

UCH - FC  
DOC - F  
1672  
C.1

**Estudio del efecto de breakup nuclear  
sobre la sección eficaz de scattering  
elástico y fusión para los sistemas  
 ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{115}\text{In}$**

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

por

**Pedro Miranda Jaña**

Agosto, 2005

Director de Tesis: **Dr. Claudio Tenreiro Leiva**

FACULTAD DE CIENCIAS  
UNIVERSIDAD DE CHILE

INFORME DE APROBACIÓN  
TESIS DE DOCTORADO

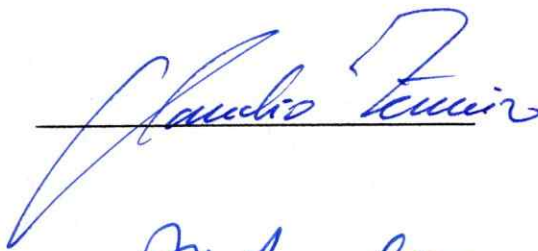
Se informa a la Escuela de Postgrado de la Facultad de Ciencias que la Tesis de Doctorado presentada por el candidato

**Pedro Miranda Jaña**

ha sido aprobada por la Comisión de Evaluación de la Tesis como requisito para optar al grado de Doctor en Ciencias con mención en Física, en el examen de Defensa de Tesis rendido el día 20 de Junio de 2005.

**Director de Tesis**

Dr. Claudio Tenreiro



**Comisión de Evaluación de la Tesis**

Dr. José Roberto Morales (Presidente)



Dr. Hugo Arellano



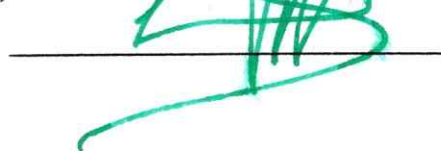
Dr. Mario Ávila



Dr. Herbert Massmann



Dr. Leopoldo Soto





## **TOGETHER WE STAND, DIVIDED WE FALL!**

Los primeros años como estudiante corresponden a mi paso por la Escuela Básica DN° 396, y el Liceo Darío Salas en el cual, a parte de conocer a mis mejores amigos, comence a interesarme en materias de carácter científico. El ingresar a la Universidad representó un paso importante y difícil, más aun considerando que junto con mis hermanos Christian y Carlos, somos la primera generación de mi familia que tiene acceso a la educación superior, todo gracias a un gran esfuerzo por parte de mis padres. Posteriormente, y en una etapa en la que no tenía claro mi futuro, tuve la suerte de trabajar en el Laboratorio de Haces Iónicas de la Universidad de Chile. Estaba más que claro que mi trabajo de tesis la iba a desarrollar en torno a la física nuclear, aunque el destino me tenía preparada una desagradable sorpresa. Al verme obligado a dejar a medio camino mi primer trabajo de tesis, recibí el apoyo y comprensión tanto de mi actual tutor como del grupo de investigadores brasileños que me hicieron sentir desde el principio de mi estadía en la USP como si fuera uno más de ellos. Fruto de aquello es este trabajo que me enorgullezco en mostrarles.

Por último, mis estadías en laboratorios extranjeros me han llevado a la convicción de que formar y mantener unido un grupo de investigación experimental aquí en Chile requiere de un esfuerzo adicional, ya que a parte de la escasez de fondos, se debe luchar contra la incomprensión y desconfianzas propias de una sociedad que no valora del todo este tipo de trabajos. Creo que en adelante, parte de mi tarea como científico, será la de tratar vencer esos perjuicios y mostrar que en nuestro país aquello es posible .

## AGRADECIMIENTOS

A los profesores Claudio Tenreiro y J.R. Morales por su orientación y constante incentivo tanto en el trabajo de tesis como en temas de física en general.

A todo el personal del Instituto de Física de la Universidad de São paulo, en particular a los miembros del grupo IPL: Nelson Carlin, F.A. Souza, M.G. Munhoz, A.A. Suaide, J. Takahashi, E.M. Szanto y A. Szanto de Toledo. Al profesor L. Chamon por su ayuda con los cálculos de double-folding. A todos ellos gracias por su apoyo y comprensión durante mi estadía en esa Universidad.

A Simón Cancino, Benjamín Toledo, Miguel Chesta y a todos mis compañeros y profesores del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile.

Deseo agradecer en especial a mis padres y hermanos por todo el apoyo incondicional y porque nunca se cansaron de preguntar por el avance de este trabajo de tesis.

Finalmente, mi permanencia en el plan de doctorado fue posible gracias a la Beca de Doctorado CONICYT así como a la Beca del Programa MECE Educación Superior. Además, este trabajo ha sido parcialmente financiado por FONDECYT, proyecto No. 2010055.

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Discusión Teórica</b>	<b>7</b>
2.1. Teoría de reacciones nucleares . . . . .	8
2.2. Descripción cuántica del scattering debido a un potencial . . . . .	11
2.3. Modelo óptico de scattering elástico . . . . .	16
2.4. Modelo óptico de double-folding . . . . .	19
2.5. Proceso de fusión nuclear . . . . .	24
2.6. Influencia del canal de breakup sobre la fusión y scattering elástico .	27
<b>3. Parte Experimental</b>	<b>31</b>
3.1. Fuente de iones . . . . .	32
3.2. Aceleración del haz . . . . .	33
3.3. Blancos utilizados . . . . .	35
3.4. Cámara de scattering . . . . .	37
3.5. Sistema de detección . . . . .	38
3.6. Electrónica y adquisición de datos . . . . .	42
<b>4. Reducción de datos</b>	<b>45</b>
4.1. Calibración de los espectros . . . . .	49

	IV
4.2. Calibración del eje de $E_r$ (BS) . . . . .	50
4.3. Calibración del eje de $\Delta E$ (CI) . . . . .	52
4.4. Calibración del eje de $\Delta E$ (BS) . . . . .	54
4.5. Calibración del eje $E_r$ (CsI) . . . . .	56
4.5.1. Partículas con $Z=1$ . . . . .	56
4.5.2. Partículas con $Z=2$ . . . . .	58
4.6. Energía total . . . . .	62
<b>5. Análisis y discusión de los resultados</b>	<b>65</b>
5.1. Determinación experimental de distribución angular de scattering elástico . . . . .	66
5.1.1. Normalización de los datos . . . . .	66
5.1.2. Distribución angular de scattering elástico . . . . .	68
5.1.3. Análisis de distribución angular de scattering elástico mediante el modelo de double-folding . . . . .	71
5.2. Determinación experimental de la distancia de máximo acercamiento	82
5.3. Breakup inclusivo para la reacción ${}^6,7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ . . . . .	86
<b>6. Conclusión</b>	<b>100</b>

## RESUMEN

En esta tesis se midió la sección eficaz de scattering elástico y total de breakup inclusivo correspondiente a núcleos proyectil débilmente ligados  ${}^6,7\text{Li}$  con blancos de  ${}^{115}\text{In}$  para energías cercanas a la barrera coulombiana. Para ello se utilizaron 12 detectores del tipo telescopio triple con el objeto de identificar en forma simultánea los productos de reacción tanto livianos como pesados. El experimento se llevó a cabo en el Laboratorio Pelletron 8UD de la Universidad de São Paulo, Brasil.

La distribución angular de scattering elástico de estas reacciones fue analizada dentro de un modelo óptico de double-folding. Se encontró que la intensidad de la parte imaginaria del potencial alrededor de la barrera coulombiana del sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  presenta un aumento significativo, mientras que el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  no presenta tal fenómeno, indicando la existencia de una anomalía de umbral en este último caso. De igual manera, a partir del mismo modelo se infieren secciones eficaces de reacción y fusión utilizando un modelo de penetración de barrera modificado. Las funciones de excitación teóricas se obtuvieron utilizando el modelo de evaporación de Hauser-Feshbach (Alice/Ash). Estos resultados, en general, coinciden con la información deducida a partir de los datos experimentales de scattering elástico.

Además, se encontró que las distribuciones angulares de producción de partícula  $\alpha$  medidas poseen una forma gaussiana, la cual fue integrada con el fin de obtener la sección eficaz de breakup inclusivo. Estos datos fueron contrastados en forma cualitativa con un modelo semiclásico de fusión y breakup. Los resultados confirman que un factor importante en el aumento de la sección eficaz de breakup inclusivo de  ${}^6\text{Li}$  respecto de  ${}^7\text{Li}$  es la diferencia entre las respectivas energías de umbral de breakup.

## ABSTRACT

In this thesis sub- and near-barrier differential cross section and breakup-inclusive cross section were measured for the systems  ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  using 12 telescope-detectors to identify light and heavy reaction products simultaneously. The experiment was carried out at the Laboratorio Pelletron 8UD, University of São Paulo, Brasil.

Elastic differential cross sections were analyzed within a double-folding theoretical framework using the so-called São Paulo Potential. Within this model, the strength for the imaginary part of the nuclear potential at near-barrier energies was found to show a strong energy dependence for the  ${}^6\text{Li}$ -induced reaction, whereas the  ${}^7\text{Li}$ -induced reaction does not show this phenomenon indicating the existence of a threshold anomaly for this projectile.

Predicted reaction and fusion cross section were calculated using a modified barrier penetration model with the parameters determined from the double-folding potential. Theoretical studies based on a Hauser-Feshbach calculation (Alice/Ash code) were successfully compared with, the above mentioned, experimental cross sections.

Angular distributions of the  $\alpha$ -particle production differential cross section from the breakup of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  have been measured also. The distributions were characterized by a Gaussian shape, which were integrated in order to obtain breakup-inclusive cross sections. The present data compare well with previous measurements using the same beams, while a semiclassical model calculation for breakup provides a reasonable prediction of the relative breakup-inclusive cross sections but underpredicts their absolute values. These results confirm that an important factor in the enhancement of the  ${}^6\text{Li}$  to  ${}^7\text{Li}$  breakup-inclusive cross section is the difference between the threshold energies for the  $\alpha$ -breakup of the two isotopes.



# Capítulo 1

## Introducción

En una reacción de fusión el núcleo proyectil y el núcleo blanco (canal de entrada) forman un sistema compuesto relativamente excitado, el cual eventualmente decae mediante la emisión de partículas o rayos  $\gamma$  (canal de salida) alcanzando de esta forma cierto equilibrio termodinámico. Algunos aspectos de este tipo de reacciones que involucran haces estables a bajas energías han sido explorados a lo largo de muchos años y aún así continúan ofreciendo interesantes problemas que permanecen sin ser resueltos. En base al conocimiento acumulado hasta ahora se sabe que este tipo de colisiones, en el rango de energías de bombardeo levemente mayores que la barrera coulombiana, están gobernadas esencialmente por campos medios, presentando una enorme variedad de productos resultantes y ciertas características debidas a una composición de efectos geométricos, dinámicos y de estructura nuclear, lo cual le confiere al estudio un alto grado de complejidad, tanto para la realización de mediciones como para la interpretación de los resultados.

Por su parte, las colisiones entre núcleos livianos ( $A \leq 20$ ) constituye por si sola una interesante línea de investigación, con la característica básica de que la influencia de la estructura nuclear en la competición entre los varios canales de reacción abiertos es más significativa que en el caso de reacciones de iones pesados ( $A \geq 70$ ). Esto

aumenta las dificultades experimentales en lo que se refiere a la identificación de los diferentes tipos de reacción. Una gran variedad de estudios han mostrado que, en reacciones que involucran núcleos muy livianos, la probabilidad de fusión se ve disminuída, lo cual es equivalente a un aumento de la barrera de fusión [1], lo que a su vez podría estar asociado a dos fenómenos. Uno de estos es la baja energía de ligazón de un nucleón o cluster de nucleones, lo que estaría asociado al proceso de breakup<sup>1</sup> y su influencia en la disminución de la probabilidad de fusión [2]. El otro fenómeno se refiere a la reducción del tamaño del sistema nuclear involucrado, lo cual aumenta la importancia de la superficie nuclear en las interacciones [3], hecho que favorecería la ocurrencia de procesos más directos, con la consiguiente disminución de la probabilidad de fusión.

La reciente disponibilidad de haces radioactivos ha hecho posible estudiar reacciones que involucran núcleos bastante inestables, las cuales son de mucha importancia en procesos de interés astrofísico, como también en la búsqueda de elementos superpesados [4,5]. El principal ingrediente en reacciones inducidas por proyectiles inestables es la fuerte influencia del canal de breakup, esto es, el quiebre de un núcleo proyectil con una marcada estructura de cluster y, consecuentemente, una baja energía de ligazón. En el caso de proyectiles no muy inestables, el efecto de este canal en la sección eficaz de fusión a bajas energías es, como en el caso de haces estables, aumentarla. Sin embargo, a altas energías la situación es cualitativamente diferente ya que la contribución del canal de breakup a la reacción de fusión se ve fuertemente influenciada por la baja probabilidad de que todos los fragmentos sean capturados. De esta forma, cuando se trata de reacciones inducidas por este tipo de proyectil la sección eficaz de fusión usualmente se particiona en contribuciones de fusión com-

---

<sup>1</sup>El proceso de breakup se refiere a la ruptura del núcleo proyectil debido a la interacción nuclear y/o coulombiana

Tabla 1.1: Energías de separación de algunos núcleos débilmente ligados

Núcleo	Canal	$E_{\text{sep}}$ [MeV]
${}^6\text{Li}$	$\alpha + d$	1.475
${}^7\text{Li}$	$\alpha + t$	2.45
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be} + n$	1.67

pleta y una de fusión incompleta [6], dando cuenta de si se produce la captura del proyectil en su totalidad o sólo de alguno de sus constituyentes.

Una descripción cuántica de las colisiones nucleares a partir de primeros principios es una tarea extremadamente difícil, de modo que el uso de aproximaciones semiclásicas y suposiciones hechas a partir de características estadísticas o hidrodinámicas son recursos ampliamente utilizados y bien exitosos en la descripción de este tipo de reacciones. Es así que, cuando existen canales fuertemente acoplados al canal elástico, la reacción puede describirse utilizando cualquiera de los códigos computacionales de canales acoplados disponibles. Los efectos de tales acoplamientos han sido discutidos *in extenso* en la literatura [7]. En términos generales, a energías por debajo de la barrera coulombiana estos acoplamientos tienden a reducir la barrera de fusión efectiva, lo cual aumenta substancialmente la sección eficaz de fusión. A altas energías el flujo incidente en el canal elástico es parcialmente desviado hacia canales de transferencia y/o inelásticos. Esto tiende a disminuir la contribución del canal elástico a la sección eficaz de fusión. No obstante, esta reducción se ve parcialmente compensada por la contribución de otros canales de reacción. De lo anterior se deduce que la introducción del canal de breakup en cálculos de canales acoplados no es una tarea trivial. La principal dificultad radica en el hecho de que este canal se encuentra en el continuo e involucra, al menos, un sistema de tres cuerpos. Hasta

ahora este problema en particular ha sido abordado por varios autores, utilizando diferentes aproximaciones [6, 8-11]. Por otro lado, varios experimentos recientes, que involucran la fusión de núcleos ricos en neutrones ( $^6\text{He}$ ), y núcleos ricos en protones ( $^{17}\text{F}$ ) con blancos pesados se han llevado a cabo con el propósito de explorar la validez de estas aproximaciones. De la misma forma, experimentos similares que involucran núcleos livianos débilmente ligados se realizan actualmente con el fin de estudiar el rol del proceso de breakup en la fusión y scattering con blancos pesados a energías cercanas a la barrera coulombiana. La baja energía de separación de los proyectiles livianos (Ver Tabla 1.1) favorece el proceso de breakup, aunque, como se mencionó anteriormente, su consecuencia sobre la sección eficaz de fusión y de scattering elástico aún no está completamente clara. Los pocos datos disponibles sobre este fenómeno muestran la supresión de la sección eficaz de fusión de  $^6,7\text{Li}$  y  $^9\text{Be}$  con blancos livianos [2], la desaparición del fenómeno de anomalía de umbral del scattering elástico de  $^6\text{Li}$  con blancos pesados, mientras que esta anomalía está aún presente en el scattering de  $^7\text{Li}$  con los mismos blancos [12, 13].

El presente trabajo se enmarca dentro de un proyecto que pretende estudiar el rol del mecanismo de breakup nuclear y de Coulomb sobre la sección eficaz de fusión y scattering elástico utilizando haces de  $^6,7\text{Li}$  y blancos medianamente pesados, tales como  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{115}\text{In}$  y  $^{208}\text{Pb}$  cubriendo de esta manera un amplio rango de masas y de energías. De la misma forma, y como consecuencia de la variedad y complejidad de productos de reacción que es posible determinar a partir de este tipo de experimentos, se decidió dividir el análisis en dos etapas. En la primera, correspondiente a este trabajo, se midió la sección eficaz de scattering elástico y de breakup inclusivo, es decir, la sección eficaz de producción de partículas  $\alpha$  que se originan principalmente a partir de reacciones de breakup y/o transferencia. Posteriormente, en una segun-

da etapa, se espera medir la sección eficaz de scattering inelástico correspondiente a algún estado excitado del sistema junto con la medición en forma exclusiva de la sección eficaz de breakup a través de la determinación de coincidencias  $\alpha$ -deuterón y  $\alpha$ -tritio que se originan exclusivamente a partir de la quiebra del proyectil. Esto último permitiría obtener (o estimar) adicionalmente una sección eficaz correspondiente al proceso de transferencia ya que es factible suponer que la suma de ésta más la de breakup exclusivo sea igual a la de breakup inclusivo.

A partir de lo anterior se espera dilucidar si el proceso de breakup aumenta o disminuye la sección eficaz de fusión para estos sistemas. A fin de contribuir respecto de este tema se realizaron mediciones de sección eficaz de scattering elástico y de breakup inclusivo para los sistemas  ${}^6,7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  a energías de bombardeo de  $18 \leq E_{\text{LAB}} \leq 30$  MeV. Cabe señalar que este sistema, hasta ahora, no ha sido estudiado en forma experimental ni teórica. Así, se escogió este sistema para establecer una sistemática involucrando pares de núcleos con energía de ligazón variables, sin alterar significativamente la geometría del sistema. Como los núcleos de  ${}^{115}\text{In}$  presentan una energía de ligazón más bien elevada, se espera que este núcleo no influya en la inhibición de la fusión, en lo que se refiere a la energía de ligazón de los núcleos interactuantes. Por lo tanto, comparando los resultados de las mediciones para ambos sistemas es posible determinar la influencia de la baja energía de ligazón en la inhibición de la fusión.

El trabajo aquí presentado está dividido en cinco capítulos y una sección donde son presentadas las principales conclusiones y futuras perspectivas de investigación.

El Capítulo 2 consiste en definir los fundamentos básicos de teoría de reacciones, así como los formalismos teóricos necesarios para calcular las secciones eficaces correspondientes a cada proceso en cuestión. Entre éstos, cabe destacar el modelo de

## Capítulo 2

### Discusión Teórica

La forma usual de estudiar un núcleo atómico es provocando una interacción entre éste y un núcleo proyectil debidamente escogido para, posteriormente, analizar las propiedades de los elementos formados. Este estudio ha sido una importante fuente de información respecto de este tema, comenzando por el célebre experimento de E. Rutherford que dió origen al modelo atómico del núcleo, esto es, el scattering coulombiano de las partículas alfas sobre delgadas películas de oro.

En este capítulo introduciremos algunos de los conceptos teóricos y metodologías básicas a los que recurriremos en el resto de este trabajo. En la primera sección se incluye una revisión de aquellos elementos necesarios para el entendimiento de la teoría de reacciones nucleares. La siguiente sección esta dedicada a las nociones de sección eficaz, teoría de scattering elástico y coeficientes de transmisión, necesarias para calcular, entre otras cantidades, la sección eficaz correspondiente a cada proceso. Posteriormente se infiere la influencia del canal de breakup en la sección eficaz de fusión y de scattering elástico.

## 2.1. Teoría de reacciones nucleares

Al discutir el tema de reacciones nucleares es necesario definir la noción de canal. El canal de entrada en una reacción casi siempre involucra dos cuerpos (proyectil y blanco), y en tales casos el canal queda definido por la masa y carga de ambos, la energía cinética del proyectil en el sistema de referencia de laboratorio y el momentum angular orbital relativo del sistema en cuestión. En ocasiones también se pueden especificar el momentum angular intrínscico (spin) de los participantes y sus posibles orientaciones (haces o blancos polarizados). Por otro lado, el canal de salida involucra a dos o más cuerpos que pueden ser especificados de forma similar a la anterior.

La notación usual para representar una reacción nuclear entre un núcleo proyectil  $a$  y un núcleo blanco  $A$  en el canal de entrada, y de una partícula liviana  $b$  y un núcleo pesado residual  $B$  en el canal de salida, esta dada por



De la misma forma, si la reacción procede via la formación de un núcleo compuesto intermediario  $C$ , la notación sería



Un concepto fundamental en teoría de reacciones nucleares es el de sección eficaz el cual puede ser introducido desde un punto de vista experimental. Consideremos un haz de  $N_p$  proyectiles por segundo incidiendo sobre un blanco que posee  $n_v$  partículas por unidad de volumen, de forma tal que el número de partículas por unidad de área para una sección del blanco de ancho infinitesimal  $dz$  es  $n_v dz$ . Se establece además, que para alguna distancia  $z$  al interior del blanco, tomando como referencia la superficie de este, el número de partículas del haz es  $N_p(z)$ . Así, la tasa de pérdida

de partículas de haz en  $dz$  debida a interacciones entre el proyectil y el blanco  $-dN_p$  es proporcional al producto  $N_p n_v dz$ , definiendo de esta forma la sección eficaz de interacción  $\sigma$  como una constante de proporcionalidad, esto es

$$-dN_p = \sigma N_p n_v dz . \quad (2.3)$$

La sección eficaz de interacción puede a su vez ser dividida en dos partes, esto es, como suma de las secciones eficaces de scattering elástico y de reacción,

$$\sigma = \sigma_{el} + \sigma_R . \quad (2.4)$$

En el caso de scattering elástico el proyectil y el blanco retienen sus respectivas identidades y se encuentran en sus respectivos estados base, tanto en el canal de entrada como en el de salida. Por otra parte, canales no elásticos involucran la excitación de alguno o ambos núcleos, así como también la posible transformación del núcleo original mediante, por ejemplo, la transferencia de nucleones.

A menudo es útil clasificar el mecanismo de reacción de acuerdo al parámetro de impacto  $b$ , es decir, a la distancia entre los centro de masa del núcleo blanco y proyectil (Ver Fig. 1). Para grandes valores de  $b$  la interacción es debida principalmente a la fuerza coulombiana (fuerza repulsiva de largo alcance) la cual produce esencialmente scattering elástico. Al reducirse  $b$  aumenta considerablemente la posibilidad de absorción del flujo incidente desde el canal elástico debido a fuerzas nucleares (fuerzas de corto alcance). Suponiendo que para cierto parámetro de impacto menor que algún valor  $b_A$  el scattering elástico se suprime, es decir, que ocurre absorción, entonces la sección eficaz total de absorción es

$$\sigma_A = \int_0^{b_A} 2\pi b db = \pi b_A^2 . \quad (2.5)$$



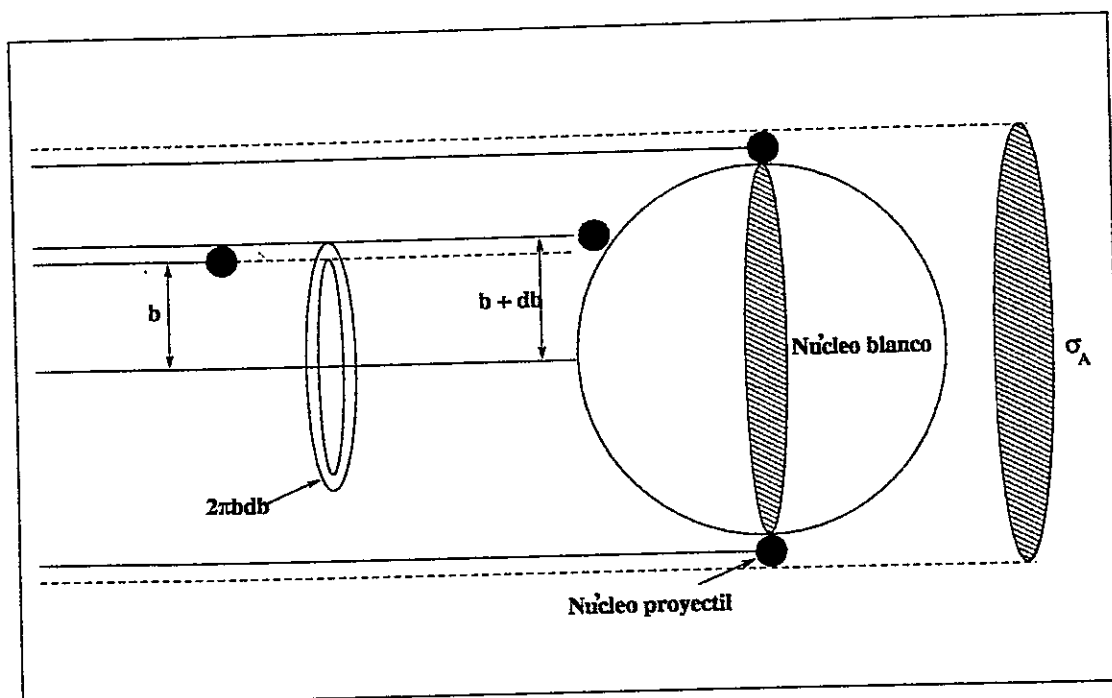


Fig. 1. Sección eficaz correspondiente a una colisión entre iones pesados, vista como un disco obtenido al integrar sobre el parámetro de impacto

De esta ecuación es posible obtener una expresión equivalente en términos del momentum angular cuantizado a partir de una aproximación semiclassical

$$L = \hbar \ell = kb, \quad (2.6)$$

relación que da cuenta de la cuantización en unidades de  $\hbar$  del momentum angular orbital relativo  $L$  del sistema. Asociando contribuciones sucesivas a la sección eficaz de absorción para sucesivos valores de  $\ell$  es posible definir esta como el área de la superficie entre los círculos con radios igual a los parámetros de impacto  $b = \ell/k$  y  $b = (\ell + 1)/k$ , lo cual permite obtener la siguiente igualdad

$$\sigma_{A,\ell} = \frac{\pi}{k^2} [(\ell + 1)^2 - \ell^2] = \frac{(2\ell + 1)\pi}{k^2}. \quad (2.7)$$

La suma sobre momentum angular es, de acuerdo a (2.5)

$$\sigma_A = \frac{\pi}{k^2} \sum_0^{\ell_A} (2\ell + 1) = \frac{\pi}{k^2} (\ell_A + 1)^2. \quad (2.8)$$

Aunque este modelo (sharp cut-off model) es muy útil, la teoría cuántica de scattering toma en cuenta, debido a la presencia de una interacción de corto alcance entre el núcleo proyectil y el blanco, de que para algunos valores de  $\ell$  existe una probabilidad finita de que ocurra tanto scattering elástico como absorción. Se puede escribir entonces, en lugar de la ecuación (2.8), la siguiente expresión para la sección eficaz de absorción

$$\sigma_A = \frac{\pi}{k^2} \sum_0^{\infty} (2\ell + 1) T_\ell, \quad (2.9)$$

donde los *coeficientes de transmisión*  $T_\ell$  dan cuenta de la probabilidad de que una onda parcial dada sea absorbida.

## 2.2. Descripción cuántica del scattering debido a un potencial

El ejemplo más simple de lo que se conoce como una colisión en teoría de reacción tiene que ver con el scattering elástico no relativista de un proyectil sin spin y sin carga debido a un potencial, en general no hermítico, que represente la interacción proyectil-blanco. Más adelante se indicará la manera de tratar el caso de la interacción utilizando un proyectil con carga. Si el potencial es real se obtiene el caso análogo de un problema de fuerzas conservativa en el cual toda esta interacción resulta en scattering elástico. La introducción de una parte imaginaria al potencial provee una manera de tratar la pérdida de flujo elástico (absorción), permitiendo de esta forma un tratamiento global de este tipo de reacciones.

Al introducir en el problema de dos cuerpos el sistema de coordenadas del centro

de masa se puede suponer que el potencial de interacción es función sólo de la coordenada relativa  $r$ . De esta manera la física del problema no se ve influenciada por el movimiento del centro de masa, el cual es el de una partícula libre. La ecuación de Schrödinger independiente del tiempo para el movimiento relativo del sistema es el de una partícula de masa  $\mu$  (masa reducida del sistema) y energía  $E_{C.M.}$  en presencia de un potencial  $V(r)$

$$\nabla^2 \Psi(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} (V(r) - E_{C.M.}) \Psi(r) . \quad (2.10)$$

Cuando el proyectil se encuentra lejos del blanco, se supone que la energía potencial desaparece y que las soluciones de la ecuación (2.10) son las llamadas *soluciones asintóticas*. Por ejemplo, si se considera un haz de partículas de spin nulo incidiendo a lo largo del eje  $z$ , este puede ser representado mediante una función de onda plana con momentum  $p = \hbar k$

$$\Psi_{inc} = e^{ikz} . \quad (2.11)$$

En la presencia del potencial, la solución asintótica de la ecuación consiste de una superposición de una onda plana y una onda esférica que representa las partículas emergentes en el canal elástico. Dada la simetría axial a lo largo del eje del haz, se puede escribir esta solución como

$$\Psi(r)_{r \rightarrow \infty} = e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} . \quad (2.12)$$

La función  $f(\theta)$  se conoce como la amplitud de scattering elástico y está relacionada con la sección eficaz diferencial de scattering elástico a través de

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

El problema entonces radica en calcular la amplitud de scattering  $f(\theta)$  para un dado potencial. La relación entre estas dos cantidades usualmente se establece a

partir de la expansión de ondas parciales de  $f(\theta)$  en términos de los polinómios de Legendre, i.e.,

$$f(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) f_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) . \quad (2.14)$$

Junto con esto es conveniente desarrollar la expansión de la onda plana en términos de funciones esféricas de Bessel, esto es,

$$e^{ikz} = e^{ikr\cos\theta} = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^{\ell} j_{\ell}(kr) P_{\ell}(\cos\theta) . \quad (2.15)$$

Aprovechando además el comportamiento de estas funciones para  $r \rightarrow \infty$ , finalmente se obtiene

$$e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} = \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) [e^{ikr} - (-1)^{\ell} e^{-ikr} + 2ik f_{\ell} e^{ikr}] P_{\ell}(\cos\theta) . \quad (2.16)$$

Aunque a esta altura los coeficientes de la expansión  $f_{\ell}$  no pueden ser determinados a partir del potencial, es posible hacerlo al resolver la ecuación de Schrödinger con una función de onda total que es, a su vez, expandida en polinomios de Legendre. Tomando, además, ventaja de la separación en coordenadas radial y angular se tiene

$$\Psi(r, \theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^{\ell} \frac{u_{\ell}(r)}{kr} P_{\ell}(\cos\theta) , \quad (2.17)$$

deduciéndose a partir de esta expansión la ecuación de onda para cada una de las funciones de onda radial  $u_{\ell}(r)$ . Para cualquier valor de momentum angular  $\ell$ , la solución de esta ecuación para un  $r$  grande depende del potencial de manera que la comparación de esta solución con la solución asintótica (2.12) provee de un vínculo entre la sección eficaz y el potencial. La solución asintótica mencionada es de la forma

$$u_{\ell}(r) = C_{\ell} \sin(kr - \ell\pi/2 + \delta_{\ell}) , \quad (2.18)$$

siendo posible suponer que la influencia de un potencial nuclear de corto alcance se manifiesta en los llamados corrimientos de fase ó *phase shift* nucleares  $\delta_{\ell}$ . Tomando

nuevamente la solución de  $u_\ell(r)$  para  $r \rightarrow \infty$  se obtiene la forma asintótica de la función de onda total (2.17), es decir

$$\Psi(r, \theta) \rightarrow \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) C_\ell [e^{i\delta_\ell} e^{ikr} - (-1)^\ell e^{i\delta_\ell} e^{-ikr}] P_\ell(\cos\theta). \quad (2.19)$$

Comparando esta solución con la dada por la ecuación (2.14) se establece la relación entre estos corrimientos de fase y la amplitud de scattering  $f(\theta)$

$$f(\theta) = \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (S_\ell - 1) P_\ell(\cos\theta), \quad (2.20)$$

dónde se define la matriz de scattering  $S_\ell = e^{2i\delta_\ell}$ . Es así, por ejemplo, que se calcula la sección eficaz de scattering elástico a partir de la ecuación (2.13), esto es

$$\begin{aligned} \sigma_{el} &= 2\pi \int_{-1}^{+1} |f(\theta)|^2 d\cos\theta \\ &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) |1 - S_\ell|^2. \end{aligned} \quad (2.21)$$

En la próxima sección se estudiará esta cantidad dentro del contexto del modelo óptico el cual trata el mecanismo de scattering a partir de un potencial no hermítico, al contrario de la expresión deducida anteriormente (eq.2.21), la cual no está sujeta a la elección de un potencial real o complejo.

