores de μ en ambas parametrizaciones tienen igual significado físico.

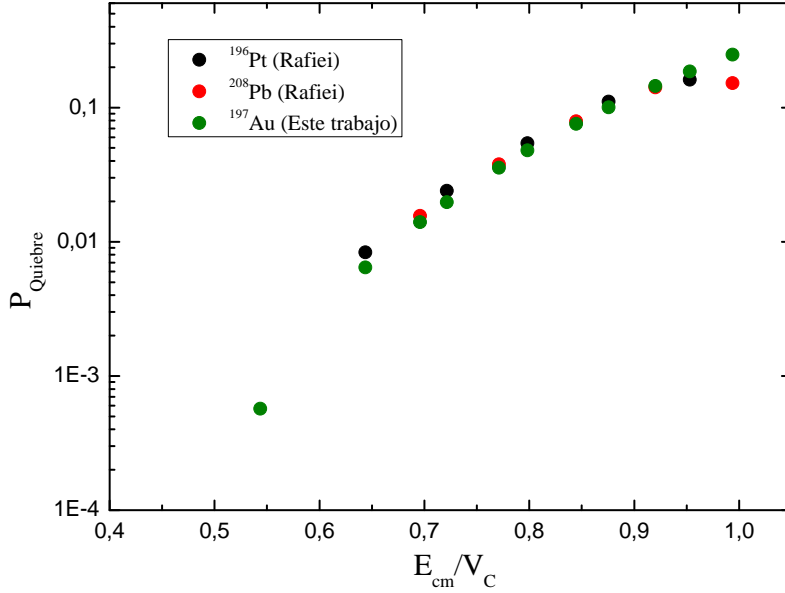


Figura 5.19: Función de probabilidad de quiebre en función del cociente E_{cm}/V_C . Los valores experimentales extraídos de la figura 8 de Rafiei *et al.* [102] para los sistemas con núcleos ^{196}Pt y ^{208}Pb (círculos negros y rojos), corresponden al cociente de los eventos de quiebre y los de la dispersión de Rutherford corregida. Los valores teóricos para el quiebre del proyectil ^8Be con el blanco de ^{197}Au se obtuvieron mediante la Ec. 5.18 con la parametrización $\mu = -0,53 \text{ fm}^{-1}$ y $P(R_b) = 0,49$.

Hasta aquí, el procedimiento descrito para la función de probabilidad de quiebre requiere poder medir en forma directa los fragmentos de dicho proceso. Sin embargo, este modelo se puede utilizar para comparar las secciones eficaces totales de transferencia de un neutrón que se obtuvieron en este trabajo de tesis. Para ello, se calcularon las secciones eficaces diferenciales de quiebre de la Ec. 5.15, con la función de probabilidad y distancia de máximo acercamiento dadas por las Ecs. 5.18 y 5.16, en función de D (o θ_{Ruth}). A partir de esta expresión, se calcularon las secciones eficaces diferenciales a través de

$$\sigma_{\text{Quiebre}} = 2\pi \int \frac{d\sigma_{\text{Quiebre}}}{d\Omega} \text{sen}\theta d\theta \quad (5.19)$$

En la figura 5.18 se presentan los resultados obtenidos para σ_{Quiebre} y los datos experimentales de las secciones eficaces de transferencia. Es notorio que el mejor ajuste se logró con los parámetros $\mu = -0,53 \text{ fm}^{-1}$ y $P(R_b) = 0,49$, los cuales difieren de la sistemática obtenida por Cook y Rafiei para los blancos de ^{196}Pt y ^{208}Pb . No obstante, la parametrización permite reproducir en forma satisfactoria los datos experimentales para energías

Tabla 5.9: Parámetros de la función de probabilidad de quiebre obtenidos con la parametrización de Cook (Ec. 5.18) para las reacciones de quiebre de ${}^9\text{Be}$ con ${}^{196}\text{Pt}$ y ${}^{208}\text{Pb}$. Se agregan los correspondientes obtenidos por Rafiei con una parametrización dada por la función $P_{\text{Quiebre}}(D) = e^{\nu+\mu D}$.

| | ${}^{196}\text{Pt}$ | ${}^{208}\text{Pb}$ | |
|----------------------------|---------------------|---------------------|--------|
| μ (fm^{-1}) | -0,84 | -0,83 | Cook |
| $P(R_B)$ | 0,32 | 0,31 | |
| μ (fm^{-1}) | -0,87 | -0,88 | Rafiei |
| ν | 8,89 | 9,09 | |

menores a la barrera de Coulomb, precisamente donde este modelo tiene validez.

La parametrización obtenida para nuestro sistema permite comparar la función de probabilidad de quiebre (Ec. 5.18) con la obtenida experimentalmente por Rafiei *et al.* para los blancos de ${}^{196}\text{Pt}$ y ${}^{208}\text{Pb}$ a través de la Ec. 5.17. Las mediciones del cociente de los eventos de quiebre y los respectivos de Rutherford se realizaron en el intervalo 124° - 127° , mientras que los valores P_{Quiebre} de nuestro sistema se calcularon con $\theta = 125,5^\circ$. Los resultados se presentan en la figura 5.19 en función del cociente E_{cm}/V_C , donde E_{cm} es la energía de centro de masa del sistema. Se observa una correspondencia entre los resultados experimentales y los valores de P_{Quiebre} calculados en el rango de $0,65 < E_{cm}/V_C < 1$. Para energías menores, los cálculos parecen subestimar la probabilidad de quiebre, mientras que para $E_{cm} = V_C$, ocurre lo contrario. Hay que considerar que conforme la energía se acerca a la barrera, los acoplamientos a otros canales de se vuelven significativos y pueden modificar la dinámica de esta reacción. Por otra parte, el cálculo de P_{Quiebre} en $\theta = 125,5^\circ$ (igual al promedio de los intervalos definido por Rafiei), podría originar diferencias en los valores obtenidos respecto a los experimentales, donde se determinaron los eventos en un intervalo con ancho angular de 3° . A pesar de esto, resulta notable el acuerdo entre los experimentos y los valores obtenidos mediante el modelo, con la parametrización encontrada. Por último, el punto de más baja energía corresponde a $E_{lab} = 22$ MeV, que es la mínima energía para la cual se pudo medir, en esta tesis, la transferencia de neutrón. Vemos que sigue la tendencia para los datos experimentales de ${}^{196}\text{Pt}$ y ${}^{208}\text{Pb}$, aunque no se registran mediciones para energías tan bajas en estos sistemas.

Como síntesis de este análisis podemos concluir que a partir de un modelo que describe el quiebre para energías subcoulombianas, pudimos ajustar las secciones eficaces totales para la transferencia de un neutrón. Si bien los parámetros encontrados difieren de los valores para núcleos cercanos, es importante remarcar que el canal de transferencia para nuestro sistema muestra características no observadas, al menos hasta la actualidad, en otros sistemas. Los resultados aquí obtenidos motivan profundizar este estudio a través de un modelo DWBA con el potencial óptico, que permita aumentar la descripción hacia energías mayores a la barrera de Coulomb.

5.3.4. Análisis de canales acoplados para absorción

Al comparar los datos de fusión con algún modelo teórico, la elección del potencial es esencial. Según sean las características de este potencial, las conclusiones concernientes a la influencia del quiebre en las secciones eficaces de fusión pueden llegar a ser distintas [35]. En este trabajo de tesis, fuimos capaces de medir los distintos canales de reacción como la dispersión elástica, inelástica, transferencia y fusión para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. Esto nos brinda la posibilidad de comparar los resultados con un modelo global que contemple todos los resultados.

Los cálculos de canales acoplados con el potencial óptico realizados con FRESCO permiten obtener la sección eficaz total de reacción para cada energía. Esta magnitud, que es la suma de las secciones eficaces de todos los canales de reacción distintos del elástico a través de la Ec 2.54, puede ser rescrita en la forma

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - |\eta_l|^2). \quad (5.20)$$

Dado que el interés se encuentra en comparar los datos experimentales de fusión y transferencia, resulta conveniente definir la sección eficaz de absorción σ_{abs} mediante la siguiente expresión

$$\sigma_{abs} = \sigma_R - \sum_i \sigma_{nli}, \quad (5.21)$$

donde σ_{nli} representan las secciones eficaces de canales no elásticos, pero que tienen flujo saliente de eyectiles.⁵ En nuestro caso, corresponden a las secciones eficaces totales

⁵Cuando no se consideran canales no elásticos en el cálculo, $\sigma_{abs} = \sigma_R$

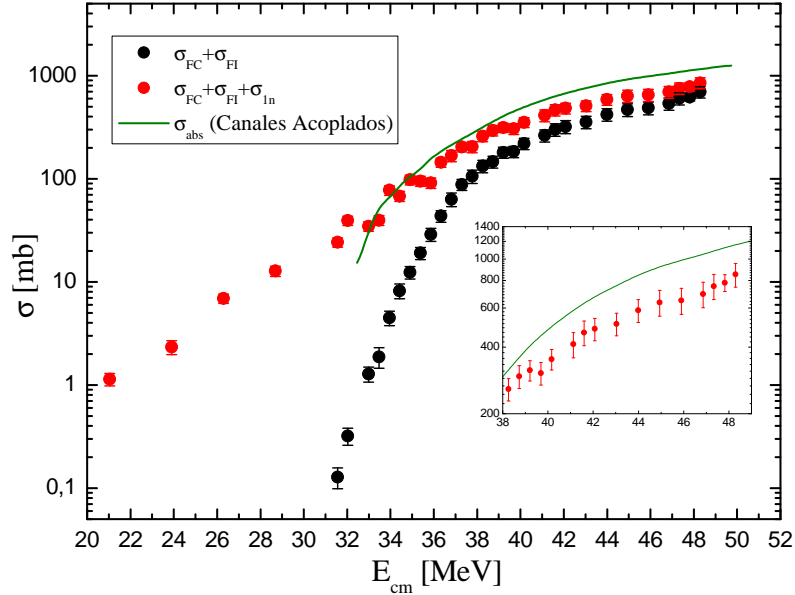


Figura 5.20: Secciones eficaces experimentales σ_{FT} y $\sigma_{\text{FT}} + \sigma_{1n}$ y secciones eficaces de absorción σ_{abs} obtenidas mediante cálculos de canales acoplados. Se observa una diferencia entre las predicciones teóricas y los valores experimentales de $\sigma_{\text{FT}} + \sigma_{1n}$ entre 18-30 % para energías mayores a la barrera.

