

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



TESIS DOCTORAL

**Estudio de reacciones de ${}^6\text{He}$ en Pb a
energías
próximas a la barrera coulombiana.**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Diego Escrig Forano

Bajo la dirección de los doctores:

**María José García Borge
Antonio M. Moro Muñozlton**

Madrid, 2010

ISBN: 978-84-693-3471-3

©Diego Escrig Forano, 2009

Estudio de reacciones de ${}^6\text{He}$ en Pb a energías
próximas a la barrera coulombiana.

MEMORIA PRESENTADA PARA LA OBTENCIÓN DEL
GRADO DE DOCTOR EN FÍSICA POR LA U.C.M.

Autor: **Diego Escrig Forano**

Directores

Dra. María José García Borge

Dr. Antonio M. Moro Muñoz

Mayo de 2009

Agradecimientos

Muchas cosas han cambiado en mi vida desde que empecé con esta tesis a finales del año 2002, y aunque mi vida ha seguido por un camino distinto al de la investigación no por ello me he sentido en ningún momento desligado de este fascinante mundo de la física nuclear. Ello debo agradecerse en parte a mi co-directora de tesis María José García Borge pues siempre me ha animado a concluir esta tesis doctoral y me ha dado todo su apoyo para ello. También debo agradecer preferentemente a mi segundo co-director Antonio Moro todo el trabajo y esfuerzo puesto de su parte en esta tesis.

Prefacio

El tamaño del núcleo es una de las propiedades más básicas y su conocimiento se remonta a los albores del campo en los que Rutherford enviaba las partículas α provenientes de las sales de uranio sobre una lámina de oro. La observación de algunas partículas retrodispersadas indicaba que el radio en el que se concentraba la carga nuclear era muy reducido. Actualmente el radio nuclear se mide a partir de haces de electrones de alta energía, cuyo patrón de difracción depende del radio nuclear.

El advenimiento de los haces radioactivos hace un cuarto de siglo ha permitido estudiar el radio de los núcleos inestables ó radioactivos. Los resultados obtenidos al medir los radios de los isótopos más ricos en neutrones de los elementos ligeros, He, Li, Be y B fueron sorprendentes. Sus radios de masa eran anormalmente grandes, así el radio cuadrático medio del ^{11}Li es equivalente al del núcleo estable ^{48}Ca y sus neutrones se alejan hasta cubrir un radio equivalente al del ^{208}Pb .

El descubrimiento realizado por Tanihata y su equipo [TAN85] en el que se encontró que la sección eficaz de reacción del ^{11}Li era inusualmente grande pronto fue interpretado en términos de un par de neutrones ($2n$) muy poco ligados al *core* ^9Li . En realidad la imagen era un símil del único sistema nuclear poco ligado conocido hasta la fecha: el deuterón. A esta estructura se le llamó halo neutrónico, nombre que ha sido aplicado desde entonces, y que hace referencia al hecho de que las partículas que forman el halo tienen una gran probabilidad de encontrarse a distancias grandes (comparadas con el radio nuclear típico) del *core* debido a su pequeña energía de enlace y baja barrera centrífuga. Este descubrimiento, junto con los avances producidos en las dos últimas décadas en la producción de haces radioactivos, han contribuido a impulsar el estudio de la física nuclear lejos del valle de estabilidad, y en particular, el descubrimiento de las características del ^{11}Li contribuyó al establecimiento de lo que se ha venido a llamar como física de núcleos exóticos con halo.

A lo largo de estos años se ha realizado un intenso trabajo científico para tratar de entender la estructura básica de los núcleos con halo [JON04]. Gran parte de este trabajo se ha dedicado al estudio de las propiedades de los neutrones de valencia

mediante reacciones de ruptura (o de *knockout*) con haces de alta energía en instalaciones como GANIL (Francia), GSI (Alemania), MSU (EE.UU) y RIKEN (Japón). Sin embargo todavía es necesario profundizar en temas relativos a aspectos colectivos del halo, tales como excitaciones nucleares características, acoplamiento de estos estados al continuo y el papel de las correlaciones halo-*core*. Estas propiedades se deberían manifestar incrementando la intensidad de los haces en colisiones a bajas energías, donde la dispersión elástica, la excitación coulombiana, la transferencia y la ruptura tienen un papel dominante.

Un caso especial de los núcleos con halo es el de los núcleos borromeicos (término inventado por Zhakovetal [ZHA93]), los cuales están compuestos por tres partes, un *core* y dos nucleones de valencia, sin existir subsistemas binarios ligados nucleón-*core* ó nucleón-nucleón. Dentro de los núcleos borromeicos encontramos el ${}^6\text{He}$, que está compuesto por ${}^4\text{He}$ (partícula α) y 2 neutrones de valencia que forman su halo. El estudio y caracterización de este sistema es esencial ya que la interacción α - neutrón es conocida con lo cual la modelización de cualquier proceso de interés nos dará información sobre el proceso en sí.

En esta tesis doctoral se estudia la reacción, en su parte no elástica, de ${}^6\text{He}$ sobre un blanco pesado de Pb a energías por debajo y alrededor de la barrera coulombiana. Constituye esta la primera vez en que se ha medido experimentalmente la parte de ruptura de esta reacción. Además, se propone un modelo teórico sencillo para interpretar las principales características de esta reacción.

El experimento cuyos datos han sido analizados en esta tesis doctoral se realizó en el Centre de Recherches du Cyclotron (CRC) de la Universidad Católica de Louvain-la-Neuve (Bélgica), y consistió en la medida de los productos de la reacción de una haz de ${}^6\text{He}$ sobre un blanco de ${}^{208}\text{Pb}$ para energías del haz de 14, 16, 18 y 22 MeV.

Esta memoria de tesis doctoral consta de cinco capítulos:

1. En el primer capítulo se hace una introducción a los núcleos exóticos: la historia de su descubrimiento, sus principales propiedades y características, prestando una especial atención al ${}^6\text{He}$.
2. En el capítulo segundo se introducen los conceptos básicos a tener en cuenta en la descripción de reacciones nucleares. Posteriormente se explican los principales marcos teóricos en los que se desarrollan los modelos para describir reacciones nucleares. Para acabar el capítulo se describe en detalle la aproximación de Born de Onda Distorsionada (DWBA) y la transferencia al

continuo, dos elementos muy importantes en la aproximación teórica elegida en este trabajo de tesis para explicar los resultados experimentales obtenidos y para interpretarlos.

3. El capítulo tres describe brevemente la instalación de Louvain-la-Neuve en la que se realizó el experimento, el sistema experimental utilizado y los métodos de análisis de datos empleados para obtener los valores de secciones eficaces diferenciales.
4. En el cuarto capítulo, se desarrolla el modelo de reacción que hemos planteado en este trabajo para tratar de describir los resultados experimentales. Este modelo se construye en base a unos modelos de estructura para los núcleos de ${}^6\text{He}$ y el ${}^{208-210}\text{Pb}$, y un modelo de reacción en base a una transferencia al continuo del blanco calculada en aproximación DWBA.
5. En el quinto capítulo se discuten los resultados obtenidos tanto teórica como experimentalmente y se exponen las conclusiones que se han alcanzado con la realización de esta tesis doctoral.

Además, este documento consta de varios apéndices donde se desarrollan temas que se consideran no deben estar en el texto principal, bien sea por su excesiva extensión, o bien sea por su detalle numérico (tablas de datos).

Índice general

Agradecimientos	I
Prefacio	III
1. NUCLEOS EXÓTICOS. EL ${}^6\text{He}$.	1
1.1. Núcleos exóticos y sus reacciones. El ${}^6\text{He}$	1
1.1.1. Núcleos con Halo	3
1.1.2. Determinación del tamaño de los núcleos con halo	9
1.1.3. Excitaciones al continuo	11
1.2. Propiedades del ${}^6\text{He}$	13
1.3. Reacciones inducidas por ${}^6\text{He}$ a energías	17
2. INTRODUCCIÓN A LAS REACCIONES NUCLEARES	23
2.1. Reacciones Nucleares	23
2.1.1. Cinemática de las reacciones nucleares a bajas energías	28
2.1.2. Observables	29
2.2. Dispersión cuántica	31
2.2.1. Desarrollo en ondas parciales de la función de onda	31
2.2.2. Matriz de Dispersión	35
2.3. Parametrización del potencial óptico	37
2.4. Modelos teóricos en Reacciones Nucleares	37
2.4.1. Método de canales acoplados en reacciones inelásticas	38
2.4.2. Discretización de los estados del continuo	40
2.4.3. Descripción de colisiones con reagrupamiento y el método de Reacciones en Canales Acoplados CRC	42
2.4.4. Aproximación de Born de Ondas Distorsionadas	46
2.5. Tratamiento de Procesos de Ruptura	49
3. MEDIDAS EXPERIMENTALES Y ANÁLISIS DE DATOS	53
3.1. Introducción	53
3.2. El laboratorio CRC de Louvain-la-Neuve	54

3.3. El experimento PH-189	58
3.3.1. Detectores	61
3.3.2. Características de los Blancos y Alineamiento del haz	68
3.3.3. Electrónica y Sistema de Adquisición de datos	70
3.4. Construcción y análisis de espectros	74
3.4.1. Eficiencia, linealidad y deriva de la cadena electrónica	78
3.5. Simulación de la geometría de detección	84
3.5.1. Inclusión del telescopio DINEX	87
3.5.2. Análisis de las simulaciones	87
3.6. Calibración en energía del telescopio DINEX	89
3.6.1. Ajuste de las ganancias de los detectores ΔE y E	90
3.6.2. Calibración con fuente triple α	91
3.6.3. Calibración con simulaciones del haz elástico	93
3.7. Obtención de las secciones eficaces experimentales	95
4. ANÁLISIS DE RESULTADOS	111
4.1. Análisis cualitativo de los datos experimentales	111
4.2. Modelo de transferencia al continuo para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$	118
4.2.1. Modelo extremo de <i>cluster</i> mejorado para describir la estructura del ${}^6\text{He}$	123
4.2.2. Modelo estructural para describir el ${}^{210}\text{Pb}$	129
4.3. Cálculos de reacción y resultados	137
4.3.1. Conservación de energía y momento	139
4.3.2. Potenciales de Interacción y Esquema de discretización del continuo	141
4.3.3. Transformación de la sección eficaz del sistema de referencia Centro de Masas al Laboratorio	144
4.3.4. Resultados	146
5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES.	163
A. Parámetros de calibración en energía del detector DINEX	169
B. Datos experimentales de sucesos detectados	175
C. Niveles para el ${}^{210}\text{Pb}$	181
D. Transformación de la sección eficaz del sistema de Centro de Masas al sistema Laboratorio	185
Bibliografía	191

Capítulo 1

NUCLEOS EXÓTICOS. EL ${}^6\text{He}$.

1.1. Núcleos exóticos y sus reacciones. El ${}^6\text{He}$

Actualmente se han observado unos 3150 núclidos, sólo son una parte de los 6000-7000 que los modelos nucleares predicen. En el mapa nuclear de protones frente a neutrones (conocido como diagrama de Segré) existen dos líneas de inestabilidad con respecto a la emisión de protones y neutrones (o líneas de goteo, ver figura 1.1) que son aquellas en las que la energía de enlace para ligar el siguiente nucleón se hace cero, es decir $S_p = 0$ ó $S_n = 0$. Todos los núcleos comprendidos entre estas líneas se pueden formar en principio, aunque algunos de ellos tengan vidas extremadamente pequeñas.

La línea de inestabilidad se define como una línea que conecta los núcleos donde la energía de separación neutrónica que viene dada por

$$S_n({}^A_Z X_N) = B({}^A_Z X_N) - B({}^{A-1}_Z X_{N-1}) = [m({}^{A-1}_Z X_{N-1}) - m({}^A_Z X_N) + m_n] c^2 \quad (1.1)$$

o la energía de separación de un protón

$$S_p({}^A_Z X_N) = B({}^A_Z X_N) - B({}^{A-1}_{Z-1} X_N) = [m({}^{A-1}_{Z-1} X_N) - m({}^A_Z X_N) + m_p] c^2 \quad (1.2)$$

se hace cero.

Se denominan núcleos exóticos aquellos núcleos que se encuentran lejos del valle de estabilidad y que su naturaleza o propiedades no son fáciles de describir en los mismos términos que los núcleos estables o próximos al valle de estabilidad.

Su estudio nos permite conocer si los modelos existentes son correctos y en caso contrario que ingredientes les falta o cómo hay que modificarlos. En la figura (1.1) se muestran en color sepia los núcleos conocidos fuera del valle de estabilidad y en color negro los núcleos estables, y en verde-grisáceo los núcleos que según las predicciones

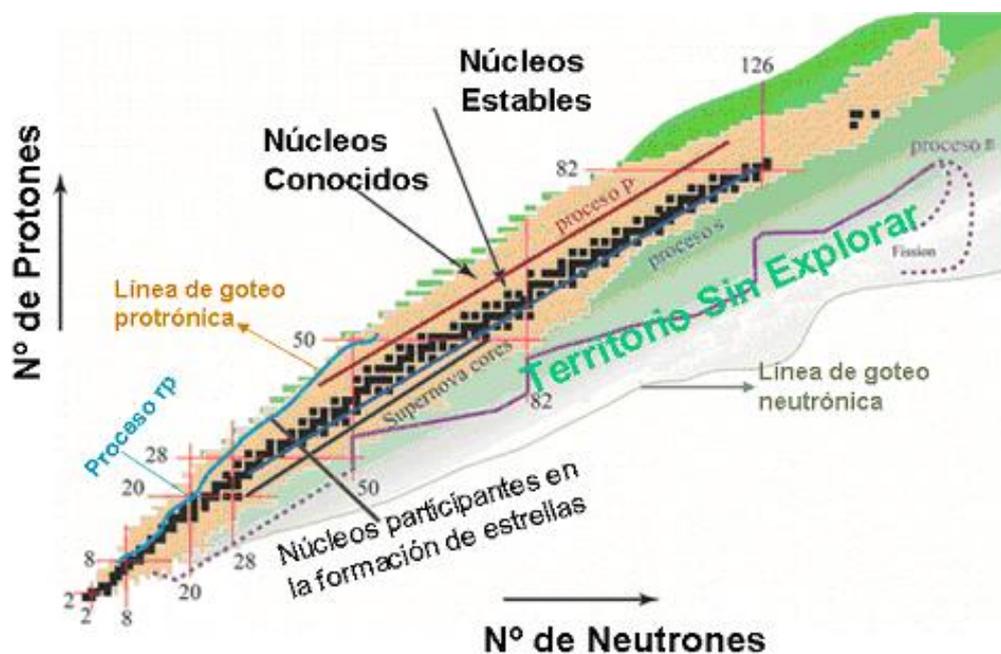


Figura 1.1: Diagrama de Segré o carta de nucleidos. se muestran en color sepia los núcleos conocidos fuera del valle de estabilidad y en color negro los núcleos estables, y en verde-grisáceo los núcleos que según las predicciones se espera que sean ligados. Además se muestran las líneas del proceso rp (en azul) y proceso p (granate), estas líneas indican el camino de formación de los elementos encontrados en la corteza terrestre.

se espera que sean ligados. Además se muestran las líneas del proceso rp (en azul) y proceso p (granate), estas líneas indican el camino de formación de los elementos encontrados en la corteza terrestre.