En la mayoría de los casos las amplitudes de scattering para cada onda parcial  $\ell$  pueden obtenerse a partir de un potencial dado solamente mediante integración numérica de la ecuación radial de Schrödinger. Estas soluciones son empalmadas con las soluciones asintóticas para determinar los corrimientos de fase. En la práctica el potencial nuclear complejo que caracteriza un canal de entrada particular, es difícil de calcular directamente y es generalmente representado en forma parametrizada. Los parámetros de este potencial son entonces ajustados mediante procedimientos de minimización a fin de obtener la forma funcional del potencial. En cada etapa

del procedimiento de búsqueda los corrimientos de fase y, por lo tanto, la sección eficaz diferencial de scattering elástico son calculados y comparados con los datos experimentales disponibles.

Al considerar el caso de un núcleo proyectil con carga la obtención de una expresión para la función de onda asintótica (eq.2.19) y de amplitud de scattering (eq.2.20) se hace mucho más difícil. Sin entrar a discutir los detalles matemáticos [14], la expresión para la amplitud de scattering en presencia de un potencial coulombiano es

$$f_{C+N}(\theta) = \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (e^{2i(\sigma_{\ell} + \delta_{\ell})} - 1) P_{\ell}(\cos\theta), \quad (2.22)$$

en donde  $\sigma_{\ell}$  son los corrimientos de fase coulombianos, los cuales pueden ser calculados analíticamente. Una expresión más conveniente para la amplitud de scattering está dada por

$$f_{C+N}(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta), \quad (2.23)$$

donde

$$f_C(\theta) = \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (e^{2i\sigma_{\ell}} - 1) P_{\ell}(\cos\theta), \quad (2.24)$$

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) e^{2i\sigma_{\ell}} (e^{2i\delta_{\ell}} - 1) P_{\ell}(\cos\theta), \quad (2.25)$$

y

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f_C(\theta)|^2 + |f_N(\theta)|^2 + 2\text{Re}[f_C^*(\theta)f_N(\theta)], \quad (2.26)$$

en donde el primer término de esta ecuación corresponde a la sección eficaz de Rutherford.

### 2.3. Modelo óptico de scattering elástico

Este modelo se basa en una analogía con el scattering de luz debido a una esfera refractante y absorbente. Una versión simple del modelo, para partículas sin carga y sin spin, involucra la solución de la ecuación de Schrödinger para un potencial complejo, esféricamente simétrico de corto alcance  $U(r) = V(r) + iW(r)$ ,

$$[\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E_{C.M.} - V(r) - iW(r))]\Psi(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.27)$$

Como se enunció anteriormente la parte imaginaria del potencial es la responsable de la pérdida de flujo elástico. Para demostrar esto se toma como punto de partida la divergencia de la densidad de corriente de probabilidad mecánico cuántica y la ecuación anterior para obtener

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{j} &= \frac{\hbar}{2\mu i} \nabla \cdot [\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*] \\ &= -\frac{2W(r)}{\hbar} |\Psi(\mathbf{r})|^2. \end{aligned} \quad (2.28)$$

En analogía con la mecánica de fluidos, en donde la divergencia de una corriente es positiva para una fuente y negativa para un sumidero, la ecuación (2.28) nos muestra que, si  $W$  es negativo, existe una pérdida de flujo siempre que las partículas sientan el potencial imaginario. De la misma forma es posible definir una sección eficaz de absorción desde el canal elástico

$$\begin{aligned} \sigma_A &= -\frac{1}{v_p} \int_V \nabla \cdot \mathbf{j} dV \\ &= -\frac{2}{\hbar v_p} \int_V W(r) |\Psi(\mathbf{r})|^2 dV, \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde  $v_p$  corresponde a la velocidad del proyectil. Posteriormente, se puede desarrollar una expansión en ondas parciales para  $\sigma_A$ , lo cual permitirá dar una definición

para los coeficientes de transmisión  $T_\ell$  en términos del potencial imaginario y, por otra parte, una relación entre los  $T_\ell$  y la función de scattering elástico  $S_\ell$ . Para ello se utiliza la expresión para la expansión en ondas parciales de la función de onda dada por la ecuación (2.17) para calcular el factor  $|\Psi(\mathbf{r})|^2$ . Con ello se obtiene la siguiente expresión para la sección eficaz de absorción

$$\begin{aligned}\sigma_A &= -\frac{8\pi}{\hbar v_p k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \int_{r=0}^{\infty} W(r) |u_\ell(r)|^2 dr \\ &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_\ell,\end{aligned}\quad (2.30)$$

lo cual, finalmente permite definir los coeficientes de transmisión como

$$T_\ell = -\frac{8}{\hbar v_p} \int_{r=0}^{\infty} W(r) |u_\ell(r)|^2 dr . \quad (2.31)$$

La ecuación (2.31) es útil si se está interesado en estudiar la región radial que contribuye a algún  $T_\ell$  dado, lo cual requiere conocer previamente la función de onda radial  $u_\ell(r)$ . Sin embargo, el proceso de calcular la función de onda radial mediante integración numérica entrega los corrimientos de fase, lo cual a su vez, es suficiente para determinar los  $T_\ell$ .

Para encontrar la relación entre los coeficientes de transmisión y los corrimientos de fase se utiliza un procedimiento similar al utilizado en la sección anterior en donde se determinó la sección eficaz de scattering elástico. Por un lado, la expresión de  $\sigma_A$  en términos de la función parcial de scattering esta dada por

$$\sigma_A = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (1 - |S_\ell|^2) . \quad (2.32)$$

Esto nos permite definir los coeficientes de transmisión en función de  $S_\ell$

$$T_\ell = 1 - |S_\ell|^2 . \quad (2.33)$$



Diferentes modelos han sido usados para representar las partes real e imaginaria del potencial óptico con el objeto de reproducir la gran cantidad de datos de scattering elástico que involucran sistemas de iones pesados. Aunque lejos de ser fundamental, el modelo de Woods-Saxon permite de manera simple reproducir distribuciones angulares de scattering elástico, utilizando seis parámetros libres para ajustar los datos experimentales, esto es

$$U(r) = V(r) + iW(r) . \quad (2.34)$$

En esta ecuación tanto la parte real como la imaginaria del potencial se definen mediante los parámetros usuales de profundidad, radio y difusividad. Así, la dependencia radial de éstas partes poseen la forma

$$U(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R_v)/a_v]} + \frac{-iW_0}{1 + \exp[(r - R_w)/a_w]} , \quad (2.35)$$

donde

$$R_v = r_{0v}(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}), \text{ y } R_w = r_{0w}(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) . \quad (2.36)$$

Aquí  $A_p$  y  $A_t$  denotan los número de masa para los núcleos proyectil y blanco, respectivamente.

No obstante lo anterior, existen problemas en la obtención de una sistematización de los parámetros del modelo óptico de Woods-Saxon, a fin de establecer, por ejemplo, su dependencia en energía, efectos de refracción en sistemas de iones livianos, sistemas de núcleos exóticos, etc. Particularmente, para algunos sistemas la variación con la energía de bombardeo requiere, arbitrariamente, de diferentes conjuntos de parámetros, con diferentes formas e intensidades para el potencial. Esta arbitrariedad sería evitada si se utilizara un modelo más realista para el potencial óptico lo cual puede ser llevado a cabo incorporando un modelo no-local [15, 16] para

la parte real de la interacción núcleo-núcleo y una forma más simple para describir la parte imaginaria del potencial, restringiendo el uso de parámetros libres para el ajuste de datos.

## 2.4. Modelo óptico de double-folding

Un modelo que ha entregado cálculos de scattering elástico bastante satisfactorios, para energías intermedias, es el de la interacción tipo Lax [17,18]. Esta interacción es el límite óptico de la aproximación de Glauber a alta energía [19], y es esencialmente un potencial double-folding de rango nulo utilizado para las partes real e imaginaria. Este de alguna manera reemplaza al de la ecuación (2.35), y está dado por

$$U(R) = -\frac{1}{2}\hbar v \int (\alpha + i)\sigma_T^{NN} \rho_T(\vec{r}') \rho_P(\vec{R} - \vec{r}') d\vec{r}', \quad (2.37)$$

donde  $v$  es la velocidad relativa entre los núcleos,  $\sigma_T^{NN}$  es la sección eficaz total nucleón-nucleón promediada en spin e isospin,  $\rho_T$  y  $\rho_P$  son las densidades nucleares de blanco y proyectil, respectivamente y,  $\alpha$  es una cantidad conocida dependiente de la energía que determina la parte real de la amplitud elástica nucleón-nucleón para ángulos delanteros  $f_{NN}(E, 0)$ .

Cabe hacer notar que en principio la interacción tipo Lax no es válida para bajas energías en donde los procesos de reacción colectivos son bastante importantes. Así, la descripción libre de parámetros para datos de baja energía es un problema abierto. Sin embargo, el uso de la misma forma radial para las partes real e imaginaria del potencial en ese rango de energías ha sido utilizado exitosamente en algunos trabajos recientes [16, 20]

Dentro de este mismo procedimiento se ha desarrollado otro modelo realista para la interacción "desnuda" de iones pesados (heavy-ion bare interaction), la cual toma

en cuenta la no-localidad de Pauli, involucrando de esta forma el intercambio de nucleones entre el proyectil y el blanco. Este modelo presenta la misma validez tanto a altas como a bajas energías, habiendo sido probado además para un gran número de sistemas [15, 16, 21, 22]

En el contexto del modelo no-local, la interacción desnuda  $V_N$  esta conectada con el potencial de folding  $V_F$  a través de la ecuación

$$V_N(R, E) \approx V_F(R)e^{-4v^2/c^2}, \quad (2.38)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $v$  es la velocidad relativa local entre los dos núcleos,

$$v^2(R, E) = \frac{2}{\mu}[E - V_C(R) - V_N(R, E)]. \quad (2.39)$$

El potencial de folding se obtiene utilizando las distribuciones de materia para núcleos blanco y proyectil mediante una aproximación de alcance nulo (*zero-range approach*) para  $\sigma(\vec{r})$

$$V_F = \int \rho_1(r_1)\rho_2(r_2)\sigma(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2)d\vec{r}_1d\vec{r}_2. \quad (2.40)$$

Para proveer de una descripción global de la interacción nuclear, se propuso una sistematización de las densidades nucleares en Ref. [16], basado en un estudio extensivo que involucra distribuciones de carga extraídas a partir de experimentos de scattering de electrón y de densidades nucleares de carga calculadas a través del modelo de Dirac-Hartree-Bogoliubov. En este estudio, para describir las densidades nucleares se adopta la distribución de Fermi de dos parámetros 2pF

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)}, \quad (2.41)$$

estando su radio descrito mediante la expresión

$$R_0 = 1.31A^{1/3} - 0.84 \text{ fm}, \quad (2.42)$$

donde  $A$  es el número de nucleones del núcleo. Para las densidades de materia se utiliza un valor de difusividad promedio de  $a = 0.56$  fm. Cabe hacer notar que, debido a efectos específicos de estructura nuclear (colectivos y/o de partícula independiente), los parámetros  $R_0$  y  $a$  muestran pequeñas variaciones (0.07 y 0.025 fm, respectivamente) con respecto a sus valores promedio a través de la tabla periódica. No obstante, en lo que concierne al potencial nuclear, los efectos de estructura nuclear se presentan mayoritariamente en la superficie nuclear y están relacionados principalmente con el parámetro de difusividad [16]. Esta sistematización de las distribuciones nucleares es un hecho esencial para obtener una interacción sin parámetros, ya que en este caso, el potencial de folding depende de las densidades de los núcleos. Dentro de este contexto, se llevó a cabo una sistematización extensiva de las intensidades de potencial óptico extraída a partir del análisis de datos de scattering elástico de iones pesados para energías bajas e intermedias [16]. Estas sistematizaciones son la base del código GLOBAL4, que se utilizará en este trabajo y que se conoce como el *Potencial de São Paulo*.

Para la interacción coulombiana  $V_C$  se utiliza una distribución de carga dada por [23]

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_p Z_T e^2}{r} \quad , (r \geq R_C) \\ V_C(r) &= \frac{Z_p Z_T e^2}{2R_C} (3R_C^2 - r^2) \quad , (r < R_C) . \end{aligned} \quad (2.43)$$

Esta descripción es conveniente para calcular secciones eficaces en el rango de energías intermedias, en donde es posible indagar la región interna de la interacción. El radio de carga  $R_C$  se fija generalmente a un valor algo mayor al del potencial nuclear real.

Como se mencionó anteriormente, un punto importante para obtener una descrip-

ción global del potencial óptico es la dificultad al encontrar una expresión simple de la parte imaginaria de la interacción. Una descripción completamente microscópica basada en la teoría de Feshbach es muy difícil, fuera de alcance a bajas energías, en donde además están involucradas excitaciones colectivas y de partícula independiente en el proceso de scattering. Se han adoptado hasta ahora dos modelos diferentes para solucionar este problema: Woods-Saxon con tres parámetros libres, el cual presenta una excelente descripción de los datos; y la aproximación de tipo Lax, la cual está basada en una teoría más fundamental pero que no ha sido utilizada para describir datos a baja energía. En este último modelo la parte imaginaria del potencial está dada por

$$W(R, E) = N_i V_N(R, E) . \quad (2.44)$$

en donde  $N_i$  es un número que se ajusta de acuerdo a los datos experimentales.

Tomando como base la gran cantidad de datos experimentales disponibles sobre un gran rango de energías de proyectil y sistemas, algunos de los cuales presentan un comportamiento refractivo lo cual implica una mayor sensibilidad a la parte real de la interacción, se ha determinado que para cada sistema particular existe un valor de  $N_i$  que ajusta la distribución angular de scattering elástico correspondiente. Junto con presentar un comportamiento regular respecto de la masa del sistema, a través del valor de  $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ , el parámetro  $N_i$  es aproximadamente independiente del sistema en cuestión, presentando un valor promedio de  $N_i = 0,78$ , el cual entrega resultados que están de acuerdo con datos experimentales de secciones eficaces de scattering elástico.

Por su parte, es posible también dejar libre el parámetro de normalización de la parte real del potencial. De hecho en estudios similares a éste se ha señalado que este parámetro se mantiene constante con un valor promedio de  $N_R \sim 0.6$  para un amplio

rango de energías de bombardeo. Se piensa que este factor se debe a la aparición de un potencial de polarización  $\Delta V(r, E)$  producido por el mecanismo de breakup. El hecho de que esta reducción persista aún por debajo de la barrera coulombiana indicaría una dependencia en energía del potencial de polarización en presencia de la anomalía de umbral, i.e., el potencial de polarización se vuelve más repulsivo compensando el término atractivo del potencial real  $V_0$ . El término  $\Delta V(r, E)$  está conectado a la parte imaginaria de este potencial mediante una relación de dispersión [24] dada por

$$\Delta V(r, E) = \frac{P}{\pi} \int_0^\infty \frac{W(r, E')}{E' - E} dE' \quad (2.45)$$

$$V(r, E) = V_0 + \Delta V(r, E) , \quad (2.46)$$

donde  $P$  denota el valor principal y, como se mencionó anteriormente,  $V_0$  es el término independiente de la energía. Esta suposición es corroborada experimentalmente por el brusco aumento de la parte imaginaria alrededor de la barrera, y por cálculos teóricos que atribuyen este aumento a reacciones de transferencia de nucleones [25] ó de breakup producto del campo coulombiano del blanco [26]. Una mayor evidencia respecto de esta suposición está dada por trabajos que han estudiado experimentalmente secciones eficaces de breakup y transferencia en los cuales se determinó que este tipo de reacciones es responsable de gran parte de la sección eficaz de reacción, esto es  $\sigma_{breakup}/\sigma_{transfer} \sim 0.70\sigma_{reac}$  [27-29]. En este caso, el proceso de breakup y/o transferencia, es responsable de la dependencia en energía del potencial de polarización haciéndolo aún más repulsivo en torno a la barrera coulombiana.

## 2.5. Proceso de fusión nuclear

El proceso de fusión nuclear es el mecanismo más inelástico que se produce durante una reacción nuclear dada. En este proceso a medida que el proyectil y blanco se aproximan, comienzan a ocurrir colisiones entre los nucleones constituyentes de forma tal que la energía de movimiento relativo  $E_{C.M.}$  es absorbida rápidamente en excitaciones intrínsecas del sistema compuesto, la cual esta dada por

$$E^* = E_{C.M.} + Q_{fus} , \quad (2.47)$$

$$E_{C.M.} = \frac{E_{lab}}{1 + m_A/m_a} , \quad (2.48)$$

$$y \quad Q_{fus} = (m_a + m_A - m_C)c^2 , \quad (2.49)$$

donde  $Q$  es la variación de energía de ligazón para formar el núcleo compuesto en su estado fundamental. Este sistema sobrevive un tiempo lo suficientemente largo como para que se reestructure, de modo que se establece un equilibrio termodinámico con la consiguiente formación de un núcleo compuesto. Debido al gran número de grados de libertad involucrados y al hecho de que al sistema le toma mucho tiempo reestructurarse, el núcleo compuesto pierde la memoria (información) acerca de su formación.

La función de excitación de fusión, i.e. la sección eficaz de fusión en función de la energía cinética del núcleo proyectil en el sistema de referencia del centro de masa, puede ser dividida en tres regiones de energía, en cada una de las cuales el proceso pareciera estar caracterizado por diferentes aspectos de la reacción. Una de estas regiones corresponde a energías de bombardeo (respecto del C.M.) próximas a la barrera coulombiana y esta caracterizada como un régimen en donde una fracción significativa de la sección eficaz de reacción corresponde a la fusión nuclear. Sin embargo, estudios recientes en los que están involucrados núcleos levemente pesados y

principalmente reacciones en las cuales por lo menos uno de los núcleos participantes presenta una baja energía de ligazón (i.e.  $B/A$  no alcanza el valor de saturación de 8 MeV), se puede anticipar una fuerte inhibición de la fusión en relación a la sección eficaz total de reacción, lo mismo que para energías próximas a la barrera coulombiana. Esta inhibición se ve reflejada en un aumento anómalo de la barrera efectiva de fusión y una disminución de su radio para tales sistemas.

Un estudio sistemático involucrando la colisión con los núcleos proyectil  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  y  ${}^9\text{Be}$ , que son los únicos núcleos estables y débilmente ligados de la naturaleza, viene siendo desarrollado para así avalar de manera más consistente el papel ejercido por la estructura nuclear de los núcleos participantes (respecto de su energía de ligazón) en los diversos procesos responsables por la disminución de la fusión nuclear en la colisión de esos núcleos. El modelo, basado en los efectos de no-localidad de Pauli [15, 30], ha sido exitoso en la descripción del proceso de scattering elástico de iones pesados para varios sistemas y en una amplia región de energía [20, 22, 31–33], entregando también una buena predicción de secciones eficaces de canales de reacción periféricas. Es así que, esta interacción no-local también ha sido utilizada con éxito para estudiar el proceso de fusión en el contexto del modelo de penetración de barrera (BPM). En este modelo el potencial efectivo es la suma de las partes coulombianas, nuclear y centrífuga, a saber

$$V_{eff}(R, E) = V_C + V_N(R, E) + \frac{\ell(\ell + 1)\hbar^2}{2\mu R^2}, \quad (2.50)$$

donde tanto  $V_C$  y  $V_N$  son los potenciales definidos anteriormente en la descripción del modelo double-folding, mientras que el último término representa la barrera centrífuga. Por otro lado, la sección eficaz de fusión dentro de este modelo esta asociada



con el flujo transmitido a través de la barrera coulombiana

$$\sigma_{BPM} = \frac{\pi}{k^2} \sum (2\ell + 1) T_\ell . \quad (2.51)$$

Para el caso de una onda parcial  $\ell$  con una altura de barrera efectiva por debajo de la energía de centro de masa, es posible aproximar el potencial efectivo mediante una parábola, cuya curvatura esta dada por

$$\hbar\omega_\ell = \left| \frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2 V_{eff}}{dR^2} \right|_{R_{B\ell}}^{1/2} . \quad (2.52)$$

En estos casos, los coeficientes de transmisión  $T_\ell$  se obtienen a través de la fórmula de Hill-Wheeler

$$T_\ell = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi(V_{B\ell} - E)}{\hbar\omega_\ell}\right]} . \quad (2.53)$$

En el caso de una onda parcial  $\ell$  cuya barrera efectiva esté por sobre la energía de centro de masa, se utiliza el método WKB para calcular los coeficientes de transmisión

$$T_\ell = \frac{1}{1 + \exp(S_\ell)} , \quad (2.54)$$

con

$$S_\ell = \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{\frac{8\mu}{\hbar^2} [V_{eff}(R, E) - E]} dR , \quad (2.55)$$

donde  $R_1$  y  $R_2$  son los puntos de retorno clásicos. Conectando la ecuación (2.53) y (2.54), se define la curvatura de la barrera por

$$\hbar\omega_\ell = \frac{2\pi(V_{B\ell} - E)}{S_\ell} . \quad (2.56)$$

Ha sido establecido que para sistemas pesados los datos de sección eficaz de fusión por debajo de la barrera coulombiana presentan un gran aumento respecto de los cálculos del modelo de penetración de barrera. A fin de describir este comportamiento,

se introducen parámetros de barrera efectivos en los cálculos del mismo modelo, es decir

$$V_{B\ell}^{eff} = V_{B\ell} + \gamma V_N(R_{B0}), \quad (2.57)$$

$$\hbar\omega_{\ell}^{eff} = \hbar\omega_{\ell} + \lambda V_N(R_{B0}), \quad (2.58)$$

donde  $V_N$  es la intensidad del potencial nuclear en el radio de la barrera de ondas  $(R_{B0})$ . Al ajustar los parámetros de barrera efectivos en función de la masa reducida  $\mu$  de una gran cantidad de sistemas, cuya sección eficaz de fusión ya ha sido estudiada experimentalmente, se encuentra que estos parámetros varían en torno a ciertos valores promedio  $\gamma = 0.26$  y  $\lambda = -0.39$ , no presentando cambios significativos para valores mayores de  $\mu$ . Aún así, el aumento de la sección eficaz de fusión presentado en sistemas más pesados debe incluirse en los parámetros de barrera efectiva a través de la correspondiente dependencia sobre el potencial nuclear, lo cual ha sido determinado experimentalmente, y cuya variación es aproximadamente proporcional a la masa reducida del sistema en cuestión.

## 2.6. Influencia del canal de breakup sobre la fusión y scattering elástico

Respecto del canal de scattering elástico se espera que la influencia del mecanismo de breakup se manifieste, como se mencionó anteriormente, a través de la aparición de un potencial de polarización. Al ajustar las distribuciones de scattering elástico con el modelo de double-folding se espera que, en torno a la barrera coulombiana, los parámetros de ajuste manifiesten una fuerte dependencia en energía. En la misma región de energía la denominada *anomalía de umbral* se manifiesta como un aumento de la parte real del potencial y en forma simultánea con una abrupta disminución de

la parte imaginaria. Sin embargo, y dado el esquema teórico aplicado en este trabajo, el parámetro de normalización de la parte imaginaria para este sistema debería mantenerse constante como una manera de contrarrestar el hecho de que la parte real no se considera como parámetro libre. Tomando en cuenta la ya mencionada relación de dispersión y experimentos basados en el mismo tipo de haz, se espera que para el núcleo proyectil  ${}^6\text{Li}$  exista un notorio aumento del factor  $N_W$  mientras que para  ${}^7\text{Li}$  esta variación no sea tan apreciable. Esto significa una importante absorción del flujo incidente, ó equivalentemente un aumento de la sección eficaz de fusión, alrededor de la barrera para  ${}^6\text{Li}$ . Por su parte, el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  debería exhibir cierta disminución en la sección eficaz de scattering elástico en torno a la barrera.

El efecto de grados de libertad colectivos sobre el proceso de fusión ha sido investigado en forma extensiva ultimamente [34]. Se ha determinado la existencia de un significativo aumento de la sección eficaz experimental de fusión por debajo de la barrera coulombiana con respecto a las predicciones de modelos de penetración de barrera unidimensional, cuya explicación esta dada en términos de procesos dinámicos que involucran el acoplamiento de excitaciones inelásticas colectivas del núcleo blanco y/o proyectil. Sin embargo, en el caso en donde al menos uno de los núcleos interactuantes posee una energía de enlace suficientemente baja, de forma tal que el proceso de breakup sea importante, existen resultados teóricos y experimentales en desacuerdo.

En el proceso de fusión, y específicamente en la fusión de núcleos débilmente ligados, los diferentes e independientes mecanismos pueden distinguirse tanto teórica como experimentalmente. Uno de estos, conocido como "Fusión Completa" (CF), está asociado con la captura de todos los constituyentes del núcleo proyectil por parte del blanco. Por su parte, el mecanismo de "Fusión Incompleta" ó Fusión Parcial (ICF)

ocurre cuando parte del proyectil es capturado y el resto escapa. Así, para evitar esta dificultad al comparar datos experimentales y teóricos de "Fusión Total", igual a la suma de los dos procesos (CF+IFC), se debe establecer una clara definición de las cantidades a ser comparadas, ya que, dependiendo del enfoque teórico se obtienen diferentes resultados. Si la fusión ocurre en forma incoherente, i.e., con un posible breakup de la partícula incidente [9, 35], la probabilidad de sobrevivencia de esta partícula antes de la fusión es menor que uno, lo que resulta en una disminución efectiva de flujo en el canal de entrada y una correspondiente disminución de la sección eficaz de fusión. Por otro lado, si el canal de breakup se acopla coherentemente al canal de fusión, como se espera en la referencias [10, 11], las fluctuaciones de la barrera en el canal de entrada producirán una disminución efectiva de esta barrera, resultando en un aumento de la sección eficaz. Cálculos de canales acoplados basados en el acoplamiento adicional de estados del continuo, el cual es dividido en bins discretos, (CDCC) [36], predicen la coexistencia de ambas descripciones dinámicas, esto es, un proceso coherente para energías por debajo de la barrera produce un aumento de la sección eficaz de fusión y, a altas energías, una significativa pérdida de flujo del canal de entrada produce una supresión de la sección eficaz de fusión. Experimentalmente se ha encontrado una situación bastante similar. En el caso de sistemas pesados, dos diferentes situaciones se han observado. Datos experimentales de fusión presentados en referencias [37, 38] indican la ocurrencia de un significativo aumento de sección eficaz. Por otro lado, mientras en [39] se observa una supresión, en [40, 41] se reporta la existencia simultánea de ambos efectos en diferentes regímenes de energía.

Con el fin de comparar las secciones eficaces deducidas a partir del modelo de penetración de barrera con otro de evaporación, basado en el formalismo de Hauser-

Feshbach, se llevaron a cabo cálculos con el código Alice-Ash [42,43]. Este programa calcula las funciones de excitación y distribuciones angulares de las partículas emitidas a partir de cierta reacción, siendo una de sus principales características la de incorporar algoritmos que permiten describir la emisión de rayos  $\gamma$  y clusters de nucleones (d, t,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) en la etapa de pre-equilibrio, previo a la formación de núcleo compuesto. Un modelo híbrido dependiente de la geometría del sistema (GDH) permite tomar en cuenta este mecanismo, mientras que la emisión durante la etapa de equilibrio se calcula utilizando el modelo de Weisskopf-Ewing. Los cálculos de densidad de niveles pueden llevarse a cabo utilizando diferentes aproximaciones semi-empíricas, como por ejemplo, el modelo de gas de Fermi con un parámetro de densidad de niveles dependiente de la energía que incluye una corrección por efecto de capas [44]. Por su parte, la sección eficaz de reacción para iones con  $Z \geq 2$  se calcula de acuerdo a un modelo óptico parabólico [45]

Respecto del código HUSSNEW que se utilizará en este trabajo para calcular la producción de fragmentos de emisión a partir del mecanismo de breakup, se puede mencionar que es una aproximación semiclásica desarrollada por M.S. Hussein e ideada con el fin de determinar secciones eficaces de fusión y breakup [46]. Actualmente éste es el único código disponible que permite estimar secciones eficaces de breakup y realizar una comparación, por lo menos cualitativa, con los resultados experimentales. Estudios teóricos más avanzados para cálculos de secciones eficaces de breakup (CDCC) y de transferencia (del tipo DWBA) se llevarán a cabo próximamente utilizando códigos más apropiados tales como FRESCO ó ECIS.

## Capítulo 3

### Parte Experimental

Las mediciones fueron realizadas en el Laboratorio Pelletron 8UD del Instituto de Física de la Universidad de São Paulo. En líneas generales, un haz de partículas producido por una fuente de iones es acelerado en dirección a un blanco localizado en una cámara de scattering, equipada con algún sistema de detección con el objeto de determinar la naturaleza de los productos de las colisiones.

Para llevar a cabo mediciones de gran calidad se requiere de detectores que sean capaces de, entre otras cosas, identificar de manera precisa los productos de una reacción dada. Esta identificación puede realizarse utilizando los llamados detectores de tipo telescopio, los cuales entregan información respecto del número atómico de aquellos productos. Debido a que esta técnica se ha convertido en una de las más usadas en este tipo de experimentos, es que se han desarrollado diferentes diseños. Así, por ejemplo, para la detección de partículas muy pesadas se utilizan frecuentemente cámaras de ionización o contadores proporcionales los que proveen la señal de pérdida de energía  $\Delta E$ .

Con el propósito de identificar simultáneamente tanto los productos de reacción livianos (incluyendo resolución isotópica) como pesados, en este trabajo se utilizan 12 detectores del tipo telescopios triple para identificar el número atómico de estos. Se

adoptó como detector  $\Delta E$  una cámara de ionización con una geometría que contiene tres anillos concéntricos. Después de esta cámara se encuentra un detector de barrera superficial de silicio el cual detiene las partículas más pesadas, pero permitiendo el paso de las más livianas. A su vez, a este detector le sigue un cristal scintilador de CsI el cual se encuentra acoplado a un fotodiodo.

### 3.1. Fuente de iones

Para los sistemas medidos en este trabajo se utilizó como proyectil iones de  ${}^{6,7}\text{Li}$  producidos a partir de una fuente de iones del tipo SNICS (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) [47], localizada en el Laboratorio Pelletron. Su principio básico de funcionamiento consiste en arrancar iones negativos del elemento deseado del haz a partir del bombardeo con iones positivos de Cesio sobre una muestra del isótopo que se desea obtener. Este proceso es conocido como *sputtering*.

Un soporte metálico, conteniendo el compuesto del elemento prensado (LiOH), es acoplado al interior de la fuente de iones y mantenido a un potencial de  $-4$  kV funcionando como cátodo. Dentro de esta se encuentra un filamento de tungsteno sobre el cual pasa una corriente de algunas decenas de amperes, mientras que al interior de esta cámara es inyectado vapor de cesio. Parte de este vapor se condensa formando una delgada película sobre la superficie de la muestra, la cual se encuentra a una temperatura relativamente baja. Por otro lado, el vapor de cesio restante es ionizado producto de la alta temperatura del filamento, produciéndose de esta forma un haz primario de cesio ionizado positivamente que al penetrar el compuesto arranca una gran cantidad de átomos. Las partículas de litio eyectadas al atravesar la película de cesio capturan algunos electrones, produciéndose entonces un haz de iones negativos.

En la salida de la fuente se encuentra un dispositivo llamado *extractor*, el cual se encuentra a un potencial de +20kV respecto de la fuente, produciéndose la atracción de los iones negativos hacia el extractor. A partir de este punto, los iones son pre-acelerados horizontalmente mediante una diferencia de potencial de 70 kV, alcanzando de esta manera un electroimán ME20. Debido a que prácticamente todos los iones poseen la misma energía, el campo ajustado en el ME20 realiza una selección de masa del elemento deseado separándolo del haz primario, siendo posteriormente deflectado en 90°. Finalmente, el haz deseado es transmitido verticalmente hasta la entrada del acelerador con una energía igual a  $E_{inyec} = 94$  keV.