de dispersión inelástica del estado $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au . El programa FRESKO calcula estas magnitudes mediante la integración de las secciones eficaces diferenciales teóricas que se graficaron en las figuras 5.11, 5.12, 5.13 y 5.14 para los estados $7/2^+$ y $5/2^+$ de ^{197}Au . En total, fueron calculadas 12 secciones eficaces de absorción.⁶ Los cálculos de las secciones eficaces de absorción en función de la energía se grafican en la figura 5.20, junto con las secciones eficaces experimentales de fusión total $\sigma_{\text{FT}} = \sigma_{\text{FC}} + \sigma_{\text{FI}}$ y fusión total y transferencia $\sigma_{\text{FT}} + \sigma_{1n}$. La curva de σ_{abs} se obtuvo mediante una interpolación numérica de los valores calculados. Para extender a energías mayores, se calculó σ_{abs} para $E_{\text{cm}} = 47,82$ y $49,73$ MeV con los parámetros del potencial óptico de $E_{\text{cm}} = 48,86$ MeV. Por otro lado, la curva tiene una caída pronunciada a partir de 33,5 MeV. Esto podría deberse a que el ajuste de la distribución angular elástica de energía más baja $E_{\text{cm}} = 32,46$ MeV no es tan preciso (ver sección 5.1.3) y el efecto de los acoplamientos puede generar resultados muy distintos con variaciones pequeñas de los parámetros del potencial.

Los resultados reflejan que los cálculos teóricos se encuentran por encima de las sec-

⁶Se agregaron los cálculos de las distribuciones inelásticas para $E_{\text{cm}} = 39,15$ MeV ($E_{\text{lab}} = 40,94$ MeV).

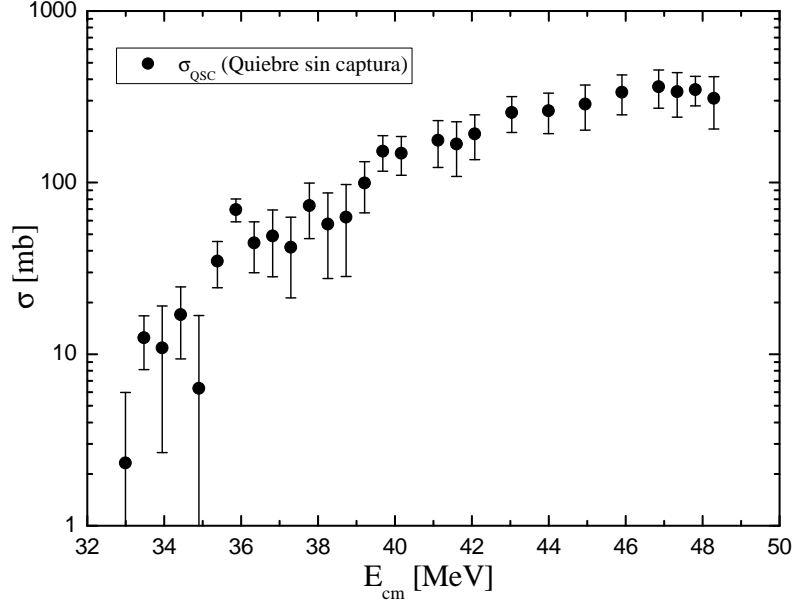


Figura 5.21: Secciones eficaces de quiebre sin captura en función de la energía, estimadas a partir de la diferencia entre σ_{abs} del modelo de canales acoplados y los valores experimentales de $\sigma_{FC} + \sigma_{FI} + \sigma_{1n}$.

ciones eficaces $\sigma_{FT} + \sigma_{1n}$ y que esta diferencia se acrecienta a partir de 38 MeV. En el gráfico insertado en la parte inferior izquierda, se observa con mayor claridad esta zona. La diferencia entre los cálculos y los valores experimentales oscila entre 18-30 %.

Para explicar estas observaciones hay que considerar que el ${}^9\text{Be}$ también puede decaer mediante un quiebre rápido en $\alpha + \alpha + n$, sin captura de sus fragmentos (*non-capture breakup*) [36]. En consecuencia, la sección eficaz de absorción experimental debe incluir este posible mecanismo de reacción, de lo que resulta

$$\sigma_{abs}^{exp} = \sigma_{FC} + \sigma_{FI} + \sigma_{1n} + \sigma_{QSC}, \quad (5.22)$$

donde σ_{QSC} es la sección eficaz del quiebre rápido sin captura. De esta forma, se puede estimar la sección eficaz de este proceso a través de la diferencia entre los valores experimentales con los cálculos teóricos. En la figura 5.21 se presentan los valores estimados para σ_{QSC} . El comportamiento con la energía parece ser creciente hasta 44 MeV, para luego entrar en una meseta. Para energías bajas, este canal es pequeño, con un límite inferior en 33 MeV. El canal de quiebre sin captura también se podría predecir a través del ajuste de las distribuciones angulares elásticas con un modelo de canales acoplados al continuo con el código FRESCO. Este estudio representa el siguiente paso en el análisis de nuestro

sistema y será llevado a cabo en un futuro próximo.

Una medición alternativa, que no involucre un modelo teórico, se puede llevar a cabo mediante el empleo de un sistema de telescopios $E - \Delta E$ que mida los espectros de partículas alfa, producida por el quiebre de ${}^9\text{Be}$, durante las irradiaciones. En este caso, se puede obtener la sección eficaz total de partículas alfa producidas en los eventos de quiebre σ_α a través de la integración de las distribuciones angulares. Dado que las partículas alfa son producidas por: i) quiebre de ${}^9\text{Be}$ en dos partículas alfa y un neutrón, ii) transferencia seguida de quiebre de ${}^8\text{Be}$ y iii) quiebre de ${}^9\text{Be}$ seguido de fusión incompleta, se puede relacionar σ_α con σ_{QSC} de la siguiente forma [36]:

$$\sigma_\alpha = \sigma_{\text{FI}} + 2(\sigma_{1n} + \sigma_{\text{QSC}}), \quad (5.23)$$

o por medición del número de partículas alfa en coincidencias [35]

$$\sigma_{\alpha\text{-coincidencia}} = \sigma_{1n} + \sigma_{\text{QSC}}. \quad (5.24)$$

Otra opción consiste en el empleo de un arreglo de detectores multisegmentados que permiten reconstruir la cinemática de los procesos de quiebre a partir de la medición de partículas alfa en coincidencia con una mayor eficiencia geométrica respecto a los detectores telescopios. A partir de las mediciones, se pueden obtener las secciones eficaces diferenciales de los distintos procesos de quiebre, en particular el quiebre sin captura, y luego las secciones eficaces totales. Como observación final respecto a la figura 5.21, es importante destacar que si bien las técnicas experimentales utilizadas en este trabajo no permiten una medición directa del quiebre sin captura, se pudo estimar (al menos en orden de magnitud) este canal de reacción.

Por último, al analizar las secciones eficaces $\sigma_{\text{FT}} + \sigma_{1n}$ de la figura 5.20 se concluye que la transferencia es el único proceso absoritivo que persiste a energías subcoulombianas. Esto implica, en virtud de lo discutido en la sección anterior, que el canal de quiebre de ${}^8\text{Be}$ inducido por transferencia de un neutrón continúa abierto para estas energías. Por el contrario, de los resultados de fusión incompleta y la estimación de σ_{QSC} , se desprende que el quiebre rápido decae considerablemente conforme la energía disminuye respecto a la barrera y se vuelve despreciable para energías menores a 33 MeV. A partir de estas condiciones, se infiere que el quiebre inducido por transferencia contribuye mucho más que

el quiebre rápido de ${}^9\text{Be}$ en este rango de energías. Estas observaciones acuerdan con los resultados obtenidos por Rafiei [102] y Luong [105] y fueron observados en la interacción de ${}^9\text{Be}$ con ${}^{168}\text{Er}$, ${}^{186}\text{W}$, ${}^{186}\text{Pt}$, ${}^{209}\text{Bi}$ [104] y ${}^{209}\text{Pb}$ [98, 104].

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se midieron las secciones eficaces de dispersión elástica, dispersión inelástica, fusión completa, fusión incompleta y transferencia de un neutrón del proyectil débilmente ligado estable ^9Be y el blanco de ^{197}Au para estudiar la influencia que el canal de quiebre tiene en estos procesos.

Las distribuciones angulares de dispersión elástica de ^9Be en ^{197}Au fueron medidas para doce energías de bombardeo en un intervalo $0,84V_C \leq E_{lab} \leq 1,19V_C$ alrededor de la barrera de Coulomb. Gracias a la resolución del sistema de detección, también se pudo identificar los eventos correspondientes a la dispersión inelástica para los estados excitados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au y se midieron sus distribuciones angulares.

Por otra parte, se midieron las secciones eficaces de fusión completa, incompleta y transferencia de un neutrón para un conjunto de energías de bombardeo en un intervalo $0,54V_C \leq E_{lab} \leq 1,25V_C$ alrededor de la barrera coulombiana. La identificación de los distintos canales de fusión-evaporación y transferencia fue realizada a través de espectrometría gamma *off line* de los rayos gamma emitidos en sus respectivos decaimientos. Dado que los tiempos de vida media de los residuos son del orden de las horas, esta técnica permitió identificar y cuantificar todos los canales de fusión completa, incompleta y transferencia. Las secciones eficaces se obtuvieron por medio de un código numérico desarrollado en este trabajo de tesis.