El estudio de los núcleos proporciona información sobre la interacción nuclear, las formas nucleares, modelos nucleares como son los modelos de capas y colectivos, modelos de desintegración nuclear, mecanismos de reacción. Aportando información sobre procesos de gran interés como la nucleosíntesis estelar en explosiones supernova. Una gran parte de estos núcleos no se han podido formar todavía en el laboratorio (en verde grisáceo en la figura 1.1) y la única información disponible está basada en modelos nucleares.

Por sus características, los núcleos exóticos deben de ser sintetizados en instalaciones con aceleradores o haces de neutrones, y debido a su tiempo de vida extraordi-

nariamente corto, los estudios pertinentes deben realizarse inmediatamente después de su síntesis o producción. Según su masa, las técnicas de producción varían. En los últimos años ha habido un gran interés en tres zonas de masa concretas: núcleos exóticos ligeros, donde se han encontrado los núcleos con halo; núcleos de masa intermedia, donde se han sintetizado núcleos ricos o muy deficientes en neutrones, algunos de los cuales son núcleos que presentan condiciones especiales de estabilidad que ha llevado a revisar el concepto de números mágicos; y núcleos superpesados, donde se intenta averiguar el límite de los elementos químicos, es decir, cuales son los núcleos más pesados que se pueden formar. El inicio del estudio de núcleos con halo está ligado al descubrimiento del radio anormalmente grande del ${}^{11}\text{Li}$. Actualmente se han realizado gran número de experimentos de núcleos exóticos ligeros y se han encontrado una serie de fenómenos y comportamientos de interés, entre los que cabe mencionar la estructura anómala del ${}^{16}\text{C}$ cuya $B(E2)$ del primer estado excitado al fundamental es muy reducida sugiriendo un gran desacoplo del movimiento del protones y neutrones en este núcleo exótico rico en neutrones [IMA04, SUZ08]; y el halo de dos protones del ${}^{17}\text{Ne}$.

1.1.1. Núcleos con Halo

Uno de los descubrimientos más importantes de la estructura nuclear en los últimos años es la existencia de los núcleos con halo. Estos núcleos se caracterizan por tener los últimos nucleones en una función de onda muy extendida y difusa, de donde viene su nombre. La combinación de la fuerza nuclear de corto alcance y la pequeña energía de separación de los nucleones de valencia produce en el caso de los núcleos con halo que sus nucleones de valencia se desplacen por efecto túnel a distancias grandes con un tiempo de permanencia considerable en la región prohibida clásicamente, lo que produce un halo de materia nuclear más o menos pronunciado.

El estudio de los núcleos con halo ha generado mucha excitación y cientos de artículos desde su descubrimiento a mediados de los ochenta. El mérito de su descubrimiento puede atribuirse a Tanihata [TBN03, TAN85] por los trabajos de su grupo del Laboratorio Lawrence Berkeley Bevalac en 1985 en la medida de las secciones eficaces de reacción de isótopos ricos en neutrones del Helio y Litio, encontrándose valores mucho mayores de lo esperado. Estos valores se corresponden con radios cuadráticos medios más grandes de los predichos por la dependencia normal del radio como $A^{1/3}$. Hansen y Jonson [HAN87] propusieron que el gran tamaño de estos núcleos se debe al efecto de halo. Ellos, inspirados en el deuterón que es el único sistema nucleónico donde el protón y neutrón están poco ligados, explicaron el gran radio de masa del ${}^{11}\text{Li}$ tratándolo como un sistema binario de ${}^9\text{Li}$ más un di-neutrón (una partícula hipotética puntual donde los dos neutrones se consideran solidariamente y que a lo largo de esta tesis doctoral representaremos como $2n$) y mostraron

cómo la pequeña energía de ligadura de estos dos *clusters* (${}^9\text{Li} + 2n$) pueden formar una densidad neutrónica muy extendida en el espacio.

Sin embargo, el primer núcleo halo producido en el laboratorio fue el ${}^6\text{He}$, en 1936, usando un haz de neutrones sobre un blanco de $\text{Be}(\text{OH})_2$, mediante la reacción ${}^9\text{Be} + n \rightarrow {}^6\text{He} + \alpha$, [BJE36]. De la medida de la vida media y el espectro de energía de las partículas β se pudo concluir que la radiactividad observada provenía del decaimiento del ${}^6\text{He}$.

Una definición aceptada de los núcleos con halo (típicamente en su estado fundamental) es aquella en la que el halo neutrónico tiene más de un 50 % de su densidad de probabilidad fuera del rango del potencial del *core*. Además del desacoplamiento entre el *core* y las partículas de valencia y su pequeña energía de separación, otro criterio importante para que un núcleo tenga halo es que la partícula de valencia (o partículas) deben estar en un estado con valor bajo de momento angular orbital respecto del *core* (preferiblemente en onda *s*), ya que valores altos de este momento orbital dan lugar a barreras centrífugas grandes que no le permiten alejarse mucho y por lo tanto permiten que su función de densidad tenga alta probabilidad a distancias alejadas del *core*. La barrera coulombiana también previene que las partículas se alejen. Esta es la razón por la que los halos de protones no están tan expandidos espacialmente como los halos de neutrones y limita su posible existencia a núcleos con $Z \leq 10$.

La formación de estados halo es característica de núcleos ligeros cerca de las líneas de goteo debido a que la formación de un halo es un efecto umbral que depende de la energía de enlace de los nucleones, aunque no todos estos núcleos presentan estados halo. El aumento de tamaño debido al movimiento por efecto túnel hacia zonas prohibidas sólo tiene lugar si la barrera Coulombiana o nuclear no son significativas. El arquetipo de este proceso es el núcleo ${}^{11}\text{Li}$ [TAN85]. Su estudio demostró que los dos últimos neutrones, con una energía de enlace $S_{2n} = 369.15(65)$ keV [SMI08] muy baja 'no forman un estado ligado entre sí' ($2n$) ni cada uno de ellos con el *core* de ${}^9\text{Li}$ [ZHU93], lo que hace que si se arranca uno de ellos el sistema se descompone en tres partículas. A los núcleos halo de este tipo se les llama núcleos borroméicos, nombre que proviene del escudo de la familia italiana Borromeo y otras familias nobles de la zona de Cremona, en el que aparecen tres anillos entrelazados de forma que si se rompe uno de ellos los tres quedan libres. La estructura con halo se explica como un efecto umbral debido a la pequeña energía de enlace de los últimos nucleones y del acoplamiento al continuo.

El concepto de estados halo y su agrupación en *core* y 1 ó 2 partículas involucra por definición grados de libertad referidos a estados de pocos cuerpos [JEN01]. Los

estados mecánico-cuánticos de halo se caracterizan por:

- Una larga extensión espacial
- Una estructura dominante de *cluster*

Un estado de halo se puede caracterizar por su radio cuadrático medio $\langle r^2 \rangle$ y la energía de ligadura B entre los *clusters* [RII00].

Una de las maneras de obtener el tamaño de los núcleos con halo es a través del radio de interacción, que se obtiene indirectamente a través de la sección eficaz de reacción. En la figura (1.2) se muestra la comparación entre el comportamiento para el radio de los núcleos estables que varía como $r_0 A^{1/3}$ y el comportamiento de los radios de los isótopos de Li, Be y B, podemos ver a la izquierda el comportamiento lineal de los radios de núcleos estables frente a $A^{1/3}$ y a la derecha cómo el radio de ciertos isótopos se desvía enormemente. Las propiedades fundamentales de los núcleos tales como masa, espín y momentos magnéticos y cuadrupolares se miden principalmente con haces de baja energía en sistemas experimentales de tipo ISOL (separadores de isótopos '*on line*', o en línea) [KLU02]. Se necesitan valores muy precisos de masas para los cálculos teóricos, la medida precisa de estas masas ha progresado enormemente con el enfriamiento y almacenaje de los núcleos en trampas electromagnéticas [KLU02] permitiendo la determinación de las masas a partir de la frecuencia del ciclotrón. El mejor ejemplo es la medida de la masa de ${}^{11}\text{Li}$ en TRIUMF [SMI08] siendo éste el núcleo de vida media más corta estudiado con el método de trampa Penning.

Teniendo en cuenta que la estructura de halo se descubrió en estudio de reacciones, son claramente estos procesos los que más se ven afectados por la estructura de halo y al mismo tiempo los que nos darán más información sobre la misma. Así los observables que podrían verse afectados por la estructura de halo son las distribución de momentos de los fragmentos en reacciones de ruptura. El gran tamaño espacial del halo hace esperar una distribución de momentos bastante estrecha como simple consecuencia del principio de indeterminación de Heisenberg. Este hecho, fue observado tanto para la distribución de momentos del fragmento ${}^9\text{Li}$ como para los neutrones tras la reacción de ruptura del ${}^{11}\text{Li}$ en los primeros experimentos de los años ochenta, lo que dio evidencia experimental a la correcta interpretación en términos de estados halo.

Dado que los núcleos con halo son de vida muy corta (menos de un segundo) no pueden usarse como blancos en una reacción nuclear. Sin embargo, sí pueden ser utilizados (y de hecho así se hace) como haces que interactúan con blancos estables. Los haces radioactivos tienen en la actualidad poca intensidad, por lo que

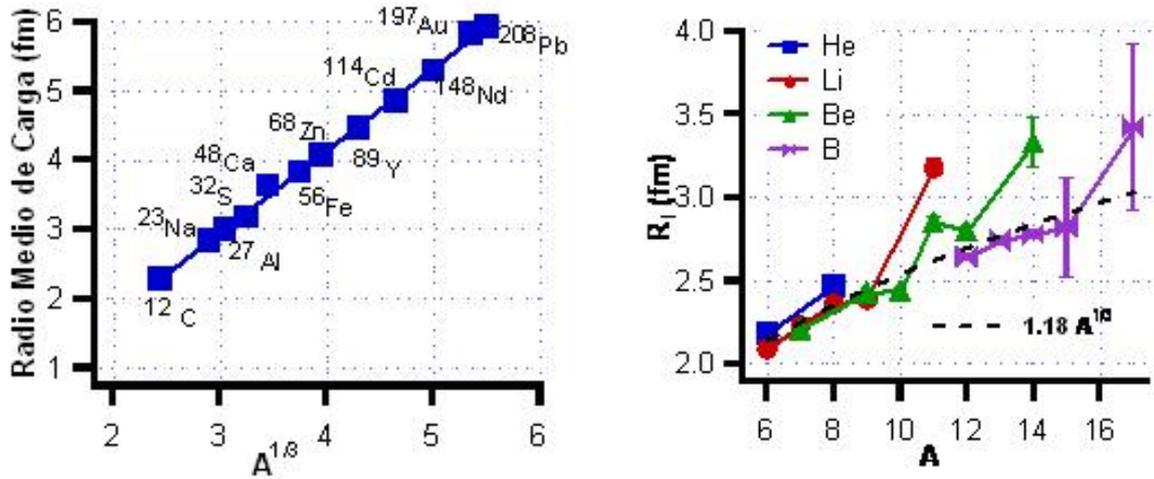


Figura 1.2: A la izquierda comportamiento del radio nuclear $A^{1/3}$ para núcleos estables. A la derecha el radio nuclear para los isótopos de los elementos ligeros con $Z = 2 - 5$. Obsérvese como para algunos isótopos el radio se aleja drásticamente del típico comportamiento $1,2 \times A^{1/3}$.

los experimentos deben diseñarse con gran eficiencia de detección. Se debe alcanzar un compromiso entre la resolución en energía y la tasa de contaje de manera que los blancos no sean excesivamente gruesos.

En la modelización de reacciones que involucran núcleos con halo es importante notar que las correlaciones de pocos cuerpos que se construyen en los modelos deben mantenerse. Una consideración importante en el estudio de reacciones de núcleos con halo es el hecho de que se rompen fácilmente en presencia del campo nuclear y coulombiano del núcleo blanco. Por lo tanto, las excitaciones de los núcleos con halo al continuo deben incluirse en los modelos de reacción.