### 3.2. Aceleración del haz

El haz es acelerado mediante el acelerador electrostático Pelletron 8UD [48] (Ver Fig. 2). A la entrada del acelerador las partículas del haz, con estado de carga igual a  $q = -1$ , son aceleradas en dirección a un terminal que se encuentra en el centro del tubo acelerador mediante una tensión  $V_t$  de hasta +8 MV. Al alcanzar este terminal, las partículas atraviesan una fina hoja de carbono, conocida como *stripper* perdiendo en el proceso varios electrones tornándose en iones positivos. La distribución de carga del haz emergente depende del tipo de partícula y de la velocidad con que llega al *stripper*. Debido a este cambio en el estado de carga, las partículas del haz son nuevamente aceleradas, esta vez en dirección a la salida del acelerador.

El haz, compuesto entonces por varios estados de carga  $q$ , es transmitido hacia un electroimán analizador ME-200, el cual posee en su interior una sonda de resonancia magnética nuclear (NMR) [49], cuya frecuencia ajustable selecciona las partículas de acuerdo a su estado de carga  $q$  y a su energía, junto con deflectarlas en 90°, retornando a la propagación horizontal. De esta manera, la energía total del haz,



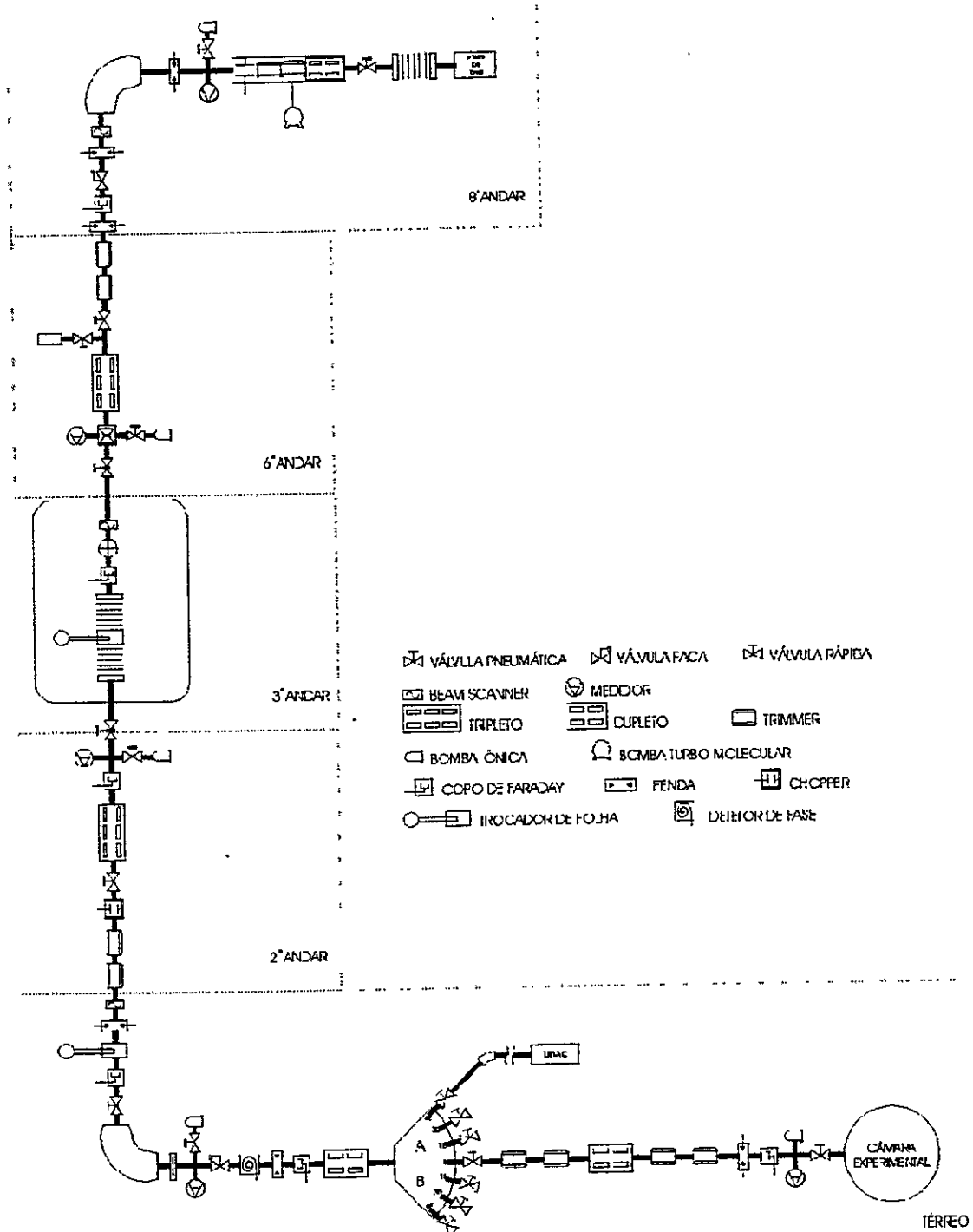


Fig. 2. Esquema del acelerador Pelletron 8UD de la Universidad de São Paulo.

para un estado de carga  $q$ , esta dada por

$$E_{haz} = E_{inyec.} + (1 + q)V_t, \quad (3.1)$$

en donde el término  $(1 + q)$  toma en cuenta la energía adquirida por el haz antes y después de atravesar el stripper.

Posteriormente el haz es inyectado en un *Switching Magnet*, un electroimán selector que desvía el haz por una de las siete canalizaciones localizadas en la sala de experimentos del laboratorio, y en cuyos extremos se encuentra diferentes cámaras de scattering en donde se sitúan los blancos y el sistema de detección. A lo largo de todo su trayecto el haz sufre distorsiones que son corregidas por medio de elementos ópticos, tales como, desviadores magnéticos, cuadrupolos magnéticos y electrostáticos, así como colimadores. La función de todos estos aparatos es en definitiva maximizar la intensidad del haz en el punto en donde se localiza el blanco.

Para los sistemas  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  la tensión  $V_t$  aplicada al terminal fue de entre 4.48-7.35 MV y para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  de entre 4.48-7.48 MV. En ambos casos el estado de carga seleccionado fue de +3 de modo que la energía de los iones proyectil, en el sistema del laboratorio, fue de entre 18 MeV y 30 MeV.

### 3.3. Blancos utilizados

Los blancos fueron confeccionados en el Laboratorio de Blancos del Laboratorio Pelletron. El procedimiento de confección en general está compuesto de varias etapas, las cuales exigen ser muy meticulosos, especialmente en lo que se refiere a garantizar la pureza y uniformidad de éste [50]. De la misma forma es importante mantener lo más bajo posible el nivel de impurezas, lo que en general se logra conseguir.

Los blancos utilizados se obtuvieron a través de la técnica de evaporación (en

Tabla 3.1: Blancos utilizados y sus espesores

Mes de Mayo			Mes de Noviembre		
Blanco	Espesor [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	Objetivo	Blanco	Espesor [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	Objetivo
$^{115}\text{In}$	450	Coincidencias	$^{115}\text{In}$	700	Coincidencias
$^{115}\text{In}$	300	Elástico	$^{115}\text{In}$	300	Elástico
$^{197}\text{Au}$	40	Calibración	$^{197}\text{Au}$	40	Calibración
$^{12}\text{C}$	400	Calibración	$^{12}\text{C}$	400	Calibración

el vacío) del isótopo del elemento requerido. Básicamente, el material es evaporado sobre una lámina de vidrio de microscopio sobre el cual se ha aplicado un detergente soluble al agua. En la etapa siguiente, la lámina revestida con la película evaporada se corta en el formato deseado y se sumerge en agua. Esta al reaccionar con el detergente separa la película de la lámina, de manera que la primera puede ser capturada usando el soporte final de blancos.

En la Tabla 3.1 se detallan las características principales de los blancos utilizados durante este trabajo experimental tanto en la experiencia desarrollada en el mes de Mayo como en el mes de Noviembre del 2003. Ambos períodos de irradiación permitieron tomar datos de scattering elástico y de breakup los que, como se mencionó en la Introducción, se dividieron en breakup inclusivo y breakup exclusivo siendo necesario en este último caso medir coincidencias  $\alpha$ -deuteron y  $\alpha$ -tritio, de ahí el nombre de sesión de coincidencias para este tipo de experimentos. Cabe señalar que para los experimentos de coincidencia se añadió a los blancos de  $^{115}\text{In}$  una capa de oro de aproximadamente  $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  con el fin de verificar la normalización de los datos llevada a cabo con los monitores.

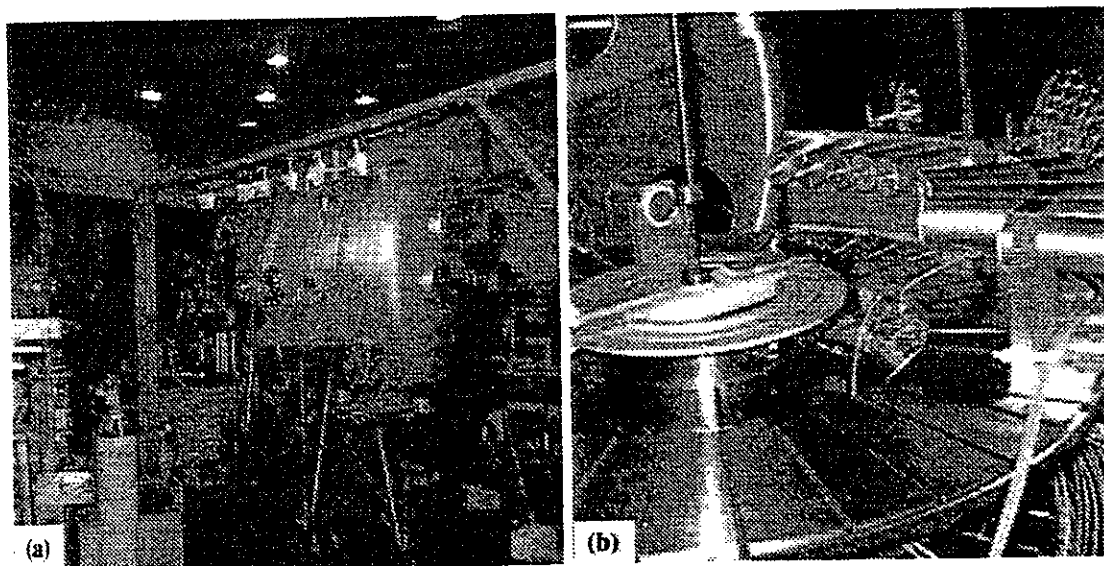


Fig. 3. (a) Cámara de scattering de la línea del Grupo IPL, (b) Posicionamiento de detectores y blanco dentro de la cámara.

### 3.4. Cámara de scattering

La cámara de scattering utilizada se encuentra ubicada en la canalización 15°B de la sala de experimentación (Fig. 3). Consiste en un cilindro de 3.0 m de longitud por 1.5 m de diámetro, el cual se encuentra seccionado en tres partes. La sección fija, acoplada al extremo de la canalización esta provista de tres discos dispuestos en una columna, los cuales pueden girar independientemente en torno a una cáscara cilíndrica que los atravieza, y cuyo diseño fue proyectado de manera tal de contener sistemas de detección bastante grandes. Adicionalmente, en la parte posterior de la cámara se encuentra adosada una Faraday Cup la cual permite medir la corriente del haz. Por último, la presión durante el régimen de operación, obtenida después de un día de evacuación, es de  $10^{-7}$  torr.

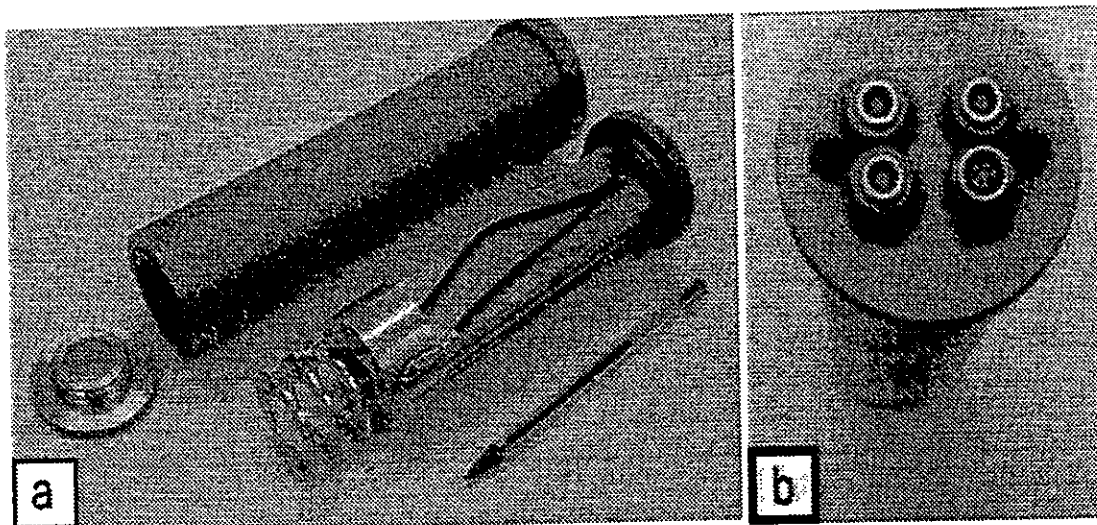


Fig. 4. (a) Vista lateral de los detectores de tipo telescopio  $\Delta E-E$  utilizados en el sistema de detección. (b) Vista posterior del mismo en donde se aprecian las conexiones de entrada y salida.

### 3.5. Sistema de detección

Dentro de las principales características presentadas por los sistemas de detección utilizados en este tipo de mediciones se pueden destacar, la capacidad de detectar eventos en coincidencia en un gran rango de momentos relativos, eventos en coincidencia cuya diferencia angular sea pequeña, y un ángulo sólido que permita acumular la estadística necesaria en un período de tiempo satisfactorio. Es así que, con el objeto de detectar tanto partículas livianas como pesadas, se han construídos detectores del tipo telescopio que satisfacen las necesidades anteriormente mencionadas.

En líneas generales, se puede decir que los principales factores a ser tomados en cuenta para la detección de una partícula son, el modo en que esta interactúa con la materia y la información que se desea obtener [51]. Así por ejemplo, en este trabajo se pretende identificar su número atómico y medir su energía. Un sistema bastante

Tabla 3.2: Especificación del montaje de los detectores

Cámara de Ionización (CI)	Longitud total : 5 cm Gas utilizado : Isobutano Presión de gas : 20 torr Ventana de polipropileno : 150 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Tensión aplicada : +100V
Detector de Barrera (BS)	Espesor : 150 $\mu\text{m}$ Área útil : 300 $\text{mm}^2$ Cubierta trasera de oro : 0.225 $\mu\text{m}$ Tensiones aplicadas : entre +50V - +120V Fabricante : EG&G ORTEC
Detector de CsI	Espesor : 4 cm Área útil : 177 $\text{mm}^2$ Cubierta delantera de aluminio : 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Largo total : 12 cm Alimentación del Pre-Amp : +12V, -12V, +24V Fabricante : BICRON Corp.

común utilizado para obtener tal información es el telescopio  $\Delta E$ -E. Generalmente, éstos están compuestos de dos detectores, de modo que una partícula al incidir en el primero pierde una fracción de su energía ( $\Delta E$ ) y la restante en el segundo (E). La curva  $\Delta E \times E$  varía según la identidad de la partícula incidente y, por lo tanto, puede ser usada para su identificación, con tal de que aquella sea completamente frenada en el segundo detector. Cabe hacer notar que, cuanto mayor sea la energía y menor el Z de la partícula, mayor será su penetración en la materia.

Un modelo de telescopio  $\Delta E$ -E bastante utilizado a bajas energías es el compuesto por una cámara de ionización para la medición de  $\Delta E$ , seguido por un detector de silicio del tipo barrera superficial. Una limitación bastante importante de este sistema, es que en general, se precisa de detectores de barrera superficial bastante gruesos para lograr la identificación de partículas con un número atómico muy bajo,

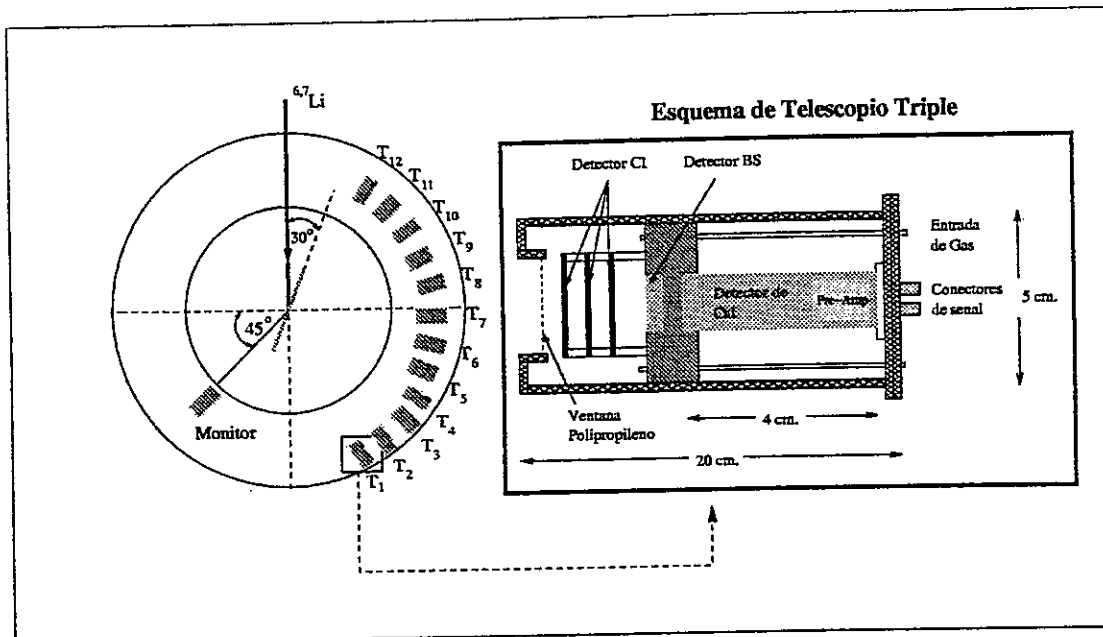


Fig. 5. Posicionamiento del blanco y del haz de  $^{6,7}\text{Li}$ . Montaje de los detectores, sus conexiones eléctricas y los ductos de gas isobutano.

lo cual encarece mucho este tipo de experimentos.

En vista de que un objetivo esencial en este tipo de trabajos es identificar partículas con  $Z$  en un rango apreciable, es que han sido diseñados y construidos telescopios  $\Delta E$ - $E$  del tipo mencionado, con la adición de un tercer detector, compuesto por un cristal de ioduro de cesio  $\text{CsI}(\text{Tl})$ , con el fin de frenar completamente las partículas con  $Z=1,2$  y permitir de esta manera su posterior identificación [52](ver Fig. 4).

La parte delantera de estos telescopios triples posee una cámara de ionización (CI) compuesta por tres anillos separados por espaciadores de lucita que los mantiene eléctricamente aislados y fijos a una base de acoplamiento. En esta base está encajado un detector de silicio del tipo barrera de superficie (BS), constituido por una caja de sección cilíndrica, con una de sus caras compuesta de silicio cubierto con una fina capa de oro, la cual actúa como terminal. Por último, se tiene un detector de ioduro

de cesio dopado con talio CsI(Tl), el cual esta compuesto por una caja que contiene un cristal de ioduro de cesio cubierto por una fina capa de aluminio, y acoplado a un fotodiodo y a un preamplificador. Éste también se encuentra encajado a la base de acoplamiento, aprisionando de esta forma al detector (BS). La base posee además, en su parte posterior un conector quíntuple para la alimentación del preamplificador y una salida para cada señal. De esta manera, mientras el detector gaseoso actúa como  $\Delta E$ , se optó como contraparte por un detector de barrera suficientemente grueso como para detener completamente las partículas con  $Z \geq 3$ . Este mismo detector actúa como  $\Delta E$  para las partículas más livianas  $Z \leq 2$  mientras que el de ioduro de cesio se encarga de detenerlas completamente. En vista de que el detector de barrera solo es capaz de frenar las partículas  $\alpha$  con una energía menor a 16 MeV, la obtención de su espectro completo requiere unir, a través de un programa computacional, los espectros correspondientes a ambas componentes  $\Delta E$ -E.

La Tabla 3.2 muestra las características principales de cada uno de los detectores utilizados. El montaje, compuesto por estas tres partes, se encuentra fijo a la parte trasera del telescopio, tal como se aprecia en la Fig. 5, el cual posee tres conectores simples y uno quíntuple. Uno de esos conectores simples esta ligado a los anillos externos del CI mediante un cable coaxial bastante fino y que sirve para aplicar tensión y coleccionar la señal que se genera tras el paso de la partícula cargada. Otro esta ligado al terminal del BS mediante un cable coaxial, mientras que el restante lo esta a la salida de señal del CsI. El conector quíntuple esta ligado mediante cables comunes a las tres entradas de alimentación del preamplificador de CsI, siendo estas +12 V, -12 V, +24 V, más una entrada de test y otra de tierra. El anillo central del CI se encuentra conectado mediante un cable coaxial a la carcasa del CsI, la cual se encuentra a tierra.



Junto con estos conectores, se utilizan dos ductos muy finos acoplados a la base de acoplamiento y que se extienden a lo largo del CsI alcanzando la región del primer detector. En la parte exterior de la base los ductos son acoplados a un tanque de gas isobutano, manteniéndose un flujo y presión constante de 20 torr, concentrándose este en la región de CI. La parte delantera del telescopio posee una ventana de polipropileno suficientemente fina ( $\sim 80\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) y resistente como para soportar la diferencia de presión una vez alcanzado el régimen de operación en el vacío.

Las señales generadas por el CI, el BS y el CsI son proporcionales a la pérdida de energía de la partícula incidente en cada detector. La resolución del CI respecto de la pérdida de energía es de  $\sim 6\%$ , siendo su linealidad bastante buena. El detector de BS posee también una buena linealidad, mientras que el de CsI posee cierta no linealidad a bajas energías, lo cual, sin embargo, no compromete las mediciones. Otra característica de los detectores de CsI es que su calibración en energía depende del tipo de partícula incidente [53], cosa que no ocurre con los otros detectores.

### 3.6. Electrónica y adquisición de datos

La señales producidas por los telescopios y que van hacia el exterior de la cámara de scattering deben pasar por dos procesos. El primero, basado en la norma NIM (*Nuclear Instrumentation Module*) consiste en modificar esta señales analógicas preparándolas para el segundo proceso, basado en la norma CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*) en donde las señales, entonces ya digitalizadas, son interpretadas y enviadas a un computador para su posterior almacenamiento, tal como se muestra en la Fig. 6

Como se mencionó anteriormente, cada telescopio entrega tres señales, a saber, una proveniente del CI ( $\Delta E_{CI}$ ), otra proveniente del BS ( $E_{BS}$ ) y la última prove-

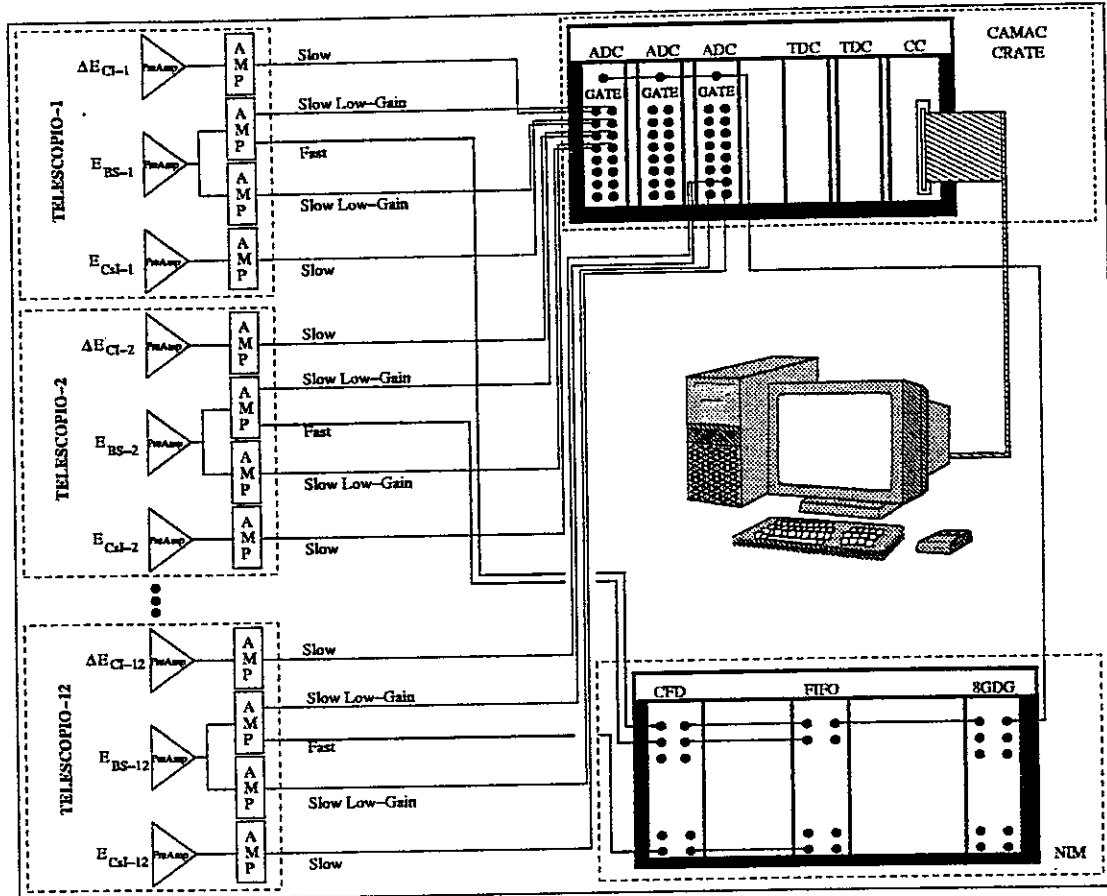


Fig. 6. Esquema de la electrónica utilizada en el trabajo experimental.

niente del  $CsI(E_{CsI})$ . Estas señales pre-amplificadas pasan entonces por amplificadores (AMP). Cabe mencionar que, en el caso del BS, la señal es dividida en dos, siendo una de estas amplificada con una ganancia más baja para así separar las partículas con  $Z > 2$ , y la otra con una ganancia más alta para separar las partículas con  $Z \leq 2$ . Posteriormente la salida lenta de los AMPS, correspondiente a la información de energía depositada en cada detector, son enviadas a los ADC (*Analogic-Digital Converter*) del sistema CAMAC. Las salidas rápidas de los AMP para las señales de  $E_{BS}$  de ganancia baja son usadas para indicar la existencia de un evento. Luego, esa salida pasa por un módulo discriminador de fracción constante CFD (*Constant Frac-*

*tion Discriminator*) cuya función es convertir una señal con una amplitud cualquiera en otra con un valor bien definido. Las salidas de los CFD están conectadas a un módulo lógico FIFO (*Logic Fan-in Fan-out*). Este al recibir una señal proveniente desde cualquiera de los CFD envía una señal hacia un GDG (*Gate and Delay Generator*) el cual en definitiva es el responsable de determinar la existencia de un evento. La salida de este último consiste en una señal lógica cuyo ancho temporal es de  $5 \mu s$  que se envía a los módulos del sistema CAMAC, dando inicio de esta forma al proceso de adquisición.

## Capítulo 4

### Reducción de datos

En este capítulo se describen las condiciones experimentales mediante las cuales se miden y, posteriormente, son presentados los datos en bruto. Estos son separados en dos tipos de espectros bi-paramétricos, a saber, uno para  $Z \geq 2$ , y otro para  $Z \leq 2$ . Los datos adquiridos corresponden a señales provenientes de los detectores CI, BS, y CsI para los 12 telescopios, tomándose en cuenta también que las de BS eran divididas y amplificadas con ganancias diferentes. Junto con estas se registran las señales temporales de cada uno de los telescopios. De esta manera cada uno de estos genera cinco parámetros, los que sumados sobre todos los telescopios, totalizaban 60 parámetros para cada evento. Estos, a través del programa de adquisición eran registrados en cintas magnéticas (EXABYTE) para su posterior análisis.

El procesamiento de los datos adquiridos en bruto se realiza mediante una serie de programas pertenecientes a VAXPAK [54, 55], el cual consiste en un paquete de programas para su uso en sistemas Linux. El programa SCAN, perteneciente a este paquete, realiza la lectura de los archivos de los datos grabados en cinta, además de permitir operaciones de cálculo con los parámetros. En conjunto con el programa llamado CHIL, se organizan los resultados en espectros multicanal y/o biparamétricos. Para la visualización de estos se usa DAMM, un programa gráfico que permite traba-

jar con los espectros, ejecutando funciones, como por ejemplo, selección de eventos a través del trazado de contornos, visualización de proyecciones, ajuste de picos, etc.

Con esos programas, los datos son entonces organizados en espectros biparamétricos del tipo  $\Delta E-E_r$ , en donde  $\Delta E$  es el parámetro referente a la fracción de energía pérdida por la partícula en un detector dado y  $E_r$  es la llamada energía residual, es decir, el parámetro correspondiente a la restante energía perdida por la partícula en el siguiente detector. El primero de los espectros biparamétricos está formado por el parámetro de la pérdida de energía en el CI, representado por  $\Delta E_{CI}$  ó  $\Delta E(\text{Gas})$ , en función del parámetro de pérdida de energía en el detector BS con una baja amplificación, representado por  $E_r(\text{BS})$ , lo que permite la identificación de las partículas con  $Z \geq 2$ . El segundo espectro esta formado por el parámetro de pérdida de energía en el BS amplificada con una ganancia alta, representado por  $\Delta E_{BS}$ , en función del parámetro de pérdida de energía en el CsI, representado por  $E_r(\text{CsI})$ , lo que permite la identificación de las partículas con  $Z \leq 2$ . Así, en total se obtuvieron 24 espectros para cada sistema medido.

En las Figs. 7 y 8 son presentados dos espectros típicos para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ , el cual es usado para la calibración de los detectores. Cabe mencionar que los espectros poseen diversos colores, lo cuales son indispensables para la interpretación de los mismos. Las tonalidades representan el número de cuentas y cada banda corresponde a un valor de número atómico  $Z$ . En ambos casos, se observa una buena separación en número atómico, observándose por lo demás en el espectro para  $Z \leq 2$  una buena separación en masa para la banda con  $Z=1$ , i.e., protones, deuterones y tritio.