Para la fusión completa, se identificaron los canales de evaporación de tres, cuatro y cinco neutrones. De estos, el canal de evaporación de cuatro neutrones resultó el principal modo de decaimiento en este rango de energías de irradiación. Para la fusión incompleta,

se identificaron los canales de evaporación de uno y dos neutrones del núcleo compuesto ^{201}Tl . Por último, se identificó el canal correspondiente a la transferencia de un neutrón de ^9Be para formar el núcleo compuesto ^{198}Au . Los resultados de las secciones eficaces de fusión completa e incompleta muestran que ambos procesos son comparables en el rango de energías de laboratorio entre 38-45 MeV, mientras que para energías mayores, la fusión completa se vuelve dominante por la contribución de los procesos $(^9\text{Be}, 4n)$ y $(^9\text{Be}, 5n)$. Por el contrario, para energías menores a 36 MeV, las secciones eficaces de fusión incompleta son mayores, principalmente por la contribución del canal (α, n) generado por el canal de quiebre $^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n$. La menor energía de barrera para la penetración de la partícula α respecto al ^9Be implica una mayor probabilidad de fusión incompleta a estas energías. Por su parte, la función de excitación de transferencia de neutrón muestra que este canal de reacción continúa abierto hasta $E_{lab} = 22$ MeV, es decir, prácticamente la mitad de la barrera de Coulomb. Esto se debe presumiblemente a la gran extensión espacial de la función de onda del neutrón de ^9Be , que posibilita el solapamiento con los orbitales de las capas vacantes del ^{197}Au . La transferencia a estas energías subcoulombianas fue sugerida en trabajos anteriores basados en cálculos de DWBA [36] o por mediciones de secciones eficaces del quiebre $^8\text{Be}_{g.s.} \rightarrow \alpha + \alpha$ para el sistema $^9\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$, a energías menores a la barrera [98]. Sin embargo, hasta la actualidad no han sido reportadas mediciones directas de transferencia en sistemas con el proyectil débilmente ligado ^9Be para energías en este rango de energías extremadamente subcoulombianas, como las obtenidas en este trabajo.

Las distribuciones angulares de dispersión elástica fueron analizadas e interpretadas en el marco del modelo óptico, mediante un potencial fenomenológico de Woods-Saxon y el potencial de doble convolución de São Paulo. Los parámetros del potencial de Woods-Saxon se determinaron para tres configuraciones distintas: independiente de la energía (IE), dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) y dependiente de la energía con geometría variable (DEGV). Esta última resultó la más apropiada para la descripción del potencial fenomenológico. La dependencia en energía de ambos potenciales fue estudiada a través de las integrales de volumen evaluadas en el radio de sensibilidad. A partir de este cálculo se observó que la parte imaginaria del potencial óptico permanece constante a medida que la energía disminuye hacia la barrera y luego aumenta su intensidad hasta un máximo estimado en $E_{lab} = 36$ MeV, para luego disminuir progresivamente. La parte real muestra un comportamiento inverso en la misma zona. Estos resultados muestran

inequívocamente la presencia de la *anomalía de umbral de quiebre* [14, 56] predicha para núcleos débilmente ligados y que ha sido observada en distintos sistemas [14–17, 21, 57]. El crecimiento de la parte imaginaria observado es consistente con el postulado acoplamiento al canal de quiebre, incluso a energías por debajo de la barrera. Como consecuencia de la relación de dispersión, esto genera la aparición de un potencial dinámico real repulsivo que se traduce en un decrecimiento del potencial real. Para estudiar la relación de dispersión, se desarrolló un método basado en muestreo aleatorio obtenido de la matriz de covarianza [57, 91, 92] del PSP. El resultado para las integrales de volumen exhibió un comportamiento global para las partes real e imaginaria compatible con la relación de dispersión.

Para describir las distribuciones angulares de dispersión inelástica, se utilizó un modelo de canales acoplados para los estados excitados $5/2^+$ (279,0 keV) y $7/2^+$ (547,5 keV) del ^{197}Au y el estado fundamental. Las excitaciones fueron descritas como modos rotacionales pertenecientes a la banda $K = 3/2$ en un modelo de partícula-rotor [94, 95]. Para reproducir los resultados experimentales, se consideraron deformaciones en el potencial coulombiano y en el potencial nuclear de Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría variable (DEGV). A partir de estos cálculos, se pudo extraer la sección eficaz total de los canales inelásticos en función de la energía.

Los canales de fusión completa y evaporación de tres, cuatro y cinco neutrones se compararon con los obtenidos a través de un modelo estadístico de fusión-evaporación [61]. Se observó que la dependencia en energía de secciones eficaces calculadas coincide con los resultados experimentales para energías mayores a la barrera, donde el modelo es válido. La supresión de fusión se calculó en forma directa a través del cociente entre la sección eficaz de fusión incompleta y la fusión total. Su magnitud varió entre 32 % y 46 % y se estimó en (38 ± 2) % para energías de bombardeo altas. Este resultado es compatible con los obtenidos en sistemas con núcleos de ^9Be y blancos de masa atómica similar [28–30, 98]. Por otro lado, se comprobó que a energías subcoulombianas la transferencia de un neutrón del proyectil ^9Be es el mecanismo de producción de ^8Be , el cual se quiebra en dos partículas alfa. Dada la vida media del ^8Be ($T_{1/2} = 7 \times 10^{-17}$ s), se puede inferir que este quiebre en $\alpha + \alpha$ ocurre a distancias lejanas de la interacción nuclear y, por tanto, no contribuye a la fusión incompleta. Por el contrario, el quiebre rápido $^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n$ ocurre a distancias cercanas al blanco, lo que puede derivar en captura de una partícula alfa para producir fusión incompleta y, por ende, en la supresión de la fusión completa a energías mayores a la barrera coulombiana.

Finalmente, los resultados obtenidos en el cálculo de canales acoplados para la dispersión inelástica, con los parámetros del potencial óptico que describen la dispersión elástica, se utilizaron para calcular las secciones eficaces de absorción σ_{abs} en función de la energía. Las diferencias observadas con los valores experimentales $\sigma_{FT} + \sigma_{1n}$ sugieren que el canal de quiebre rápido sin captura es significativo en el rango de energías en las cuales se midió la fusión total. Este resultado es importante ya que además permitió estimar la sección eficaz total de este canal como función de la energía, cuya dependencia con esta es creciente para valores cercanos a la barrera del sistema. Por último, al comparar el rango energético de los canales de fusión incompleta, quiebre rápido sin captura y transferencia, se desprende que el proceso de quiebre ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ inducido por transferencia produce la mayor contribución al canal de quiebre del ${}^9\text{Be}$ para energías por debajo de la barrera de Coulomb.

En suma, en este trabajo se midieron las secciones eficaces de los principales canales de reacción directa y de núcleo compuesto para el sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. El proyectil estable ${}^9\text{Be}$ permitió estudiar la influencia de los mecanismos de quiebre en los distintos canales de reacción con buena significancia estadística. Respecto al blanco de ${}^{197}\text{Au}$, resultó ideal para el estudio de los procesos de fusión y transferencia dado el tiempo de vida medio de los residuos de evaporación. Esta técnica fue implementada y optimizada en el Laboratorio TANDAR en el marco de esta tesis, tanto en los dispositivos experimentales como en los procedimientos y códigos de análisis. Esta nueva capacidad motivó que investigadores del exterior concurren al Laboratorio TANDAR para extender este tipo de estudios a los sistemas ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ y ${}^{13}\text{C} + {}^{197}\text{Au}$, extendiendo la red de colaboraciones internacionales de nuestro laboratorio. Asimismo, los resultados experimentales obtenidos en este trabajo de tesis abren la posibilidad de detectar partículas alfa en coincidencia mediante sistemas de detectores multisegmentados y determinar en forma directa las secciones eficaces de los distintos mecanismos de quiebre. Por último, es importante destacar que el estudio de las reacciones nucleares con blancos de alto número atómico como el ${}^{197}\text{Au}$ solo es posible mediante el empleo de aceleradores de iones con tensiones mayores a los 10 MV, que permitan obtener energías de bombardeo en un amplio rango de energías alrededor de la barrera de Coulomb. Asimismo, se necesitan complejos sistemas de detección y adquisición de datos. En el mundo son pocos las instalaciones de este tipo, y la concreción de este trabajo de tesis muestra que el Laboratorio TANDAR es una de ellas.

Apéndice A

Reacciones de múltiples canales

A.1. Aproximación de Born de ondas distorsionadas

La aproximación de Born de ondas distorsionadas (DWBA) resulta útil para hallar la solución a la ecuación de Schrödinger en procesos donde la interacción no elástica puede ser tratada en forma perturbativa. En sistemas que describen el movimiento en función de un potencial $V(r)$ se puede plantear la ecuación de la siguiente manera

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi(\vec{r}) = U(r)\Psi(\vec{r}), \quad (\text{A.1})$$

donde $k = (2\mu E/\hbar^2)^{1/2}$ y $U(r) = 2\mu V(r)/\hbar^2$.

La solución de la ecuación homogénea representa la onda plana, mientras que el término con $U(r)\Psi(\vec{r})$ puede interpretarse como fuente generadora de ondas dispersadas, es decir, esféricas, que se originan en cada punto \vec{r}' . Puede demostrarse que la solución integral para el problema de dispersión puede expresarse como

$$\Psi^+(\vec{k}, \vec{r}) = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) - \frac{1}{4\pi} \int \frac{\exp(ik|\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} U(r') \Psi^+(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{A.2})$$

Esta ecuación, llamada de Lippman-Schwinger, es equivalente a la ecuación de Schrödinger, pero incluye las condiciones de contorno del sistema (el símbolo (+) representa las ondas salientes). La solución asintótica ($r \gg r'$) para esta función de onda se aproxima por la siguiente expresión

$$\Psi^+(\vec{k}, \vec{r}) \rightarrow \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) - \frac{\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})}{4\pi r} \int \exp(-ik'\cdot \vec{r}') U(r') \Psi^+(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}', \quad (\text{A.3})$$

de donde se obtiene la ecuación para la amplitud de dispersión

$$f(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \int \exp(-i\vec{k}' \cdot \vec{r}') U(r') \Psi^+(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{A.4})$$

Por lo tanto, la partícula dispersada tiene dirección dada por \vec{k}' . A pesar de la forma simple de esta solución, no tiene ventaja práctica, ya que el integrando contiene a la función de onda desconocida. Sin embargo, resulta útil para introducir aproximaciones. Si se considera a la interacción como $U = U_1 + U_2$, donde la primera es la interacción principal (por ejemplo, la correspondiente a la dispersión elástica) y U_2 tiene el carácter de una perturbación, entonces se puede plantear la ecuación en forma análoga a Ec. A.1.

$$(\nabla^2 + k^2 - U_1(r)) \Psi_1(\vec{r}) = 0 \quad (\text{A.5})$$

da lugar a una solución Ψ_1 . Según las condiciones de contorno, estas se pueden separar en una solución con una onda plana entrante y una onda esférica saliente: $\Psi_1^{(+)}$ y otra con una onda esférica entrante: $\Psi_1^{(-)}$ ($\Psi_1^{(+)} = \Psi_1^{(-)*}$).