Los núcleos con halo identificados experimentalmente se pueden clasificar en halos de uno (${}^{11}\text{Be}$ y ${}^{19}\text{C}$) y dos neutrones (${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$), halos de uno (${}^8\text{B}$ y

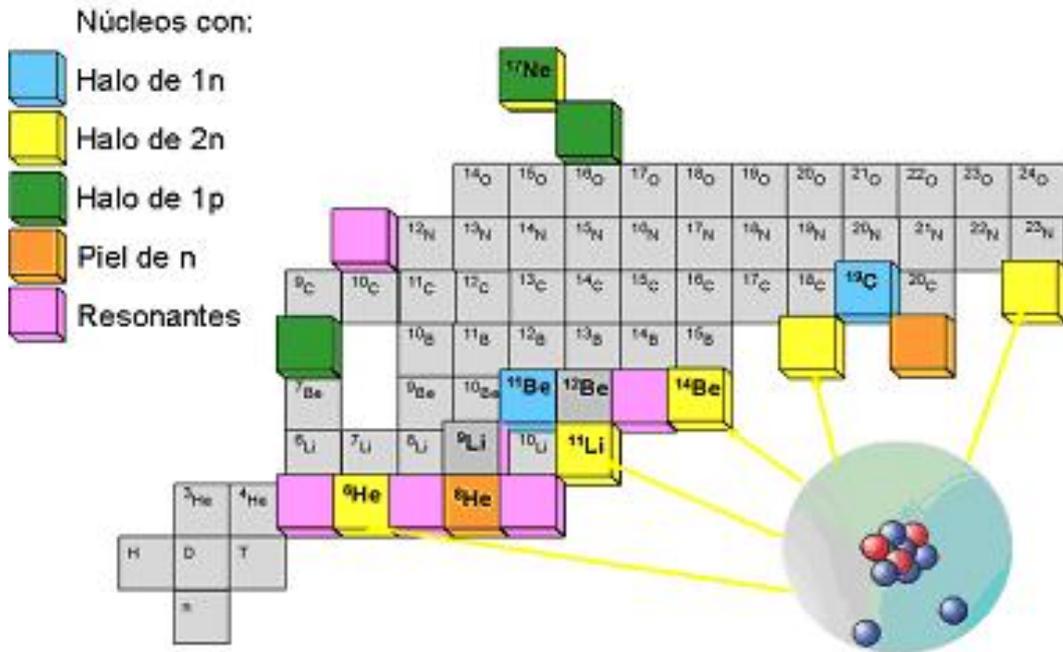


Figura 1.3: Vista parcial de la carta de núclidos donde se utilizan distintos colores para resaltar los núcleos con halo de un neutrón (en azul), halo de dos neutrones (amarillo), halo de un protón (verde), así como los núcleos con 'piel' de neutrones y núcleos resonantes.

${}^{17}\text{F}$ en su primer estado excitado) y dos protones (${}^{17}\text{Ne}$) (figura 1.3) [BOR08]. Hay varios casos de núcleos con halo de uno y dos neutrones bien establecidos. En el caso de los núcleos deficientes de neutrones la barrera de Coulomb impone límites muy estrictos a los halos de protones, y de hecho el único plenamente confirmado es el halo de un protón del ${}^8\text{B}$. Igualmente, no existen halos formados por sistemas de más de dos nucleones, aunque no existe ningún principio básico que lo impida.

Halo de un neutrón

El primer núcleo en el que se confirmó la existencia de un halo de un neutrón fue el ${}^{11}\text{Be}$. Este núcleo puede describirse como un sistema de dos cuerpos, con un nucleón de valencia fuera del *core* de ${}^{10}\text{Be}$. La energía de separación es $S_n = 504$ keV. Hay un sólo estado excitado con $J^\pi = 1/2^-$ y $E_{exc} = 320$ keV y que por tanto también se trata de un estado de halo ya que la energía de separación es aún menor $S_n = 504 - 320 = 184$ keV. El radio del *core* ${}^{10}\text{Be}$ es de 2.30 fm, mientras que las distancias cuadráticas medias entre el *core* de ${}^{10}\text{Be}$ y el neutrón de valencia son 6.64 fm para el estado fundamental y 5.41 fm para el primer estado excitado. La función de onda

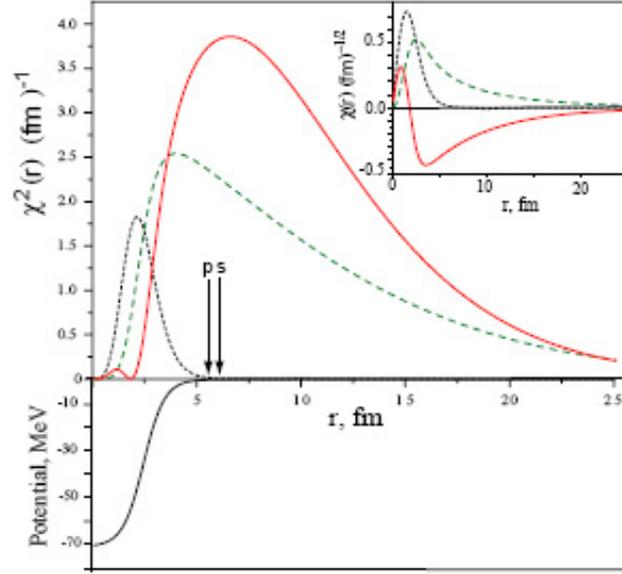


Figura 1.4: La figura ilustra para el núcleo con halo ${}^{11}\text{Be}$ el cuadrado de la función de onda del estado fundamental con $J^\pi = 1/2^+(1s_{1/2})$ (línea continua) y del estado $J^\pi = 1/2^-(0p_{1/2})$ a 320 keV (línea a trazos). Como comparación se muestra la misma propiedad para un estado muy ligado $0s_{1/2}$ (línea punteada) también del ${}^{11}\text{Be}$. Estos estados $0s_{1/2}$, $1s_{1/2}$ y $0p_{1/2}$ están ligados por 31 MeV, 0.504 MeV y 0.183 MeV respectivamente. En el recuadro superior derecho se muestran las funciones de onda normalizadas de estos tres estados. Las distancias cuadráticas medias entre el *core* ${}^{10}\text{Be}$ y el neutrón de valencia para los estados $1s$ y $0p$ es 6.64 fm y 5.41 fm respectivamente [JON04].

radial no normalizada tiene un comportamiento asintótico $\chi(r) = \exp(-kr)$ donde la longitud de atenuación $k = \sqrt{2\mu S_n}/\hbar$ viene dada en función de la masa reducida μ del neutrón y la energía de separación S_n . Muchas de las propiedades del ${}^{11}\text{Be}$ están determinadas por la parte asintótica de la función de onda, mostrada en la figura (1.4). La gran extensión de la función de onda tiene como consecuencia que las secciones eficaces de disociación, tanto coulombianas como nucleares, sean muy elevadas, y que la distribución de momentos de los fragmentos de ruptura sea estrecha. Otros dos núcleos para los que se ha encontrado un halo de un neutrón son ${}^{15}\text{C}$ con $S_n = 1218.1(8)$ KeV y ${}^{19}\text{C}$ con $S_n = 580(90)$ keV [AUD03].

Halos de dos nucleones

Cuando tenemos fuerzas atractivas de dos cuerpos de corto alcance, el sistema de

tres cuerpos está más ligado que cada uno de los subsistemas. Por lo tanto los estados de halo surgen cuando los subsistemas de dos cuerpos están débilmente ligados o no están ligados. Si todos los subsistemas de dos cuerpos no están ligados el sistema se denomina un sistema borroméico, mientras que si sólo uno de los subsistemas es ligado el estado se denomina tango. Para que existan estados halo los subsistemas individuales deben de estar o bien débilmente ligados o ser resonancias a baja energía. Los halos de dos neutrones se han confirmado en ${}^6\text{He}$ y ${}^{11}\text{Li}$, y existen evidencias importantes en ${}^{17}\text{Be}$, todos ellos núcleos borroméicos. La condición de borroméico no implica la existencia de halo. Este es el caso del núcleo borroméico ${}^{17}\text{Ne}$ (${}^{15}\text{O} + p + p$) con energía de separación de dos protones $S_{2p} = 973 \pm 27$ keV, en el que el posible halo de dos protones no se observa experimentalmente. No existe ninguna confirmación experimental de halos de un protón y un neutrón conjuntamente. Ni de sistemas formados por más nucleones.

1.1.2. Determinación del tamaño de los núcleos con halo

Como ya se ha dicho, la primera serie de medidas de la sección eficaz de interacción de haces radiactivos fue realizada por Tanihata y sus colaboradores en 1985 [TAN85, TAN85]. La sección eficaz de interacción σ_I se midió en experimentos de transmisión del haz. Los resultados obtenidos para los isótopos de He y Li fueron una de las principales señales experimentales de la existencia de núcleos con halo. La sección eficaz de interacción se utilizó para extraer el radio cuadrático medio usando el modelo de Glauber. Este tipo de experimento ha continuado en el separador de fragmentos (FRS) en el laboratorio GSI (Darmstadt, Alemania) y existen una extensa cantidad de medidas de secciones eficaces de interacción para isótopos desde el ${}^3\text{He}$ hasta el ${}^{32}\text{Mg}$ [OZA01]. Estas medidas experimentales se han utilizado para deducir los radios cuadráticos medios mediante el análisis en el límite óptico utilizando el modelo de Glauber [OZA02]. En la figura 1.5 se muestra la sistemática de los radios deducidos con esta técnica.

Se han obtenido datos de dispersión elástica de protones para núcleos en las líneas de inestabilidad utilizando el método de cinemática inversa, donde un haz radiactivo de alrededor de 700 MeV/u de energía se dirige hacia un blanco de protones. Se ha obtenido datos de este tipo de experimentos en el laboratorio GSI mediante la cámara de hidrógeno de ionización múltiple IKAR, la cual sirve tanto de blanco como de detector de los protones de retroceso [KHA96]. A partir de la sección eficaz diferencial de dispersión para pequeñas transferencias de momento se pueden obtener tanto el tamaño total como la forma de la distribución nuclear de materia [EGE01, NEM02, DOB02, ALK02, EGE02] para los isótopos de He y Li. Para el ${}^{11}\text{Li}$ el valor de radio extraído con esta técnica es 3.62(19) fm, que está próximo al

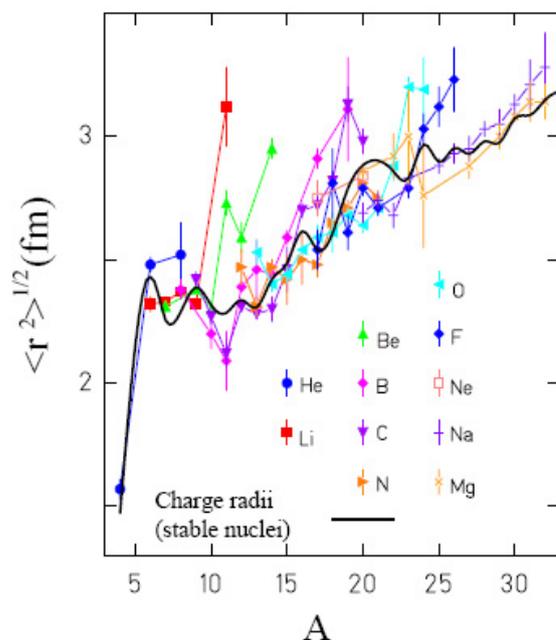


Figura 1.5: Radios de masa nuclear para los isótopos de He, Li, Be, B, C, N, O, F, Ne, Na y Mg obtenidos con un análisis utilizando el modelo de Glauber a partir de los datos de sección eficaz de interacción σ_I . La línea negra representa el radio de carga obtenido en experimentos de dispersión de electrones para los correspondientes isótopos estables. Los datos provienen de [CHU98].

valor obtenido a partir del re-análisis de la sección eficaz de interacción [KHA96]. En la tabla (1.1) se muestran los valores para el ${}^6\text{He}$ y el ${}^{11}\text{Li}$. Obsérvese que el radio cuadrático medio del ${}^{11}\text{Li}$ es equivalente al del ${}^{48}\text{Ca}$ y su radio entre neutrones al radio medio del ${}^{208}\text{Pb}$.

Las medidas integrales como la sección total de reacción y la sección eficaz elástica total medidas en una región de baja transferencia de momento solamente son sensibles al tamaño total del sistema. Para explorar las estructuras monoparticulares y colectivas, las excitaciones al continuo juegan un papel importante. La ruptura a tres cuerpos ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ con una energía de haz de 240 MeV/u fue estudiada en el experimento ALADIN-LAND del laboratorio GSI [AUM99]. Del espectro de energía de excitación obtenido con un blanco de plomo, mostrado en la figura (1.6), se dedujo el valor de la distribución E1. Se encontró un buen acuerdo entre los datos, valores teóricos de E1 [DAN98] y el resultado de la regla de suma en el intervalo hasta 10 MeV de energía de excitación. Entonces, la regla de suma para *cluster* sin peso por energía (NEW 'Non-Energy-Weighted') puede utilizarse para ob-

Tabla 1.1: Valor de la sección eficaz de interacción y de los parámetros de tamaño para los núcleos ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ y ${}^{11}\text{Li}$. El parámetro r_{rms} es el radio cuadrático medio de la distribución de materia nuclear, obtenido con distintos tipos de técnicas, tal y como se indica a pie de tabla. El parámetro $r_{c-nn(n)}$ se refiere a la distancia cuadrática media entre el *core* y los dos neutrones del halo, y r_{nn}^{rms} indica la distancia cuadrática media entre los neutrones del halo.

	${}^4\text{He}^a$	${}^6\text{He}$	${}^{11}\text{Li}$
σ_I^b (mbarn)	503(5)	722(5)	1060(10)
r_{rms}^c (fm)	1.54(4)	2.48(3)	3.12(16)
r_{rms}^d (fm)	-	2.71(4)	3.55(10)
r_{rms}^e (fm)	-	2.30(7) [ALK02]	3.62(19) [EGE02]
$r_{c-nn(n)}^f$ (fm)	-	3.36(39) [AUM99]	-
$r_{nn}^{rms\ g}$ (fm)	-	5.9(1.2)	6.6(1.5)

^a Incluido como patrón de comparación.

^b Energía de haz de 790 MeV/u, blanco de Carbono, de la compilación de [OZA02].

^c Modelo de Glauber en el límite óptico [OZA02].

^d Análisis en modelo de Glauber de varios cuerpos [KHA96, KHA96b].

^e De dispersión elástica de protones en cinemática inversa.

^f De las reglas de suma de E1.

^g De la interferometría de intensidad [MAR00].

tener información sobre la geometría de la función de onda en el estado fundamental [DAN93]:

$$S_{Clus}^{NEW} = \frac{3}{4\pi} Z_C^2 e^2 \langle r_c^2 \rangle = \frac{3}{4\pi} Z_C^2 e^2 \langle r_h^2 \rangle \quad (1.3)$$

donde $\langle r_c^2 \rangle$ y $\langle r_h^2 \rangle$ describen las distancias desde el centro de masa del núcleo como un todo hasta el centro de masas del *core* y el halo respectivamente. El valor de distancia cuadrática media *rms* que se dedujo para el ${}^6\text{He}$ fue $\sqrt{r_c^2} = 1.12(13)$ fm y $\sqrt{r_h^2} = 2.24(26)$ fm. La distancia entre el *core* α y el centro de masas de los dos neutrones de valencia resulta ser $r_{\alpha-2n} = 3.36(39)$ fm.