En el espectro con  $Z \geq 2$  la identificación se hace mediante el scattering elástico de  ${}^{6,7}\text{Li}$  sobre el blanco de  ${}^{197}\text{Au}$  presente en los blancos, el cual se presenta como

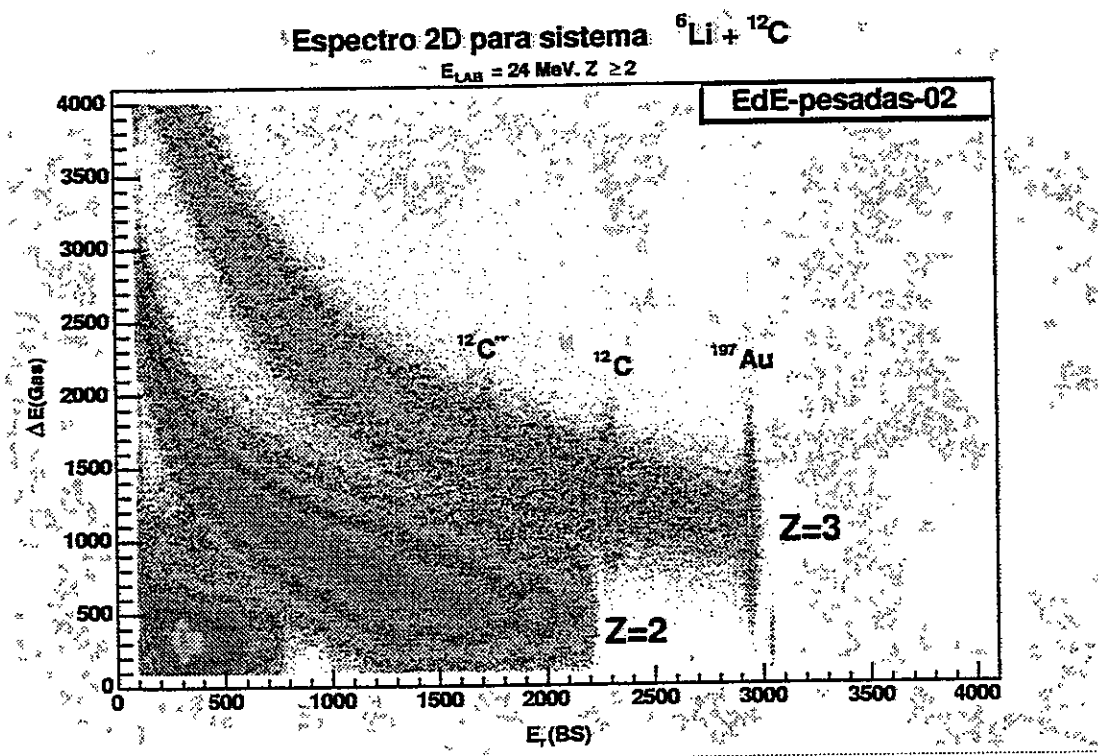


Fig. 7. Espectro bidimensional de partículas pesadas para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  con  $E_{\text{Lab}} = 24 \text{ MeV}$

un pico muy intenso en la región de canales mayores del espectro, en la banda de  $Z=3$ . Se espera además, en esa misma banda un pico correspondiente al scattering elástico de  ${}^{6,7}\text{Li}$  sobre el blanco. La ocurrencia de más picos indica la posibilidad de uno o más contaminantes en el blanco o, aún más probable, de procesos inelásticos como es el caso del espectro biparamétrico de la Fig. 7 en el que, tal como se aprecia, posteriormente se identificaron existosamente los diferentes picos. En este espectro se puede apreciar que para  $Z=2$  la identificación se ve algo comprometida, no obstante aún es posible identificar algunos procesos. Por otro lado, para  $Z=1$  es imposible realizar alguna discriminación isotópica confiable. Esto indica lo necesario de tener un espectro para  $Z \leq 2$ , el cual se observa en la Fig. 8. En este último, la banda de  ${}^1\text{H}$

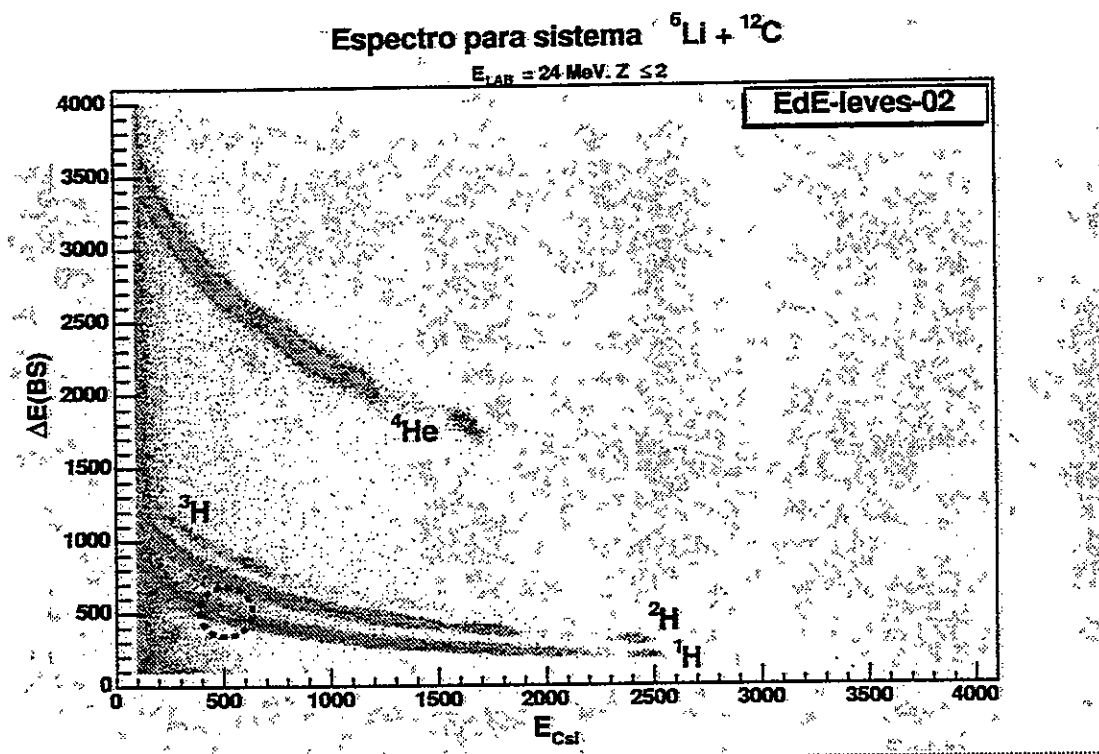


Fig. 8. Espectro bidimensional de partículas livianas para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  con  $E_{\text{Lab}} = 24 \text{ MeV}$ . La línea segmentada muestra el pico correspondiente a la presencia de humedad en la muestra.

presenta un pico correspondiente al scattering elástico de  ${}^{6,7}\text{Li}$  debido a la humedad de la materia orgánica presente en la muestra.

Cabe destacar que, no obstante es posible suponer en forma correcta el origen de algunos picos sin previa calibración en energía (por ej. pico elástico) esta identificación es de vital importancia a la hora de determinar fehacientemente la reacción que dió origen a la mayor parte de los picos que se observan en ambos espectros bidimensionales. De igual manera, solamente dicha calibración permite obtener el espectro de partículas  $\alpha$  completo a partir de ambos espectros.

## 4.1. Calibración de los espectros

La calibración en energía de los espectros se lleva a cabo mediante otros dos programas del paquete VAXPAK. Uno de ellos corresponde a KINEQ el cual, a partir de los datos que caracterizan al sistema del canal de entrada, calcula cantidades cinemáticas tales como, energía y ángulos de emisión para un canal de salida dado por medio de la cinemática de dos cuerpos. El otro programa, NEGRO, basado en el formalismo de *stopping power* de Ziegler [56], calcula la pérdida de energía de una partícula al incidir sobre un material dado a partir de la energía incidente y de los datos que caracterizan el material, como su composición y espesor.

El procedimiento básico consiste en considerar puntos de los espectros cuya energía incidente puede ser determinada a través de KINEQ y usar esos valores como parámetros de entrada para NEGRO, el cual entrega la energía perdida en todos los absorbedores existentes en el telescopio, es decir, la ventana de polipropileno, el gas del CI, el silicio y la película de oro del BS y, por último, el cristal de CsI.

El procedimiento de calibración adoptado es el mismo para cada uno de los telescopios. No obstante, cada uno de los componentes de un telescopio requiere una calibración en energía diferente. Así, en el caso de la cámara de ionización y de detectores de barrera de superficie se adoptó una relación lineal entre la energía depositada por parte de la partícula incidente y el canal correspondiente en el espectro. Por su parte, la calibración del detector de CsI depende del número atómico de la partícula incidente lo cual, en la práctica, implicará llevar a cabo calibraciones tanto para los espectros de partícula alfa como para los correspondientes a partículas con  $Z=1$ . Al considerar cálculos cinemáticos y de pérdida de energía para procesos bien definidos en los espectros (pico elástico, inelástico y de transferencia) es posible determinar un



error porcentual de entre 5-10 % en energía, respecto de los valores determinados a partir del método de calibración que a continuación se detalla.

## 4.2. Calibración del eje de $E_r$ (BS)

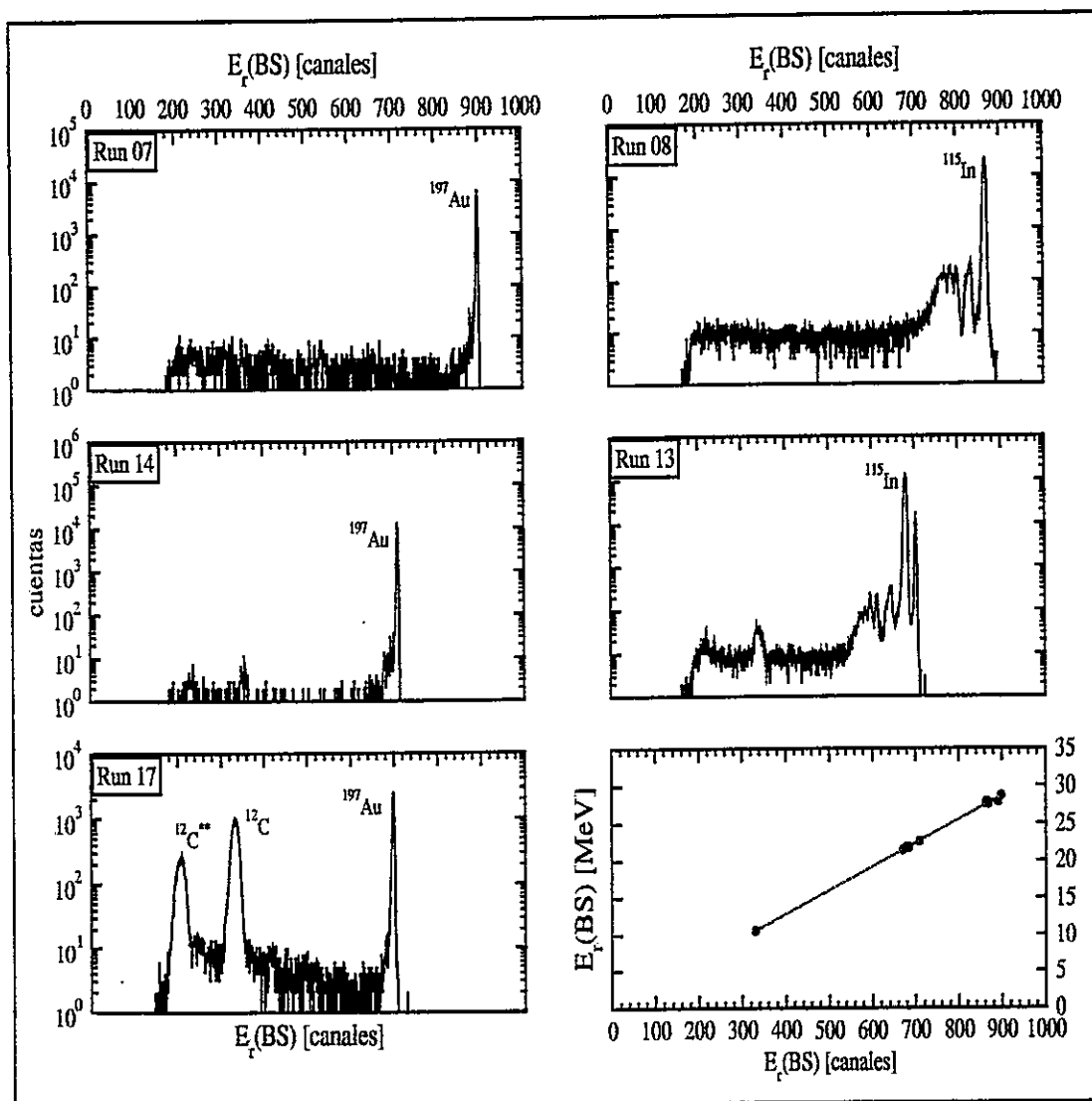


Fig. 9. Proyecciones del eje  $E_r$ (BS) de la franja correspondiente a  $Z=3$  para el caso del telescopio N°5 y su respectivo ajuste de calibración.

Tabla 4.1: Coeficientes de ajuste para detector de barrera con ganancia baja

Detector	Mes de Mayo			Mes de Noviembre		
	$a_{BS}$	$b_{BS}$	$r_{BS}$	$a_{BS}$	$b_{BS}$	$r_{BS}$
01	+0.1(2)	0.0336(3)	0.99972	-0.5(4)	0.0302(5)	0.99938
02	-0.4(3)	0.0316(3)	0.99959	-0.5(4)	0.0311(6)	0.99927
03	-0.2(2)	0.0326(3)	0.99966	-0.3(4)	0.0311(6)	0.99937
04	+0(1)	0.0314(2)	0.98849	-0.2(4)	0.0312(6)	0.99936
05	+0.1(3)	0.0317(4)	0.99922	-0.3(3)	0.0298(5)	0.99945
06	+0.0(2)	0.0307(3)	0.99968	-0.4(4)	0.0306(6)	0.99918
07	+0.8(3)	0.0311(3)	0.99934	+0.6(5)	0.0281(7)	0.99879
08	+0.1(3)	0.0309(4)	0.99911	-0.1(3)	0.0282(5)	0.99936
09	-0.1(1)	0.0315(2)	0.99988	-0.0(3)	0.0284(5)	0.99944
10	-0.1(3)	0.0311(5)	0.99914	-0.1(3)	0.0359(6)	0.99943
11	+0.3(3)	0.0297(4)	0.99928	+0.1(3)	0.0288(5)	0.99939
12	+0.2(6)	0.0296(8)	0.99781	+0.4(5)	0.0260(7)	0.99864

El eje de  $E_r(\text{BS})$  se calibró a partir de las proyecciones de las bandas con  $Z=3$  sobre el eje X. Para estas energías, la interacción del  ${}^{6,7}\text{Li}$  con un núcleo blanco consiste esencialmente de scattering elástico, lo que resulta en picos muy intensos en la región de canales mayores y cuya energía se determinó mediante los programas anteriormente señalados. Entre 8 y 11 puntos de calibración resultan de este procedimiento dependiendo de cada telescopio. En la Fig. 9 se pueden apreciar un conjunto de puntos típicos, a partir de los cuales se realizó una regresión lineal. De esta forma la calibración en energía de este eje está dada por

$$E_r(\text{BS}) [\text{MeV}] = a_{BS} + b_{BS} \times E_r(\text{BS}) [\text{canales}] . \quad (4.1)$$

La Tabla 4.1 los coeficientes de estos ajuste para cada uno de los detectores tanto para los experimentos realizados del mes de Mayo como los de Noviembre.

### 4.3. Calibración del eje de $\Delta E(\text{CI})$

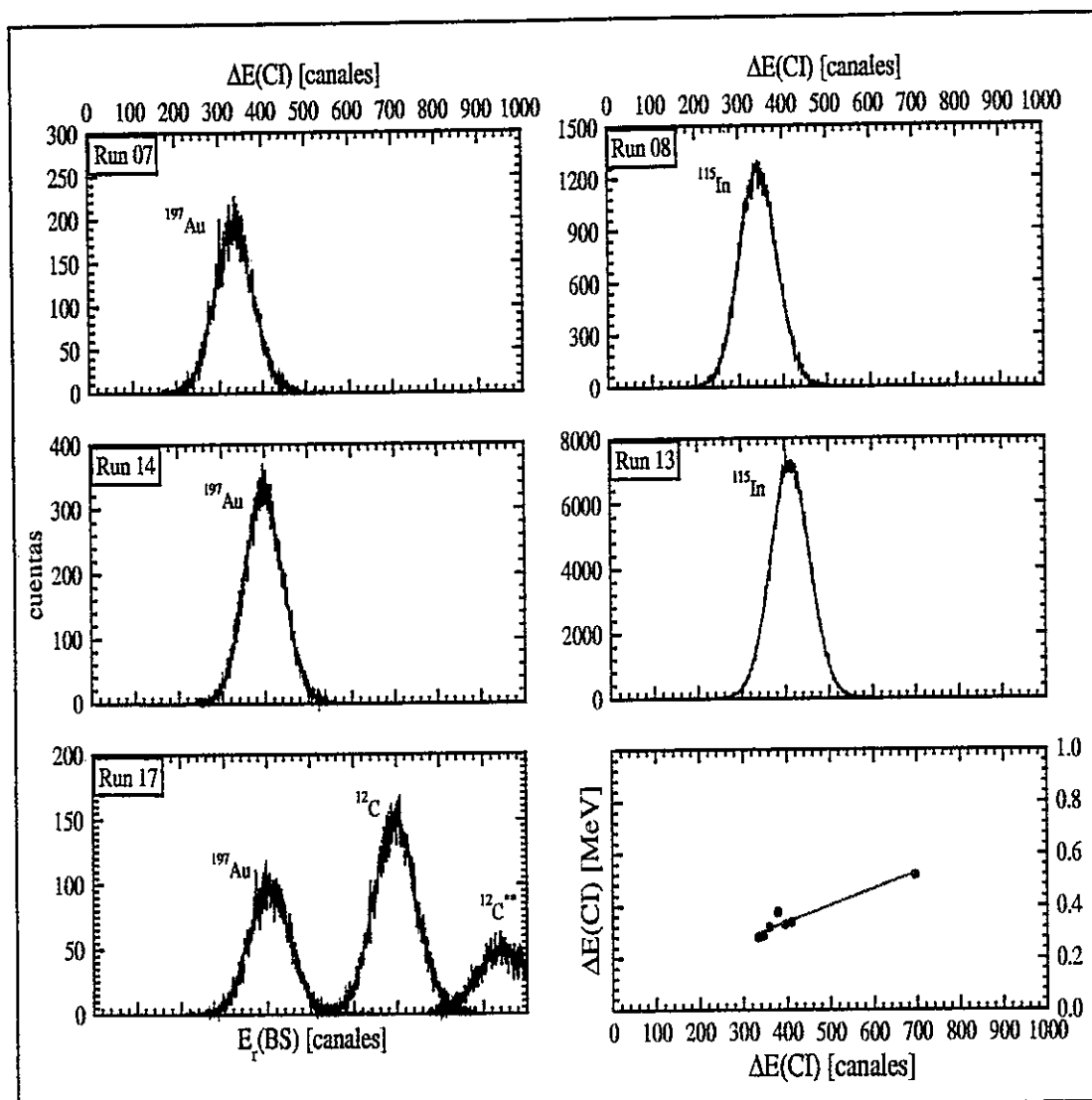


Fig. 10. Proyecciones del eje  $\Delta E(\text{CI})$  de la banana correspondiente a  $Z=3$  para el caso del telescopio N°5 y su respectivo ajuste de calibración.

La calibración del eje correspondiente a  $\Delta E(\text{CI})$  fue realizada utilizando las proyecciones de los picos pertenecientes a bandas con diferentes valores de  $Z$ , en particular  $Z=2,3$ . Se determinó la energía residual perdida en el BS, proyectando

Tabla 4.2: Coeficientes de ajuste para detectores de la Cámara de Ionización

Detector	Mes de Mayo			Mes de Noviembre		
	$a_{CI}$	$b_{CI}$	$r_{CI}$	$a_{CI}$	$b_{CI}$	$r_{CI}$
01	+0.69(6)	-0.0011(2)	0.91460	+0.03(1)	+0.00098(4)	0.99846
02	+0.0(2)	+0.0012(6)	0.52659	+0.00(1)	+0.00109(5)	0.99818
03	+0.18(4)	+0.0005(2)	0.73260	+0.02(1)	+0.00095(4)	0.99808
04	+0.12(4)	+0.0006(2)	0.88197	+0.08(1)	+0.00072(3)	0.99807
05	+0.09(3)	+0.00063(9)	0.92754	+0.12(4)	+0.00094(1)	0.96157
06	+0.08(2)	+0.00081(7)	0.96564	+0.09(5)	+0.00095(2)	0.99942
07	+0.19(2)	+0.00058(7)	0.94479	+0.21(1)	+0.00065(4)	0.99277
08	+0.12(2)	+0.00076(5)	0.97941	+0.00(1)	+0.00156(5)	0.99792
09	+0.15(1)	+0.00070(4)	0.98820	+0.09(5)	+0.00109(2)	0.99938
10	+0.08(4)	+0.0010(1)	0.92738	+0.07(7)	+0.00087(2)	0.99919
11	-0.02(8)	+0.0015(3)	0.84709	+0.06(9)	+0.00145(4)	0.99868
12	+0.02(9)	+0.0012(3)	0.84198	+0.07(3)	+0.0014(1)	0.98752

esos picos en el eje de  $E_r$ (BS), y usando la calibración obtenida en el paso anterior. A partir de esos valores, se determinó pérdida de energía en el CI por medio de los cálculos de NEGRO. Esas energías fueron entonces asociadas a los centroides de las gaussianas ajustadas a las proyecciones de los picos del eje de  $\Delta E$ (CI), tal como se aprecia en Fig. 10 para el caso del telescopio N°05.

De esta manera se obtuvieron, al igual que en caso anterior, entre 8 y 11 puntos de calibración, para los cuales se realizó el ajuste lineal

$$\Delta E(CI) [\text{MeV}] = a_{CI} + b_{CI} \times \Delta E_{CI} [\text{canales}] , \quad (4.2)$$

donde  $a_{CI}$  y  $b_{CI}$  son los parámetros obtenidos a partir de los ajustes, los cuales se muestran en la Tabla 4.2.

#### 4.4. Calibración del eje de $\Delta E(\text{BS})$

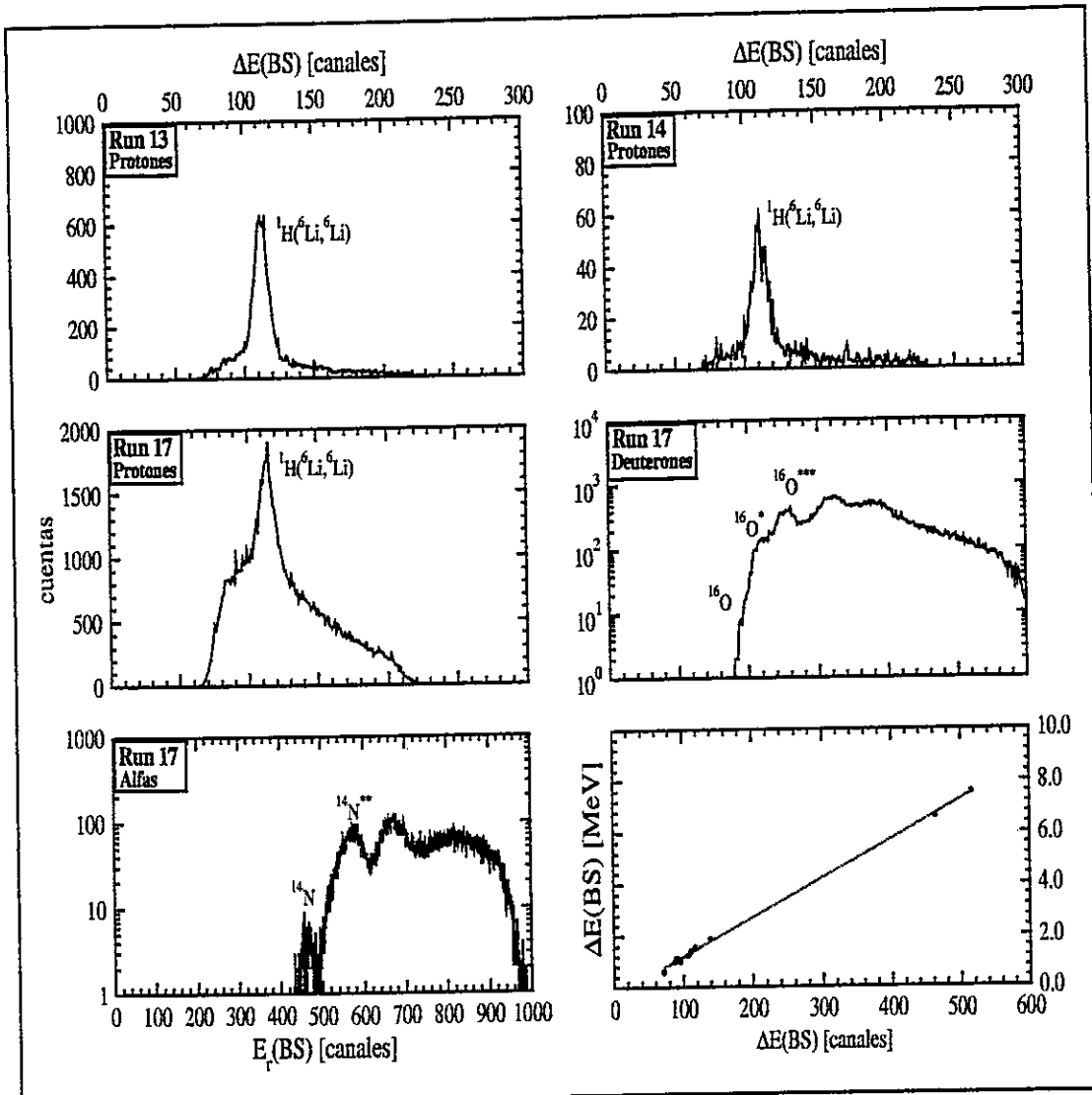


Fig. 11. Proyecciones del eje  $\Delta E(\text{BS})$  para el caso del telescopio N°1 y su respectivo ajuste de calibración.

Para esta calibración se utilizaron los puntos correspondientes a las energías para las cuales las partículas con  $Z \leq 2$  comienzan a atravesar el detector de BS, que son los canales del eje  $\Delta E(\text{BS})$  correspondientes a los canales más bajos del eje  $E_r(\text{CsI})$ .

Tabla 4.3: Coeficientes de ajuste para el detector de silicio con ganancia alta

Detector	Mes de Mayo			Mes de Noviembre		
	$a_{\Delta BS}$	$b_{\Delta BS}$	$r_{\Delta BS}$	$a_{\Delta BS}$	$b_{\Delta BS}$	$r_{\Delta BS}$
01	-0.32(4)	0.0152(2)	0.99893	-0.5(4)	0.0302(5)	0.99938
02	-0.19(1)	0.01591(5)	0.99994	-0.5(4)	0.0311(6)	0.99927
03	-0.2(1)	0.0170(5)	0.99519	-0.3(4)	0.0311(6)	0.99937
04	-0.13(3)	0.0166(1)	0.99980	-0.2(4)	0.0312(6)	0.99936
05	-0.12(7)	0.0172(2)	0.99935	-0.3(3)	0.0298(5)	0.99945
06	-0.15(2)	0.0155(2)	0.99966	-0.4(4)	0.0306(6)	0.99918
07	-0.13(5)	0.0182(6)	0.99743	+0.6(5)	0.0281(7)	0.99879
08	-0.17(4)	0.0163(4)	0.99872	-0.1(3)	0.0282(5)	0.99936
09	-0.216(9)	0.01678(9)	0.99993	-0.0(3)	0.0284(5)	0.99944
10	-0.18(4)	0.0155(4)	0.99860	-0.1(3)	0.0359(6)	0.99943
11	-0.10(3)	0.0174(3)	0.99924	+0.1(3)	0.0288(5)	0.99939
12	-0.22(1)	0.0205(1)	0.99992	+0.4(5)	0.0260(7)	0.99864

Se utilizaron además las proyecciones de los picos de retroceso de scattering elástico de  ${}^6,7\text{Li}$  sobre  ${}^1\text{H}$ , producto de la humedad presente en la superficie de la muestra. Por último, se usaron picos correspondientes a procesos de transferencia tales como  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^1\text{H}){}^{17}\text{O}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^2\text{H}){}^{16}\text{O}$  y  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{14}\text{N}$ , algunos de los cuales es posible apreciar en la Fig. 11. En total fueron usados entre 7 y 15 puntos para las calibraciones de este eje, a partir de los cuales se realizó la regresión lineal

$$\Delta E(\text{BS}) [\text{MeV}] = a_{\Delta(\text{BS})} + b_{\Delta(\text{BS})} \times \Delta E(\text{BS}) [\text{canales}] . \quad (4.3)$$

La Tabla 4.3 muestra el resultado de estos ajuste y sus respectivos coeficientes.

## 4.5. Calibración del eje $E_r(\text{CsI})$

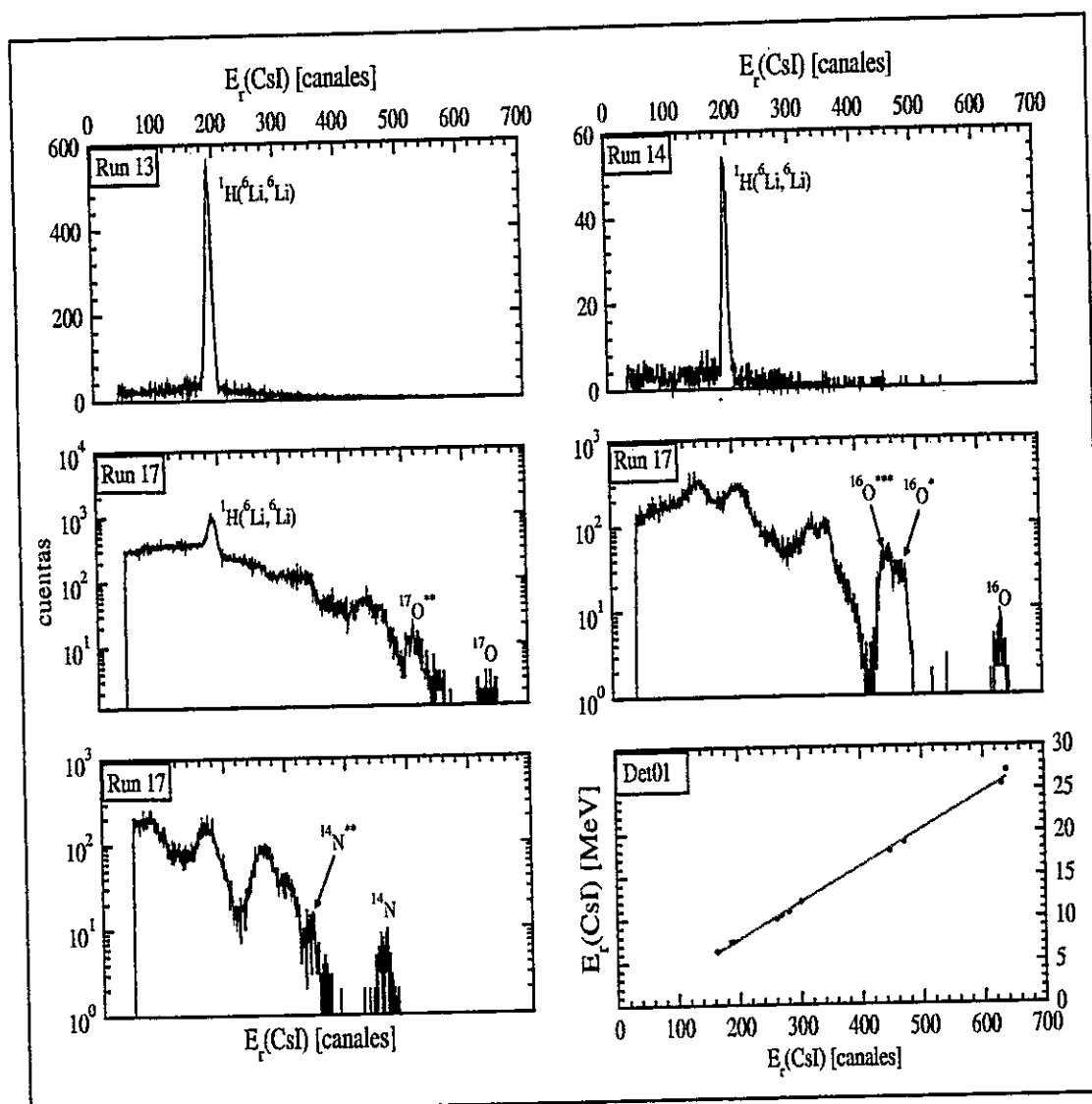


Fig. 12. Proyecciones del eje  $E(\text{CsI})$  para el telescopio N°1. Calibración para partículas con  $Z=1$

La calibración para el eje  $E_r(\text{CsI})$  varía con  $Z$  [53], por lo cual fue necesario adoptar procedimientos diferentes para las calibraciones correspondientes a  $Z=1$  y  $Z=2$ .

Tabla 4.4: Coeficientes de ajuste para el detector de CsI. Partículas con  $Z=1$ .