El método utilizado anteriormente se puede generalizar para obtener la solución asintótica de Ψ^+ y luego, la amplitud de dispersión

$$f(\theta, \phi) = f_1(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \int \Psi_1^{(-)*}(\vec{k}', \vec{r}') U_2(r') \Psi^+(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{A.6})$$

Al igual que en la Ec. A.4, esta expresión carece de utilidad ya que depende de Ψ^+ desconocida. Si se aproxima Ψ^+ por Ψ_1^+ , función que se denomina *onda distorsionada* y que es la solución para el potencial U_1 , se obtiene una expresión aproximada para la amplitud de dispersión dada por

$$f(\theta, \phi)_{DWBA} = f_1(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \int \Psi_1^{(-)*}(\vec{k}', \vec{r}') U_2(r') \Psi_1^+(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{A.7})$$

Esta expresión puede generalizarse para describir la dispersión inelástica y reacciones de transferencia, donde U_2 representa la interacción no elástica [37]. En el caso general de una reacción $a(A, B)b$, utilizando el mismo tratamiento, se puede expresar la amplitud de transición como

$$f(\theta, \phi)_{DWBA}^{\alpha, \beta} = \frac{1}{4\pi} \int \Psi_1^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \langle bB | U_2 | aA \rangle \Psi_1^+(\vec{k}_\alpha, \mathbf{R}) d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta. \quad (\text{A.8})$$

$\alpha = a + A$ representa el canal de entrada y $\beta = b + B$ el canal de salida. Ψ_α es la función de onda que describe la dispersión elástica en el canal de entrada provocada por U_α , mientras

que Ψ_β es la respectiva para el canal de salida. El elemento de matriz $\langle b, B|U_2|a, A\rangle$ implica una integración sobre las coordenadas internas de los núcleos.

A.2. Método de canales acoplados

El análisis realizado anteriormente corresponde a un tratamiento perturbativo, lo que constituye el proceso de excitación más simple: la reacción de un paso. En colisiones entre núcleos pesados, en especial a energías por encima de la barrera coulombiana, se encuentran abiertos diversos canales inelásticos de reacción. Por lo tanto, se requiere un análisis que tome en cuenta procesos de múltiples pasos.

Si se considera el sistema constituido por los núcleos interactuantes a y A que forman el canal de entrada $\alpha = a + A$, la función de onda que describe el sistema total puede expresarse como una combinación de los autoestados internos de ambos núcleos ψ_a y ψ_A : $\Psi = \sum_{a'A'} \chi_{a'A'}(\vec{R})\psi_{a'}\psi_{A'}$, donde $R = |\vec{R}|$ es la distancia entre los centros de masa. Estas funciones de onda son las soluciones de los hamiltonianos internos H_a y H_A con autoenergías ε_a y ε_A (es decir, la suma de las energías cinéticas y potenciales de los nucleones de a y A en sus respectivos sistemas de referencia en reposo). Si se inserta esta expansión en el hamiltoniano total del sistema se obtiene

$$\sum_{a'A'} \left[(\varepsilon_{a'} + \varepsilon_{A'} - E) - \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_\alpha^2 + V_\alpha \right] \chi_{a'A'}(\vec{R})\psi_{a'}\psi_{A'} = 0. \quad (\text{A.9})$$

V_α es la interacción entre los dos núcleos y está compuesta por el potencial óptico y los acoplamientos a canales no elásticos, tales como estados excitados de uno o ambos núcleos o reordenamiento de sus respectivos nucleones para obtener como resultado el canal $\beta = b + B$. Mediante las propiedades de ortonormalidad de las funciones de onda internas, y multiplicando por $\psi_a\psi_A$ a izquierda en Ec. A.9, se obtiene

$$[\nabla_\alpha^2 - U_{aA,aA}(\vec{R}) + k_{aA}^2] \chi_{aA}(\vec{R}) = \sum_{\substack{a' \neq a \\ A' \neq A}} \chi_{a'A'}(\vec{R}) U_{aA,a'A'}(\vec{R}). \quad (\text{A.10})$$

Al igual que en la expresión del hamiltoniano de A.1, $k_{aA}^2 = 2\mu_\alpha(E - \varepsilon_a - \varepsilon_A)/\hbar^2$. El elemento de matriz de la interacción V_α es $U_{aA,a'A'}(\vec{R}) = 2\mu_\alpha/\hbar^2 \langle aA|V_\alpha|a'A'\rangle$, donde la integración para cada elemento se realiza sobre las coordenadas internas de a y A .

En la Ec. A.10, los elementos de la diagonales ($a = a'$ y $A = A'$) se encuentran a

la izquierda, separados de los no diagonales ($a \neq a'$ y $A \neq A'$). De esta forma, el lado izquierdo de la ecuación tiene la forma del hamiltoniano que describe la dispersión elástica de una partícula por un potencial $U_{aA,aA}$, mientras que el lado derecho representa el acoplamiento hacia todos los posibles estados excitados. A través del mismo procedimiento puede obtenerse una ecuación para cualquier par de estados a' y A' , con $k_{a'A'}^2$, resultando un conjunto de *ecuaciones acopladas*. Las soluciones de las ecuaciones radiales acopladas deben satisfacer las condiciones de contorno de que a grandes distancias entre los centros de masa tiendan a ondas entrantes y salientes en el canal elástico ($a = a'$ y $A = A'$) y ondas salientes en todos los otros canales que se encuentren abiertos [37].

Si se conocieran todos los elementos de matriz $U_{aA,a'A'}$ se podrían resolver en forma exacta las ecuaciones acopladas y obtener una descripción completa de la reacción. En la práctica se deben hacer aproximaciones; para esto se trunca el conjunto infinito de ecuaciones a unos pocos canales de reacción que estén fuertemente acoplados. El resto de los canales se encuentran incluidos en la parte imaginaria del potencial óptico.

A.3. Excitaciones colectivas

Los modelos colectivos nucleares son modelos macroscópicos que ven el núcleo como un todo, a diferencia del modelo de capas, que es un modelo microscópico que describe el movimiento individual de los nucleones. A pesar del éxito del modelo de capas, su aplicación es limitada, debido al considerable número de grados de libertad internos de núcleos medianos y pesados. En cambio, los modelos colectivos proporcionan una interpretación intuitiva del sistema nuclear. En general, los modelos colectivos pueden describir el núcleo mediante el modelo de la gota líquida, donde las excitaciones se basan en rotaciones y vibraciones de superficie.

En el formalismo de canales acoplados, las excitaciones que acoplan estados colectivos se describen en términos de los elementos no diagonales de la Ec. A.10. Estos acoplamientos pueden ocurrir a través de procesos de dispersión inelástica, donde las transiciones entre estados del núcleo son causadas por interacción con un segundo núcleo. La interacción en tales reacciones puede surgir de fuerzas electromagnéticas y/o nucleares. En sistemas cuyos espectros de excitación son descritos por modelos colectivos, las transferencias de energía y momento angular entre estados pueden describirse en función de potenciales deformados,

expresados en términos de una expansión multipolar. En general el hamiltoniano para estas interacciones que conectan distintos estados en el núcleo se expresan como [3]

$$H_{int}^{\lambda}(\xi, \vec{R}) = \sqrt{4\pi} \mathcal{F}_{\lambda}(R) \mathcal{T}_{\lambda}(\xi) Y(\hat{R})_{\lambda} \quad (\text{A.11})$$

donde $\mathcal{F}_{\lambda}(R)$ es el factor de forma y abarca la dependencia radial, $\mathcal{T}_{\lambda}(\xi)$ es el operador de transición nuclear con coordenadas internas ξ e $Y(\hat{R})_{\lambda}$ es el armónico esférico. La multipolaridad de la reacción está dada por λ , donde $\lambda = 0, 1, 2$ equivalen a transiciones monopulares, dipolares y cuadrupolares respectivamente. En este esquema, los potenciales de acoplamiento U_{ij} son los elementos de matriz del potencial de transición entre los estados, caracterizados por el momento angular I y proyección M . El potencial de transición entre estados con momento angular I_i e I_f está definido como

$$V_{fi}^{\lambda} = \mathcal{F}_{\lambda}(R) \langle I_f || \mathcal{T}_{\lambda} || I_i \rangle. \quad (\text{A.12})$$

Estos potenciales de transición corresponden a deformaciones de Coulomb o nucleares.