1.1.3. Excitaciones al continuo

Los núcleos en la línea de inestabilidad se caracterizan por su muy baja energía de ligadura, y como consecuencia de ello tienen muy pocos o ningún estado excitado ligado. Además, esta energía de ligadura pequeña hace aparecer fuertes efectos asociados con el acoplamiento al continuo. En los experimentos en que se estudia

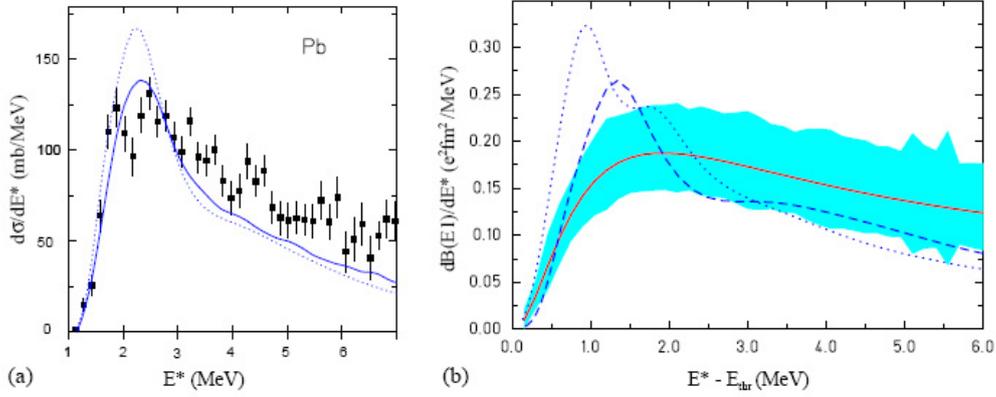


Figura 1.6: (a) A la derecha se muestra la sección eficaz diferencial $d\sigma/dE^*$ en función de la energía de excitación E^* del ${}^6\text{He}$ deducida a partir de la masa invariante en el canal de ruptura $\alpha + n + n$ obtenida con un blanco de plomo [AUM99]. Las curvas son la sección eficaz calculada proveniente de [DAN98] (curva punteada) y el resultado de la convolución con la respuesta experimental (línea continua). (b) A la izquierda: la línea roja (continua) representa la distribución de E1 derivada experimentalmente, mientras que la banda ancha de color azul incluye los errores. La distribución se obtuvo partiendo de una distribución E1 de prueba a partir de la cual se calcula la sección eficaz de reacción en aproximación semiclásica, convolucionada con la respuesta de los detectores. Posteriormente se modifica la distribución E1 en un proceso iterativo hasta que se reproduce los datos experimentales. Las curvas punteada y rayada son cálculos de las referencias [COR97] y [DAN98].

los canales de ruptura de la reacción se alcanzan fácilmente los estados del continuo. Las excitaciones al continuo son en cierto modo similares a la espectroscopía de niveles discretos para los núcleos cercanos al valle de estabilidad y juegan un papel esencial en la exploración de las estructuras monoparticulares y colectivas de los núcleos débilmente ligados en las regiones de las líneas de inestabilidad.

Aumann y sus colaboradores ha estudiado el invariante de masa del sistema $\alpha + n + n$ obtenida tras la ruptura de un haz de ${}^6\text{He}$ a 240 MeV/u sobre blancos de carbono y plomo [AUM99]. Los datos del blanco de carbono muestran una resonancia ancha a bajas energías, que se corresponde con el estado 2^+ a 1.797 MeV [TIL02]. Los cálculos del espectro continuo en un modelo de tres cuerpos, utilizando el método de los armónicos hiperesféricos, reproduce el estado 2^+ conocido, también predice una resonancia 2^+ ó 1^+ alrededor de una energía de excitación de 4.3 MeV [DAN97], aunque no se ha encontrado ninguna evidencia experimental de esta estructura. La prueba de que la asignación de la resonancia era correcta en el caso del ${}^6\text{He}$ se obtuvo

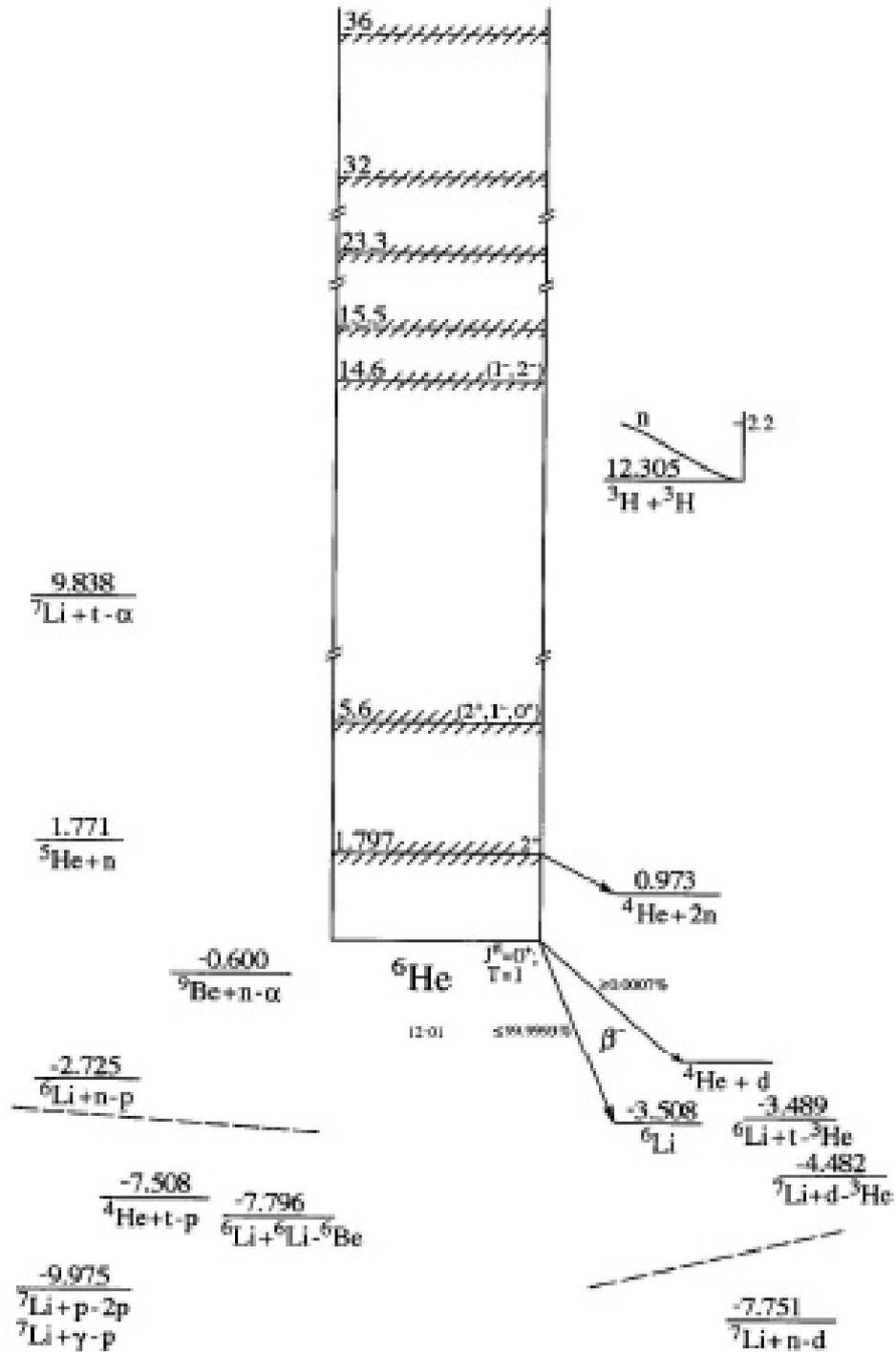
a partir de la distribución angular de la partícula α en el decaimiento del ${}^6\text{He}$ en el sistema de referencia laboratorio, que demostró que la resonancia observada alrededor de 1.8 MeV de energía de excitación se correspondía con un estado 2^+ [ALE00].

Si se hace reaccionar ${}^6\text{He}$ con blancos pesados la fuerza electromagnética domina la ruptura del ${}^6\text{He}$ a parámetros de impacto grandes y es la responsable de la mayor parte de la sección eficaz de reacción. Aumann et al. [AUM99] encontraron que alrededor del 80 % de la sección eficaz inelástica en la reacción de ${}^6\text{He}$ (a 240 MeV/u) sobre Pb se debía a la contribución electromagnética. La sección eficaz electromagnética puede tener componentes de varias multipolaridades, aunque se demostró que la mayor parte se debe a la fuerza dipolar. La distribución de E1 se muestra en la parte derecha de la figura (1.6). Las curvas rayada y punteada muestran las predicciones teóricas [COR97, DAN98] donde la diferencia entre los dos cálculos teóricos reflejan la diferencia entre las interacciones utilizadas. Una estimación simple de la distribución E1 a bajas energías podría ser de la forma $dB(E1)/dE \approx E^3/(E + 1,5B)^{11/2}$ [PUS96, FOR02], donde E es la energía por encima del umbral de tres cuerpos y B es la energía de separación de los dos neutrones. El valor máximo de la expresión anterior para ${}^6\text{He}$ se espera a 1.75 MeV, que está cercano al máximo observado en la figura (1.6).

1.2. Propiedades del ${}^6\text{He}$

Como ya se ha dicho, el ${}^6\text{He}$ es un núcleo ligero con $Z=2$ y $N=4$, $T_z = T = 1$. Es un núcleo borromeo que se sitúa en la parte ligera de la línea de inestabilidad en la carta de núcleos (figura 1.1). Se ha confirmado que tiene una estructura de halo de dos neutrones y un *core* de ${}^4\text{He}$; esto es, ${}^6\text{He} = \alpha + n + n$. El estado fundamental tiene unos valores de espín-paridad de $J^\pi = 0^+$, y forma un triplete de isoespín $T = 1$ con el estado fundamental del ${}^6\text{Be}$ y con el estado excitado $E_x = 3.56288(10)$ MeV del ${}^6\text{Li}$, figura (1.7). Los isótopos $N-1$, ${}^5\text{He}$ y $N+1$, ${}^7\text{He}$ no están ligados como puede verse en la figura (1.3) donde aparecen como núcleos resonantes. La energía de resonancia del

En la tabla (1.1) se muestran los valores del radio cuadrático medio del átomo ${}^6\text{He}$ y su *core* (${}^4\text{He}$ o partícula α) y las energías de separación de este *core* respecto de los dos neutrones, y de los neutrones entre sí. Igualmente, en la tabla (1.2) se muestran las características de los niveles conocidos para el ${}^6\text{He}$, y en la figura (1.8) aparece el esquema de niveles conocidos. Sólo la resonancia 2^+ está suficientemente confirmada. La energía de separación de los dos neutrones es $S_{2n} = 972.41(8)$ keV [SMI08]. El semiperiodo del ${}^6\text{He}$ es de $T_{1/2} = 806.7 \pm 1.5$ ms y se desintegra por emisión β principalmente al estado fundamental de ${}^6\text{Li}$. Como consecuencia de la estructura se predijo la existencia de un modo de desexcitación βd , es decir, emisión

Figura 1.7: Diagrama isobárico para $A=6$.

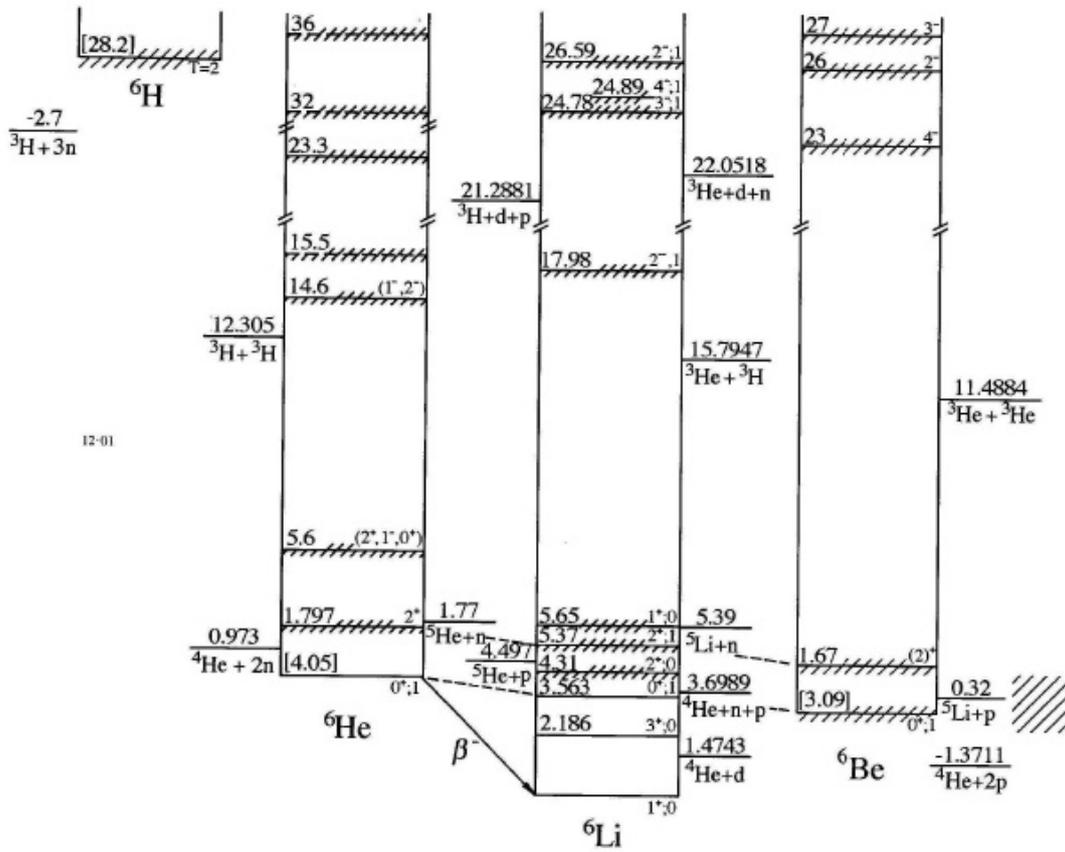


Figura 1.8: Esquema de los estados conocidos experimentalmente del ${}^6\text{He}$. Las energías se expresan en MeV.