Detector	Mes de Mayo			Mes de Noviembre		
	$a_{1CsI}$	$b_{1CsI}$	$r_{1CsI}$	$a_{1CsI}$	$b_{1CsI}$	$r_{1CsI}$
01	-0.8(2)	+0.0424(6)	0.99883	+0.5(1)	+0.0698(2)	0.99987
02	-0.6(3)	+0.0421(7)	0.99837	+0.3(1)	+0.0744(3)	0.99981
03	-0.2(1)	+0.0442(4)	0.99977	+0.09(7)	+0.0371(2)	0.99991
04	-0.6(8)	+0.039(2)	0.99274	-0.3(1)	+0.066(3)	0.99977
05	-1.5(6)	+0.048(2)	0.99689	-0.2(1)	+0.075(4)	0.99965
06	-1.2(4)	+0.049(1)	0.99898	+0.0(1)	+0.072(3)	0.99988
07	-0.8(4)	+0.040(1)	0.99871	+0.6(3)	+0.080(2)	0.99775
08	-0.8(5)	+0.039(1)	0.99752	+0.5(3)	+0.049(5)	0.99512
09	-1.0(7)	+0.055(3)	0.99308	+0.2(1)	+0.049(2)	0.99895
10	-0.9(5)	+0.051(2)	0.99645	-4.0(9)	+0.047(3)	0.99743
11	-0.8(4)	+0.045(2)	0.99717	-0.4(1)	+0.039(4)	0.99533
12	-2.3(7)	+0.067(4)	0.99301	+0.2(1)	+0.031(3)	0.99407

#### 4.5.1. Partículas con $Z=1$

En el caso de  $Z=1$ , al igual que en el caso de los detectores de barrera con ganancia alta, se utilizaron las proyecciones de las bandas de  $^1\text{H}$  en el eje de  $E_r(\text{CsI})$ , correspondientes a los picos de retroceso de scattering elástico de  $^6,7\text{Li}$  por  $^1\text{H}$ , así como los procesos de transferencia correspondientes a una sesión experimental de calibración  $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$ . En la Fig. 12 se tiene un ejemplo de ese conjunto de proyecciones. La curva de calibración resultante fue un ajuste lineal dado por

$$E_{1r}(\text{CsI}) [\text{MeV}] = a_{1CsI} + b_{1CsI} \times E_r(\text{CsI}) [\text{canales}] , \quad (4.4)$$

donde  $a_{1CsI}$  y  $b_{1CsI}$  son los parámetros obtenidos en el ajuste para  $Z=1$ , los cuales se muestran en la Tabla 4.4.



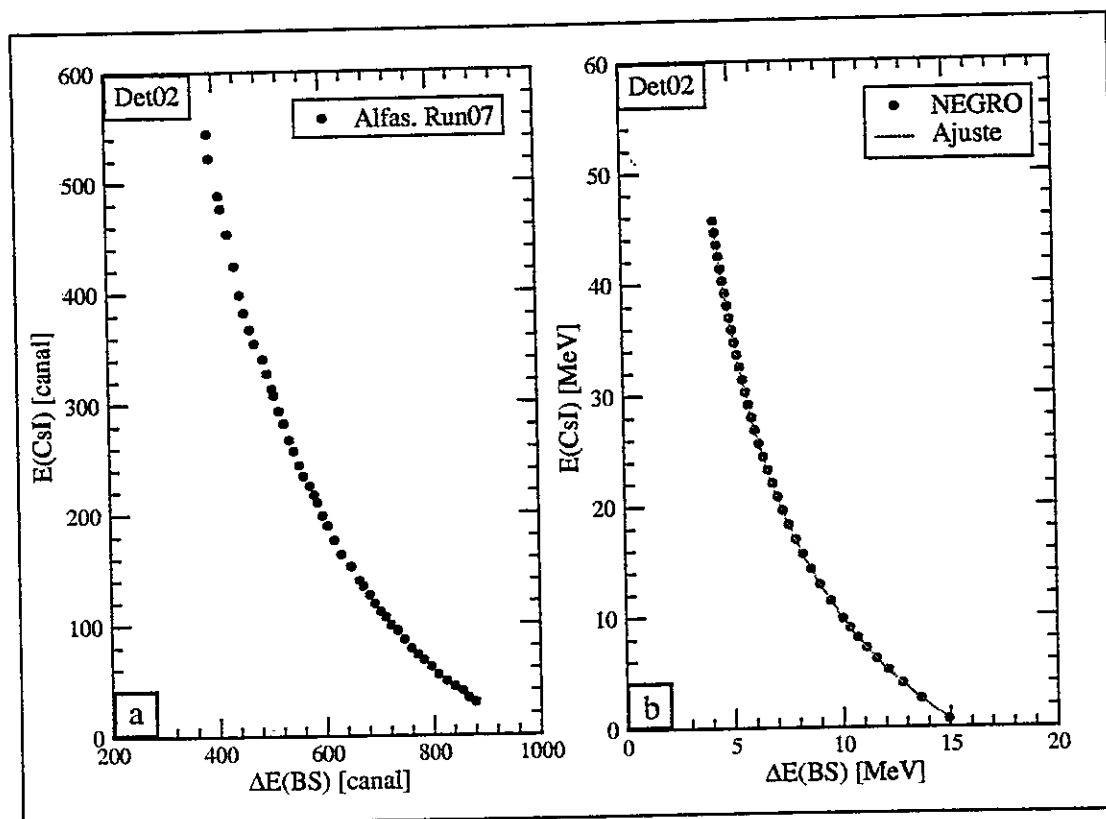
4.5.2. Partículas con  $Z=2$ 

Fig. 13. (a) Energía residual en el detector de CsI ( $E(\text{CsI})$ ) en función de la pérdida de energía en el detector de barrera ( $\Delta E(\text{BS})$ ). (b) Curva de la función anterior calculada utilizando programa NEGRO y ajustada a partir de la ecuación (4.5).

El procedimiento para calibrar del eje  $E_r(\text{CsI})$  para  $Z=2$  consistió en establecer una relación entre la energía perdida en el detector de barrera con ganancia alta (cuyo eje ha sido previamente calibrado) y la energía residual perdida en el CsI por partículas alfa, lo cual fue realizado mediante el programa NEGRO. Además se toma la curva media de un espectro biparamétrico de partículas livianas con  $Z=2$  la cual está en canales. En la Fig. 13(a) se pueden observar los puntos que pasan por esta curva media para una sesión de calibración correspondiente al sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$  con

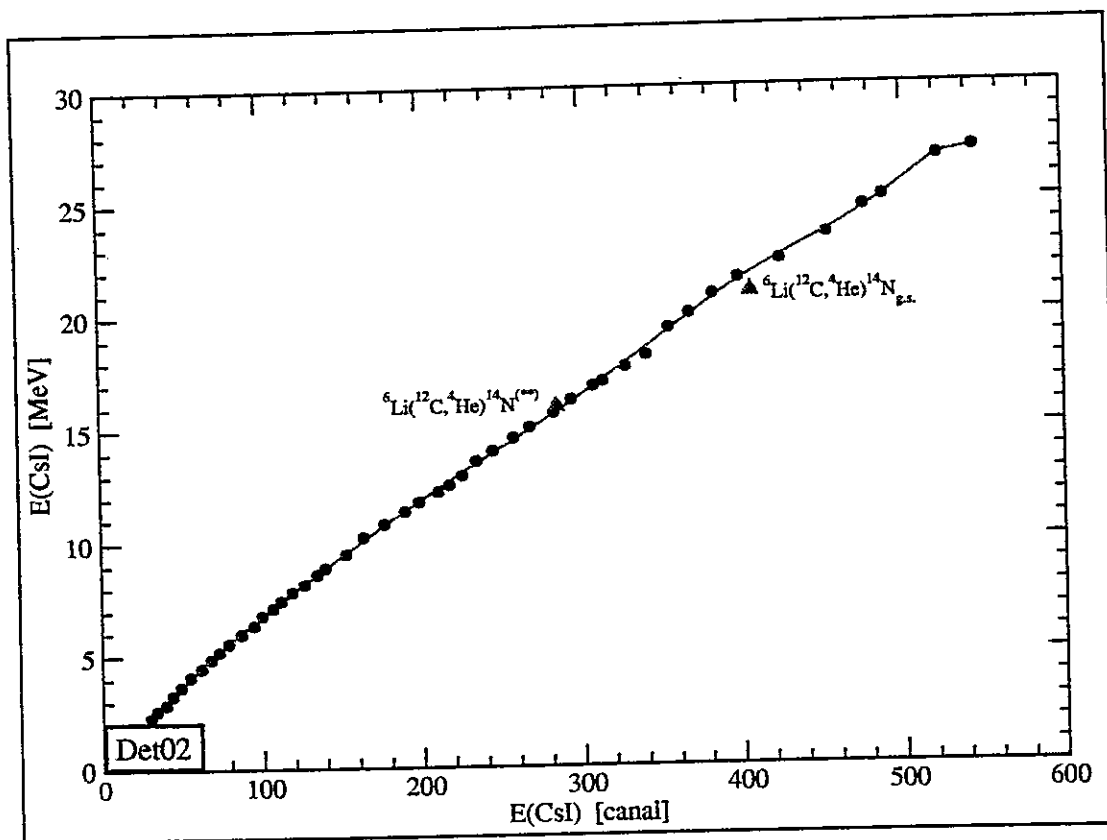


Fig. 14. Curva de calibración del eje  $E_r(\text{CsI})$  para  $Z=2$  para el telescopio N°2 a través del ajuste polinomial dado por la ecuación (4.6).

$E_{Lab} = 30\text{MeV}$ . Por otro lado, la Fig. 13(b) muestra la curva típica de  $E_r(\text{CsI})$  v/s  $\Delta E(\text{BS})$  calculada con NEGRO. A partir de esta última se lleva a cabo un ajuste a la curva resultante dado por

$$E_{2r}(\text{CsI}) = c_0 + a_1 \exp\left(-\frac{\Delta E(\text{BS})}{t_1}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{\Delta E(\text{BS})}{t_2}\right) + a_3 \exp\left(-\frac{\Delta E(\text{BS})}{t_3}\right), \quad (4.5)$$

en donde  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $t_1$ ,  $a_2$ ,  $t_2$ ,  $a_3$ , y  $t_3$  son los parámetros de ajuste y  $E_{2r}(\text{CsI})$  es la energía residual perdida en el CsI por la partícula alfa. De esta forma se obtuvieron curvas de calibración para  $E_{2r}(\text{CsI})$  como las de la Fig. 14, sobre las cuales se hicieron ajustes polinomiales de la forma

$$E_{2r}(\text{CsI}) [\text{MeV}] = \sum_{n=0}^3 c_n \times (E_{2r}(\text{CsI}) [\text{canales}])^n, \quad (4.6)$$

en donde  $c_n$  son los parámetros ajustados y  $E_{2r}(\text{CsI})$  es la energía residual en el CsI para las partículas con  $Z=2$ . El grado del polinomio se determinó a partir del valor del parámetro de ajuste correspondiente a cada telescopio. Se encontró que, en general, el polinomio de menor grado que entregaba valores bastante razonables de  $\chi_{eff}^2 = \chi^2/NDF$ , en donde NDF es el número de grados de libertad del ajuste, era el de grado  $n=3$ . En la Tabla 4.5 se muestran los coeficientes  $c_n$  del ajuste polinomial para cada detector de CsI.

Tabla 4.5: Coeficientes de ajuste para el detector de CsI. Partículas con  $Z=2$ .

Mes de Mayo					
Det	$c_0$	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$\chi_{eff}^2$
01	-5.5E-01(2)	+7.81E-02(2)	-9.85E-05(7)	+9.01E-08(6)	0.0011
02	+1.9E-01(1)	+7.31E-02(2)	-9.15E-05(6)	+9.44E-08(5)	0.0010
03	+7.1E-01(6)	+8.70E-02(7)	-9.8E-05(2)	+6.63E-08(2)	0.0180
04	-1.2E+00(1)	+8.2E-02(1)	-1.22E-04(4)	+1.38E-07(3)	0.0362
05	+7.0E-02(9)	+8.55E-02(1)	-1.179E-04(3)	+1.356E-07(3)	0.0004
06	-3E-01(2)	+1.01E-01(2)	-2.27E-04(6)	+3.26E-07(5)	0.0864
07	-2.5E+00(2)	+1.03E-01(2)	-2.43E-04(6)	+3.67E-07(6)	0.0390
08	-1.51E+00(9)	+8.6E-02(1)	-1.58E-04(3)	+1.81E-07(3)	0.0223
09	-1.7E+00(2)	+1.24E-01(4)	-3.8E-04(2)	+7.5E-07(2)	0.0769
10	-3.7E+00(5)	+1.50E-01(6)	-4.2E-04(2)	+6.0E-07(2)	0.8238
11	-4.2E+00(7)	+1.55E-01(8)	-4.7E-04(2)	+6.6E-07(2)	1.1944
12	-1.00E+01(1)	+2.30E-01(4)	-8.2E-04(2)	+1.29E-06(2)	1.2555
Mes de Noviembre					
Det	$c_0$	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$\chi_{eff}^2$
01	-2.1E+00(9)	+1.3E-02(2)	-3.7E-04(9)	+1.4E-06(2)	1.3012
02	-4.5E-00(2)	+1.92E-01(5)	-7.1E-04(2)	+1.62E-06(4)	0.0573
03	+8E-01(7)	-7E-02(4)	+2.9E-03(5)	-2.1E-05(3)	0.1971
04	-2.5E+00(2)	+1.50E-01(4)	-5.3E-04(2)	+1.34E-06(3)	0.0533
05	-2.8E+00(2)	+1.73E-01(5)	-6.4E-04(3)	+1.75E-06(5)	0.0528
06	-2.5E+00(4)	+1.8E-01(1)	-6.6E-04(6)	+1.9E-06(1)	0.1929
07	-1.9E+00(6)	+7E-02(2)	+7E-04(2)	-5.6E-06(9)	0.0629
08	-2.4E+00(2)	+1.24E-01(4)	-3.8E-04(2)	+8.1E-07(2)	0.0737
09	-2.5E+00(2)	+1.42E-01(5)	-5.8E-04(2)	+1.51E-06(4)	0.0622
10	+3.7E+00(2)	+8.6E-02(2)	-9.7E-05(6)	+1.27E-07(6)	0.1080
11	-2.5E+00(3)	+1.17E-01(5)	-4.4E-04(2)	+9.9E-07(3)	3.0430
12	-1.01E+00(1)	+4.93E-02(3)	+5.6E-05(2)	-4.05E-07(5)	0.0001

## 4.6. Energía total

Con todos los parámetros calibrados en energía se hizo posible la determinación de la energía total  $E_T$  de una partícula que incidía en un telescopio dado. Esta está dada por

$$E_T = \begin{cases} \Delta E_{\text{ventana}} + \Delta E(\text{CI}) + E_r(\text{BS}) & \text{para } Z > 2 \\ \Delta E_{\text{ventana}} + \Delta E(\text{CI}) + \Delta E(\text{BS}) + E_r(\text{CsI}) & \text{para } Z \leq 2. \end{cases}$$

En esta ecuación  $\Delta E_{\text{ventana}}$  es la energía perdida por la partícula en la ventana del telescopio y los otros parámetros son las demás fracciones de energía definidas anteriormente y ya calibradas, siendo que  $E_r(\text{CsI})$  está dada por  $E_{1r}(\text{CsI})$  para  $Z=1$  o  $E_{2r}(\text{CsI})$  para  $Z=2$ . Como la energía  $\Delta E_{\text{ventana}}$  no se midió, esa fracción fue incluida en la energía total a través de un parámetro  $\beta(E_r)$  dado por

$$\beta(E_r) = \frac{\Delta E_{\text{ventana}} + \Delta E_{\text{CI}}(E_r)}{\Delta E_{\text{CI}}(E_r)}, \quad (4.7)$$

en donde  $E_r$  es la energía residual que sobra después de que la partícula pasa por el detector CI.

A través de los cálculos con NEGRO se obtuvo  $\beta(E_r)$  en función de  $E_r$ , para la configuración de telescopios utilizados y para algunos valores de  $Z$ . Los resultados son presentados en la Fig. 15 en donde se observa que el comportamiento de  $\beta(E_r)$  es prácticamente constante para energías por sobre los 5 MeV, mientras que por debajo de este valor aumenta sustancialmente. Para ajustar esta curva en una región amplia de energía se utilizó una función del tipo

$$\beta(E_r) = Y_0 + A_1 \exp\left(-\frac{E_r}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E_r}{t_2}\right). \quad (4.8)$$

a partir de la cual se obtuvieron valores de  $\chi^2_{\text{eff}} = \chi^2/NDF$  bastante aceptables. Estos últimos, junto con los coeficientes de cada ajuste, son presentados en la Tabla 4.6.

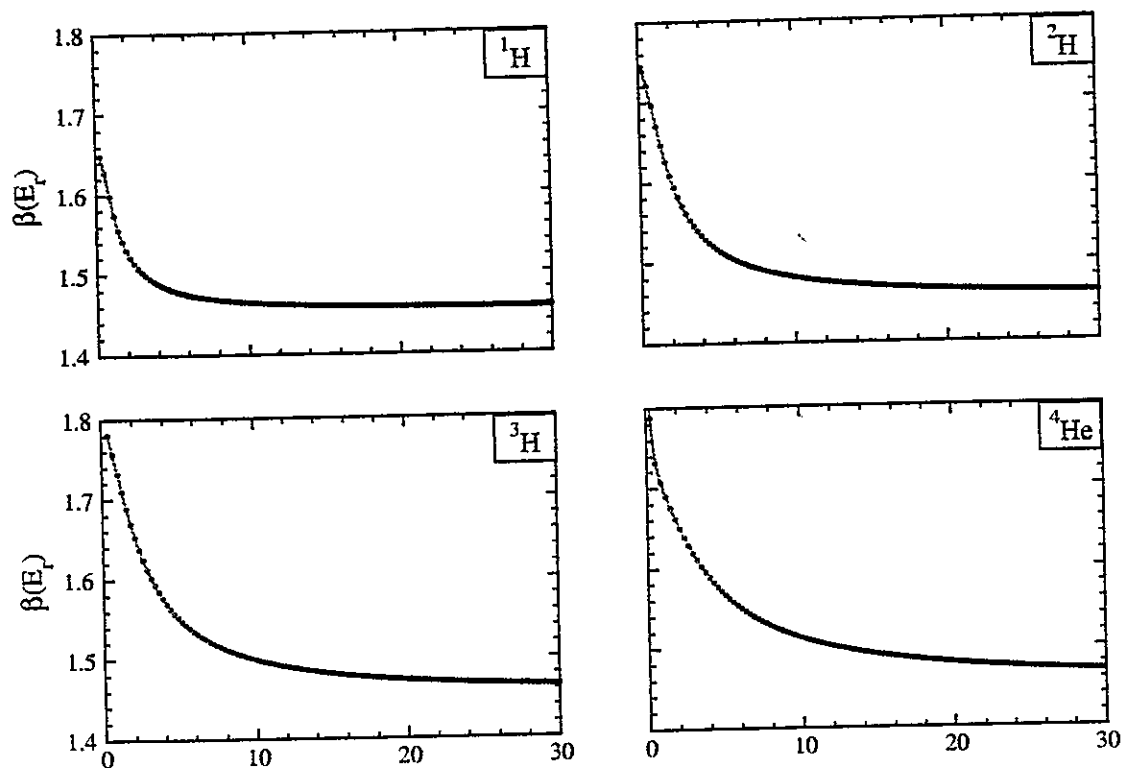


Fig. 15. Curva del parámetro  $\beta(E_r)$  calculada para el primer telescopio. El ajuste (línea sólida) se realiza usando la ecuación (4.8).

De este modo, la energía total pasó a estar dada por

$$E_T = \begin{cases} \beta \times \Delta E(\text{CI}) + E_r(\text{BS}) & \text{para } Z > 2 \\ \beta \times \Delta E(\text{CI}) + \Delta E(\text{BS}) + E_r(\text{CsI}) & \text{para } Z \leq 2 \end{cases}$$

Tabla 4.6: Coeficientes de ajuste para el parámetro  $\beta(E_r)$  para cada uno de los telescopios.

Detector	Part.	$Y_0$	$A_1$	$t_1$	$A_2$	$t_2$	$\chi_{eff}^2$
01-09	$^1\text{H}$	1.45617(5)	0.051(2)	5.6(1)	0.208(1)	1.14(2)	2E-07
	$^2\text{H}$	1.45714(8)	0.068(1)	9.0(2)	0.264(1)	1.87(2)	4E-07
	$^3\text{H}$	1.4583(1)	0.292(1)	2.43(2)	0.085(2)	11.4(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.4608(4)	0.205(5)	2.44(9)	0.123(6)	10.8(4)	4E-06
	$^6\text{Li}$	1.4679(4)	0.224(5)	1.00(7)	0.218(4)	9.2(2)	1E-05
02-08	$^1\text{H}$	1.45254(5)	0.049(2)	6.0(1)	0.210(1)	1.16(2)	3E-07
	$^2\text{H}$	1.45367(9)	0.069(1)	9.3(2)	0.265(1)	1.87(2)	4E-07
	$^3\text{H}$	1.4550(1)	0.293(1)	2.43(2)	0.086(2)	11.5(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.4576(4)	0.207(5)	2.46(9)	0.123(6)	10.9(4)	4E-06
	$^6\text{Li}$	1.4648(4)	0.224(5)	1.03(7)	0.217(4)	9.3(2)	1E-05
03-07	$^1\text{H}$	1.45047(6)	0.050(2)	6.1(1)	0.210(1)	1.16(2)	3E-07
	$^2\text{H}$	1.45163(9)	0.069(1)	9.3(2)	0.266(1)	1.87(2)	4E-07
	$^3\text{H}$	1.45186(1)	0.294(1)	2.43(2)	0.086(1)	11.7(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.45563(4)	0.208(5)	2.47(9)	0.123(6)	11.1(4)	4E-06
	$^6\text{Li}$	1.46299(5)	0.223(5)	1.05(7)	0.217(4)	9.4(2)	1E-05
04-06	$^1\text{H}$	1.44925(6)	0.050(2)	6.1(1)	0.211(1)	1.17(2)	3E-07
	$^2\text{H}$	1.45038(9)	0.069(1)	9.5(2)	0.266(1)	1.88(2)	5E-07
	$^3\text{H}$	1.45292(1)	0.294(1)	2.43(2)	0.086(2)	11.7(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.45563(4)	0.208(5)	2.47(9)	0.123(6)	11.1(4)	4E-06
	$^6\text{Li}$	1.46299(4)	0.223(5)	1.05(7)	0.217(4)	9.4(2)	1E-05
05	$^1\text{H}$	1.44887(5)	0.049(1)	6.2(1)	0.211(1)	1.17(2)	3E-07
	$^2\text{H}$	1.45008(9)	0.069(1)	9.5(2)	0.266(1)	1.87(2)	4E-07
	$^3\text{H}$	1.4516(1)	0.293(1)	2.43(2)	0.087(1)	11.6(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.4542(4)	0.208(5)	2.48(9)	0.123(6)	11.1(4)	4E-06
	$^6\text{Li}$	1.4617(4)	0.223(5)	1.06(7)	0.216(5)	9.4(2)	1E-05
10	$^1\text{H}$	1.46212(4)	0.052(2)	5.2(1)	0.206(1)	1.12(2)	2E-07
	$^2\text{H}$	1.46281(8)	0.262(1)	1.86(2)	0.068(1)	8.7(2)	4E-07
	$^3\text{H}$	1.4639(1)	0.290(1)	2.44(2)	0.084(1)	11.1(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.4649(9)	0.213(1)	3.17(2)	0.091(1)	13.0(1)	2E-07
	$^6\text{Li}$	1.4729(4)	0.226(5)	0.95(6)	0.220(4)	9.0(2)	1E-05
11	$^1\text{H}$	1.46651(6)	0.0114(9)	67.1(5)	0.211(3)	1.72(3)	3E-06
	$^2\text{H}$	1.47288(7)	0.259(1)	1.85(2)	0.066(2)	8.2(1)	4E-07
	$^3\text{H}$	1.4736(1)	0.288(2)	2.45(2)	0.081(2)	10.7(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.4745(8)	0.211(1)	3.16(2)	0.089(1)	12.4(1)	2E-07
	$^6\text{Li}$	1.4818(4)	0.229(6)	0.88(6)	0.223(4)	8.7(2)	1E-05
12	$^1\text{H}$	1.49445(5)	0.077(6)	2.9(1)	0.175(5)	0.93(4)	4E-07
	$^2\text{H}$	1.49385(7)	0.248(2)	1.82(2)	0.067(2)	6.8(2)	4E-07
	$^3\text{H}$	1.4940(1)	0.281(2)	2.45(2)	0.078(2)	9.5(2)	5E-07
	$^4\text{He}$	1.4944(8)	0.204(2)	3.14(3)	0.087(2)	11.2(2)	1E-07
	$^6\text{Li}$	1.5003(3)	0.237(6)	0.74(5)	0.227(3)	8.1(1)	9E-06

## Capítulo 5

# Análisis y discusión de los resultados

Debido al creciente interés en estudios basados en haces radioactivos, la interacción de núcleos halo y débilmente ligados alrededor de la barrera coulombiana es un tópico de la física nuclear bastante activo. Las preguntas más relevantes respecto de este tema es si existe alguna señal de la influencia del débil enlace de estos núcleos junto a la eventual influencia de estructura de cluster sobre los variados procesos que ocurren en este régimen de energía, esto es, scattering (elástico e inelástico), transferencia de nucleones, breakup y fusión. Se sabe hasta ahora que todos estos procesos influyen en alguna medida, por lo que el estudio experimental de scattering elástico es un primer paso necesario.

Aprovechando el hecho de que en cada sesión experimental se utilizan simultáneamente 12 detectores de tipo telescopio, en este experimento se midió la distribución angular de scattering elástico y de breakup inclusivo para los sistemas  ${}^6,7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  en un rango de energía en torno a la barrera coulombiana, esto es  $18 \leq E_{\text{LAB}} \leq 30$  MeV.



## 5.1. Determinación experimental de distribución angular de scattering elástico

Para conseguir lo anterior se requiere conocer de ciertos parámetros dado que el rendimiento (*yield*) está dado por

$$Y_i = N_t N_b \Delta\Omega_i \frac{d\sigma}{d\Omega_i}, \quad (5.1)$$

donde  $Y_i$  es el área bajo el pico elástico,  $N_t$  es el número de núcleos de  $^{115}\text{In}$  en el blanco por  $\text{cm}^2$ ,  $N_b$  es el número de partículas del haz de  $^{6,7}\text{Li}$  que interactúan con el blanco,  $\Delta\Omega_i$  es el ángulo sólido del  $i$ -ésimo detector y  $d\sigma/d\Omega_i$  es la sección eficaz diferencial de scattering elástico correspondiente.

En la Fig. 16a se aprecia el espectro bidimensional para el sistema  $^6\text{Li} + ^{115}\text{In}$  con una energía de 30 MeV. Se puede observar que sobre la estructura correspondiente a litio se ha trazado una línea cerrada en torno al pico elástico conocida como *banana*. Una vez realizado lo anterior se procede a proyectar esta banana en el eje que corresponde al detector de barrera (Fig. 16b). Posteriormente, se determina el área bajo el pico elástico simulando un pico gaussiano más un fondo lineal o cuadrático en torno a éste. Sin embargo, se encontró que en ocasiones no es posible obtener un buen ajuste, principalmente debido al ruido electrónico presente en algunos detectores. Por lo tanto, para la determinación de la sección eficaz de scattering elástico, se procedió a tomar la integral o suma de cuentas bajo el pico elástico:

### 5.1.1. Normalización de los datos

En vista de que es experimentalmente difícil determinar con suficiente precisión tanto  $N_t$  como  $N_b$  se optó por normalizar los datos utilizando un detector de barrera como monitor. Por otra parte, para obtener experimentalmente el ángulo sólido de

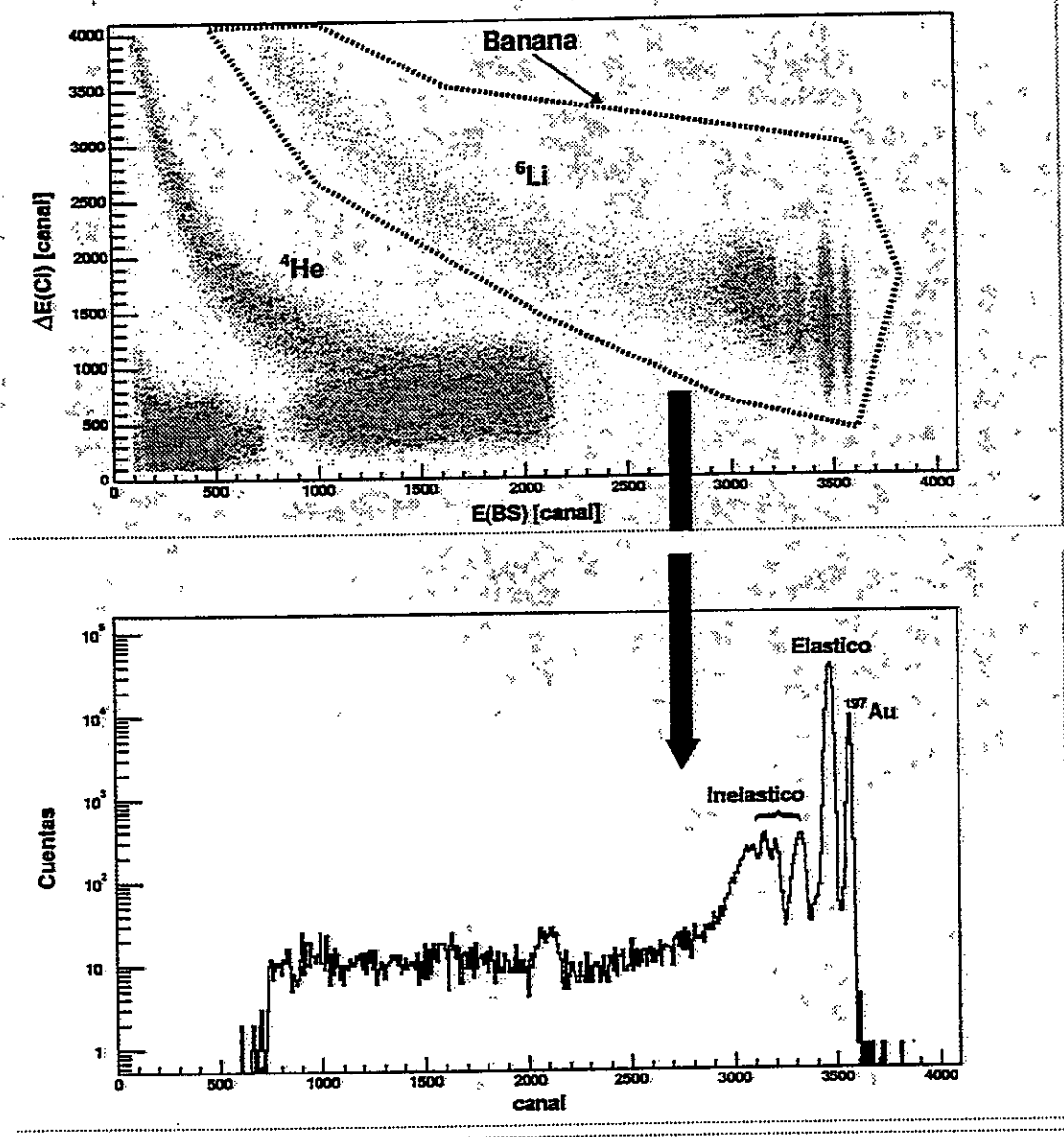


Fig. 16. (a) Espectro bidimensional del sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  para una energía de  $E_{\text{Lab}} = 30$  MeV. (b) Proyección de la banana del espectro 2D sobre el eje correspondiente al detector de barrera.

los detectores se utilizó una sesión experimental de normalización, es decir, una en la cual se sabe de antemano que la sección eficaz diferencial es puramente Rutherford. De esta forma, en el mes de mayo se utilizó el sistema a  ${}^6\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$  con una energía de 24 MeV, mientras que en noviembre se utilizó el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$  con una energía de 18 MeV. Así, la ecuación (5.1) se cumple tanto para el  $i$ -ésimo detector como para el monitor, es decir, se obtiene la igualdad

$$N_i N_b = \frac{Y_i}{\Delta\Omega_i} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_i} \right)_{Ruth}^{-1} = \frac{Y_m}{\Delta\Omega_m} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_m} \right)_{Ruth}^{-1} \quad (5.2)$$

A partir de la anterior ecuación es posible determinar los ángulos sólidos de cada detector en función del ángulo sólido  $\Delta\Omega_m$  del monitor

$$\frac{\Delta\Omega_i}{\Delta\Omega_m} = \left( \frac{Y_i}{Y_m} \right) \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_m} \right)_{Ruth} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_i} \right)_{Ruth}^{-1} \quad (5.3)$$

### 5.1.2. Distribución angular de scattering elástico

Tomando la anterior información para cada telescopio, posteriormente en cada una de las irradiaciones correspondientes se midió la distribución angular de scattering elástico. Con el fin de evitar el uso tanto de la corriente de haz como del grosor del blanco se normaliza con la integral del monitor mencionado anteriormente. Cabe mencionar que la forma usual de presentar los datos de distribución angular de scattering elástico es en función del ángulo del detector en el sistema de referencia del centro de masa  $\theta_{c.m.}$  y con respecto al valor que tendría la distribución si el scattering fuera puramente de Rutherford, esto es

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega_i} \right) \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_i} \right)_{Ruth}^{-1} = \left( \frac{Y_i}{Y_m} \right) \left( \frac{\Delta\Omega_i}{\Delta\Omega_m} \right)^{-1} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_m} \right) \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_i} \right)_{Ruth}^{-1} \quad (5.4)$$

En la Tabla 5.1 se muestran los datos medidos experimentalmente para la distribución angular de scattering elástico para los sistemas  ${}^6,7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  en los rangos angular y de energía mencionados. En este caso el error experimental se determina a partir del error en las distintas cantidades utilizadas en las ecuaciones anteriores. Como el error en la posición angular de los detectores es muy pequeño ( $\Delta\theta \sim 0.1^\circ$ ) y dado que las mediciones no están en torno a  $0^\circ$  o  $180^\circ$  el error experimental depende fundamentalmente del error asociado a la normalización dada por la ecuación (5.3), correspondiente a la determinación de los ángulos sólidos. Con esto, el error obtenido está en torno al 1% para ángulos delanteros mientras que para ángulos traseros alcanza, en ocasiones, un 10%. Cabe hacer notar que la estadística de los datos obtenidos en el mes de Mayo es mayor debido a que se disponía de un período de irradiación más prolongado que el correspondiente al mes de Noviembre, de ahí la diferencia en la precisión de los resultados que se observa en la misma tabla.