Deformación de Coulomb

Las excitaciones de Coulomb derivan del potencial coulombiano entre una carga Z_p y una distribución de cargas Z_i ,

$$V(\vec{R}, \xi) = \sum_i \frac{Z_p Z_i e^2}{|\vec{R} - \vec{r}_i|}, \quad (\text{A.13})$$

donde $\xi \equiv \vec{r}_i$. Si se realiza un desarrollo multipolar de la diferencia radial, el potencial puede redefinirse en términos de los operadores de eléctricos multipolares $M(E\lambda, \mu)$

$$V_C^{\lambda\mu}(\mathbf{R}, \xi) = M(E\lambda, \mu) \frac{\sqrt{4\pi} e^2}{2\lambda + 1} \frac{Z_p}{R^{\lambda+1}}, \quad (\text{A.14})$$

con $M(E\lambda, \mu) = \sum_i Z_i r_i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}^*(\hat{r}_i)$. Los elementos de matriz que conectan los estados iniciales y finales pueden ser simplificados si se usa el teorema de Wigner-Eckart

$$\langle I_f M_f | V_C^{\lambda\mu} | I_i M_i \rangle = \sqrt{2I_f + 1} \langle I_i M_i \lambda \mu | I_f M_f \rangle \langle I_f || V_C^{\lambda} || I_i \rangle, \quad (\text{A.15})$$

donde $\langle I_i M_i \lambda \mu | I_f M_f \rangle$ es el coeficiente de Clebsh-Gordan y $\langle I_f || V_C^{\lambda} || I_i \rangle$ es el elemento de matriz reducida para V_C^{λ} . Estos elementos están dados por

$$\langle I_f || V_C^\lambda || I_i \rangle = \langle I_f || M(E\lambda) || I_i \rangle \frac{\sqrt{4\pi}e^2}{2\lambda + 1} \frac{Z_p}{R^{\lambda+1}} \Big|_{R > R_C}. \quad (\text{A.16})$$

La Ec. A.16 es válida para distancias lejanas, es decir, mayores que R_C (radio de Coulomb) y se usó en la expansión multipolar del potencial. La expresión para $R \leq R_C$ es

$$\langle I_f || V_C^\lambda || I_i \rangle = \langle I_f || M(E\lambda) || I_i \rangle \frac{\sqrt{4\pi}e^2}{2\lambda + 1} \frac{Z_p R^\lambda}{R_C^{2\lambda+1}} \Big|_{R \leq R_C}. \quad (\text{A.17})$$

Por otro lado, los elementos de matriz reducida del operador eléctrico multipolar está relacionado con la probabilidad de transición reducida a través de

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f || M(E\lambda) || I_i \rangle|^2, \quad (\text{A.18})$$

que se determina experimentalmente. Una característica importante de $B(E\lambda)$ es que depende únicamente de la tasa de probabilidad de transición, es decir, es independiente del modelo nuclear empleado. Los elementos de matriz reducida $\langle I_f || M(E\lambda) || I_i \rangle$ son simétricos respecto a la dirección de la transición, por lo tanto, de la Ec. A.18 se obtiene la relación entre los elementos de transición reducida

$$(2I_i + 1) B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = (2I_f + 1) B(E\lambda, I_f \rightarrow I_i). \quad (\text{A.19})$$

Según el tipo de reacción, el $B(E\lambda)$ obtenido puede ser “up” (excitación) o “down” (decaimiento). Si $I_i \neq I_f$, estos resultan distintos.

Deformación nuclear

Las deformaciones en la superficie nuclear pueden originar transiciones a estados excitados a través de rotaciones y vibraciones. El potencial que describe esta interacción entre los núcleos está dado por

$$V(\xi, \vec{R}) = U(R - \delta(\hat{R}')), \quad (\text{A.20})$$

donde U es el potencial óptico y \hat{R}' son las coordenadas angulares (θ', ϕ') referidas al sistema de referencia intrínseco. La función δ normalmente se expande en multipolos. Para deformaciones pequeñas se puede expandir $U(R - \delta(\hat{R}'))$ a primer orden en los parámetros de deformación

$$V(\xi, \vec{R}) \approx U(R) - \frac{dU(R)}{dR} \sum_{\lambda=2} \delta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta', \phi') \quad (\text{A.21})$$

Este desarrollo es válido para núcleos de deformación axial. A partir de esta ecuación y propiedades de los elementos de matriz reducida y la simetría de las matrices de rotación, se obtiene una expresión para el potencial de transición en la Ec. A.12 dada por [3]

$$\langle I_f || V_N^{\lambda} || I_i \rangle = - \frac{\langle I_f || \delta_{\lambda} || I_i \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{dU(R)}{dR}. \quad (\text{A.22})$$

Los valores de $\langle I_f || \delta^{\lambda} || I_i \rangle$ son independientes del modelo nuclear. Si la transición puede ser descrita por un modelo rotacional, entonces

$$\langle I_f || \delta_{\lambda} || I_i \rangle = \sqrt{2I_i + 1} \langle I_i K \lambda 0 | I_f K \rangle \langle \chi | \delta_{\lambda} | \chi \rangle, \quad (\text{A.23})$$

donde $\langle \chi | \delta_{\lambda} | \chi \rangle$ es el valor esperado del operador δ_{λ} en el estado interno del núcleo deformado y K es la proyección de momento angular. Por lo tanto, las transiciones posibles son las que ocurren en estado con igual K , es decir, en la misma banda rotacional. En este modelo, $\langle \chi | \delta_{\lambda} | \chi \rangle$ es igual a $\beta_{\lambda} R_0$, donde β_{λ} es el parámetro de deformación y R_0 es el radio de la distribución de materia. Si las distribuciones de carga y masa coinciden, entonces se pueden relacionar los elementos de matriz de Coulomb A.16 y A.17 con $\langle I_f || \delta_{\lambda} || I_i \rangle$ a través de

$$\langle I_f || \delta_{\lambda} || I_i \rangle = \frac{4\pi}{3ZeR_0^{\lambda-1}} \langle I_f || M(E\lambda) || I_i \rangle. \quad (\text{A.24})$$

De la Ec. A.24 se desprende la siguiente expresión que permite obtener el parámetro de deformación β_{λ}

$$\beta_{\lambda} = \frac{4\pi}{3ZeR_0^{\lambda-1}} \left[\frac{B(E\lambda)}{e^2} \right]^{1/2}. \quad (\text{A.25})$$

Las probabilidades de transición reducidas están dadas en unidades de $e^2 fm^{2\lambda}$, mientras que los valores experimentales están en unidades de “single particle” o unidades Weisskopf, que son estimaciones de intensidades de transición para un protón o neutrón para saltar de una capa a otra en un potencial esférico.

Apéndice B

Tablas de incertezas

Tabla B.1: Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon independiente de la energía (IE) obtenidas con el código PTOLEMY. Las energías de bombardeo, ΔV , y ΔW_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que las incertezas los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm.

| $E_{c.m.}$ | ΔV | Δr_0 | Δa | ΔW_{si} | Δr_{si0} | Δa_{si} |
|------------|------------|--------------|------------|-----------------|------------------|-----------------|
| 32,46 | | | | | | |
| 33,41 | | | | | | |
| 34,37 | | | | | | |
| 35,33 | | | | | | |
| 36,28 | | | | | | |
| 37,24 | 0,5 | 0,007 | 0,001 | 0,17 | 0,009 | 0,008 |
| 38,20 | | | | | | |
| 39,15 | | | | | | |
| 40,12 | | | | | | |
| 42,03 | | | | | | |
| 43,94 | | | | | | |
| 45,86 | | | | | | |

Tabla B.2: Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) obtenidas con el código PTOLEMY. Las energías de bombardeo, ΔV , y ΔW_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que las incertezas los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm.

| $E_{c.m.}$ | ΔV | ΔW_{si} |
|------------|------------|-----------------|
| 32,46 | 16,5 | 0,27 |
| 33,41 | 16,0 | 0,27 |
| 34,37 | 9,4 | 0,19 |
| 35,33 | 3,0 | 0,12 |
| 36,28 | 1,5 | 0,08 |
| 37,24 | 1,0 | 0,07 |
| 38,20 | 0,5 | 0,07 |
| 39,15 | 0,7 | 0,11 |
| 40,12 | 1,0 | 0,11 |
| 42,03 | 1,8 | 0,15 |
| 43,94 | 1,7 | 0,22 |
| 45,86 | 1,8 | 0,17 |

Tabla B.3: Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) obtenidas con el código PTOLEMY. Las energías de bombardeo, ΔV , y ΔW_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que las incertezas los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm.

| $E_{c.m.}$ | ΔV | Δr_0 | Δa | ΔW_{si} | Δr_{si0} | Δa_{si} |
|------------|------------|--------------|------------|-----------------|------------------|-----------------|
| 32,46 | 0,3 | 0,003 | 0,014 | 0,08 | 0,016 | 0,034 |
| 33,41 | 4,5 | 0,024 | 0,049 | 0,10 | 0,006 | 0,012 |
| 34,37 | 1,4 | 0,018 | 0,044 | 0,16 | 0,003 | 0,005 |
| 35,33 | 3,1 | 0,010 | 0,018 | 0,11 | 0,002 | 0,004 |
| 36,28 | 1,3 | 0,002 | 0,004 | 0,06 | 0,002 | 0,004 |
| 37,24 | 0,8 | 0,002 | 0,004 | 0,07 | 0,002 | 0,003 |
| 38,20 | 0,2 | 0,001 | 0,002 | 0,04 | 0,002 | 0,003 |
| 39,15 | 1,4 | 0,002 | 0,003 | 0,08 | 0,003 | 0,006 |
| 40,12 | 0,2 | 0,001 | 0,003 | 0,07 | 0,002 | 0,004 |
| 42,03 | 1,2 | 0,003 | 0,005 | 0,11 | 0,004 | 0,007 |
| 43,94 | 2,2 | 0,003 | 0,015 | 0,36 | 0,144 | 0,009 |
| 45,86 | 1,38 | 0,002 | 0,038 | 0,17 | 0,130 | 0,008 |

Tabla B.4: Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría fija (DEGF) obtenidas con el código FRESCO. Las energías de bombardeo, ΔV , y ΔW_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que las incertezas los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm.

| $E_{c.m.}$ | ΔV | ΔW_{si} |
|------------|------------|-----------------|
| 32,46 | 33,6 | 0,65 |
| 33,41 | 1,8 | 0,23 |
| 34,37 | 40,0 | 0,86 |
| 35,33 | 2,0 | 0,11 |
| 36,28 | 1,8 | 0,19 |
| 37,24 | 2,3 | 0,16 |
| 38,20 | 0,4 | 0,05 |
| 39,15 | 1,3 | 0,17 |
| 40,12 | 1,1 | 0,15 |
| 42,03 | 2,8 | 0,28 |
| 43,94 | 1,7 | 0,22 |
| 45,86 | 2,2 | 0,26 |