E_x (MeV \pm keV)	$J^\pi; T$	$\tau_{1/2}$ Γ_{cm}	Desintegración
e. f.	$0^+; 1$	$\tau_{1/2} = 806,7 \pm 1,5 \text{ ms}$	β^-
$1,797 \pm 25$	$2^+; 1$	$\Gamma = 113 \pm 20 \text{ keV}$	n, α
$5,6 \pm 300$	$(2^+, 1^-, 0^+); 1$	$12,1 \pm 1,1 \text{ MeV}$	
$14,6 \pm 0,7$	$(1^-, 2^-); 1$	$7,4 \pm 1,0 \text{ MeV}$	
$(15,5 \pm 500)$		$4 \pm 2 \text{ MeV}$	
$23,3 \pm 1,0$		$14,8 \pm 2,3 \text{ MeV}$	
(32)		$\leq 2 \text{ MeV}$	
(36)		$\leq 2 \text{ MeV}$	

Tabla 1.2: Principales características de los niveles del ${}^6\text{He}$ conocidos. Datos tomados de [TIL02].

retardada de deuterio con razón de ramificación de 10^{-6} . La medida de este modo exótico de desintegración de ${}^6\text{He}$ por primera vez dió lugar a una nueva sorpresa, su razón de ramificación era un factor 100 inferior al valor esperado. Una razón de ramificación tan baja se ha explicado por una cancelación entre las partes interiores (*core*) y exteriores (halo) de la función de onda de ${}^6\text{He}$.

A modo de resumen, se presentan las principales características de los núcleos con halo que se pueden resumir en:

- Se propone como definición que un núcleo con halo debe tener más de un 50 % de probabilidad de encontrarse fuera del potencial nuclear.
- La propiedad más evidente es que la energía de separación del nucleón (o nucleones) del halo es muy pequeña. Normalmente esta energía de separación está alrededor de 8 MeV, pero en los núcleos con halo es menor a 1 MeV.
- Una evidencia experimental clara de una estructura extendida es una sección eficaz de reacción grande.
- Otro efecto obvio es una distribución estrecha de fragmentos (en ángulo o en momento) en la ruptura del núcleo halo. Como consecuencia del principio de indeterminación, una función extendida para el halo implica una distribución de momento estrecha, de acuerdo con

$$\overline{(\Delta p)^2} \cdot \overline{(\Delta p)^2} \geq \hbar^2/4 \quad (1.4)$$

- El estado de halo debe tener una barrera de potencial pequeña para permitir al nucleón (o nucleones) del halo traspasarla mediante efecto túnel más allá

del alcance de la fuerza fuerte. Para un núcleo halo de un neutrón y para halos de dos neutrones, una onda *s* u onda *p* forman la configuración más simétrica.

- Una característica especial de los halos de dos neutrones es que no existen subsistemas ligados. A este tipo de sistemas se les llama Borromeicos.
- El modo de desintegración βd (emisión retardada de deuterio) está directamente conectado con la posible existencia de núcleos con halo de los nucleones ya que el balance energético de este modo de desintegración viene dado por:

$$Q_{\beta d} = 3,004 - S_{2n} \text{ (MeV)} \quad (1.5)$$

Este modo de desintegración se ha observado tan sólo en los núcleos con halo ${}^6\text{He}$ y en ${}^{11}\text{Li}$.

1.3. Reacciones inducidas por ${}^6\text{He}$ a energías en torno a la barrera coulombiana

En esta sección trataremos el tema de las reacciones inducidas por el núcleo con halo ${}^6\text{He}$ a energías en torno a la barrera coulombiana a través de la descripción de algunos de los resultados experimentales más recientes.

- EXPERIMENTOS EN LA UNIVERSIDAD DE NOTRE DAME
 - En [AGU00], Aguilera y sus colaboradores midieron en la instalación TwinSol de la Universidad de Notre Dame la reacción de ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{209}\text{Bi}$ a energías en torno a la barrera coulombiana, en concreto midieron a energías de haz en laboratorio de 19 y 22.5 MeV. En este experimento se buscaba estudiar la posible supresión de la barrera de fusión ya que experimentos anteriores [KOL98, ZHU93] mostraban una reducción de un 25% de la barrera de fusión nominal. Este efecto se había predicho para el núcleo con halo ${}^{11}\text{Li}$ (con energía de separación de los dos neutrones $S_{2n}({}^{11}\text{Li}) = 369.15$ (65) keV) debido a que el radio tan extendido de los nucleones de valencia permite a la fuerza nuclear actuar a largas distancias, lo que favorece la fusión y resulta en una disminución efectiva de la barrera de fusión. En el caso del ${}^6\text{He}$ la energía de separación de los dos neutrones es superior a la del ${}^{11}\text{Li}$, siendo $S_{2n}({}^6\text{He}) = 972.41$ (8) keV y los dos neutrones están principalmente en un nivel 1p ($l=1$), por lo que experimentan una barrera centrífuga. Esto hace que la función de onda del ${}^6\text{He}$ no se extienda tanto en radio como la del ${}^{11}\text{Li}$ y no fuera

esperable una reducción de la barrera de fusión tan importante.

El experimento de Aguilera se realizó con 5 telescopios ΔE - E con una resolución angular de aproximadamente 10° FWHM y que cubrían todo el rango angular, sólo se detectaron partículas cargadas. En los datos experimentales obtenidos se encontró un grupo importante de partículas α con una distribución angular ancha y aproximadamente gaussiana. Se encontró que la sección eficaz total de reacción en el canal de partículas α era muy grande, siendo su valor $\sigma_\alpha = 773$ mb para el haz de ${}^6\text{He}$ a 22.5 MeV y $\sigma_\alpha = 643$ mb para 19.5 MeV de energía de haz. La medida de la sección eficaz elástica resulta en unas secciones totales de reacción $\sigma_{reacc} = 1170$ mb para $E_{haz} = 22.5$ MeV y de $\sigma_{reacc} = 670$ mb para $E_{haz} = 19.5$ MeV. Como comparación en [KOL98] se obtuvo que la sección eficaz de fusión para estas energías (y la misma reacción) es $\sigma_f = 310(45)$ mb para 22.5 MeV y $\sigma_f = 75(17)$ mb para 19 MeV, haciendo que la sección eficaz de reacción inferida a partir de la sección eficaz elástica es compatible con la suma de la sección eficaz de reacción del canal α más la de fusión a esas energías. Por lo tanto, el canal de emisión de partículas α domina la sección eficaz de reacción del ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{209}\text{Bi}$ cerca de la barrera. A partir de los datos no se pudo separar el canal de transferencia de neutrones del de ruptura directa del núcleo.

Al ser un estudio inclusivo de la reacción no fue posible distinguir los canales de transferencia bien fueran de uno o dos neutrones del canal de ruptura.

- P.A de Young et al. [DEY05] midieron de nuevo la reacción ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ a una energía del haz en centro de masas de 23.1 MeV para medir el canal de transferencia de 2 neutrones.

En un experimento previo [BYC04] en que se midió la reacción de transferencia de un neutrón ${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{He}, {}^5\text{He}){}^{210}\text{Bi}$ a $E_{CM} = 22.3$ MeV se encontró que éste canal de transferencia de 1 neutrón da cuenta del $20 \pm 2\%$ del número partículas α medidas en la interacción del ${}^6\text{He}$ con el ${}^{209}\text{Bi}$. Quedaba pues por explicar la procedencia del 80 % restante. En este experimento se encontró que en las reacciones de transferencia de un neutrón la dirección del neutrón estaba asociada a la dirección de la partícula α (se podría decir que el neutrón que se transfiere sigue a la partícula α detectada tras el decaimiento del ${}^5\text{He}$ en $\alpha + n$) y que el neutrón transferido es de alta energía.

Partiendo de la base de que en el proceso de transferencia de 1 neutrón éste se emite en la dirección de la partícula α [MAT06], Young et al diseñaron un experimento en que se colocaba el detector de neutrones frente al detector α y al medirlos en coincidencia se inhibía la contribución del canal de transferencia de un neutrón. Para el caso de transferencia de 2 neutrones, según simulaciones realizadas, los neutrones del ${}^{211}\text{Be}$ son de baja energía (por debajo de 1 MeV) y su distribución angular será isotrópica, por lo que no es posible confundir la contribución de los canales de transferencia de uno y dos neutrones con el sistema experimental utilizado. La realización del experimento fue complicada debido a la baja energía de los neutrones en el canal de transferencia de 2 neutrones y al escaso ángulo sólido y eficiencia del detector de neutrones. Con todo ello, Young y sus colaboradores encontraron que el canal de transferencia de 2 neutrones supone el $58 \pm 15\%$ de las a un ángulo polar $\theta = 120^\circ$ y $51 \pm 19\%$ a $\theta = 90^\circ$.

■ EXPERIMENTOS EN LOUVAIN-LA-NEUVE

- El estudio de la sección eficaz de fusión de un núcleo ligero con uno pesado se solía obtener a partir de la fisión (posterior a la fusión) en dos fragmentos del núcleo compuesto emitidos en direcciones opuestas y de manera prácticamente isotrópica.

En un experimento reciente realizado en el laboratorio Centre de la Recherche du Cyclotron (CRC) de Louvain-la-Neuve (Bélgica) se midió los fragmentos de la reacción del ${}^6\text{He}$ sobre un blanco de ${}^{238}\text{U}$ a energías en Centro de Masas entre 14.6-28.8 MeV. Estas energías se encuentran entorno a la barrera de fusión, por lo que se esperaría que se produjese la fusión completa del proyectil con el blanco, dejando al núcleo compuesto resultante con energías de excitación $E^* \approx 20$ MeV. Teniendo en cuenta que la barrera de fisión para el núcleo compuesto (${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$) es de 5 MeV se debería producir la posterior fisión en dos fragmentos pesados del núcleo compuesto (${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$) emitidos en direcciones opuestas.

Otra posibilidad es que debido a la estructura de halo fuera más fácil para el sistema otros procesos de reacción como son la dispersión inelástica, la transferencia y la ruptura directa del proyectil. Estos procesos pueden dejar el núcleo residual en un estado de energía de excitación $E^* \approx E_{barrera\ fisisin}$ y producir fisión. Para estos procesos distintos a la fusión se emite en la reacción una partícula 'similar' al proyectil, es decir, el resultado final de la reacción ya no son dos fragmentos grandes como en

el caso de la fusión, sino que para estos procesos de reacción se medirán sucesos de multiplicidad tres formados por dos fragmentos grandes y un tercer fragmento ligero.

Se encontró en el experimento que los sucesos de multiplicidad tres formados por una partícula α y dos fragmentos pesados dominaban. Además, las distribuciones angulares picadas alrededor del ángulo rasante indicaba que el proceso era de naturaleza directa. Se calculó la energía de los posibles fragmentos para los distintos procesos directos considerados (dispersión inelástica, transferencia de un neutrón y transferencia de dos neutrones) requiriendo que el núcleo residual quedara en un estado de excitación que condujera a la fisión, figura 1.10 izquierda. En la parte derecha de la figura (1.10) se muestra la distribución en energía de excitación del sistema compuesto ${}^{240}\text{U}^*$, que es la distribución complementaria de la de las partículas α asumiendo transferencia de dos neutrones. Los cálculos mostrados son para el proceso de transferencia de dos neutrones en aproximación de Born de ondas distorsionadas (DWBA), realizados con el código FRESCO [THO88] para un rango grande de energías de excitación del núcleo final ${}^{240}\text{U}$ y de momentos angulares transferidos por los dos neutrones.

Como se deduce de las figuras (1.10.a) y (1.10.b) el proceso principal que explica los datos experimentales es el de transferencia de dos neutrones, y se excluye un aumento significativo del proceso de fusión total [RAA04].

- Otra de las reacciones medidas en Louvain-la-Neuve con ${}^6\text{He}$ como haz ha sido con un blanco de ${}^{64}\text{Zn}$ a energías entorno a la barrera de coulomb [PIE04]. La particularidad de este experimento reside en que en este caso se trata de un blanco de masa intermedia, en contraposición de los anteriormente comentados en esta sección donde se trata con blancos pesados. A partir de la medida de la sección eficaz elástica se obtiene la sección eficaz de reacción total. De nuevo se observa un número importante de partículas α cuya valor de la sección eficaz de reacción da cuenta de un 80 % de la sección eficaz de reacción total. De la distribución angular de las partículas α , muy anisotrópica, resulta evidente que los mecanismos dominantes son la transferencia y/o ruptura, aunque no se puede descartar una pequeña contribución debida a la dispersión inelástica. En este experimento los espectros de energía de las partículas α detectadas para transferencia de un neutrón y dos neutrones son ligeramente diferentes pero en los datos no es posible distinguirlos debido a que la distribución en energía de las α es bastante ancho. Los cálculos cinemáticos de trans-

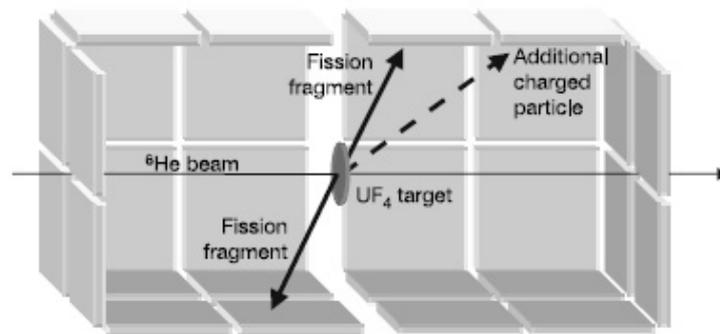


Figura 1.9: Vista esquemática de la configuración experimental en el experimento de Raabe et al. [RAA04]. El haz de ${}^6\text{He}$ interactúa con un blanco de UF_4 que está rodeado por un conjunto de 4 detectores de silicio de $50 \times 50 \text{ mm}^2$ que cubren alrededor de un 70 % del ángulo sólido total. Para cada partícula que llega a un detector se mide su energía y su tiempo de vuelo (respecto a la frecuencia del ciclotrón).

ferencia de dos neutrones reproducen el pico de energía del espectro de energía de las partículas α detectadas.