Tabla 5.1: Distribución angular de scattering elástico para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ 

$\theta_{\text{c.m.}}$ [deg]	18 MeV	21 MeV	24 MeV	27 MeV	30 MeV
21.03	1.00(4)	1.00(5)			1.000(8)
23.65	1.00(5)	1.00(5)	1.000(5)	1.00(6)	1.000(9)
26.27	1.00(5)	1.00(5)	1.000(5)	1.00(5)	1.000(9)
28.89	1.00(5)	1.00(5)	1.000(5)	1.00(5)	
31.51	1.00(7)	1.00(6)		1.00(4)	0.994(6)
34.12	1.00(7)	1.00(7)	1.018(5)	1.00(7)	1.035(7)
36.73	1.02(7)	1.00(7)	1.014(5)	0.98(7)	1.083(7)
39.33	0.98(7)	1.00(7)	1.007(5)	0.98(7)	
41.94	1.00(4)	1.00(5)		1.02(6)	1.043(8)
44.53	1.00(4)	1.00(4)	1.011(5)	1.06(5)	0.990(7)
47.13	1.00(4)	1.00(4)	1.011(5)	1.06(4)	0.927(7)
49.72	1.00(4)	1.00(4)	1.018(5)	1.02(4)	
52.31	1.01(4)	1.02(4)		1.00(4)	0.734(5)
54.89	1.02(4)	1.02(4)	1.064(8)	0.98(4)	0.667(5)
57.47	1.00(4)	1.02(4)	1.064(8)	0.94(4)	0.584(5)
60.04	1.00(4)	1.02(4)	1.054(8)	0.83(4)	
62.61	1.02(4)	1.03(4)		0.75(3)	0.394(3)
65.17	1.00(4)	1.02(4)	1.007(8)	0.69(3)	0.347(3)
67.73	1.02(5)	1.02(4)	0.964(8)	0.62(3)	0.296(3)
70.28	1.00(4)	1.02(4)	0.921(8)	0.53(2)	
72.83	1.00(7)	1.02(7)		0.46(2)	0.195(2)
75.37	1.00(9)	1.02(9)	0.843(8)	0.43(2)	0.170(2)
77.91	1.00(9)	1.00(9)	0.786(8)	0.37(2)	0.143(2)
80.44	1.00(9)	0.96(7)	0.729(8)	0.32(2)	
82.97	1.00(7)	0.95(7)		0.27(2)	0.097(1)
85.49	1.00(7)	0.94(7)	0.657(4)	0.24(2)	0.084(1)
88.00	0.98(7)	0.88(7)	0.598(4)	0.21(2)	0.0711(8)
90.51	0.98(7)	0.88(7)	0.545(4)	0.18(1)	
93.01	1.00(4)	0.87(4)		0.15(1)	0.0456(9)
95.51	1.00(5)	0.87(4)	0.446(4)	0.139(7)	0.0394(7)
98.00	1.00(5)	0.83(4)	0.406(4)	0.117(6)	0.0343(7)
100.48	0.98(5)	0.77(4)	0.369(4)	0.102(5)	
102.97	1.01(4)	0.75(3)		0.087(4)	0.0232(6)
105.44	1.00(5)	0.73(3)	0.311(4)	0.080(4)	0.0197(6)
107.91	1.02(5)	0.69(3)	0.288(4)	0.069(3)	0.0162(3)
110.37	0.98(5)	0.65(3)	0.255(3)	0.058(3)	

Tabla 5.2: Continuación de la distribución angular de scattering elástico para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$

$\theta_{\text{c.m.}}$ [deg]	18 MeV	21 MeV	24 MeV	27 MeV	30 MeV
112.83	0.98(4)	0.62(3)		0.051(2)	0.0115(6)
115.28	0.98(4)	0.61(3)	0.218(3)	0.047(3)	0.0108(6)
117.73	0.98(5)	0.57(3)	0.200(3)	0.040(2)	0.0095(3)
120.17	0.96(4)	0.54(3)	0.187(3)	0.036(2)	
122.61	1.00(4)	0.53(2)		0.030(2)	0.0077(3)
125.04	0.96(5)	0.51(2)	0.159(3)	0.029(2)	0.0063(3)
127.47	0.96(5)	0.48(2)	0.142(3)	0.028(1)	0.0055(3)
129.89	0.96(5)	0.45(2)	0.133(2)	0.023(1)	

### 5.1.3. Análisis de distribución angular de scattering elástico mediante el modelo de double-folding

Para el análisis teórico de los datos de distribución angular de scattering elástico se realizaron cálculos del modelo óptico utilizando el código GLOBAL4. En este contexto la parte real del potencial nuclear de entrada se calcula dentro de un modelo de double-folding descrito en el Capítulo 2. Así mismo, para la parte imaginaria se supondrá que esta posee la misma forma (ó dependencia en energía) que la parte real pero con diferente factor de normalización, quedando éste como único parámetro de ajuste. Respecto del factor de normalización de la parte real  $N_R$  se ha optado por mantenerlo constante en vista de que, como se señaló en el capítulo 2, este valor no varía apreciablemente en una amplia región de energía en torno a la barrera coulombiana.

En la Fig. 17 se puede apreciar la distribución angular de scattering elástico experimental y calculada para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  con una energía de  $E=21$  MeV. Tomando como parámetros del modelo las masas y cargas del sistema, energía de

Tabla 5.3: Distribución angular de scattering elástico para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ 

$\theta_{\text{C.M.}}$ [deg]	18 MeV	21 MeV	24 MeV	26 MeV	30 MeV
10.61					1.00(8)
21.20	1.00(4)	1.00(4)		1.00(6)	1.000(7)
21.20					1.00(7)
23.84	1.00(4)	1.00(4)	1.00(1)	1.00(6)	
26.48	1.00(4)	1.00(4)	1.00(1)	1.00(6)	0.98(6)
29.12	1.00(4)	1.00(4)	1.00(2)	1.00(4)	
31.75	0.99(6)	0.99(6)	1.00(5)	1.00(6)	0.99(6)
31.75					1.005(7)
31.75					1.01(6)
34.38	0.99(6)	0.99(6)	1.02(1)	1.00(6)	
37.01	0.98(6)	0.98(6)	1.02(2)	0.95(6)	1.09(6)
39.64	0.97(6)	0.99(6)	1.01(2)	0.94(5)	
42.26	0.99(4)	0.99(4)	1.00(5)	1.00(6)	1.03(6)
42.26					1.095(7)
44.87	1.00(4)	0.99(4)	1.00(7)	1.05(7)	
47.48	0.99(4)	0.98(4)	0.99(4)	1.09(7)	
50.09	0.98(4)	0.99(4)	1.04(7)	1.07(5)	
52.69	0.99(4)	1.00(4)	0.96(8)	1.14(7)	0.68(4)
52.69					0.685(6)
55.28	1.00(4)	0.99(4)	1.08(1)	1.09(7)	
57.87	1.00(4)	0.98(4)	1.09(1)	1.05(7)	
60.46	0.99(4)	0.99(4)	1.09(2)	0.93(4)	
63.04	0.98(4)	0.99(4)	1.08(4)	0.91(6)	0.32(2)
63.04					0.330(3)
65.61	1.01(4)	0.98(4)	1.04(1)	0.83(5)	
68.18	1.00(4)	0.98(4)	1.00(1)	0.75(4)	
70.74	0.99(4)	0.98(4)	0.95(1)	0.64(2)	
73.30	0.98(8)	1.00(8)	1.89(5)	0.56(5)	0.148(1)
73.30					0.16(1)
75.85	0.99(8)	1.00(8)	0.87(4)	0.50(4)	
78.39	0.98(8)	1.00(8)	0.81(4)	0.43(4)	
80.93	0.97(8)	0.99(8)	0.75(4)	0.37(3)	
83.46	0.98(7)	0.96(7)	0.61(7)	0.32(2)	0.0614(6)
83.46					0.068(5)

Tabla 5.4: Continuación de la distribución angular de scattering elástico para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$

$\theta_{\text{C.M.}}$ [deg]	18 MeV	21 MeV	24 MeV	26 MeV	30 MeV
85.98	0.98(7)	0.95(7)	0.66(7)	0.28(2)	
88.50	0.98(7)	0.95(7)	0.56(7)	0.20(2)	
91.01	0.96(7)	0.93(7)	0.57(7)	0.20(1)	
93.51	0.99(4)	0.93(4)	0.50(4)	0.18(2)	
96.01	1.00(4)	0.92(4)	0.41(5)	0.15(1)	
98.50	1.01(4)	0.86(4)	0.373(5)	0.13(1)	
100.98	0.98(4)	0.84(4)	0.336(5)	0.123(6)	
103.46	0.99(4)	0.82(3)	0.30(3)	0.10(1)	0.0126(2)
105.93	1.00(4)	0.79(3)	0.273(4)	0.091(6)	
108.39	0.98(4)	0.74(3)	0.246(4)	0.077(6)	
110.85	0.96(4)	0.73(4)	0.221(4)	0.065(3)	
113.30	0.97(4)	0.69(3)	0.199(8)	0.061(5)	0.0067(4)
115.74	0.96(4)	0.66(3)	0.182(3)	0.051(4)	
118.18	0.97(4)	0.62(3)	0.166(3)	0.047(4)	
120.61	0.96(4)	0.59(3)	0.151(3)	0.040(2)	
123.04	1.00(4)	0.58(3)	0.134(5)	0.034(3)	0.0033(1)
125.46	0.99(4)	0.57(3)	0.123(2)	0.030(3)	
127.87	0.98(4)	0.53(3)	0.113(2)	0.029(2)	
130.28	0.96(4)	0.53(3)	0.121(7)	0.0126(6)	

incidencia y parámetro standard de normalización de la componente imaginaria del potencial nuclear  $N_W = 0.78$ , se observa una clara discrepancia entre los datos medidos y el cálculo del modelo. Realizando una búsqueda por mínimos cuadrados del mejor  $N_W$  nos encontramos con que existe un parámetro de normalización óptimo igual a  $N_W = 1.53$ , lo cual se muestra en la misma figura. Llevando a cabo el mismo procedimiento para cada sistema y energía de bombardeo se obtiene la distribución angular de scattering elástico correspondiente a cada uno de ellos (ver Figs. 18 y 19) junto con los mejores ajustes dados por el modelo.



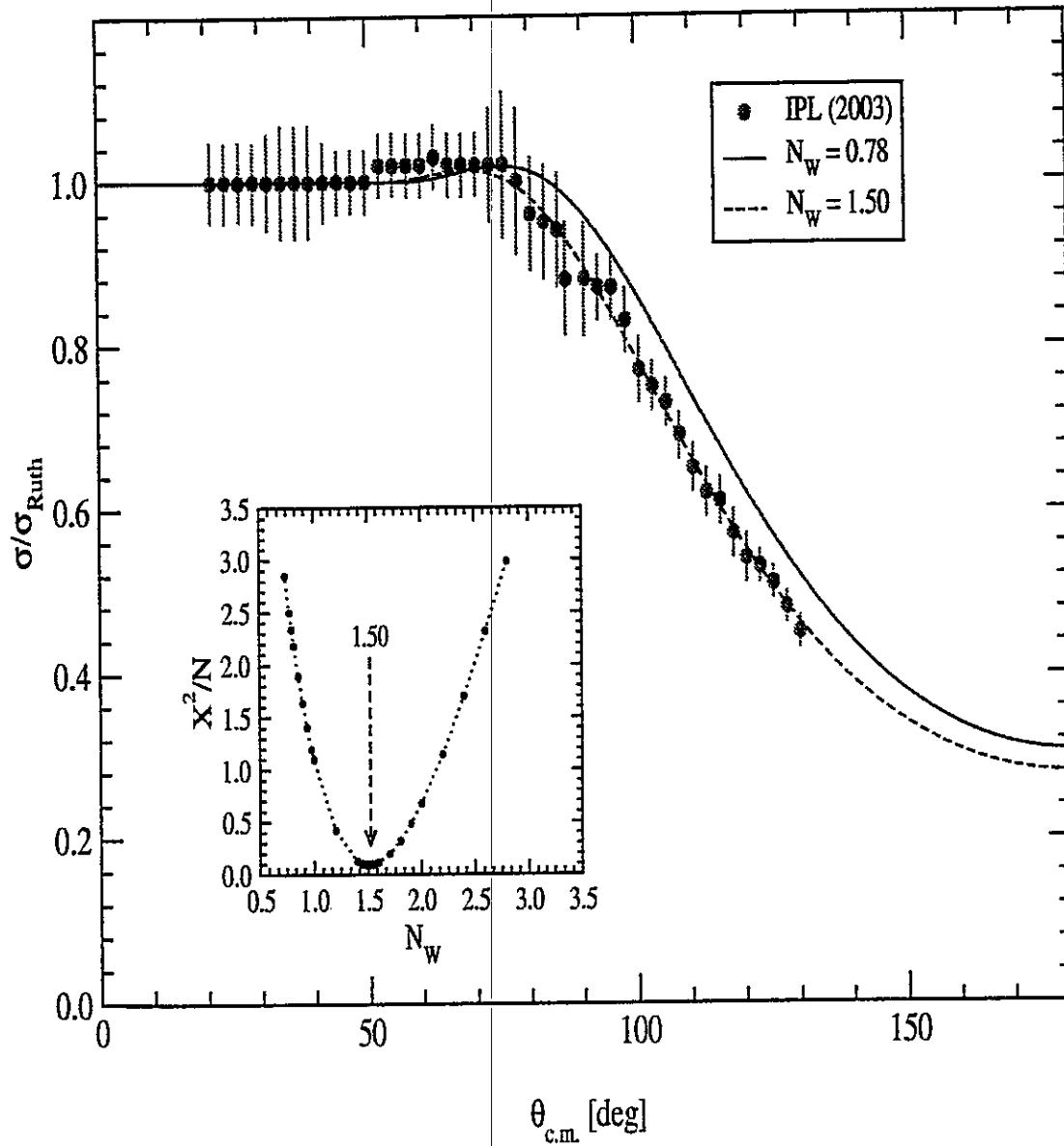


Fig. 17. Distribución angular de scattering elástico para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  con  $E_{\text{Lab}} = 21$  MeV, junto con ajuste dado por modelo double-folding.

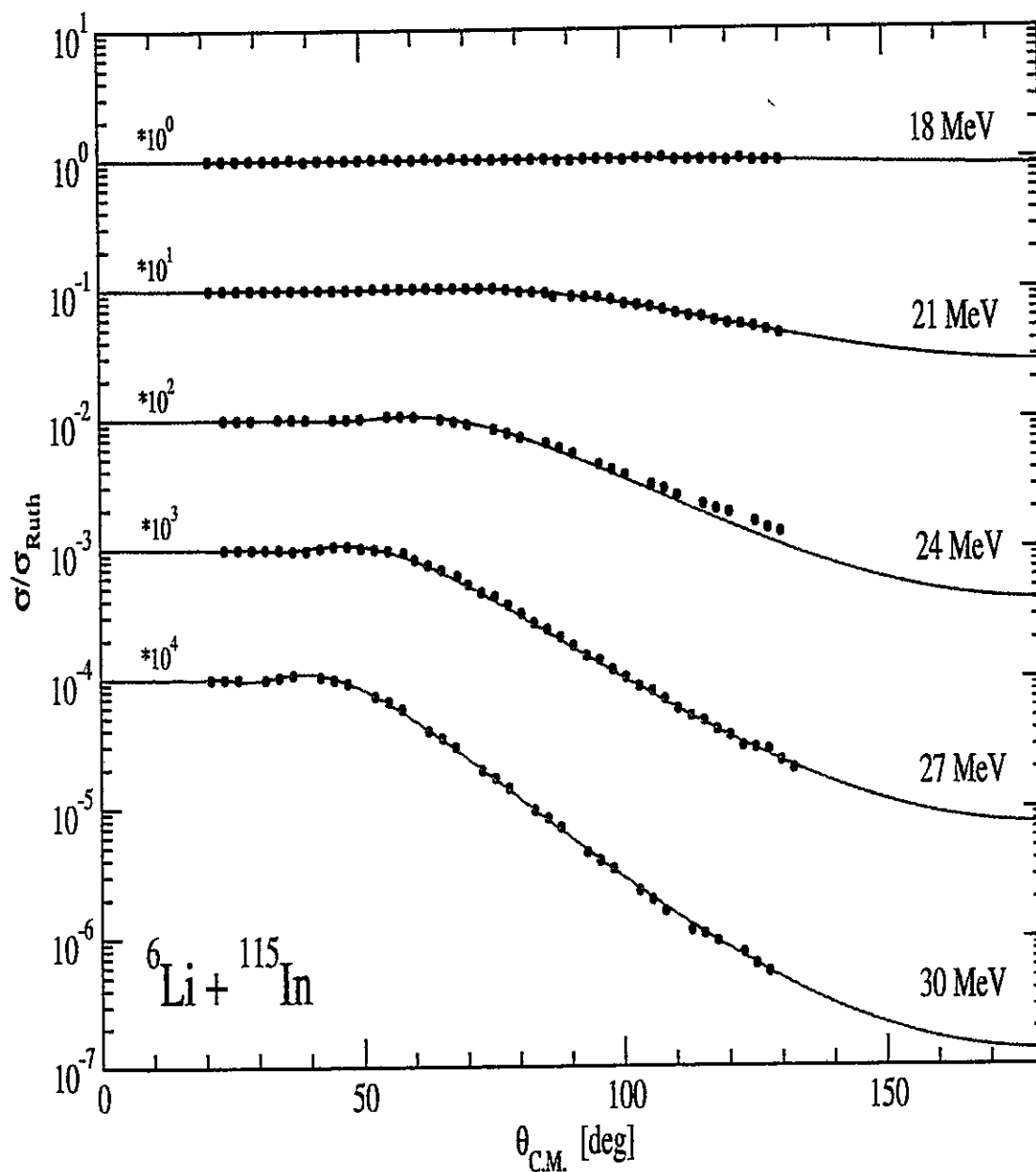


Fig. 18. Distribución angular de scattering elástico para  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ .

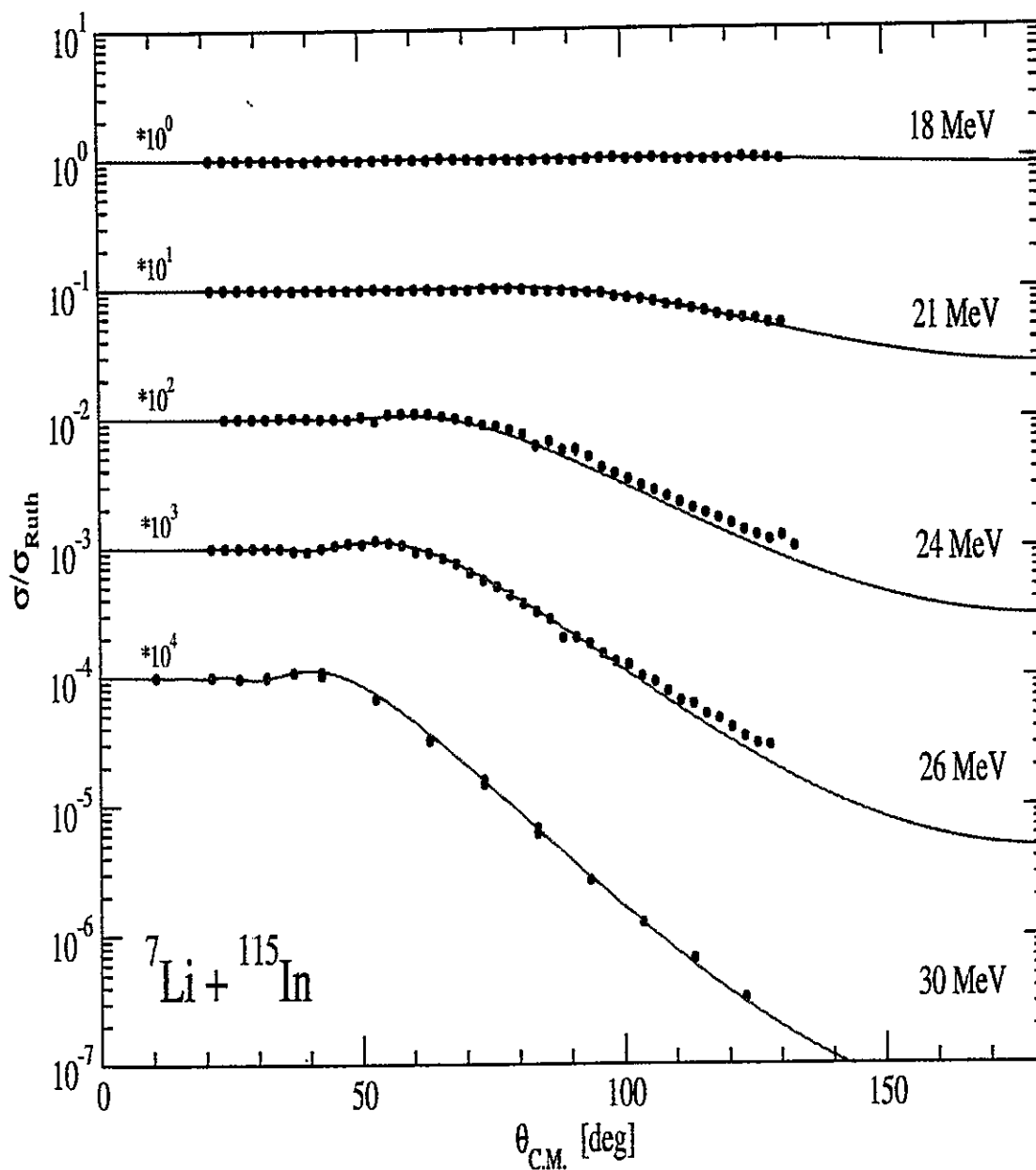


Fig. 19. Distribución angular de scattering elástico para  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ .

En la Tabla 5.5 se aprecian algunos valores deducidos a partir del análisis anterior. En primer lugar, es posible apreciar un aumento anómalo del factor de normalización  $N_W$  en el sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{115}\text{In}$  para una energía de 21 MeV, fenómeno no observado en el sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$ . Esto implica una potencial imaginario de mayor intensidad para la reacción inducida por  ${}^6\text{Li}$  relativo a  ${}^7\text{Li}$ . Si esta interpretación es correcta, las secciones eficaces de reacción deberían ser mayores para el sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$ , excepto para esta energía de bombardeo, lo cual se observa claramente en la misma Tabla.

Los resultados del análisis muestran importantes diferencias en el scattering elástico de ambos isótopos de litio. Debido a que se tiene el mismo núcleo blanco se espera que la diferencia entre sus respectivos mecanismos de scattering elástico no sea gobernada por excitaciones inelásticas del blanco, sino que por características estructurales de los núcleos proyectil. Cabe señalar que este mismo comportamiento ha sido anunciado en trabajos recientes [57, 58] en donde además se realiza este mismo tipo de cálculo con todos los datos experimentales acequibles. En todos estos se deduce que la intensidad de la parte imaginaria del potencial nuclear, para el caso de  ${}^6\text{Li}$ , presenta un importante aumento en torno a la barrera coulombiana. Esto es claramente contradictorio con el comportamiento usual al utilizar núcleos proyectil estables y fuertemente ligados, los cuales presentan el ya mencionado fenómeno de anomalía de umbral. Con el fin de contrastar este resultado con otros datos experimentales se realizó el mismo procedimiento de ajuste para el sistema  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{138}\text{Ba}$  [12]. La Fig. 20 da cuenta de este análisis y en ella se reafirma el fenómeno antes mencionado respecto de ambos sistemas, así como además se demuestra que el comportamiento del núcleo  ${}^7\text{Li}$  es similar en los dos casos, esto es, la presencia de la anomalía de umbral. Como se mencionó en la parte teórica de este trabajo la presencia de esta

Tabla 5.5: Sección eficaz de reacción y de fusión para los valores de  $N_W$  deducidos a partir de distribuciones de scattering elástico

${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$							
Energía [MeV]	$\eta$	$\theta_{gr}$ [deg]	$\ell_{gr}$	$N_W$	$\sigma_{reac.}$ [mb]	$\sigma_{fusion}$ [mb]	$\sigma_{elast.}$ [mb]
18	13.32	—	—	0.68	25.6(1)	1.95(1)	23.7(1)
21	12.34	—	—	1.53	328.6(4)	118.4(4)	210.2(5)
24	11.54	107.39	8.32	0.77	614.0(2)	455.6(2)	158.2(2)
27	10.88	82.21	12.36	1.10	981.6(3)	735.4(3)	246.2(4)
30	10.32	67.45	15.38	1.01	1216.7(4)	948.4(4)	268.0(5)
${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$							
18	14.39	—	—	0.68	27.3(1)	1.81(1)	25.5(1)
21	13.32	—	—	0.66	255.8(5)	134.7(5)	121.1(6)
24	12.46	106.87	9.08	0.90	683.3(5)	492.1(5)	190.7(7)
26	11.98	88.57	12.15	0.54	838.6(7)	691.9(7)	146.0(9)
30	11.15	67.23	16.68	0.70	1220.1(2)	1000.0(2)	219.9(3)

anomalía ha sido interpretada como el efecto de un fuerte acoplamiento con algún canal de reacción adicional, como por ejemplo, con el primer estado excitado del canal inelástico de  ${}^7\text{Li}$ , el canal de transferencia de un neutrón, lo cual produciría un potencial de polarización atractivo. Cabe recordar que la energía de disociación de  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$  es de 2.45 MeV la cual es mucho mayor que la energía del primer estado excitado  $E^* = 0.478$  MeV, por lo que existe una alta probabilidad de excitar este estado.

La ausencia de la anomalía de umbral para el scattering elástico del núcleo débilmente ligado  ${}^6\text{Li}$  es, por otro lado, una señal de que posiblemente para este proyectil el canal de breakup sea el mecanismo de reacción directa dominante, produciendo un débil acoplamiento entre el canal elástico e inelásticos. Contrariamente al caso de  ${}^7\text{Li}$ , la energía de disociación de  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  es de aproximadamente 1.5 MeV, la cual

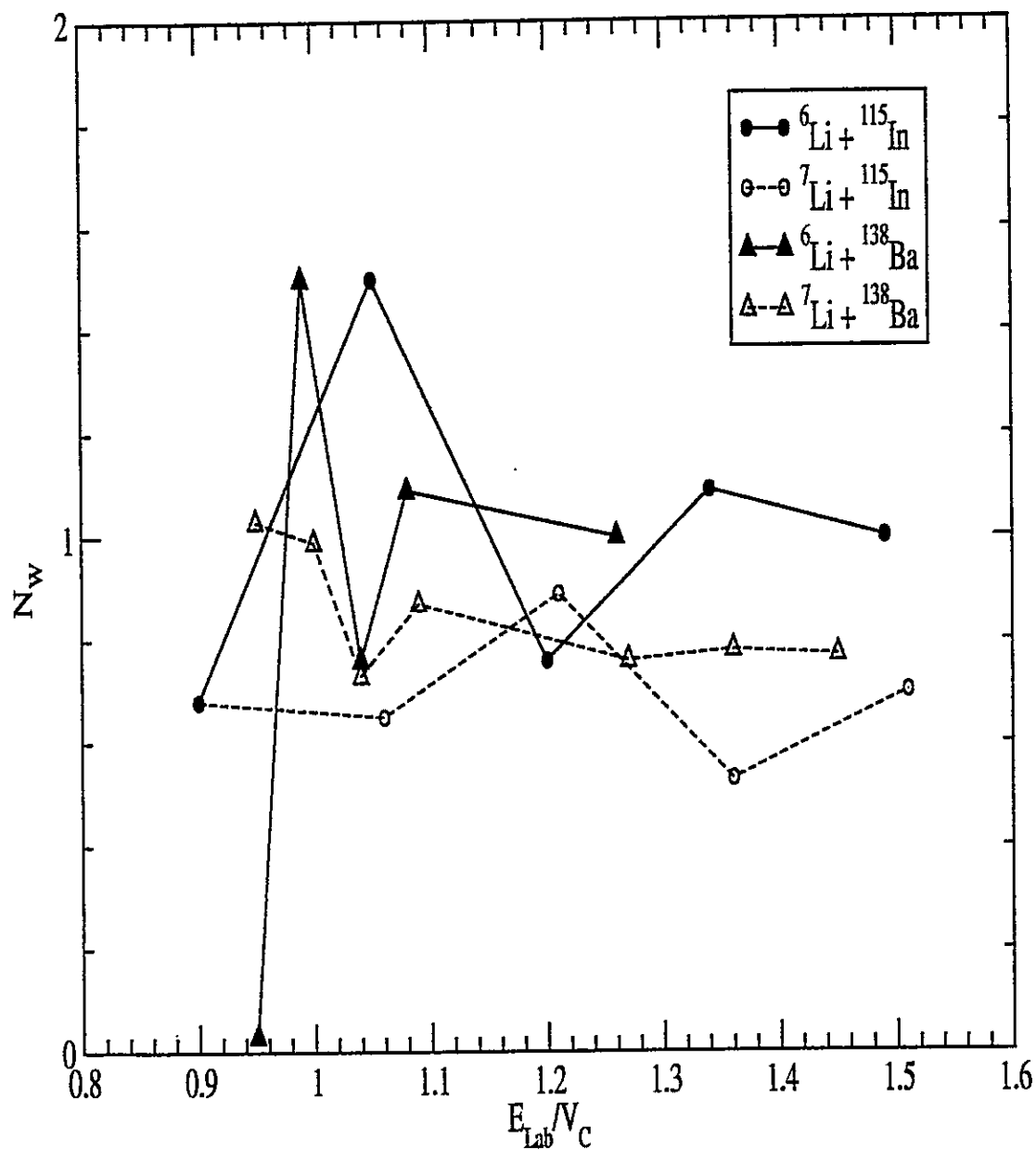


Fig. 20. Factores de normalización de la parte imaginaria del potencial double-folding para los  ${}^6,7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  y  ${}^6,7\text{Li} + {}^{138}\text{Ba}$

es mucho menor que la energía de excitación del primer estado excitado  $E^* = 2.185$  MeV. Consecuentemente, la probabilidad de excitación es bastante baja. En este caso, el acoplamiento del canal de breakup podría contribuir con un potencial de polarización repulsivo, el cual eventualmente excede o es del mismo orden de magnitud que el término atractivo que aparece a partir del acoplamiento del primer estado excitado con el estado base. Así, para este núcleo proyectil el efecto mencionado anteriormente puede ser mucho más importante como para afectar la parte real del potencial nuclear cerca de la barrera coulombiana de manera que inhibe la presencia de la anomalía de umbral en el scattering elástico.