Tabla B.5: Incertezas de los parámetros del potencial Woods-Saxon dependiente de la energía con geometría variable (DEGV) obtenidas con el código FRESCO. Las energías de bombardeo, ΔV , y ΔW_{si} se encuentran en unidades de MeV, mientras que las incertezas los radios reducidos y difusividades, en unidades de fm.

| $E_{c.m.}$ | ΔV | Δr_0 | Δa | ΔW_{si} | Δr_{si0} | Δa_{si} |
|------------|------------|--------------|------------|-----------------|------------------|-----------------|
| 32,46 | 2,5 | 0,095 | 0,051 | 0,43 | 0,169 | 0,187 |
| 33,41 | 5,0 | 0,008 | 0,155 | 0,63 | 0,020 | 0,134 |
| 34,37 | 6,5 | 0,067 | 0,044 | 1,25 | 0,071 | 0,082 |
| 35,33 | 5,6 | 0,064 | 0,062 | 1,39 | 0,002 | 0,017 |
| 36,28 | 3,8 | 0,016 | 0,037 | 0,86 | 0,010 | 0,063 |
| 37,24 | 1,1 | 0,007 | 0,008 | 0,77 | 0,063 | 0,031 |
| 38,20 | 0,7 | 0,010 | 0,016 | 0,19 | 0,009 | 0,034 |
| 39,15 | 0,8 | 0,004 | 0,012 | 0,55 | 0,015 | 0,104 |
| 40,12 | 0,5 | 0,009 | 0,013 | 0,29 | 0,062 | 0,023 |
| 42,03 | 1,3 | 0,062 | 0,016 | 0,12 | 0,062 | 0,112 |
| 43,94 | 1,0 | 0,008 | 0,012 | 0,40 | 0,026 | 0,024 |
| 45,86 | 1,4 | 0,026 | 0,038 | 0,20 | 0,006 | 0,111 |

Tabla B.6: Incertezas de los factores de normalización para la parte real e imaginaria del potencial de São Paulo. Las energías de bombardeo se encuentran en unidades de MeV.

| $E_{c.m.}$ | ΔN_R | ΔN_I |
|------------|--------------|--------------|
| 32,46 | 0,57 | 0,40 |
| 33,41 | 0,60 | 0,42 |
| 34,37 | 0,52 | 0,25 |
| 35,33 | 0,29 | 0,18 |
| 36,28 | 0,11 | 0,10 |
| 37,24 | 0,03 | 0,04 |
| 38,20 | 0,03 | 0,05 |
| 39,15 | 0,03 | 0,05 |
| 40,12 | 0,02 | 0,05 |
| 42,03 | 0,05 | 0,06 |
| 43,94 | 0,05 | 0,08 |
| 45,86 | 0,03 | 0,05 |

Tabla B.7: Incertezas de las integrales de volumen de la parte real e imaginaria del potencial de Woods-Saxon DEGF y DEGV, y del potencial de São Paulo, expresadas en MeV fm^3 . Las energías de bombardeo se encuentran en unidades de MeV. Las integrales fueron pesadas por una función gaussiana centrada en el radio de sensibilidad $R_S = (12,14 \pm 0,23)$ fm con $\sigma = 0,7$ fm.

| $E_{\text{c.m.}}$ | DEGF | | DEGV | | São Paulo | |
|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| | $[\Delta G(E)]_V$ | $[\Delta G(E)]_W$ | $[\Delta G(E)]_V$ | $[\Delta G(E)]_W$ | $[\Delta G(E)]_V$ | $[\Delta G(E)]_W$ |
| 32,46 | 3,5 | 0,2 | 1,2 | 0,3 | 1,1 | 0,6 |
| 33,41 | 0,1 | 0,3 | 0,6 | 0,3 | 0,8 | 0,8 |
| 34,37 | 0,6 | 0,5 | 0,9 | 0,7 | 0,7 | 0,8 |
| 35,33 | 0,3 | 0,3 | 0,4 | 0,6 | 0,4 | 0,5 |
| 36,28 | 0,5 | 0,3 | 0,7 | 0,2 | 0,3 | 0,5 |
| 37,24 | 0,6 | 0,2 | 0,7 | 0,4 | 0,3 | 0,4 |
| 38,20 | 0,4 | 0,2 | 0,5 | 0,2 | 0,3 | 0,4 |
| 39,15 | 0,4 | 0,3 | 0,4 | 0,3 | 0,3 | 0,4 |
| 40,12 | 0,5 | 0,2 | 0,4 | 0,2 | 0,3 | 0,4 |
| 42,03 | 0,5 | 0,3 | 0,6 | 0,2 | 0,3 | 0,4 |
| 43,94 | 0,5 | 0,2 | 0,6 | 0,3 | 0,3 | 0,4 |
| 45,86 | 0,7 | 0,2 | 0,8 | 0,2 | 0,4 | 0,4 |

Apéndice C

Ejemplos PTOLEMY y FRESCO

Descripción: archivo de entrada de PTOLEMY para la dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. Se utilizó un potencial de Woods-Saxon DEGV. Los parámetros de ajuste se seleccionan dentro del comando FIT. El parámetro RC0 es el radio reducido del potencial de Coulomb.

HEADER: -ptoli.base

CHANNEL 9Be + 197Au ANGLEMIN = 1.0 ANGLEMAX = 179.9

ANGLESTEP = .1

VI=10.000 RI0=1.0000 AI=0.2500

valores iniciales

V= 30

VSI= 2

R0=1.306

A=0.468

RSI0=1.331

ASI=0.648

#####

ELASTIC SCATTERING NOWRITEW NOSCRFIL PRINT=2

RC0=1.2 REALPOWER=1 IMAGPOWER=2

\$ QUAVER FITRATIO = 1E-4

```

PARAMETERSET EL2 LMAX=100 MAXITERATION=10000
$ LMINSUB = 40 LMINMULT = .4
FIT(V R0 A VSI RSI0 ASI)
DATA (ELAB= 47.95 CMANGLE SIGMATORUTH ERROR

#### : Ángulo (cm),  $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$ , incerteza

)
;
ELASTIC SCATTERING ;
WRITENS TORUTHERFORD
QUIT

```

Descripción: archivo de entrada de FRESCO para la dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. &PARTITION define la partición de entrada y salida. &STATES define el spin, paridad y energía de excitación del proyectil (jp,bandp,ep) y el blanco (jt,bandt,et). &pot define los potenciales: la primera línea corresponde al potencial de Coulomb y las restantes al potencial de Woods-Saxon.

${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ Elastic Scattering.

NAMELIST

&FRESCO hcm=0.03 rmatch=80.0 jtmax=300

thmin=0.00 thmax=180.00 thinc=1.0

smats=1 xstabl=1 absend=0 iter=1 iblock=2

elab= 47.95 /

&PARTITION namep='9Be' massp=9. zp=4

namet='197Au' masst=197 zt=79 nex=1 /

&STATES jp=1.5 bandp=-1 ep=0.0 cpot=1 jt=1.5 bandt=1 et=0.0 /

&PARTITION /

```

&pot kp= 1 type= 0 p(1:3)= 197.000 9.0000 1.2 /
&pot kp= 1 type= 1 shape=0 p(1:6)= 43.0 1.306 0.468 0 0 0/ !WS real
&pot kp= 1 type= 2 shape=0 p(1:6)= 0 0 0 3.41 1.331 0.648/ !WS vol
&pot kp= 1 type= 1 shape=1 p(1:6)= 0 0 0 10 1.0 0.25/ !WS sup
&POT /
&OVERLAP /
&COUPLING /

```

Descripción: archivo de entrada de SFRESCO para la dispersión elástica del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$. La segunda línea indica el número de parámetros que se ajustan. SFRESCO utiliza la entrada de FRESKO para definir el tipo de potencial y los valores iniciales de los parámetros y la energía. En &variable se definen los valores mínimos y máximos de cada parámetro y el paso de búsqueda. Los datos experimentales de la distribución elástica se ubican debajo.

```

'beau.in' 'beau.out' #input de entrada /input de salida
6 1 #número de variables a ajustar = 6
&variable kind=1 name='V' kp=1 pline=2 col=1 valmin=-100 valmax=100 step=0.1/
&variable kind=1 name='R0' kp=1 pline=2 col=2 valmin=1.0 valmax=1.60 step=0.01/
&variable kind=1 name='A' kp=1 pline=2 col=3 valmin=0.20 valmax=0.90 step=0.02/
&variable kind=1 name='VSI' kp=1 pline=3 col=4 valmin=0 valmax=100 step=0.1/
&variable kind=1 name='RSI0' kp=1 pline=3 col=5 valmin=1.0 valmax=2.0 step=0.01/
&variable kind=1 name='ASI' kp=1 pline=3 col=6 valmin=0.20 valmax=0.90 step=0.02/
&data iscale=-1 idir=1 lab=F abserr=T/

```

#Datos experimentales: Ángulo (cm), $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$, incerteza

&

Bibliografía

- [1] A. Arazi, J. Casal, M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, R. Lichtenthäler Filho, D. Abriola, O. A. Capurro, M. A. Cardona, P. F. F. Carnelli, E. de Barbará, J. Fernández Niello, J. M. Figueira, L. Fimiani, D. Hojman, G. V. Martí, D. Martínez Heimman, and A. J. Pacheco *Phys. Rev. C*, vol. 97, p. 044609, 2018.
- [2] D. Savran, T. Aumann, and A. Zilges *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 70, pp. 210 – 245, 2013.
- [3] I. J. Thompson and F. M. Nunes, *Nuclear Reaction for Astrophysics*. Cambridge University Press, 2009.
- [4] B. S. Meyer, G. J. Mathews, W. M. Howard, S. E. Woosley, and R. D. Hoffman *Astrophys. J*, vol. 399, p. 656, 1992.
- [5] G. Baur, C. Bertulani, and H. Rebel *Nuclear Physics A*, vol. 458, no. 1, pp. 188 – 204, 1986.
- [6] H. Utsunomiya, Y.-W. Lui, D. R. Haenni, H. Dejbakhsh, L. Cooke, B. K. Srivastava, W. Turmel, D. O’Kelly, R. P. Schmitt, D. Shapira, J. Gomez del Campo, A. Ray, and T. Udagawa *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, pp. 847–850, 1990.
- [7] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo, and M. S. Hussein *Phys. Rep.*, vol. 424, pp. 1–111, 2006.
- [8] F. Becchetti, M. Lee, T. O’Donnell, D. Roberts, J. Kolata, L. Lamm, G. Rogachev, V. Guimarães, P. DeYoung, and S. Vincent, “The twinsol low-energy radioactive nuclear beam apparatus: status and recent results,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 505, no. 1, pp. 377 – 380, 2003.