■ EXPERIMENTOS EN SPIRAL-GANIL

- Navin y sus colaboradores [NAV04] encontraron, estudiando las reacciones de ${}^6\text{He}$ sobre varios isótopos de Cu y Os, que en la sección eficaz de reacción inducida por ${}^6\text{He}$ la transferencia de neutrones al blanco tiene una contribución mayor que el canal de ruptura directa del ${}^6\text{He}$, para este tipo de blancos intermedios. Así, los datos experimentales mostraron una gran sección eficaz donde uno o dos neutrones eran capturados por el blanco, y las características de la distribución angular de las partículas α salientes indicaban que se trataba de las reminiscencias de un proceso directo.

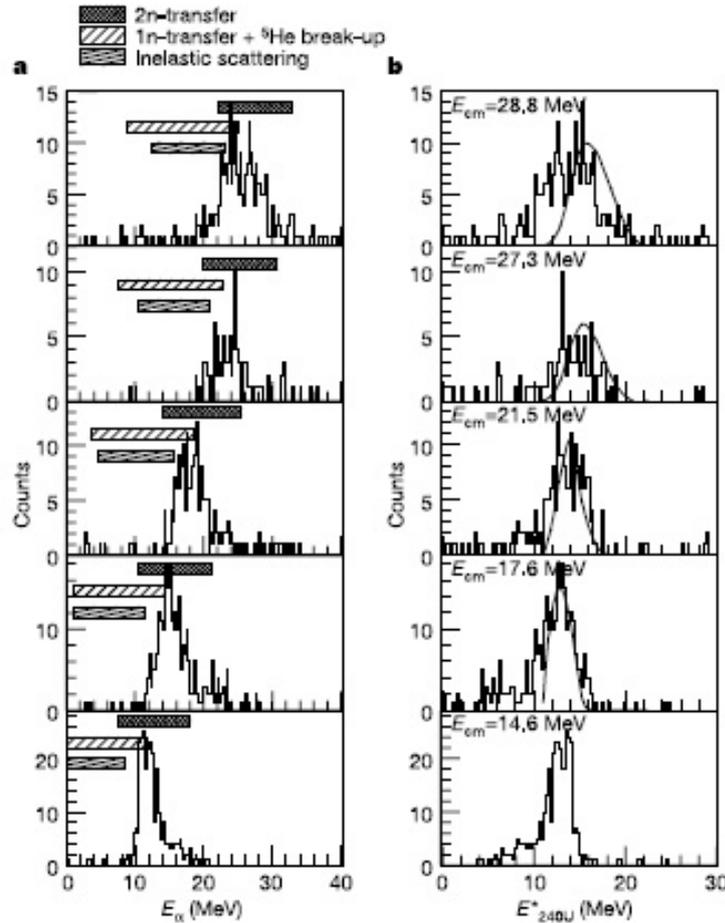


Figura 1.10: En **a** se muestran los espectros de energía absoluta de partículas α detectadas en coincidencia con dos fragmentos de fisión para la reacción ${}^6\text{He}+{}^{238}\text{U}$ a energías en Centro de Masas entre 14.6 y 28.8 MeV. Las regiones entre barras corresponden con los rangos de energía de las partículas α para cada uno de los tres procesos directos posibles (dispersión inelástica, transferencia de un neutrón y transferencia de dos neutrones) de acuerdo con sus valores respectivos de Q y requiriendo que el núcleo residual quede en un estado de excitación suficiente para producirse la posterior fisión del mismo. En **b** se muestran los mismos datos como función de la energía de excitación en ${}^{240}\text{U}$, $E_{240\text{U}}^*$, para mostrar que los sucesos son transferencia de dos neutrones a estados excitados en ${}^{240}\text{U}$ ($E^* \approx 10$ a 15 MeV). Las curvas son resultados de cálculos DWBA para el proceso de transferencia de dos neutrones formando ${}^{240}\text{U}$.

Capítulo 2

INTRODUCCIÓN A LAS REACCIONES NUCLEARES

2.1. Reacciones Nucleares

Por analogía con las reacciones químicas, se llaman reacciones nucleares a las interacciones entre núcleos atómicos o entre éstos y partículas; por extensión, se incluyen también las interacciones entre partículas. Las reacciones nucleares a bajas energías han proporcionado la mayor parte del conocimiento que tenemos actualmente del núcleo atómico. La desintegración espontánea de núcleos primordiales (aquellos de semivida superior a la edad de la tierra, $T_{1/2} > 10^9 y$) proporcionó la primera información necesaria para el establecimiento de los modelos nucleares que condujeron a emplear los procesos nucleares en aplicaciones tanto energéticas como militares.

Rutherford identificó la primera reacción $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ y supo diferenciar por primera vez el proceso de desintegración del proceso de reacción nuclear. Desde aquel experimento en que se indujo la existencia del núcleo atómico y se establecieron sus dimensiones frente al radio atómico, el inmenso volumen de conocimientos sobre la estructura nuclear existente hoy en día, se debe en gran medida al análisis de datos experimentales de reacciones nucleares inducidas por la dispersión de núcleos sobre blancos.

La información obtenida del estudio de reacciones nucleares es relevante no sólo para el conocimiento del núcleo atómico, sino también para otras ciencias como la Astrofísica. Además, los conocimientos adquiridos de reacciones nucleares permiten la síntesis eficiente de un gran número de isótopos radiactivos de importancia en Medicina y Tecnología. Las partículas nucleares y subnucleares son las sondas que

nos permiten obtener información sobre el núcleo atómico. Recordemos que la longitud de onda λ de De Broglie asociada a una partícula de masa m y energía cinética T viene dada por

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \quad (2.1)$$

donde h es la constante de Planck $h = 6.62606876(52) \times 10^{-34}$ J·s .

Para ser capaces de investigar la estructura nuclear con una determinada partícula/sonda, no basta con que su longitud de onda sea del orden del fermi (10^{-15} m), es decir, del orden del diámetro nuclear, hace falta además que pueda penetrar el núcleo. En el caso de partículas sin carga como el neutrón y el fotón, no hay ningún obstáculo que les impida penetrar la materia nuclear. Sin embargo, para proyectiles cargados en el caso de núcleos pesados como el plomo aunque se alcancen longitudes de onda del fermi a energías del MeV, la energía necesaria para vencer la repulsión coulombiana es mayor. La energía de repulsión electrostática de dos núcleos en contacto se conoce como barrera de Coulomb y se denota por V_c . Viene dada aproximadamente por

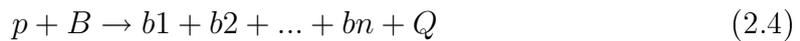
$$V_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_c} \quad (2.2)$$

donde R_c se conoce como radio de Coulomb y viene dado aproximadamente por

$$R_c = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (2.3)$$

donde A_1 y A_2 son los números másicos de los núcleos y r_0 toma valores entre 1.2-1.4 fm.

Una reacción nuclear es un proceso



donde el proyectil p es un núcleo, nucleón o partícula, B es el núcleo blanco y b_1, \dots, b_n son los productos de la reacción, formados por los nucleones y fragmentos nucleares procedentes del proyectil y del blanco y por las partículas producidas en la reacción.

Una propiedad importante en las reacciones nucleares es lo que se denomina calor de reacción Q , y que corresponde a la diferencia de masa entre componentes iniciales y finales de la reacción (ver fórmula 2.10). Cuando $Q > 0$ la reacción se denomina exotérmica y cuando $Q < 0$ endotérmica. Si $Q = 0$ y $b_1 = a$, $b_2 = A$ la reacción se denomina elástica. Cada uno de los posibles resultados de una reacción, especificado por la masa, carga y energía de excitación del conjunto de núcleos en el estado final, se denomina canal de reacción o partición. Los canales de reacción endotérmicos ($Q < 0$) necesitan una energía incidente mínima para poder ocurrir. Cuando el

valor absoluto del calor de reacción $|Q|$ es menor que la energía disponible en centro de masas (CM), decimos que el canal está abierto y la reacción es posible, mientras que si la energía incidente es menor que $|Q|$ el canal está cerrado. Los canales de reacción exotérmicos ($Q > 0$) siempre están abiertos, pero en el caso de partículas cargadas hace falta una energía mínima para vencer la repulsión electrostática entre los núcleos y ponerlos en contacto. Se denomina a esta energía barrera de Coulomb y su valor aproximado teniendo en cuenta las fórmulas (2.2) y (2.3) y que $e^2=1.44$ MeV · fm es:

$$\frac{zZe^2}{R} \approx \frac{zZ}{(R_p^{1/3} + R_B^{1/3})} \text{ (MeV)} \quad (2.5)$$

donde z y Z son las cargas nucleares del proyectil p y del blanco B , mientras que R_p y R_B son los radios nucleares de proyectil y blanco respectivamente.

También es de utilidad el parámetro de Sommerfeld η que se define como

$$\eta = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0\hbar v} \quad (2.6)$$

siendo v la velocidad de la partícula incidente.

La barrera coulombiana es un concepto importante puesto que dependiendo del valor de la energía de la reacción respecto al valor de la barrera, en la reacción nuclear intervendrá:

- sólo la fuerza electromagnética (o coulombiana) para una energía de la reacción muy por debajo de la barrera de coulomb, $\eta \ggg 1$, que se corresponde con la dispersión de Rutherford.
- una combinación de las fuerzas nucleares y coulombiana cuando la energía de la reacción se encuentra en el entorno de la barrera de coulomb, $\eta \gg 1$, dispersión de Fresnel. En nuestro caso se espera esta situación.
- sólo la fuerza nuclear cuando la energía de la reacción esté muy por encima de la barrera coulombiana de los dos núcleos involucrados en la reacción, $\eta \lesssim 1$, dispersión de Fraunhofer.

En la figura (2.1) se representan estas tres posibles situaciones energéticas y los potenciales involucrados.

El parámetro de Sommerfeld nos servirá para introducir el concepto de parámetro de impacto b en una reacción nuclear, y que es la distancia existente entre la dirección de la partícula incidente, cuando se encuentra muy alejada del centro de fuerzas (el blanco), y la posición del blanco, figura (2.2). A partir de este concepto se define

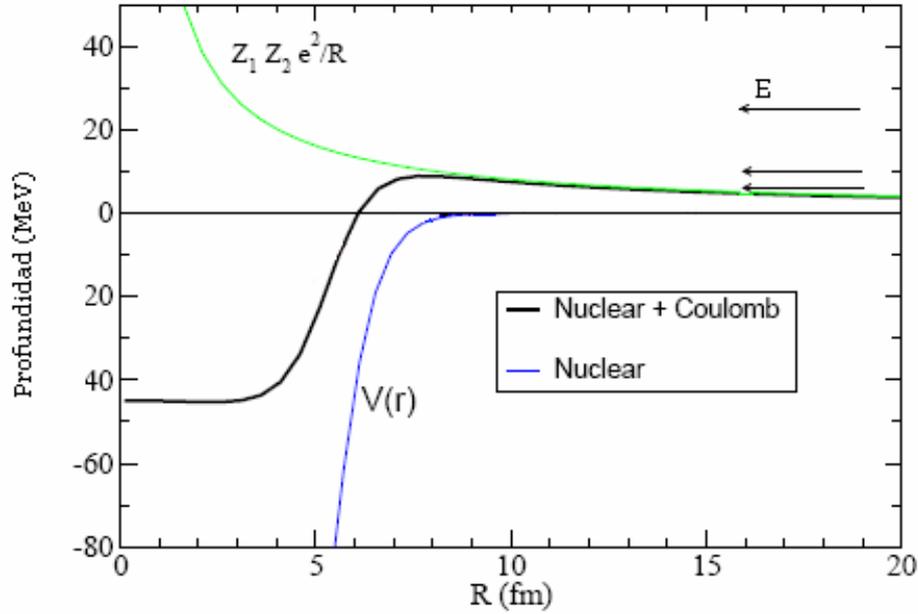


Figura 2.1: En la figura se muestra una representación de la forma del potencial nuclear en función de la distancia radial al centro del núcleo (azul), de la barrera coulombiana (verde), y de la suma de ambos (negro).

el radio para una colisión rasante R_g (o 'grazing radius' en inglés) como la máxima distancia entre proyectil y blanco a la que se produce interacción entre ellos. Este valor de R_g se corresponde con un valor del momento angular orbital L_g que se relaciona con el radio de colisión rasante mediante el parámetro de Sommerfeld:

$$kR_g(1 - 2\eta/kR_g) \approx L_g + 1/2 \quad (2.7)$$

donde k es el número de onda y valor es:

$$k = \sqrt{\mu E_{lab}/\hbar^2} \quad (2.8)$$

en esta ecuación, μ es la masa reducida del sistema proyectil-blanco y E_{lab} la energía en sistema laboratorio del proyectil.

Hay muchas clasificaciones posibles para agrupar los distintos tipos de reacciones nucleares que se observan en la naturaleza. Estas clasificaciones dependen de criterios distintos como pueden ser:

- Clasificación según la energía del proyectil involucrada en el proceso

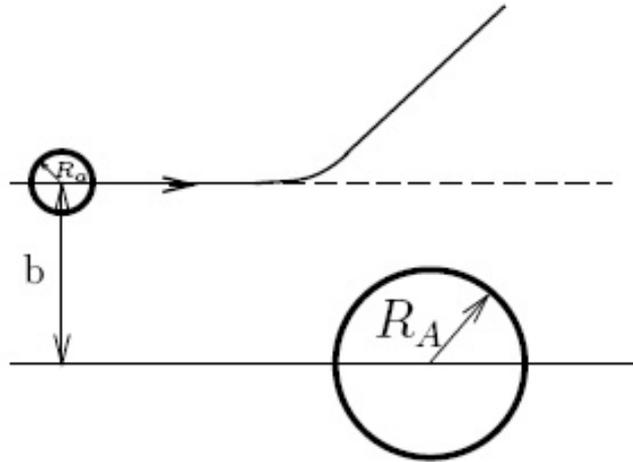
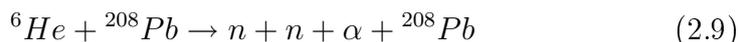


Figura 2.2: Descripción gráfica del parámetro de impacto. Se muestra como el parámetro de impacto da cuenta de la distancia existente entre el centro del proyectil y del blanco en un visión semiclassical de una reacción nuclear.