A esta altura parece razonable esperar que la sección eficaz de fusión a para este rango de energías sea mayor para el proyectil  ${}^7\text{Li}$  con respecto a  ${}^6\text{Li}$  dado que este presenta un potencial de mayor absorción, mientras que en el caso de scattering elástico las secciones eficaces deberían ser mayores para  ${}^6\text{Li}$  y dominadas por el mecanismo de breakup.

Una forma más conveniente de observar el comportamiento de la sección eficaz de reacción resulta al utilizar la aproximación del modelo de Wong [59] para un rango de energías en torno a la barrera coulombiana. En este modelo el potencial del modelo óptico se reemplaza por un potencial de oscilador armónico invertido. La sección eficaz de reacción, dentro de esta aproximación, resulta

$$\sigma_{\text{reac.}} = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V_B}{E_{C.M.}}\right). \quad (5.5)$$

Aquí,  $V_B$  y  $R_B$  son la altura y radio de la barrera para algún sistema nuclear, respectivamente. Si se grafica la sección eficaz de reacción  $\sigma_{\text{reac}}$  en función del inverso de la energía del proyectil, lo cual se muestra en la Fig. 21, entonces mediante un ajuste lineal es posible determinar ambos parámetros de la barrera. Los valores

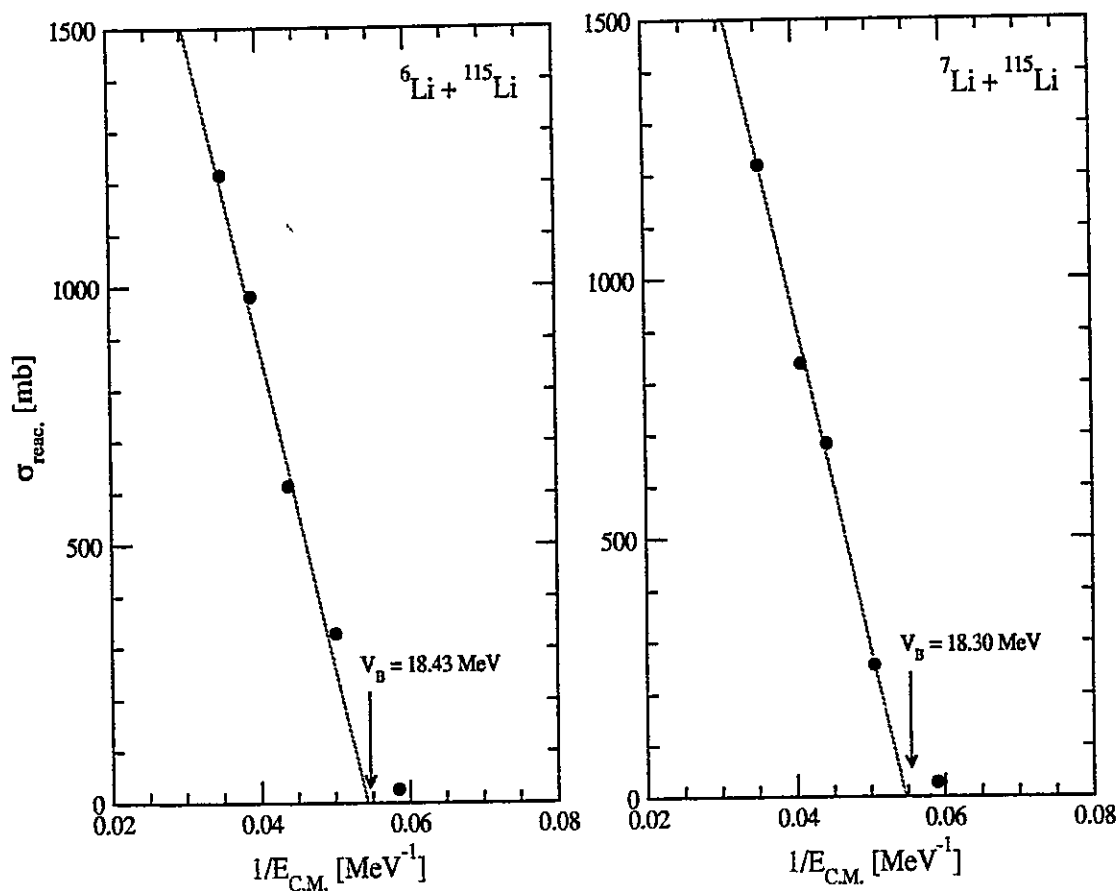


Fig. 21. Secciones eficaces de reacción para los sistemas  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  en función del inverso de la energía.

correspondientes son  $V_B({}^6\text{Li})=18.43 \text{ MeV}$ ,  $R_B({}^6\text{Li})=13.35 \text{ fm}$ ,  $V_B({}^7\text{Li})=18.30 \text{ MeV}$  y  $R_B({}^7\text{Li})=13.12 \text{ fm}$ . En la misma figura, a pesar de que ambas secciones eficaces son bastante similares, es posible notar que la sección eficaz de reacción es sin lugar a dudas mayor para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ , excepto para  $E_{\text{Lab}} = 21 \text{ MeV}$  en donde, como se mencionó con anterioridad, ocurre una mayor absorción para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ . Existe una leve discrepancia entre los valores deducidos a partir de este procedimiento respecto de los calculados a partir de la ecuación de Broglia [60] siendo estos últimos, en promedio, un 10 % mayores.



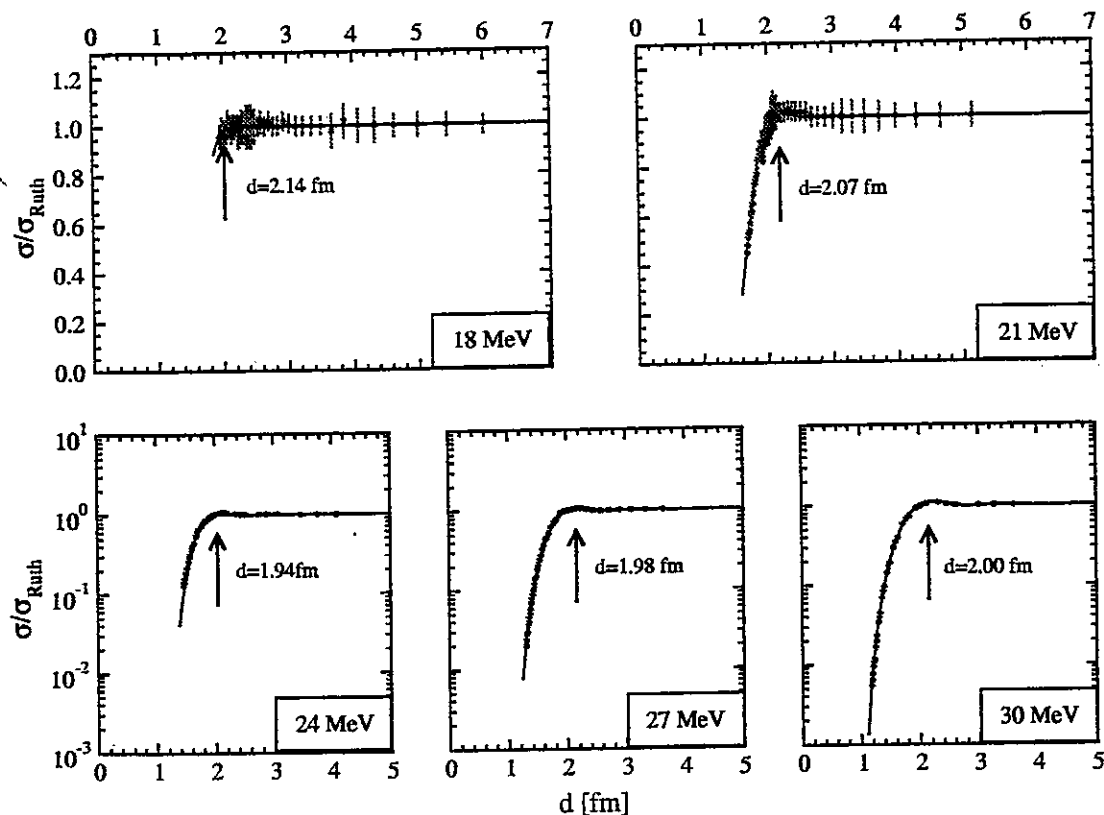


Fig. 22. Probabilidad experimental de scattering elástico  $P_E$  para el sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{115}\text{In}$  en función de la distancia reducida  $d$ .

## 5.2. Determinación experimental de la distancia de máximo acercamiento

Tras una colisión de iones se produce algún tipo de reacción en el canal de salida, esto es, scattering elástico, fusión completa, breakup, etc. Por una parte, el canal elástico involucra una transferencia nula de momentum y la energía cinética antes y después del evento, en el sistema de referencia del C.M., es la misma, de manera que los estados internos del sistema no cambian. El proceso de fusión (fusión completa),

por su parte, procede a través de la formación de un núcleo compuesto en cierto estado excitado, perdiéndose esta energía de excitación a través de la emisión de rayos  $\gamma$  ó partículas cargadas. La parte restante consiste de canales que es posible de describir explícitamente usando un conjunto apropiado de ecuaciones de canales acopladas. En estos casos, los estados internos de los núcleos colisionantes pueden ser excitados mediante contacto (scattering inelástico), ó unos pocos nucleones pueden ser transferidos desde un núcleo a otro (colisiones de rearrreglo, reacciones de transferencia, breakup). Debido a que este tipo de reacciones ocurre rápidamente y proceden directamente desde un estado inicial hacia estados finales sin la formación de un estado intermediario, es que ellas son llamadas reacciones directas ó reacciones periféricas.

La colisiones entre iones pesados en el rango de energías en torno a la barrera coulombiana son gobernadas por el potencial coulombiano, de forma tal que, los iones se moverán principalmente a lo largo de una trayectoria clásica coulombiana. El comportamiento inusual observado en el scattering elástico ó de algún mecanismo de reacción directa cuando se utilizan núcleos proyectil débilmente ligados puede ser graficado de mejor manera determinando los cuocientes de las secciones eficaces diferenciales con respecto a la sección eficaz de Rutherford

$$P_i = \frac{d\sigma_i}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}, \quad (5.6)$$

en función de la distancia de máxima aproximación o de una distancia reducida. En la ecuación anterior  $i = E, D$  indica si se trata de scattering elástico ó reacción directa (breakup, transferencia, etc.). En el caso de scattering elástico el análisis se basa en el carácter semiclásico de la sección eficaz en función de la denominada distancia de máximo acercamiento de los núcleos colisionantes [61, 62]. Esta aproximación es

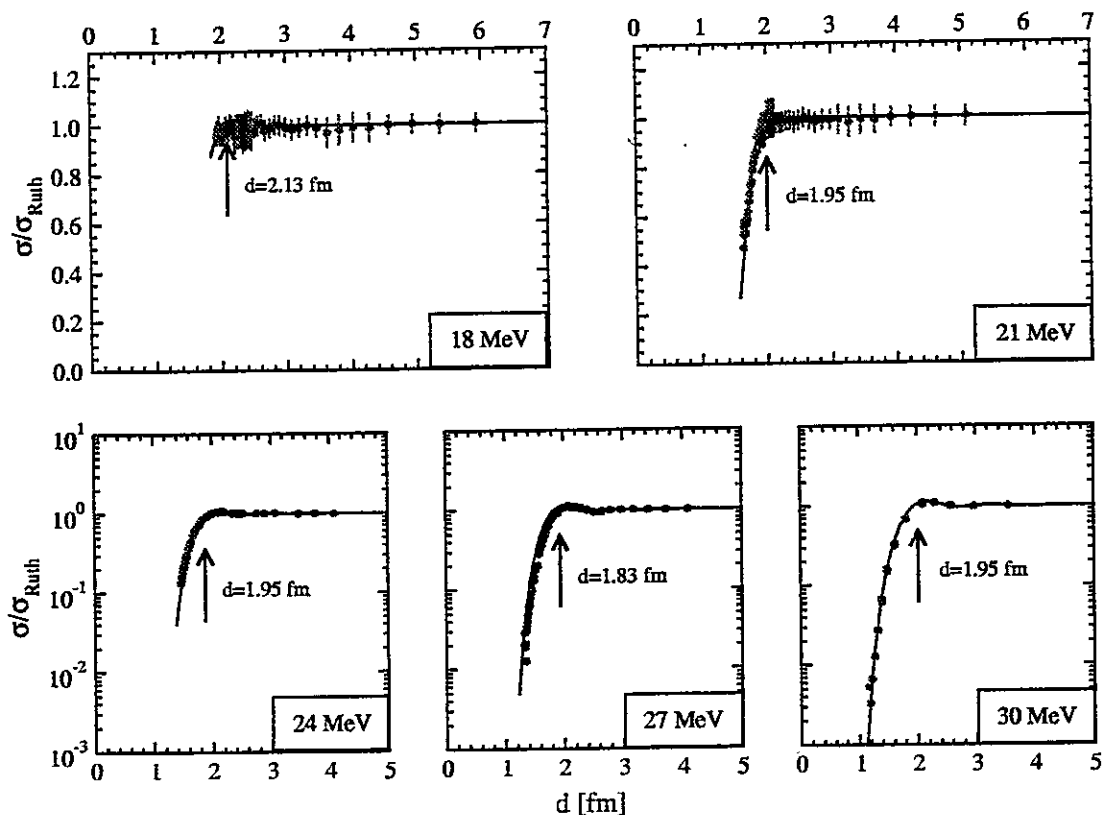


Fig. 23. Probabilidad experimental de scattering elástico  $P_E$  para el sistema  $^7\text{Li} + ^{115}\text{In}$  en función de la distancia reducida  $d$ .

válida si se cumple la condición de que el parámetro de Sommerfeld  $\eta \gg 1$  (ver Tabla 5.5) junto con el hecho de que para el rango de energías utilizadas en este trabajo la longitud de onda es mucho menor que las dimensiones características del sistema. Así los paquetes de onda asociados a los núcleos están razonablemente bien localizados y, por lo tanto, pueden utilizarse la imagen de trayectorias clásicas bien definidas. La distancia de máxima aproximación está relacionada con el ángulo de scattering mediante la siguiente relación

$$D = d(A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) = \frac{1}{2}D_0 \left( 1 + \frac{1}{\sin(\theta_{C.M.}/2)} \right) \quad (5.7)$$

$$D_0 = \frac{Z_p Z_T e^2}{E_{C.M.}} \quad (5.8)$$

En la ecuación anterior  $D_0$  es la distancia de máxima aproximación en una colisión frontal mientras que  $d$  es una distancia reducida. En la Figs. 22-23 se presentan los gráficos de sección eficaz de scattering elástico en función de la distancia reducida para los sistemas  ${}^6,7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ . Tal como se observa, para  $d$  suficientemente grande  $P_E$  es esencialmente igual a uno, pero comienza a disminuir a una distancia promedio, para ambos sistemas, inusualmente grande de  $d = 2.03$  fm. Este valor es algo mayor que la distancia  $d = 1.6$  fm, generalmente deducida a partir de núcleos proyectil fuertemente ligados. Clásicamente entonces, a distancias mayores a 2.03 fm la trayectoria del proyectil esta bastante alejada del núcleo blanco y el primero es scattreado solamente mediante la fuerza de Coulomb, de manera que la sección eficaz es igual a la sección eficaz de Rutherford y  $P_E$  es uno. Sin embargo, cuando la distancia  $d$  es menor que 2.03 fm el proyectil siente la influencia de la interacción nuclear fuerte produciéndose absorción desde el flujo incidente. Por otro lado, el que la distancia de máximo approach para estos sistemas sea mayor que para el caso de núcleos proyectil fuertemente ligados proviene de la estructura de cluster de los iones débilmente ligados  ${}^6,7\text{Li}$  y, por lo tanto, el radio del núcleo es mayor. Por consiguiente, su densidad nuclear es más extendida lo que se ve reflejado en el mayor alcance del correspondiente potencial ión-ión.

### 5.3. Breakup inclusivo para la reacción ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{115}\text{In}$

Varios estudios del proceso de breakup a energías cercanas a la barrera coulombiana se han llevado a cabo recientemente, dado el interés de extrapolar el estudio de reacciones inducidas con haces débilmente ligados hacia el campo de haces de iones radioactivos, en donde se espera que la sección eficaz de breakup sea bastante significativa, lo cual a su vez, influenciaría el proceso de fusión en este rango de energías. Varios trabajos, tanto teóricos como experimentales, se han llevado a cabo hasta ahora, cuyos resultados manifiestan que el mecanismo de breakup en algunas ocasiones aumenta y en otras impide la fusión. Para diferentes sistemas se observaron, además, fuertes canales de reacción los cuales fueron asignados a producción de partículas  $\alpha$  originadas a partir del breakup de proyectil y/o transferencia de nucleones. El hecho de que el scattering elástico de este tipo de sistemas presente un potencial anómalo es probablemente atribuible a este fuerte canal de reacción.

En este trabajo se midió el número de partículas  $\alpha$  a partir del breakup de  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$  después de colisionar con un blanco de  ${}^{115}\text{In}$ , en un rango de energía de entre 18 y 30 MeV. Dado un rango angular suficientemente amplio, es posible determinar una sección eficaz total (integrada angularmente) de breakup inclusivo en función de la energía de proyectil. De esta forma es posible corroborar las predicciones de trabajos anteriores en los que se afirma que esta sección eficaz se ve sistemáticamente aumentada para  ${}^6\text{Li}$  respecto de  ${}^7\text{Li}$ . Las razones por las cuales se decidió estudiar el efecto de breakup sobre estos sistemas son, entre otras, que (1) ambos núcleos proyectil están entre los núcleos estables con menor energía de ligazón, (2) es posible producir haces de  ${}^{6,7}\text{Li}$  de alta intensidad, permitiendo obtener datos experimentales con una estadística más que razonable, (3) cualquier proceso que induzca breakup en

ambos proyectiles produce una partícula  $\alpha$  (junto con un protón o deuterón), (4) la diferencia en energía de enlace entre ambos núcleos ( $\sim 1\text{MeV}$ ) debería tener alguna influencia apreciable en la sección eficaz de breakup. La Fig. 24 muestra un típico espectro de partícula  $\alpha$  obtenido utilizando un haz de  ${}^6\text{Li}$  con una energía de 24 MeV. Se observa claramente un ancho pico con un máximo correspondiente a una energía de  $E_\alpha \sim 14.3\text{ MeV}$ , en donde la energía cinética por nucleón de la partícula  $\alpha$  es aproximadamente igual a la del proyectil, obteniéndose espectros similares para las otras energías y para el caso de  ${}^7\text{Li}$ . Cabe señalar que los picos de gran anchura, como los que se observaron en estos espectros, son típicos de interacciones de tres cuerpos, por lo tanto atribuible a partículas  $\alpha$  producidas principalmente mediante dos procesos

- Breakup directo de  ${}^6\text{Li} \rightarrow (\alpha+d)$  y  ${}^7\text{Li} \rightarrow (\alpha+t)$ .
- Breakup secuencial y reacciones de transferencia de neutrón, esto es,  
 ${}^{115}\text{In}({}^6\text{Li}, {}^5\text{Li} \rightarrow (\alpha+p)){}^{116}\text{In}$  y  ${}^{115}\text{In}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li} \rightarrow (\alpha+d)){}^{116}\text{In}$ .

Un fondo de partículas  $\alpha$  de baja energía se observa por debajo del peak, probablemente atribuible al mecanismo de evaporación de partículas  $\alpha$  por parte del núcleo compuesto. Para el caso de  ${}^7\text{Li}$  el espectro se torna más complicado aún, especialmente a ángulos delanteros debido a la reacción  ${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, \alpha)\alpha$  que aparece a partir de la presencia de humedad en la muestra.

El pico de la Fig. 24 fue integrado para cada telecopio utilizando un procedimiento de minimización por mínimos cuadrados que incorpora substracción de fondo. En orden a eliminar el efecto de tiempo muerto en el sistema de detección o de adquisición de datos, esta integral  $Y_\alpha$  de partícula  $\alpha$  fue normalizado con respecto al de scattering elástico  $Y_{el}$ . Así, la sección eficaz diferencial de breakup inclusivo  $(d\sigma/d\Omega)_{BU}$  se

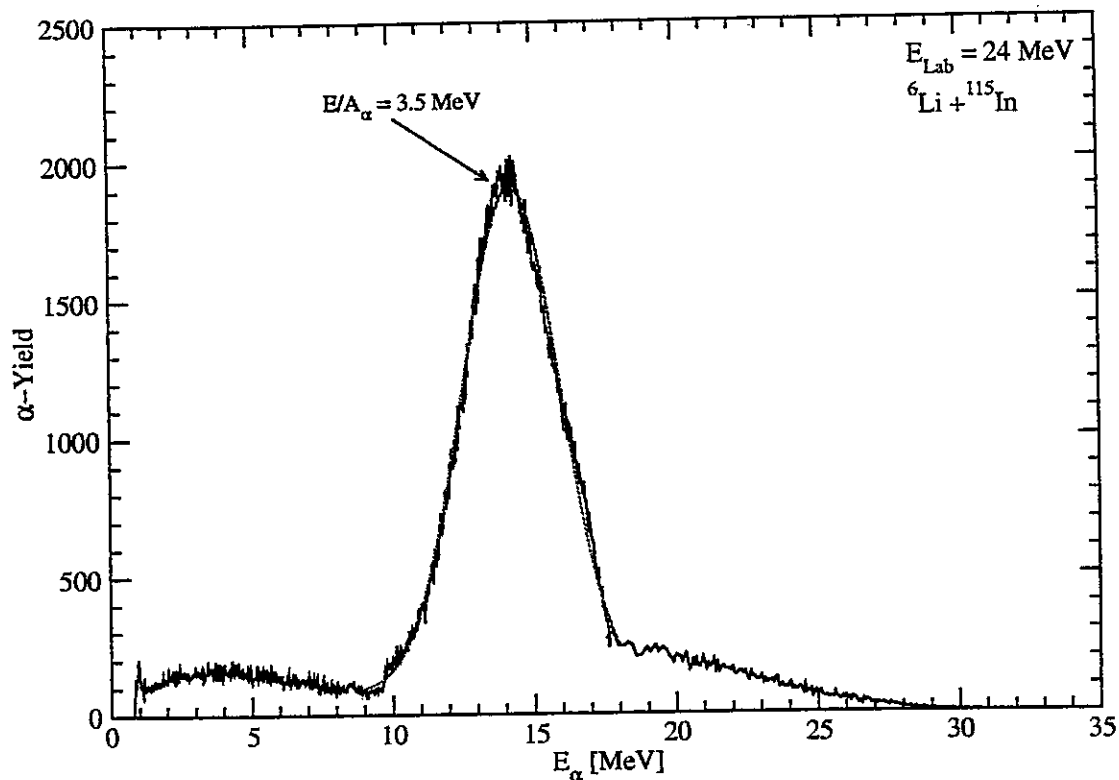


Fig. 24. Espectro de partícula  $\alpha$  para el sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{115}\text{In}$  con  $E_{\text{Lab}} = 24$  MeV

calcula de la siguiente manera

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{BU} = \frac{Y_{\alpha}}{Y_{el}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}, \quad (5.9)$$

en donde  $(d\sigma/d\Omega)_{el}$  es la sección eficaz diferencial de scattering elástico calculada utilizando los parámetros del modelo double-folding del capítulo 2 [15,16]. Las Figs. 25-28 muestran la distribución angular de producción de partícula  $\alpha$  para los sistemas  ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{115}\text{In}$ , con sus respectivas energías de proyectil. Se observa claramente un máximo en cada una de estas distribuciones, las cuales como era de esperar, sufren un corrimiento hacia menores ángulos a medida que la energía del haz aumenta.

Es posible observar también que la posición angular de estos máximos se encuen-

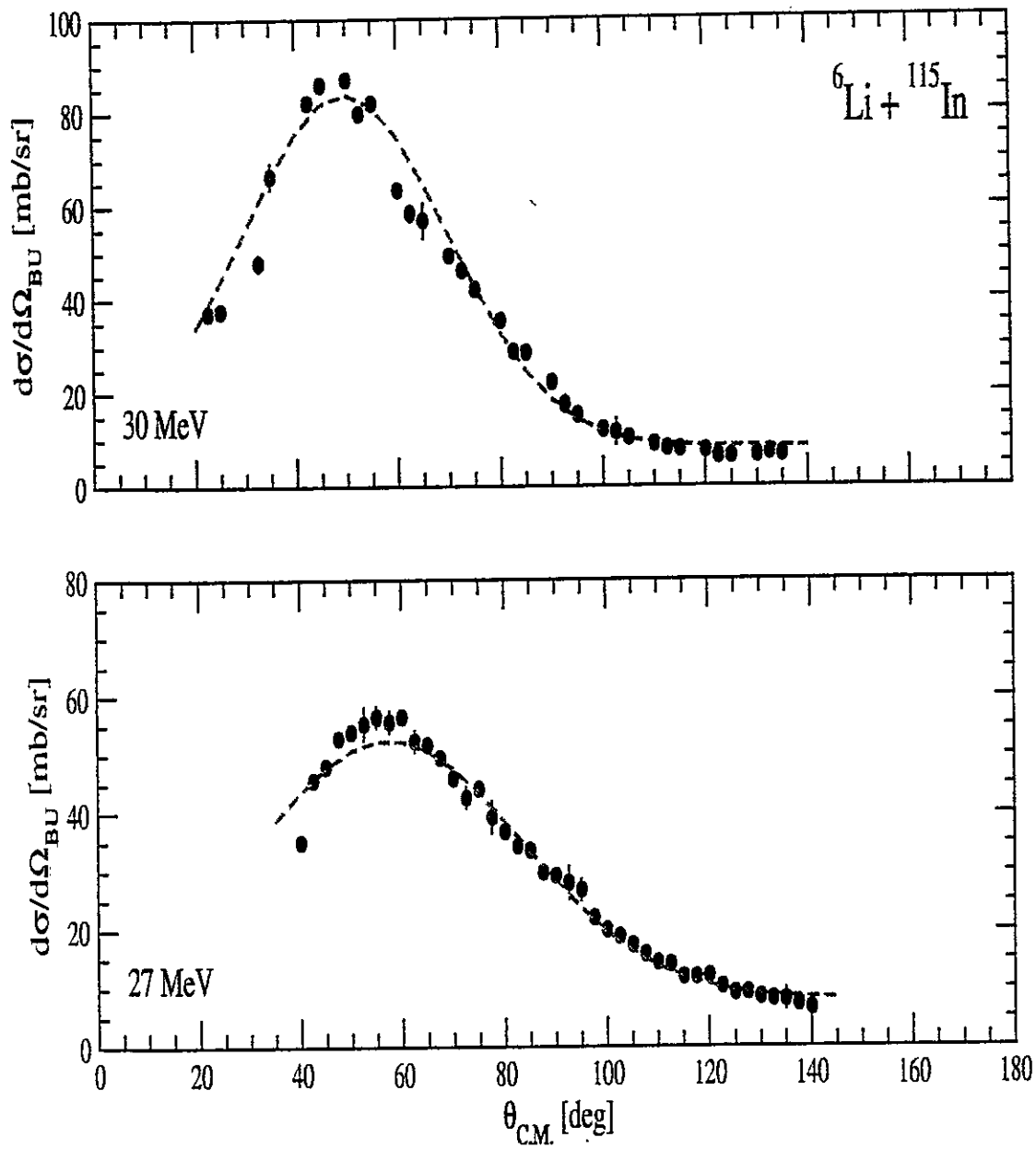


Fig. 25. Distribución angular de breakup inclusivo para los sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{115}\text{In}$  con energías de proyectil igual a  $E_{Lab} = 30, 27$  MeV. La línea segmentada representa un ajuste por mínimos cuadrados



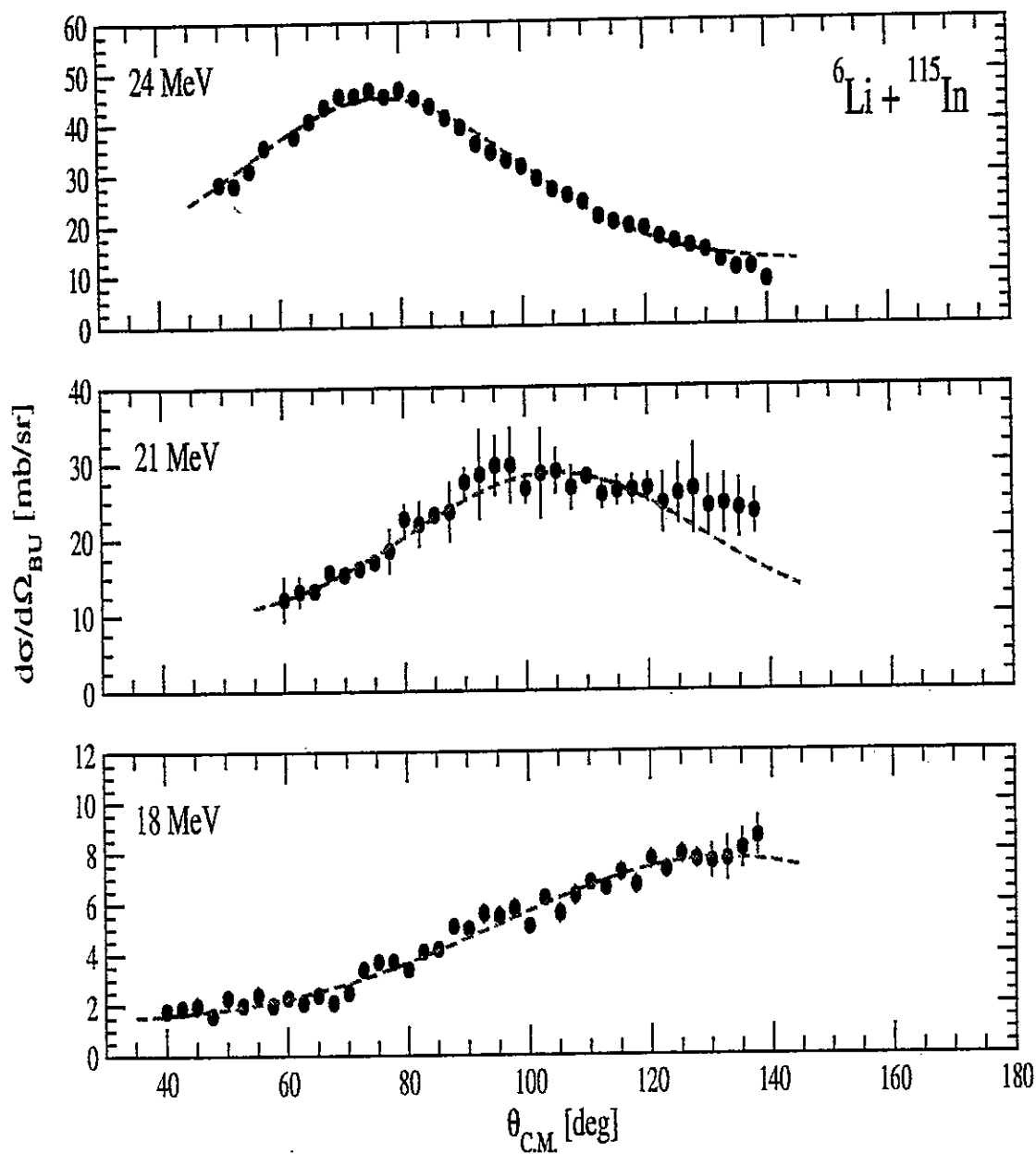


Fig. 26. Distribución angular de breakup inclusivo para los sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  con energías de proyectil igual a  $E_{\text{Lab}} = 24, 21, 18$  MeV. La línea segmentada representa un ajuste por mínimos cuadrados