- [9] G. R. Satchler *Phys. Rep.*, vol. 199, no. 3, pp. 147–190, 1991.
- [10] J. O. Fernández Niello, J. M. Figueira, D. Abriola, A. Arazi, O. A. Capurro, G. V. Martí, D. Martínez Heimann, A. J. Pacheco, E. de Barbará, I. Padrón, P. R. S. Gomes, and J. Lubian *Nuclear Physics A*, vol. 787, no. 1, pp. 484 – 490, 2007.
- [11] M. Biswas, S. Roy, M. Sinha, M. K. Pradhan, A. Mukherjee, P. Basu, H. Majumdar, K. Ramachandran, and A. Shrivastava *Nucl. Phys. A*, vol. 802, p. 67, 2008.
- [12] N. N. Deshmukh, S. Mukherjee, D. Patel, N. L. Singh, P. K. Rath, B. K. Nayak, D. C. Biswas, S. Santra, E. T. Mirgule, L. S. Danu, Y. K. Gupta, A. Saxena, R. K. Choudhury, R. Kumar, J. Lubian, C. C. Lopes, E. N. Cardozo, and P. R. S. Gomes *Phys. Rev. C*, vol. 83, p. 024607, 2011.
- [13] A. M. M. Maciel, P. R. S. Gomes, J. Lubian, R. M. Anjos, R. Cabezas, G. M. Santos, C. Muri, S. B. Moraes, R. L. Neto, N. Added, N. C. Filho, and C. Tenreiro *Phys. Rev. C*, vol. 59, p. 2103, 1999.
- [14] M. S. Hussein, P. R. S. Gomes, J. Lubian, and L. C. Chamon *Phys. Rev. C*, vol. 73, p. 044610, 2006.
- [15] A. Gómez Camacho, E. Aguilera, E. Martínez Quiroz, P. Gomes, J. Lubian, and L. Canto *Nucl. Phys. A*, vol. 883, pp. 156–171, 2010.
- [16] L. Fimiani, J. M. Figueira, G. V. Martí, J. E. Testoni, A. J. Pacheco, W. H. Z. Cárdenas, A. Arazi, O. A. Capurro, M. A. Cardona, P. Carnelli, E. de Barbará, D. Hojman, D. Martínez Heimann, and A. E. Negri *Phys. Rev. C*, vol. 86, p. 044607, 2012.
- [17] J. M. Figueira, J. O. Fernández Niello, A. Arazi, O. A. Capurro, P. Carnelli, L. Fimiani, G. V. Martí, D. M. Heimann, A. E. Negri, A. J. Pacheco, J. Lubian, D. S. Monteiro, and P. R. S. Gomes *Phys. Rev. C*, vol. 81, p. 024613, 2010.
- [18] F. A. Souza, L. A. S. Leal, N. Carlin, M. G. Munhoz, R. Liguori Neto, M. M. de Moura, A. A. P. Suaide, E. M. Szanto, A. Szanto de Toledo, and J. Takahashi *Phys. Rev. C*, vol. 75, p. 044601, 2007.

- [19] N. Keeley, S. J. Bennett, N. M. Clarke, B. R. Fulton, G. Tungate, P. V. Drumm, M. A. Nagarajan, and J. S. Lilley *Nucl. Phys. A*, vol. 571, p. 326, 1994.
- [20] A. Pakou, N. Alamanos, G. Doukelis, A. Gillibert, G. Kalyva, M. Kokkoris, S. Kossionides, A. Lagoyannis, A. Musumarra, C. Papachristodoulou, N. Patronis, G. Perdikakis, D. Pierroutsakou, E. C. Pollacco, and K. Rusek *Phys. Rev. C*, vol. 69, p. 054602, 2004.
- [21] A. Gomez Camacho, P. R. S. Gomes, J. Lubian, E. F. Aguilera, and I. Padrón *Phys. Rev. C*, vol. 76, p. 044609, 2007.
- [22] P. R. S. Gomes, R. M. Anjos, C. Muri, J. Lubian, I. Padron, L. C. Chamon, R. Liguori Neto, N. Added, J. O. Fernández Niello, G. V. Martí, O. A. Capurro, A. J. Pacheco, J. E. Testoni, and D. Abriola *Phys. Rev. C*, vol. 70, p. 054605, 2004.
- [23] P. R. S. Gomes, J. Lubian, B. Paes, V. N. Garcia, D. Monteiro, I. Padrón, J. M. Figueira, A. Arazi, O. A. Capurro, L. Fimiani, A. E. Negri, G. V. Martí, J. O. Fernández Niello, A. Gomez-Camacho, and L. F. Canto *Nucl. Phys. A*, vol. 828, p. 233, 2009.
- [24] J. Lubian, I. Padrón, P. R. S. Gomes, A. M. M. Maciel, R. M. Anjos, S. B. Moraes, J. J. S. Alves, C. Muri, R. Liguori Neto, and N. Added *Phys. Rev. C*, vol. 64, p. 027601, 2001.
- [25] J. M. Figueira, D. Abriola, J. O. Fernández Niello, A. Arazi, O. A. Capurro, E. de Barbará, G. V. Martí, D. Martínez Heimann, A. J. Pacheco, J. E. Testoni, I. Padrón, P. R. S. Gomes, and J. Lubian *Phys. Rev. C*, vol. 73, p. 054603, 2006.
- [26] R. Oliveira, N. Carlin, R. Liguori Neto, M. de Moura, M. Munhoz, M. del Santo, F. Souza, E. Szanto, A. Szanto de Toledo, and A. Suaide *Nucl. Phys. A*, vol. 856, p. 46, 2011.
- [27] K. Hagino, A. Vitturi, C. H. Dasso, and S. M. Lenzi *Phys. Rev. C*, vol. 61, p. 037602, 2000.
- [28] M. Dasgupta, P. R. S. Gomes, D. J. Hinde, S. B. Moraes, R. M. Anjos, A. C. Berriman, R. D. Butt, N. Carlin, J. Lubian, C. R. Morton, J. O. Newton, and A. Szanto de Toledo *Phys. Rev. C*, vol. 70, p. 024606, 2004.

- [29] M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. D. Butt, R. M. Anjos, A. C. Berriman, N. Carlin, P. R. S. Gomes, C. R. Morton, J. O. Newton, A. Szanto de Toledo, and K. Hagino *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 1395–1398, 1999.
- [30] M. Dasgupta, D. J. Hinde, S. L. Sheehy, and B. Bouriquet *Phys. Rev. C*, vol. 81, p. 024608, 2010.
- [31] P. K. Rath, S. Santra, N. L. Singh, R. Tripathi, V. V. Parkar, B. K. Nayak, K. Mahata, R. Palit, S. Kumar, S. Mukherjee, S. Appannababu, and R. K. Choudhury *Phys. Rev. C*, vol. 79, p. 051601, 2009.
- [32] I. Padron, P. R. S. Gomes, R. M. Anjos, J. Lubian, C. Muri, J. J. S. Alves, G. V. Martí, M. Ramírez, A. J. Pacheco, O. A. Capurro, J. O. Fernández Niello, J. E. Testoni, D. Abriola, and M. R. Spinella *Phys. Rev. C*, vol. 66, p. 044608, 2002.
- [33] V. V. Parkar, V. Jha, S. K. Pandit, S. Santra, and S. Kailas *Phys. Rev. C*, vol. 87, p. 034602, 2013.
- [34] D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, and C. G. Purcell, J. E. Sheu *Nucl. Phys. A*, vol. 745, pp. 135–362, 2004.
- [35] P. R. S. Gomes, I. Padron, E. Crema, O. A. Capurro, J. O. F. Niello, A. Arazi, G. V. Martí, J. Lubian, M. Trotta, A. J. Pacheco, J. E. Testoni, M. D. Rodríguez, M. E. Ortega, L. C. Chamon, R. M. Anjos, R. Veiga, M. Dasgupta, D. J. Hinde, and K. Hagino *Phys. Rev. C*, vol. 73, p. 064606, 2006.
- [36] R. J. Woolliscroft, N. M. Clarke, B. R. Fulton, R. L. Cowin, M. Dasgupta, D. J. Hinde, C. R. Morton, and A. C. Berriman *Phys. Rev. C*, vol. 68, p. 014611, 2003.
- [37] G. R. Satchler, *Introduction to nuclear reactions*. The Macmillan Press LTD, 1980.
- [38] G. R. Satchler, *Direct nuclear reactions*. Oxford university press, 1983.
- [39] M. A. Cândido Ribeiro, L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein, and D. Galetti *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, p. 3270, 1997.
- [40] R. D. Woods and D. S. Saxon *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 577, 1954.