- **Bajas energías.** Hasta $10A$ MeV (donde A es el número másico del núcleo). Normalmente se trata de reacciones a energías cercanas a la barrera de Coulomb, con el propósito de estudiar los mecanismos de reacción y la estructura de los núcleos y de obtener información espectroscópica.
 - **Energías intermedias.** Son reacciones realizadas a energías bien por encima de la energía de Fermi, típicamente desde $20A$ MeV hasta $200A$ MeV.
 - **Energías relativistas.** Son reacciones a energías que van desde unos $500A$ MeV hasta unos $10A$ GeV.
- Clasificación de las reacciones nucleares según el canal de salida.
- **Dispersión elástica.** Son reacciones del tipo $p + B \rightarrow p + B$ con $Q = 0$. Los canales de entrada y salida son idénticos
 - **Dispersión inelástica.** En este caso, la partición del canal de salida es la misma que la del canal de entrada, salvo que uno o ambos núcleos finales están en estados excitados
 - **Reacciones de transferencia o reagrupamiento.** En este caso $b \neq a$ y $B \neq A$. Usualmente, es a este tipo de reacciones al que se denomina con

propiedad reacciones nucleares, dejando los términos dispersión o difusión para los casos anteriores. Para un canal incidente dado, hay muchas particiones posibles en el canal de salida. Cada canal de salida tiene una probabilidad de ocurrir distinta, y las probabilidades relativas de los canales de salida dependen en forma detallada de la interacción núcleo-núcleo y de la estructura de los núcleos que colisionan, además de la energía incidente.

- **Reacciones de núcleo compuesto.** En este caso, el par de núcleos iniciales, a y A , forman un núcleo compuesto en un estado excitado, que se desintegra mediante la emisión de uno o varios rayos gamma, o bien mediante emisión de partículas.
- **Reacciones de ruptura (o de *break-up*).** Estas reacciones tienen lugar en colisiones lejanas de núcleos débilmente ligados. En estas reacciones hay al menos tres cuerpos en el estado final. Recientemente se han estudiado en detalle en los núcleos con halo, entre los cuales se encuentran el ^{11}Li y el ^6He .



- **Reacciones de *knock-out*.** Son reacciones en las que un proyectil arranca un nucleón del núcleo blanco. El proyectil es generalmente un protón o un electrón de alta energía, aunque puede ser un núcleo ligero. Las reacciones de *knock-out*, junto con las de *stripping* (eliminación de un nucleón del blanco) y *pick-up* (el proyectil atrae un nucleón del blanco) han servido para determinar la estructura de monopartícula o nucleones de valencia de los núcleos y las correlaciones entre nucleones
- Clasificación según el tipo de proyectil. Se distinguen proyectiles ligeros, con número másico $A \leq 4$ (p, n, d, t, α) y proyectiles pesados, que son aquellos con número másico $A > 4$
- Clasificación de las reacciones nucleares por el tiempo de interacción: Reacciones directas y de núcleo compuesto. Las reacciones directas se producen en un sólo paso, mientras que en las reacciones de núcleo compuesto la formación de los núcleos finales se producen a partir de un estado intermedio de vida muy corta que es el núcleo compuesto.

2.1.1. Cinemática de las reacciones nucleares a bajas energías

Los observables que se suelen medir en una reacción nuclear son las masas, cargas, ángulo de dispersión y energías de las partículas producidas en el estado final. No siempre es posible realizar esta tarea para todas las partículas producidas. Cuando

los observables medidos son suficientes para establecer la identidad y energía de cada uno de los productos de la reacción, se dice que la medida es exclusiva. En caso contrario, cuando solo se obtiene parte de la información concerniente al estado final, se dice que la medida es inclusiva. Un dato importante en una reacción nuclear es el calor de reacción Q , definido como la suma de las energías cinéticas en el estado final menos las energías cinéticas en el estado inicial:

$$Q = \sum_k T_{k,f} - \sum_k T_{k,i} \quad (2.10)$$

La conservación de la energía nos da la relación:

$$\sum_k T_{k,i} + \sum_k m_{m,i}c^2 = \sum_k T_{k,f} + \sum_k m_{k,f}c^2 \quad (2.11)$$

donde suponemos que todas las partículas en el estado final están en el estado fundamental o, en caso contrario, conocemos su masa en el estado excitado (si conocemos la energía del estado excitado conoceremos su masa). Entre las partículas del estado final hay que incluir los fotones emitidos por núcleos excitados antes de llegar a los detectores. En cualquier caso, el estado final relevante de un núcleo es el estado en el que es detectado. Tenemos por lo tanto que el calor de reacción se puede expresar como

$$Q = \sum_k T_{k,f} - \sum_k T_{k,i} = \left(\sum_k m_{k,i} - \sum_k m_{k,f} \right) c^2 \quad (2.12)$$

Frecuentemente, el calor de reacción se calcula a partir de las energías de enlace B_A definidas para un núcleo de masa A y número atómico Z , con $N = A - Z$, como

$$B_k = (ZM_H + NM_n - M_A)c^2 \quad (2.13)$$

donde M_H es la masa del átomo de hidrógeno y M_n la masa del neutrón. En función de la energía de enlace, como el número de nucleones de cada clase se conserva, tenemos

$$Q = \left(\sum_k m_{k,i} - \sum_k m_{k,f} \right) c^2 = \left(\sum_k B_{k,f} - \sum_k B_{k,i} \right) c^2 = \Delta B \quad (2.14)$$

2.1.2. Observables

La información proporcionada por las reacciones nucleares se obtiene mediante la medida de diferentes observables. Los observables más frecuentemente medidos son las secciones eficaces diferenciales. Se define la sección eficaz diferencial de un

proceso que emite una partícula o un núcleo x , como la sección eficaz de las partículas x dispersadas en un ángulo sólido diferencial $\Delta\Omega$, dividida por $\Delta\Omega$, en un tiempo dado total T :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_x(\Delta\Omega)}{N_p n_B \Delta\Omega} = \frac{N_x(\Delta\Omega) A_B Z_h e}{\Delta\Omega N_A \rho_s Q_h} \quad (2.15)$$

donde N_P es el número de proyectiles sobre el blanco en el experimento, $N_x(\Delta\Omega)$ es el número de partículas detectadas en un ángulo sólido diferencial, $\Delta\Omega$, n_B es el número de núcleos blanco por unidad de superficie, ρ_s es la densidad superficial del blanco, Q_h la carga integrada del haz durante el experimento, Z_h es el número de cargas elementales de los iones del haz, $N_p = Q_h/eZ_h$ es el número total de proyectiles y A_B es el peso atómico del blanco. En el caso general, la sección eficaz diferencial depende de los ángulos polar θ y azimutal ϕ . Sin embargo, en el caso frecuente de haces no polarizados, hay simetría cilíndrica, es decir, la sección eficaz diferencial es independiente del ángulo azimutal ϕ . En este caso podemos escribir $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$. La sección eficaz promediada en ϕ , que depende solo de θ , se denomina distribución angular y se denota usualmente como $\frac{d\sigma}{d\theta}$.

Hemos visto que la información sobre las reacciones nucleares se obtiene mediante la medida de observables, esencialmente secciones eficaces y magnitudes relacionadas. Sin embargo, la descripción teórica de las reacciones nucleares se realiza mediante las funciones de onda, como para cualquier sistema cuántico. Los observables se miden a una distancia muy grande del punto de colisión en comparación con las dimensiones nucleares. Podemos tomar esta distancia como infinita. Por lo tanto, los observables estarán relacionados con la forma asintótica de la función de onda. La función de onda, en el caso de reacciones nucleares a energías no relativistas, viene descrita por la ecuación de Schrödinger. En cualquier modelo microscópico deseamos interpretar los fenómenos en base a la interacción nucleón-nucleón, a partir de la cual derivamos un potencial núcleo-núcleo $V_N(r)$, originado por la interacción fuerte de los nucleones entre sí. La función de ondas del sistema núcleo-núcleo debe cumplir la ecuación de Schrödinger (tridimensional) donde hemos considerado el potencial dividido en su parte nuclear V_N y coulombiana V_c

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_N(\mathbf{r}) + V_c(\mathbf{r}) - E \right) \Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.16)$$

Las reacciones nucleares a bajas energías ($E < 20 \text{ MeV}$) precisan una descripción completamente cuántica, a diferencia de las reacciones nucleares a energías intermedias y relativistas, donde las aproximaciones semi-clásicas empiezan a ser válidas. Además, la energía de la reacción puede ser inferior a la energía de Fermi, por lo que la función de onda nuclear es un objeto bien definido, antes y después de la colisión. Si tenemos una colisión $a + A \rightarrow b + B$ los estados antes y después

de la colisión están definidos por las funciones de onda inicial $\Psi_i = \Psi_A \Psi_a \Psi(\mathbf{r}_{aA})$ y $\Psi_f = \Psi_B \Psi_b \Psi(\mathbf{r}_{bB})$ donde $\Psi(\mathbf{r}_{aA})$ y $\Psi(\mathbf{r}_{bB})$ son las funciones de onda del movimiento relativo. Cuando ocurre una transición, suponemos que esta tiene lugar mediante un potencial de interacción $V_{int}(\mathbf{r})$, que podemos describir en la forma de diagrama de Feynmann. Esta interacción puede tener lugar en varios instantes sucesivos, dando lugar a efectos de segundo orden y superior. En general, después de la interacción, la función de onda del estado final se encuentra en una combinación lineal de todos los estados posibles:

$$\Psi_{int} = \sum_i C_i \Psi_{Bi} \Psi_{bi} \Psi(\mathbf{r}_{biBi})_i \quad (2.17)$$

que colapsa a un estado determinado cuando se realiza una medición. La amplitud de transición de un estado inicial \mathbf{aA} a otro final \mathbf{bB} , en primer orden, es

$$A_{if} = \langle \Psi_b \Psi_B \Psi(\mathbf{r}_{bB}) | V_{int} | \Psi_a \Psi_A \Psi(\mathbf{r}_{aA}) \rangle \quad (2.18)$$

y la probabilidad de transición es el cuadrado de la amplitud de transición, $P_{if} = |A_{if}|^2$.

Cuando los efectos de orden superior son importantes esta expresión resulta más complicada, con términos de interferencia. Las reacciones a bajas energías permiten obtener información sobre las funciones de ondas nucleares (modelos nucleares, formas nucleares, estados excitados, ...) y sobre el potencial de interacción V .

2.2. Dispersión cuántica

2.2.1. Desarrollo en ondas parciales de la función de onda

La función de onda, en el caso de reacciones nucleares a energías no relativistas, viene descrita por la ecuación de Schrödinger. Si consideramos como única variable relevante en la interacción entre dos núcleos la distancia relativa entre ambos (dispersión sin considerar grados de libertad internos explícitamente), que denotamos por r , podemos describir la dinámica de esta variable mediante un potencial efectivo (potencial óptico). En el caso de simetría esférica, el potencial dependerá únicamente de la distancia r entre ambos núcleos, y lo denotaremos como $V(r)$. La ecuación de Schrödinger toma la forma:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + V(r) \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}) \quad (2.19)$$

donde E es la energía del sistema. La función de onda incidente es una onda plana¹. Si tomamos z como la dirección del haz, esta función será e^{ikz} , salvo una normalización. Como consecuencia de la colisión, se producirá una onda esférica (principio de Huygens aplicado a ondas de materia). La amplitud de esta onda esférica puede depender de los ángulos polar θ y azimutal ϕ . En el caso de haces no polarizados y de partículas sin espín, la reacción tiene lugar en un plano, y por lo tanto la onda esférica dispersada depende únicamente del ángulo polar θ . Llamemos $f(\theta)$ a esta amplitud de dispersión. Podemos escribir por lo tanto para la forma asintótica de la función de ondas (que denominamos Ψ):

$$\Psi(r) \rightarrow e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.20)$$

La amplitud de dispersión $f(\theta)$ esta directamente relacionada con la sección eficaz diferencial. Para cada partícula incidente $|f(\theta)|^2/r^2$ es la probabilidad de que la partícula sea dispersada en un ángulo θ , normalizada a la unidad en una superficie de radio r . Si tenemos N_P proyectiles incidentes por unidad de tiempo, el número de partículas dispersadas por n_B blancos (por unidad de tiempo), a través una superficie elemental dS centrada en θ , será

$$N_{disp} = N_P n_B \frac{|f(\theta)|^2 dS}{r^2} = N_P n_B |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (2.21)$$

Así, la sección eficaz diferencial viene dada según la ecuación (2.15) por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{disp}}{N_P n_B d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.22)$$

Por lo tanto, la sección eficaz diferencial es el cuadrado del módulo de la amplitud de dispersión. La amplitud de dispersión se puede comparar directamente con los datos experimentales. Debemos ahora obtener una relación directa entre la función de onda y la amplitud de dispersión. La ecuación de Schrödinger es una ecuación en tres dimensiones. Su resolución numérica en tres dimensiones es complicada tanto desde el punto de vista conceptual como numérico. La forma usual de proceder en este caso, es separar la parte espacial de la distribución angular, es decir, la solución se representa como una función de onda radial para cada momento angular l y una serie de funciones de onda propias de las variables angulares, que son los polinomios de Legendre, $P_l(\cos\theta)$:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} u_l(r) P_l(\cos\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{w_l(r)}{r} P_l(\cos\theta) \quad (2.23)$$

¹Estrictamente sería un paquete de ondas.