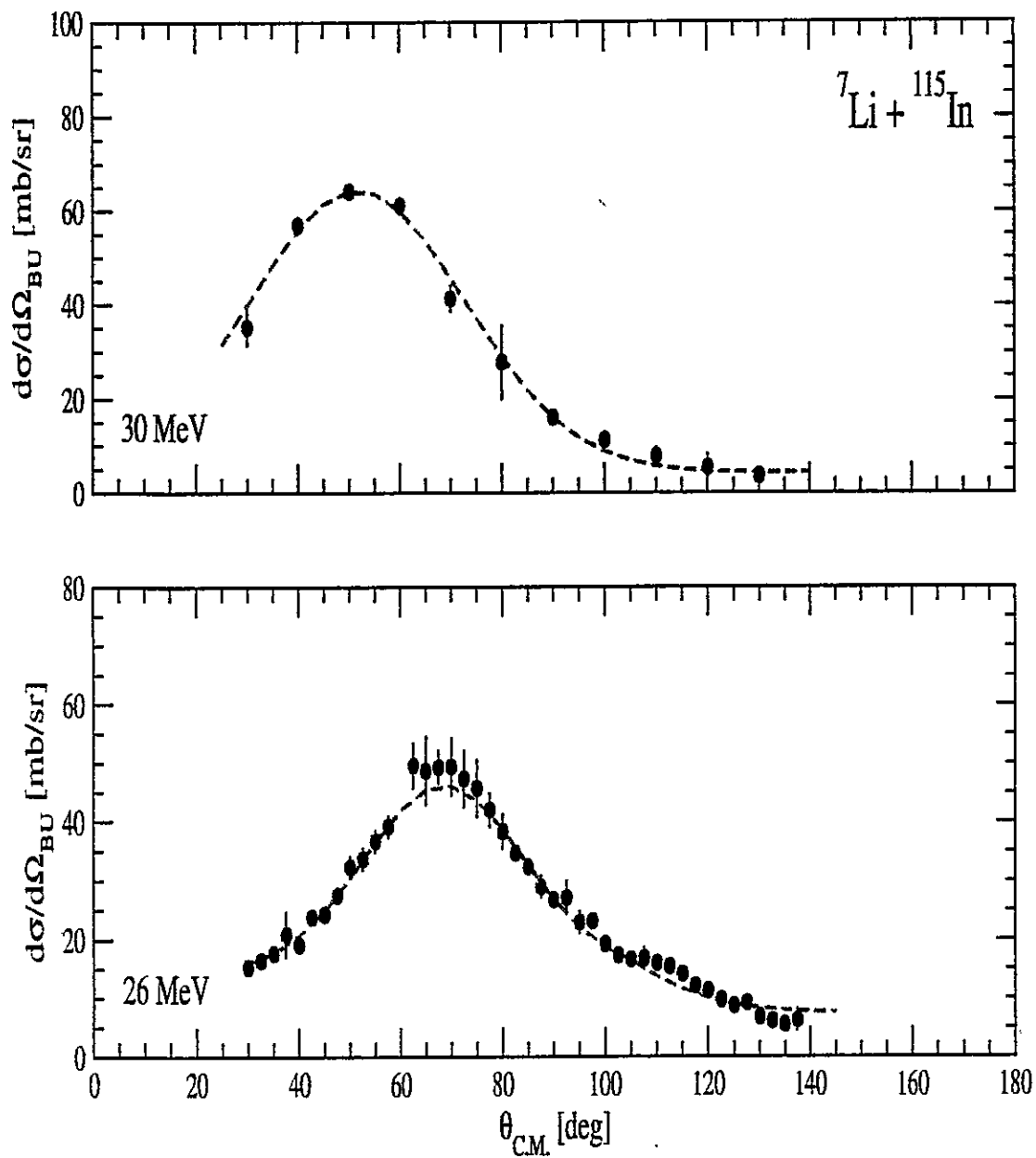


Fig. 27. Distribución angular de breakup inclusivo para los sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  con energías de proyectil igual a  $E_{Lab} = 30, 26$  MeV. La línea segmentada representa un ajuste por mínimos cuadrados

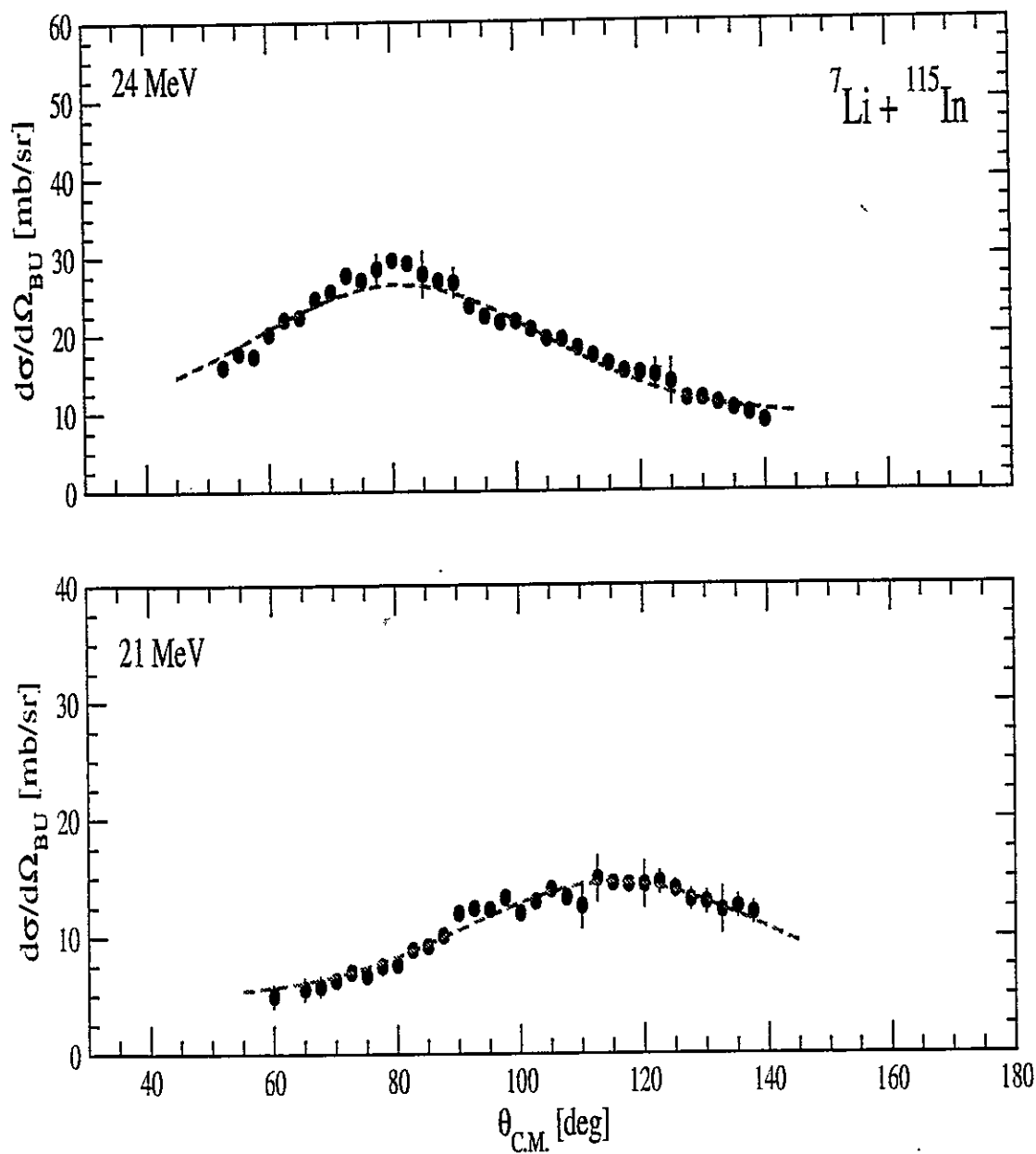


Fig. 28. Distribución angular de breakup inclusivo para los sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  con energías de proyectil igual a  $E_{Lab} = 24, 21$  MeV. La línea segmentada representa un ajuste por mínimos cuadrados

tra bastante cerca de los ángulos de colisión rasante (*grazing angle*), lo cual indica claramente un mecanismo de interacción superficial, es decir, procesos como breakup y/o transferencia en lugar de evaporación. Por otro lado, también existe una clara dependencia en energía del ancho de estas distribuciones. Cabe recordar que distribuciones cuya anchura sea relativamente menor implican procesos de emisión de partículas  $\alpha$  con una escala temporal comparable al tiempo de colisión, lo cual indicaría un mecanismo de breakup y/o transferencia directa de nucleones. Distribuciones con un ancho mayor indicarían breakup a través de decaimiento secuencial.

Al comparar las respectivas distribuciones es posible apreciar que, en cada energía, el valor máximo de  $(d\sigma/d\Omega)_{BU}$  es mayor para  ${}^6\text{Li}$  respecto de  ${}^7\text{Li}$ , lo cual implica por cierto un mayor breakup inclusivo para  ${}^6\text{Li}$  respecto de  ${}^7\text{Li}$ .

Para extraer la sección eficaz de breakup inclusivo total cada distribución angular de sección eficaz diferencial fue ajustada con una función gaussiana  $f(\theta)$  utilizando una rutina de minimización. Así, la sección eficaz de breakup inclusivo total, para ambos isótopos de litio y para cada energía, se calcula usando la siguiente ecuación

$$\sigma = \int_0^{2\pi} d\Omega \int_0^\pi f(\theta) \sin\theta d\theta , \quad (5.10)$$

Las secciones eficaces total de breakup inclusivo obtenidas están graficadas en las Figs. 29, 30 y tabuladas en la Tabla 5.6, junto con los valores de  $X_{eff}^2$  que emergen de cada procedimiento de ajuste. Es posible observar que, tal como fue anticipado, la sección eficaz de breakup inclusivo para  ${}^6\text{Li}$  es sistemáticamente mayor respecto a la de  ${}^7\text{Li}$ , siendo mayor la diferencia a energías menores, es decir, cerca de la barrera coulombiana. Cabe señalar que debido a la muy baja estadística dada en los espectros correspondientes, no fue posible medir esta sección eficaz para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ .

En las mismas figuras es posible apreciar que la sección eficaz de breakup  $\sigma_{BU}$

Tabla 5.6: Sección eficaz de breakup inclusivo para los sistemas  ${}^6,7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$  y parámetros de ajuste de las distribuciones angulares correspondientes

Sistema	Energía [MeV]	$\sigma_{BU}$ [mb]	Amplitud	Centroide	Width	$X_{eff}^2$
${}^6\text{Li}+{}^{115}\text{In}$	18	17(3)	6.4(4)	132(4)	52(5)	1.45
	21	111(50)	20(3)	105(2)	34(7)	11.7
	24	157(3)	32.9(2)	77.0(1)	31.8(3)	16.1
	27	158(20)	44.3(3)	57.4(3)	36.7(5)	7,7
	30	160(4)	75.5(3)	49.7(1)	28.5(2)	21.8
${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$	21	63(10)	9.6(2)	115(1)	34(1)	0.9
	24	121(5)	16.9(3)	81.1(2)	33.0(9)	8.8
	26	99(6)	32.4(6)	69.1(3)	31.8(8)	3.3
	30	100(20)	60(1)	51.7(8)	30(1)	1.1

no cae violentamente, como ocurre en el caso de la sección eficaz de fusión  $\sigma_{fus}$ . Esto trae consigo que la sección eficaz total de reacción  $\sigma_{reac}$  alrededor de la barrera coulombiana varíe un poco más suave, si se compara con  $\sigma_{fus}$ . La explicación para ello es que cuando están involucrados núcleos fuertemente ligados, se sabe que las secciones eficaces de reacción directa (transferencia, breakup) son una parte de menor importancia al compararlas con  $\sigma_{fus}$ , lo cual significa que las intensidades del potencial nuclear, alrededor de un radio de absorción fuerte, disminuyen muy rápidamente a medida que la energía incidente cae por debajo de la barrera coulombiana, produciéndose el fenómeno de anomalía de umbral. Por su parte, si se utilizan núcleos débilmente ligados, como en este trabajo, la importancia relativa de las secciones eficaces de reacción directa (por ej., de breakup) aumenta en forma significativa, impidiendo eventualmente la aparición de tal anomalía en el sistema menos ligado, es decir,  ${}^6\text{Li}$ . En este último caso fue posible medir  $\sigma_{BU}$  por debajo de la barrera y se observa claramente como esta sobrepasa a la de fusión ocupando gran parte de la

sección eficaz de reacción tal como fue anunciado en la parte teórica. Esto viene a corroborar experimentalmente que el mecanismo de breakup y/o transferencia es el responsable de la dependencia en energía del potencial de polarización.

Por otro lado, las predicciones teóricas basadas en el formalismo de Hauser-Feshbach (código Alice) en general concuerdan con los datos correspondientes a las secciones eficaces de fusión y de reacción deducidas a partir del análisis de scattering elástico utilizando el Potencial de São Paulo, aunque es posible notar que las predicciones subestiman fuertemente las de reacción para una energía de 18 MeV. De igual manera, el formalismo detrás del código Hussnew permitió estimar solamente en forma cualitativa el comportamiento de la sección eficaz de breakup inclusivo dado que hubo que normalizar estas predicciones con los datos experimentales. De cualquier manera la forma funcional de la sección eficaz concuerda bastante bien con los datos experimentales por sobre la barrera coulombiana.

La Fig. 31, por otro lado, muestra una comparación del cociente de la sección eficaz de breakup inclusivo de  ${}^6\text{Li}$  sobre  ${}^7\text{Li}$  obtenida para los resultados de este trabajo junto con los de trabajos anteriores que utilizaban el mismo tipo de haz para los sistemas  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{118}\text{Sn}$  [27] y  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  [28]. Con el fin de entregar una justa comparación, este cociente se grafica en función del cociente entre la energía de centro de masa del sistema de interés con respecto a su correspondiente barrera coulombiana, calculada de acuerdo a la ecuación de Broglia [60], la cual es en general, entre un 10-20% mayor que las determinadas experimentalmente. Este cociente es aproximadamente igual a 2.0 alrededor de la barrera coulombiana pero generalmente decrece al aumentar la energía. Como se observa, los datos experimentales de este trabajo poseen un buen acuerdo con los otros resultados experimentales, mostrando en su conjunto que el aumento de la sección eficaz de breakup inclusivo

para  ${}^6\text{Li}$  respecto de la de  ${}^7\text{Li}$  es independiente del núcleo blanco.

Una plausible explicación de la significativa diferencia de este cociente alrededor de la barrera esta dada por la diferencia de la energía de umbral de breakup inclusivo entre las dos partículas incidentes. Más aún, en Ref. [28] se muestra teóricamente a través de un cálculo CDCC que la reducción artificial de esta energía de umbral de  ${}^7\text{Li}$  desde 2.47 hasta 1.47 MeV (i.e., igual a la de  ${}^6\text{Li}$ ) aumenta la sección eficaz de breakup inclusivo, haciéndola comparable a la de  ${}^6\text{Li}$ . Esto, junto con los anteriores resultados experimentales, muestran claramente que una importante contribución al aumento de la sección eficaz de breakup inclusivo de  ${}^6\text{Li}$  respecto de  ${}^7\text{Li}$  es la diferencia de la energía de umbral de breakup inclusivo entre los dos isótopos.

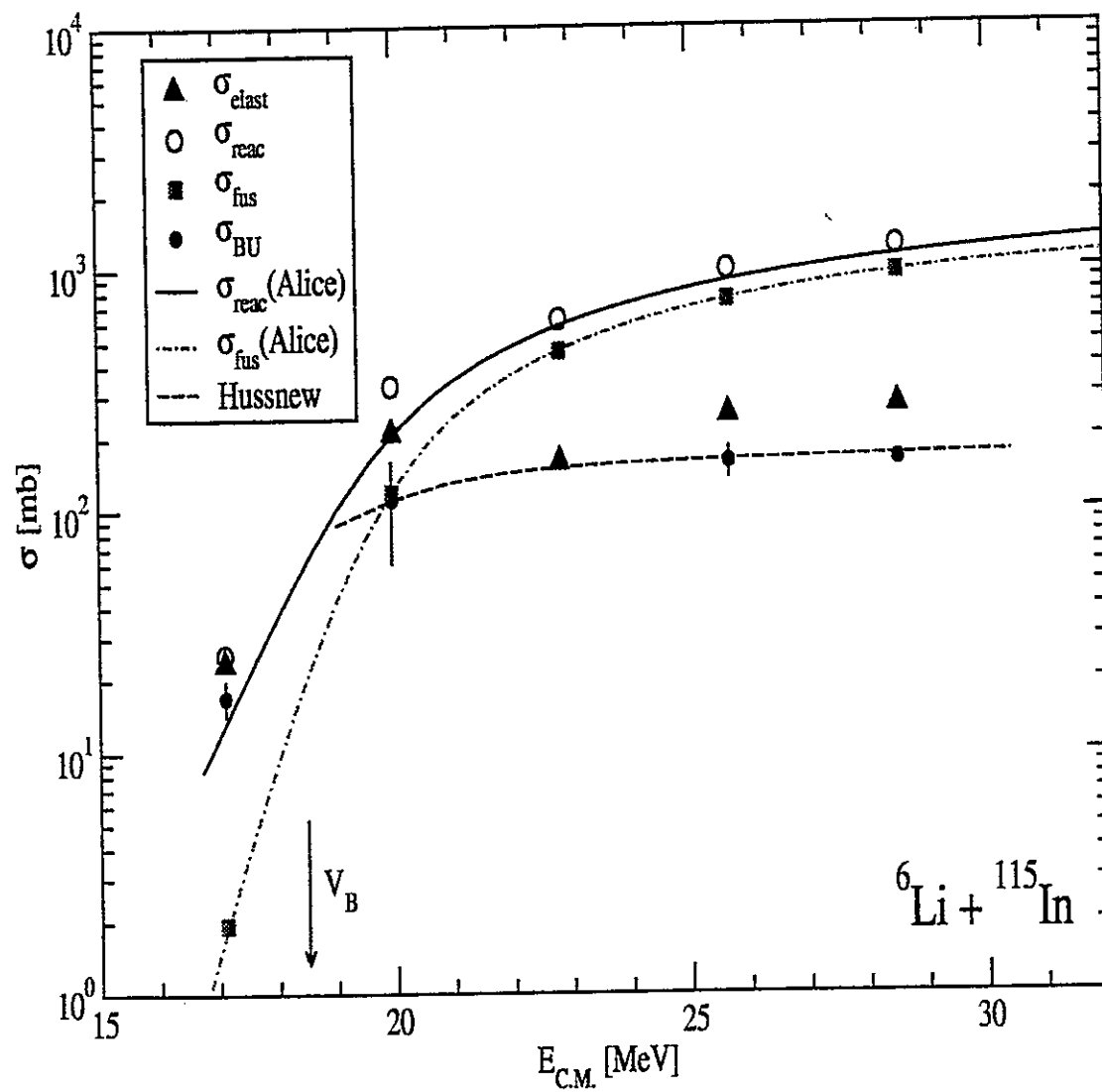


Fig. 29. Sección eficaz total de breakup inclusivo para los sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$



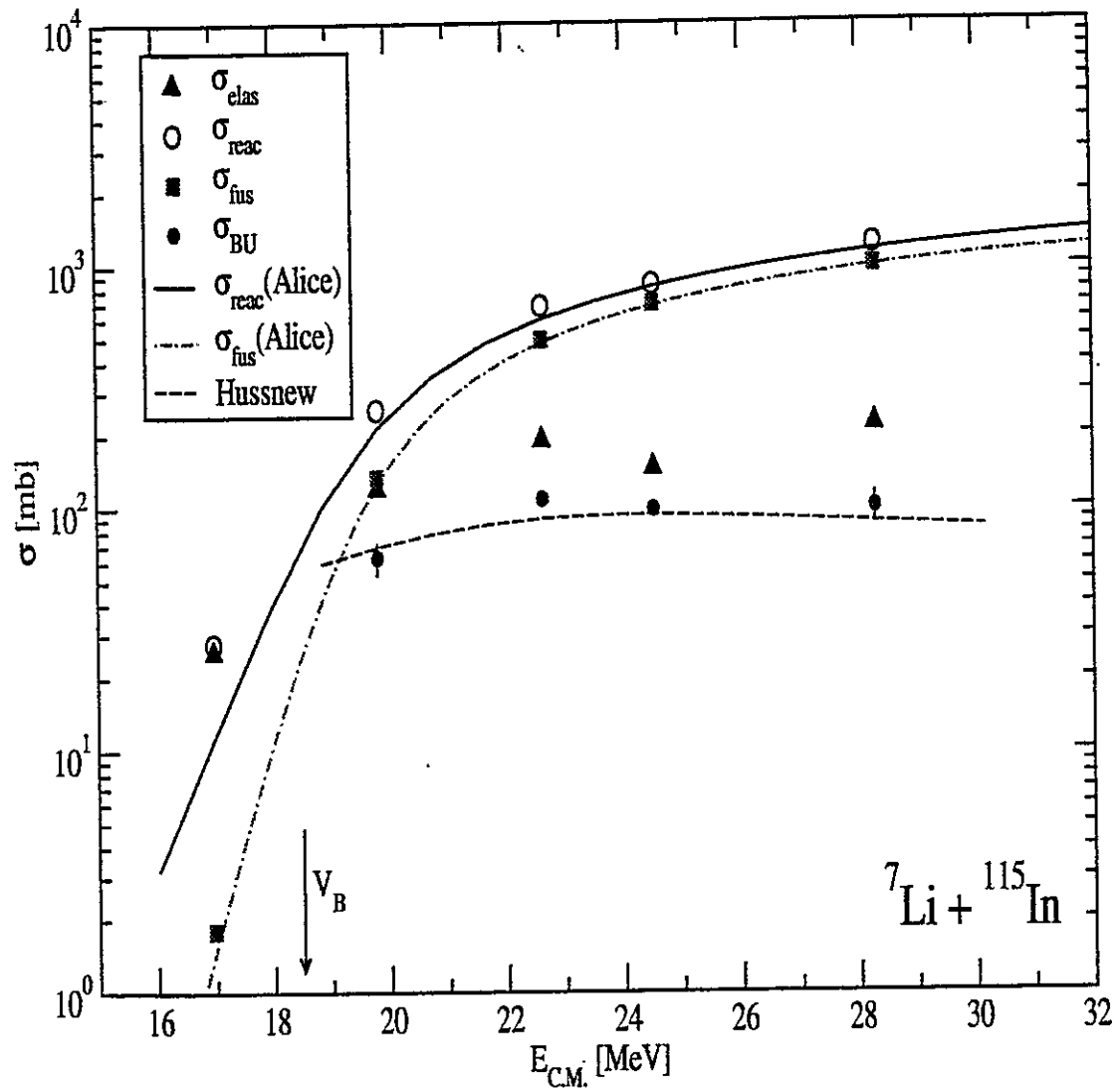


Fig. 30. Sección eficaz total de breakup inclusivo para los sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$

## Capítulo 6

### Conclusión

En este trabajo se midieron secciones eficaces de scattering elástico y de breakup inclusivo inclusivo para los sistemas  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  correspondientes a energías de proyectil de 18, 21, 24, 27(26) y 30 MeV. La parte experimental fue desarrollada completamente en el Laboratorio Pelletron 8UD de la Universidad de São Paulo. El sistema de detección consistió de un arreglo de 12 detectores de tipo telescopio  $\Delta E-E$  los cuales son capaces de determinar la energía tanto de las partículas pesadas ( ${}^{6,7}\text{Li}$ ) como de las partículas livianas ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^1\text{H}$ ).

Respecto a los objetivos de este trabajo, delineados con anterioridad en la sección introductoria, se puede concluir lo siguiente:

1. Se midieron por primera vez las secciones eficaces de scattering elástico para los sistemas  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ . De igual forma, a partir de estos datos y de un modelo de penetración de barrera unidimensional modificado se dedujeron secciones eficaces de fusión y de reacción. Estos últimos resultados fueron contrastados exitosamente con un modelo de evaporación basado en el formalismo de Hauser-Feshbach.
2. Analizando los datos de scattering elástico dentro de un modelo de double-

folding (Potencial de São Paulo) se determinó la existencia de una anomalía de umbral en el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$ , mientras que el correspondiente a  ${}^6\text{Li}$  no parece exhibir el mismo fenómeno, lo cual es consistente con mediciones experimentales encontradas en la literatura que utilizan el mismo tipo de haz.

3. Se midieron las distancias de máximo acercamiento para ambos sistemas y resultaron ser apreciablemente mayores ( $d \sim 2.03$  fm) respecto de lo deducido para núcleos fuertemente ligados. Esto permitió también determinar que la densidad nuclear de este tipo de proyectil es más extendida reflejando de esta forma la estructura de cluster de los mismos.
4. Se midieron las secciones eficaces de breakup inclusivo para los sistemas  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  y como resultado de su análisis se observa que la correspondiente a  ${}^6\text{Li}$  es sistemáticamente mayor respecto de la de  ${}^7\text{Li}$ . Ello confirma trabajos teóricos de este mismo tipo de reacciones basados en cálculos de canales acoplados que toman en cuenta transiciones que involucran el continuo. Además corrobora indicaciones deducidas a partir de datos experimentales que utilizan los mismos isótopos como proyectil. Se demuestra también que este fenómeno se debe principalmente a la diferencia en la energía de umbral de breakup entre ambos isótopos.
5. Por último, se demuestra experimentalmente que para el sistema  ${}^6\text{Li} + {}^{115}\text{In}$  el mecanismo de producción de partículas  $\alpha$  (breakup y/o transferencia) ocupa gran parte de la sección eficaz de reacción por debajo de la barrera coulombiana.

La variedad y complejidad del este trabajo experimental permite llevar a cabo diferentes análisis dependiendo de la reacción en que se esté interesado. Es así que

la etapa posterior al actual análisis contempla como tareas inmediatas medir la sección eficaz de scattering inelástico y de breakup exclusivo para los mismos sistemas. Tan necesario como lo anterior será medir la sección eficaz de fusión, tomando en cuenta que el mismo grupo de investigación ha realizado recientemente una completa determinación de la función de excitación de los sistemas  ${}^6,7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ .

Desde el punto de vista teórico, se espera contar con modernos formalismos que incluyan grados de libertad adicionales acoplados al movimiento radial del sistema, como por ejemplo, el acoplamiento rotacional que toma en cuenta la deformación de  ${}^7\text{Li}$  en su estado base ó verificar si el acoplamiento vibracional debido a excitaciones superficiales del núcleo blanco son significativas a la hora de determinar la sección eficaz de fusión. De la misma forma, el modelo de canales acoplados con discretización del continuo permitiría observar si las transiciones de estado final desde y hacia el continuo dan cuenta de forma cuantitativa de la influencia del mecanismo de breakup sobre la sección eficaz de fusión.

## Referencias

- [1] L. Fante Jr. *et al.*, Nucl. Phys. **552**, 82 (1993).
- [2] J. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997).
- [3] R. Cabezas *et al.*, Phys. Rev. C **60** (1999).
- [4] C. A. Bertulani y M. S. Hussein, Nucl. Phys. **524**, 306 (1991).
- [5] M. S. Hussein, Nucl. Phys. **531**, 192 (1991).
- [6] L. F. Canto *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 377 (1995).
- [7] B. V. Carlson, en *Lectures given at the Workshop on Nuclear Data and Nuclear Reactors*, Trieste (2000).
- [8] M. S. Hussein *et al.*, Phys. Rev. C **46**, 377 (1992).
- [9] L. F. Canto *et al.*, Phys. Rev. C **52**, R2848 (1995).
- [10] C. H. Dasso y A. Vitturi, Phys. Rev. C **50**, R12 (1994).
- [11] K. Hagino *et al.*, Phys. Rev. C **50** (2000).
- [12] A. M. Maciel *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 2103 (1999).
- [13] N. Keeley *et al.*, Nucl. Phys. **571**, 326 (1994).

- [14] N. F. Mott y H. S. W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions* (Oxford, 1965).
- [15] L. C. Chamon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 5218 (1997).
- [16] L. C. Chamon *et al.*, Phys. Rev. C **66** (2002).
- [17] M. E. Brandan *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 1353 (1997).
- [18] M. S. Hussein *et al.*, Phys. Rep. **201**, 279 (1991).
- [19] R. J. Glauber, *High Energy Physics and Nuclear Structure* (Plenum, Nueva York, 1970).
- [20] M. A. G. Alvarez *et al.*, Nucl. Phys. **723**, 93 (2003).
- [21] M. A. G. Alvarez *et al.*, Phys. Rev. C **65** (2002).
- [22] L. R. Gasques *et al.*, Phys. Rev. C **65** (2002).
- [23] R. M. Devries y M. R. Clover, Nucl. Phys. **243**, 528 (1975).
- [24] C. Mahaux *et al.*, Nucl. Phys. **449**, 354 (1986).
- [25] I. Martel *et al.*, Nucl. Phys. **582**, 357 (1995).
- [26] W. G. Love *et al.*, Nucl. Phys. **291**, 183 (1977).
- [27] K. O. Pfeiffer *et al.*, Nucl. Phys. **206**, 545 (1973).
- [28] G. R. Kelly *et al.*, Phys. Rev. C **63** (2000).
- [29] C. Signorini *et al.*, European Physical Journal A **10**, 249 (2001).
- [30] M. A. C. Ribeiro, L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein y D. Galetti, Phys. Rev. Lett. **78**, 830 (1997).

- [31] L. R. Gasques *et al.*, Phys. Rev. C **67** (2003).
- [32] L. R. Gasques *et al.*, Phys. Rev. C **67** (2003).
- [33] E. S. Rossi *et al.*, Nucl. Phys. **707**, 325 (2002).
- [34] M. Dasgupta *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Sci. **48**, 401 (1998).
- [35] N. Takigawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. (1993).
- [36] C. Diaz-Torres y I. J. Thompson, Phys. Rev. C **65** (2002).
- [37] J. J. Kolata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4580 (1998).
- [38] J. J. Kolata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2342 (2000).
- [39] K. E. Rehm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3341 (1998).
- [40] V. Tripathi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 172701 (2001).
- [41] M. Dasgupta *et al.*, Phys. Rev. C **66** (2002).
- [42] A. Konobeyeb *et al.*, *Code ALICE/ASH for Calculation of Excitation Functions, Energy and Angular Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions* (Report INPE, Obninsk, 1997).
- [43] M. Blann y H. Vonach, Phys. Rev. C **28**, 1475 (1983).
- [44] A. Ignatyuk *et al.*, Yad. Fiz. [Sov. J. Nucl. Phys.] **21**, 485 (1975).
- [45] T. Thomas, Phys. Rev. **116**, 703 (1959).
- [46] M. S. Hussein y C. Tenreiro, *Código HUSSNEW* (Instituto de Física de la Universidad de São Paulo, 1989).

- [47] R. Middleton, *Nucl. Instrum. Method.* **144**, 373 (1977).
- [48] O. Sala y G. Spalek, *Nucl. Instrum. Method.* **122**, 213 (1974).
- [49] V. Rotberg, en *Instituto de Física de la Universidad de São Paulo*, São Paulo (1978).
- [50] N. Ueta y W. Engel, *Confecção do Alvos Nucleares* (Publicación interna del Departamento de Física Nuclear del Instituto de Física de la Universidad de São Paulo, São Paulo, 1996).
- [51] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (John Wiley & Sons, 1989).
- [52] M. Moura *et al.*, *Nucl. Instrum. Method.* **A471** (2001).
- [53] S. Keszthelyi-Landori y G. Hrehuss, *Nucl. Instrum. Method.* **68** (1969).
- [54] W. Milner, en *Publicacion Interna del Departamento de Física Nuclear del Instituto de Física de la Universidad de São Paulo* (1994).
- [55] R. V. Ribas, en *Publicacion Interna del Departamento de Física Nuclear del Instituto de Física de la Universidad de São Paulo* (2003).
- [56] J. Ziegler *et al.*, *The Stopping Power and Ranges of Ions in Matter*, Vol. 5 (Plenum, New York, 1985).
- [57] A. Pakou *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003).
- [58] A. Pakou *et al.*, *Phys. Lett. B* **556**, 21 (2003).
- [59] C. Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 766 (1973).



- [60] R. A. Broglia y A. Winther, *Heavy Ion Reactions Vol. I* (Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, CA, 1990).
- [61] R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions* (Springer-Verlag, New York, 1990).
- [62] G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions* (John Wiley & Sons, New York, 1980).