- [41] D. Abriola, A. A. Sonzogni, M. di Tada, A. Etchegoyen, M. C. Etchegoyen, J. O. Fernández Niello, S. Gil, A. O. Macchiavelli, A. J. Pacheco, R. Piegaia, and J. E. Testoni *Phys. Rev. C*, vol. 46, p. 244, 1992.
- [42] G. R. Satchler and W. G. Love *Phys. Rep.*, vol. 55, no. 3, pp. 183–254, 1979.
- [43] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi Jr., and C. P. Silva *Phys. Rev. C*, vol. 66, p. 014610, 2002.
- [44] M. A. G. Alvarez, L. C. Chamon, M. S. Hussein, D. Pereira, L. R. Gasques, E. S. Rossi Jr., and C. P. Silva *Nucl. Phys. A*, vol. 73, pp. 93–103, 2003.
- [45] L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, and D. Galetti *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, p. 5218, 1997.
- [46] A. Lépine-Szily, M. S. Hussein, R. Lichtenthäler, J. Cseh, and G. Lévai *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 3972–3975, 1999.
- [47] J. S. Toll *Phys. Rev.*, vol. 104, no. 6, p. 1760, 1956.
- [48] R. Kronig and N. Tijdschr *Natuurk*, vol. 9, p. 402, 1942.
- [49] W. Schützer and J. Tiomno *Phys. Rev.*, vol. 83, pp. 249–251, 1951.
- [50] C. Mahaux, Ngô, and G. R. Satchler *Nucl. Phys. A*, vol. 449, pp. 354–394, 1986.
- [51] J. S. Lilley, B. R. Fulton, M. A. Nagarajan, I. J. Thompson, and D. W. Banes *Phys. Lett. B*, vol. 151, p. 181, 1985.
- [52] M. A. Nagarajan, C. C. Mahaux, and G. R. Satchler *Phys. Rev. Lett.*, vol. 54, p. 1136, 1985.
- [53] Y. Sakuragi *Phys. Rev. C*, vol. 35, p. 2161, 1987.
- [54] A. Pakou, N. Alamanos, A. Lagoyannis, A. Gillibert, E. C. Pollacco, P. A. Assimakopoulos, G. Doukelis, K. G. Ioannides, D. Karadimos, D. Karamanis, M. Kokkoris, E. Kossionides, N. Nicolis, C. Papachristodoulou, N. Patronis, and G. P. D. Pierroutsakou *Phys. Lett. B*, vol. 556, p. 21, 2003.

- [55] C. Signorini, A. Andrichetto, M. Ruan, J. Y. Guo, L. Stroe, F. Soramel, K. E. G. Löbner, L. Müller, D. Pierroutsakou, M. Romoli, K. Rudolph, I. J. Thompson, M. Trotta, A. Vitturi, R. Gernhäuser, and A. Kastenmüller *Phys. Rev. C*, vol. 61, p. 061603(R), 2000.
- [56] M. S. Hussein, P. R. S. Gomes, J. Lubian, and L. C. Chamon *Phys. Rev. C*, vol. 76, p. 019902(E), 2007.
- [57] F. Gollan, D. Abriola, A. Arazi, O. A. Capurro, M. A. Cardona, E. de Barbará, D. Hojman, G. V. Martí, A. J. Pacheco, D. Rodrigues, and J. E. Testoni *Nucl. Phys. A*, vol. 979, pp. 87–101, 2018.
- [58] W. Hauser and H. Feshbach *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 2, pp. 366–373, 1952.
- [59] T. Ericson *Adv. Phys.*, vol. 63, no. 2, p. 479, 1960.
- [60] T. Rauscher, F. K. Thielemann, and K. L. Kratz *Phys. Rev. C*, vol. 56, no. 3, p. 1613, 1997.
- [61] A. Gavron *Phys. Rev.*, vol. 21, no. 1, p. 230, 1980.
- [62] D. L. Hill and J. A. Wheeler *Phys. Rev.*, vol. 89, no. 5, p. 1102, 1953.
- [63] O. A. Capurro, *Tesis Doctoral*. Universidad de Buenos Aires, 1997.
- [64] C. Y. Wong *Phys. Rev. Lett.*, vol. 31, no. 12, p. 766, 1973.
- [65] C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther *Nucl. Phys. A*, vol. 407, pp. 221–232, 1983.
- [66] C. H. Dasso and S. Landowne *Phys. Lett. B*, vol. 183, p. 141, 1987.
- [67] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- [68] Disponible en <http://www.srim.org/SRIM/SRIM2011.htm>
- [69] F. Gollan, *Medición y análisis de la sección eficaz de dispersión elástica del núcleo débilmente ligado ^9Be en ^{80}Se* . Tesis de licenciatura. FCEyN, UBA, 2014.
- [70] A. A. P. Suaide, *SPMRoot v2.02: a ROOT based acquisition system*. [En línea] <http://www.dfn.if.usp.br/suaide/pelletron/spmroot.html>, 2001.

- [71] W. Reisdorf *vol. 20, no. 9, pp. 1297–1353, 1994.*
- [72] S. Hurtado, R. García-Tenorio, and M. García-Leon *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 497, pp. 381–388, 2003.
- [73] J. W. Meadows *Nucl. Sci. and Eng.*, vol. 31, pp. 152–153, 1968.
- [74] M. Richer and C. Santos, *TNT2 Digital Pulse Processor Functionalities and TUC control software*. http://www.iphc.cnrs.fr/IMG/TNT_Functionalities.pdf, 2007.
- [75] A. A. P. Suaide, *ScanRoot v2.02: a ROOT based analysis system*. [En línea] <http://www.dfn.if.usp.br/suaide/pelletron/scanroot.html>, 2013.
- [76] A. J. Pacheco, *KINPC: Programa de cálculos cinemáticos en reacciones nucleares*. 2000.
- [77] R. P. Sharma *Nucl. Phys. A*, vol. 154, pp. 312–320, 1970.
- [78] H. H. Bolotin, D. L. Kennedy, B. J. Linard, and A. E. Stuchbery *Nucl. Phys. A*, vol. 321, pp. 231–249, 1979.
- [79] J. A. Nelson, V. R. Dave, and R. M. Wilenzick *Phys. Rev. C*, vol. 3, no. 1, pp. 307–312, 1971.
- [80] International Atomic Energy Agency, *Evaluated Nuclear Structure Data File Search and Retrieval*. <http://www-nds.iaea.org/nsdd/>.
- [81] D. Martínez Heimann, A. Pacheco, and O. Capurro *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, vol. 622, p. 642, 2010.
- [82] O. B. Tarasov and D. Bazin *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 266, pp. 4657–4664, 2008.
- [83] D. Bazzacco and N. Marginean *Private Communication, INFN Sezione di Padova*, 1997.
- [84] M. H. Macfarlane and S. C. Pieper *Argonne National Laboratory Report ANL-76-11*, p. (unpublished), 1978.
- [85] I. Thompson, *Coupled Reaction Channels Calculations*. <http://www.fresco.org.uk/>.

- [86] F. James *et al.* *CERN Program Library Long Writeup D*, vol. 506, 1994.
- [87] *Physics Letters B*, vol. 162, no. 1, pp. 55 – 58, 1985.
- [88] M. E. Brandan, J. R. Alfaro, A. Menchaca-Rocha, J. Gómez del Campo, G. R. Satchler, P. H. Stelson, H. J. Kim, and D. Shapira *Phys. Rev. C*, vol. 48, pp. 1147–1151, 1993.
- [89] *Nuclear Physics A*, vol. 456, no. 1, pp. 134 – 158, 1986.
- [90] R. N. Pérez, J. Amaro, and E. R. Arriola *Physics Letters B*, vol. 738, pp. 155 – 159, 2014.
- [91] D. Abriola, G. V. Marti, and J. E. Testoni *EPJ Web of Conferences*, vol. 146, p. 02050, 2017.
- [92] D. Abriola, A. Arazi, J. Testoni, F. Gollan, and G. V. Martí *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 630, p. 012021, 2015.
- [93] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical recipes*. Cambridge University Press, 2007.
- [94] C. Vieu, J. S. Dionisio, S. E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson, and W. D. Wiclawik *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, vol. 4, no. 4, pp. 531–539, 1978.
- [95] K. T. Hecht and G. Satchler *Nuclear Physics*, vol. 32, pp. 286 – 318, 1962.
- [96] C. Perey and F. Perey *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 17, no. 1, pp. 1 – 101, 1976.
- [97] D. J. Hinde and M. Dasgupta *Phys. Rev. C*, vol. 81, p. 064611, 2010.
- [98] D. J. Hinde, M. Dasgupta, B. R. Fulton, C. R. Morton, R. J. Wooliscroft, A. C. Berriman, and K. Hagino *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 272701, 2002.
- [99] P. R. S. Gomes, R. Linares, J. Lubian, C. C. Lopes, E. N. Cardozo, B. H. F. Pereira, and I. Padron *Phys. Rev. C*, vol. 84, p. 014615, 2011.
- [100] S. B. Moraes, P. R. S. Gomes, J. Lubian, J. J. S. Alves, R. M. Anjos, M. M. Sant’Anna, I. Padrón, C. Muri, R. Liguori Neto, and N. Added *Phys. Rev. C*, vol. 61, p. 064608, 2000.

- [101] P. R. S. Gomes, M. D. Rodríguez, G. V. Martí, I. Padron, L. C. Chamon, J. O. Fernández Niello, O. A. Capurro, A. J. Pacheco, J. E. Testoni, A. Arazi, M. Ramírez, R. M. Anjos, J. Lubian, R. Veiga, R. Liguori Neto, E. Crema, N. Added, C. Tenreiro, and M. S. Hussein *Phys. Rev. C*, vol. 71, p. 034608, 2005.
- [102] R. Rafiei, R. d. Rietz, D. H. Luong, D. J. Hinde, M. Dasgupta, M. Evers, and A. Diaz-Torres *Phys. Rev. C*, vol. 81, p. 024601, 2010.
- [103] A. Diaz-Torres, D. J. Hinde, J. A. Tostevin, M. Dasgupta, and L. R. Gasques *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 152701, 2007.
- [104] K. J. Cook, E. C. Simpson, D. H. Luong, S. Kalkal, M. Dasgupta, and D. J. Hinde *Phys. Rev. C*, vol. 93, p. 064604, 2016.
- [105] D. Luong, M. Dasgupta, D. Hinde, R. du Rietz, R. Rafiei, C. Lin, M. Evers, and A. Diaz-Torres *Physics Letters B*, vol. 695, no. 1, pp. 105 – 109, 2011.