donde la segunda forma es la que se utiliza en la solución numérica porque las funciones $w_l(r)$ son regulares en el origen. A este desarrollo se le denomina el desarrollo en ondas parciales de la función de onda. Cada término del desarrollo corresponde a la componente de momento angular definido $|\vec{l}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar$ de la función de onda. Cuando introducimos el desarrollo en ondas parciales de la función de ondas en la ecuación de Schrodinger, obtenemos que cada una de las funciones radiales $w_l(\mathbf{r})$ debe de satisfacer la ecuación radial:

$$\frac{d^2 w_l(r)}{d^2 r} + \left(k^2 - U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) w_l(r) = 0 \quad (2.24)$$

en esta última ecuación el número de ondas k está relacionado con la energía del sistema por $k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2}$ y $U(r) = \frac{2\mu V(r)}{\hbar^2}$. Es interesante resaltar que el término

$$V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (2.25)$$

juega el papel de un potencial efectivo, siendo $V(r) = V_N(r) + V_c(r)$ la suma de los potenciales nuclear V_N y coulombiano V_c , y $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$ es el denominado potencial centrífugo. La onda plana incidente e^{ikz} tiene como desarrollo en ondas parciales la expresión:

$$\Psi_{in} = e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (2.26)$$

cumpléndose que las funciones esféricas de Bessel $j_l(kr)$ satisfacen la forma asintótica

$$j_l(kr) i^l \rightarrow \frac{1}{2ikr} [e^{ikr} - (-1)^l e^{-ikr}] \quad (2.27)$$

Vemos que podemos considerar la onda plana incidente como una suma coherente de ondas planas incidentes y emergentes, de la misma intensidad. El efecto de la dispersión nuclear es añadir una onda esférica emergente de amplitud $f(\theta)$. La función radial emergente tiene la forma asintótica (salvo una constante compleja, definida por la normalización) dada por la expresión:

$$u_l(r) \rightarrow \frac{2l}{2ikr} [\eta_l e^{ikr} - (-1)^l e^{-ikr}] \quad (2.28)$$

donde η_l se denomina coeficiente de reflexión, y da la intensidad de la onda emergente. La diferencia entre las formas asintóticas de la función de ondas total y la onda plana incidente viene dada por

$$\Psi(r) - e^{ikz} = f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \rightarrow \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\eta_l - 1) e^{ikr} P_l(\cos \theta) \quad (2.29)$$

de donde obtenemos el desarrollo en ondas parciales de la amplitud de dispersión:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\eta_l - 1) P_l(\cos \theta) \quad (2.30)$$

En el caso de un potencial real, todo lo que entra en el canal de entrada debe salir en el canal de salida, y por lo tanto el módulo del coeficiente de reflexión debe ser la unidad. Esto permite parametrizar η_l en términos de una fase: $\eta_l = e^{2i\delta_l}$, donde δ_l recibe el nombre de desfasaje, ya que corresponde al desfasaje de la onda plana debido al potencial.

En las reacciones nucleares a energías superiores a la barrera coulombiana, muchas de las partículas del canal de entrada acaban en otros canales de reacción y por lo tanto desaparecen de la onda incidente. El módulo de la onda emergente es menor que la unidad. Esto se puede representar en el modelo de desfasajes a condición de permitir desfasajes complejos $\delta_l = \delta_R + i\delta_I$. Tendremos $\eta_l = e^{-2\delta_I} e^{2i\delta_R}$. Se debe cumplir $\delta_I > 0$ para que $|\eta_l| < 1$.

La utilidad del desarrollo en ondas parciales radica en que, en general, converge rápidamente y solo se necesita considerar unos pocos términos. Vamos a estimar cuantas ondas parciales son necesarias para describir una determinada reacción nuclear. Supongamos que el alcance de la interacción es R . Entonces, parámetros de impacto del orden de R corresponden clásicamente para las interacciones de corto alcance con un momento angular $L \simeq pR$. Como $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \simeq l\hbar$, tenemos la condición $l \simeq \frac{p}{\hbar}R = kR$. Aunque estas consideraciones se basan en la suposición de la validez de la relación clásica entre momento angular y parámetro de impacto, en la práctica se encuentra que kR es una estimación adecuada del número de ondas parciales necesarias, incluso para sistemas para los que la aproximación clásica no es adecuada. Cuando $kR \ll 1$, sólo contribuye la onda parcial con:

$$f(\theta) = \frac{\eta_0 - 1}{2ik} \quad (2.31)$$

que da para la sección eficaz

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{\eta_0 - 1}{2ik} \right|^2 \quad (2.32)$$

Vemos que en el caso de predominio de la onda s , la sección eficaz diferencial es isotropa.

Estas consideraciones se emplearon en los comienzos de la Física Nuclear para estimar el alcance de la interacción nuclear. Por ejemplo, se encontró que la sección eficaz diferencial de la dispersión p-n a 14 MeV ($k = \sqrt{m_N E_{Lab}/\hbar^2} = 0.41 \text{ fm}^{-1}$) era completamente isótropa y empezaba a depender del ángulo a 27 MeV ($k = 0.57 \text{ fm}^{-1}$) y tenía una manifiesta dependencia con el ángulo a 42 MeV ($k = 0.71 \text{ fm}^{-1}$). Esta dependencia de la sección eficaz diferencial con el ángulo indicaba que el alcance de la interacción nuclear era menor de 2 fm.

El modelo mas sencillo de reacciones nucleares es el conocido como modelo de absorción fuerte. La suposición de este modelo es que siempre que hay interacción hay absorción, es decir, las partículas que interaccionan nunca acaban en el canal elástico, sino en canales inelásticos o de reacción. En este modelo tenemos:

$$\begin{cases} \eta_l \approx 0 & l \leq L \\ \eta_l = 1 & l > L \end{cases} \quad (2.33)$$

con $L \simeq kR$. Este modelo es aproximadamente válido en reacciones nucleares con iones pesados a energías muy por encima de la barrera de coulombiana. La amplitud de dispersión toma la forma:

$$f(\theta) = -\frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^L (2l+1) P_l(\cos \theta) \quad (2.34)$$

2.2.2. Matriz de Dispersión

Hasta ahora hemos considerado únicamente el canal elástico. Frecuentemente es necesario incluir en el modelo los canales inelásticos. En este caso, escribiremos la función de ondas en el canal de salida como una combinación lineal de todos los resultados posibles de la reacción que deseamos incluir en el modelo (recordemos que la realidad puede ser extraordinariamente compleja, y que aquellos canales que no deseamos tener en cuenta explícitamente, están tenidos en cuenta mediante un coeficiente de reflexión menor que la unidad). En el caso $A(a,b)B$ con $a \neq b$ escribimos:

$$\Psi = \sum_{bB} \chi_{bB}(r, \Omega) \phi_b \phi_B \quad (2.35)$$

donde χ_{bB} es la función de ondas relativa entre los núcleos y ϕ_b y ϕ_B , son las funciones de ondas internas, descritas por un modelo adecuado (modelo de capas). Denotamos por α el canal incidente, y asignamos el subíndice α a todas las variables en el canal de entrada, mientras que denotamos por β un subíndice que incluye todas las variables de todos los canales, incluido el de entrada. Con esta notación, podemos escribir la forma asintótica de la función de onda relativa χ_{bB} como:

$$\chi_{bB}(r, \Omega) \rightarrow e^{ik_{\alpha}r} \delta_{\alpha\beta} + f_{\beta}(\Omega) \frac{e^{ik_{\beta}r}}{r_{\beta}} \quad (2.36)$$

$\delta_{\alpha\beta}$ es la delta de Kronecker, que tiene en cuenta el hecho de que solo hay onda plana incidente en el canal de entrada. Cada una de las funciones de onda relativas satisface una ecuación de Schrödinger, con la correspondiente energía relativa y el correspondiente potencial. Aunque estas ecuaciones están acopladas en la zona de interacción, como veremos mas adelante en este capítulo, en la zona asintótica están desacopladas, es decir, las ecuaciones de cada una de las funciones de ondas son independientes. Cada una de las funciones de onda de los diferentes canales se pueden desarrollar en ondas parciales, que deben de satisfacer las condiciones asintóticas:

$$u_{l,aA} \rightarrow \frac{(2l+1)}{2ik_{\alpha}r} [\eta_{l,\alpha} e^{ik_{\alpha}r} - (-)^l e^{-ik_{\alpha}r}] \quad (2.37)$$

$$u_{l,bB} \rightarrow \frac{(2l+1)}{2ik_{\beta}r} \left(\frac{\nu_{\alpha}}{\nu_{\beta}} \right) \eta_{l,\beta} e^{ik_{\beta}r}$$

donde el factor $\frac{\nu_{\alpha}}{\nu_{\beta}}$ se introduce ya que los coeficientes de reflexión manifiestan simetrías, eliminando dependencias del flujo de partículas con las velocidad relativa del canal. Cuando no hay dispersión tenemos $\eta_{l,\beta} = \delta_{\alpha,\beta}$, donde α es el canal de entrada.

Cuando solo hay dispersión elástica, el hecho de que todo el flujo incidente debe de salir en el canal de salida impone la condición $|\eta_{l,\alpha}| = 1$, lo que nos permite escribir $\eta_{l,\alpha} = e^{2i\delta_{l,\alpha}}$, donde $\delta_{l,\alpha}$ es una fase real, cuyo significado físico es el desfase de la onda emergente con respecto de la onda incidente producido por el potencial de dispersión. Cuando hay canales no elásticos abiertos (inelásticos o de reacción), existe una desaparición del flujo del canal elástico que va a parar a estos canales. La conservación del número de partículas implica que la suma de los flujos en todos los canales de salida debe de ser igual al flujo en el canal de entrada. Tendremos en este caso $|\eta_{l,\alpha}| < 1$, y deberá cumplirse que:

$$|\eta_{l,\alpha}|^2 + \sum_{\beta \neq \alpha} |\eta_{l,\beta}|^2 = 1 \quad (2.38)$$

que nos dice simplemente que los números de partículas que salen y entran son iguales.

2.3. Parametrización del potencial óptico

En los procesos de reacción parte del flujo incidente va a parar a canales que ni somos capaces de medir ni nos interesa estudiar. La manera de introducir en la ecuación de Schrödinger una pérdida de flujo (sumideros) es mediante un potencial complejo, cuya parte imaginaria es negativa. En el llamado modelo óptico, el potencial nuclear se puede parametrizar de diversas formas, siendo la más común la parametrización de Wood-Saxon:

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{(r - R_V)}{a_V}\right)} + \frac{iW_0}{1 + \exp\left(\frac{(r - R_W)}{a_W}\right)} \quad (2.39)$$

donde $R_V = r_V(A_p^{1/3} + A_B^{1/3})$, $R_W = r_W(A_p^{1/3} + A_B^{1/3})$ son los radios real e imaginario y r_V y r_W son los correspondientes radios reducidos real e imaginario del proyectil p, y el blanco B.

Los parámetros V y W se denominan las profundidades real e imaginaria del pozo de potencial y a_V y a_W son las difusividades. Los parámetros V, r_V, a_V, W, r_W, a_W se ajustan a los datos experimentales. Se encuentra que los radios reducidos real e imaginario que mejor ajustan los datos experimentales (para núcleos comunes) valen entre 1.1-1.4 fm y las difusividades real e imaginaria entre 0.5-0.7 fm. Este potencial empírico se puede comparar con potenciales deducidos teóricamente de la interacción nucleón-nucleón.

El modelo óptico condensa la complejidad del proceso físico real en un sólo objeto matemático, el potencial complejo.

2.4. Modelos teóricos en Reacciones Nucleares

Las dos técnicas más utilizadas para interpretar y analizar datos de reacciones directas son los métodos de los canales acoplados (en adelante CC ‘Coupled Channels’) y de ondas distorsionadas (en adelante DW ‘Distorted Waves’). El método de canales acoplados consiste en considerar la solución a un conjunto pequeño de ecuaciones acopladas que surgen de considerar una función de onda modelo (Ψ_{modelo}) para el sistema con un número pequeño de términos. La truncación de la función de onda Ψ a un número pequeño de estados base supone el uso de un hamiltoniano efectivo. Históricamente se ha venido llamando método de canales acoplados (CC) cuando se aplica a procesos donde todos los estados base pertenecen a una misma partición, y método de reacción en canales acoplados (CRC ‘Coupled Reaction Channels’) cuando estados de más de una partición entran en el cálculo, o lo que es lo mismo se produce el fenómeno de reagrupamiento (‘rearrangement’) entre distintos componentes de más de una partición.

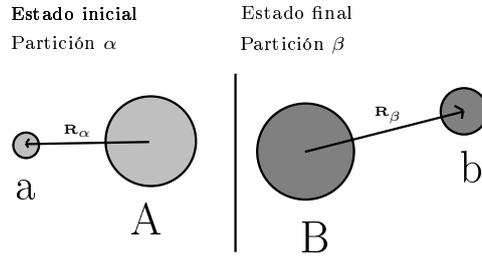


Figura 2.3: Representación esquemática de las particiones que se definen en una reacción $a + A \rightarrow b + B$.

Si las ecuaciones acopladas del correspondiente problema de canales acoplados (CC) se resuelven a primer orden de aproximación, entonces estaremos utilizando el método de ondas distorsionadas en aproximación de Bohr (DWBA ‘Distorted Waves Born Aproximation’).

2.4.1. Método de canales acoplados en reacciones inelásticas

Las reacciones inelásticas son aquellas en las que un proyectil reacciona con un blanco sin existir cambios en la naturaleza de éstos (el canal de salida es igual al canal de entrada), pero a diferencia de las reacciones elásticas el calor de reacción es distinto de cero, ecuación (2.10). Son reacciones del tipo $A(a, a')A'$, donde las dos particiones son $\alpha = a + A$ y $\beta = a + A$.

La partición $(a+A)$ puede describirse mediante un conjunto completo de los estados internos de los núcleos a y A , que denotaremos como $\phi_n(\alpha) = \phi_n(\xi_a) \cdot \phi_n(\xi_A)$ donde $\phi_n(\xi_a)$ es la función de onda de los estados internos del proyectil a y $\phi_n(\xi_A)$ es la del blanco A y ξ_a y ξ_A las coordenadas internas del proyectil y blanco respectivamente ². La función de onda del movimiento relativo proyectil-blanco la expresaremos como $\chi_n(\mathbf{R}_\alpha)$. Así, podemos escribir la función de onda del sistema como:

$$\Psi_\alpha = \sum_n \chi_n(\mathbf{R}_\alpha) \phi_n(\alpha) \quad (2.40)$$

siendo \mathbf{R}_α la coordenada relativa de la partición (es decir, coordenada relativa de movimiento proyectil-blanco), [SAT83].

²Utilizaremos a conveniencia la notación en *kets* $|n, \alpha\rangle$ para referirnos al estado cuya función de onda interna es $\phi_n(\alpha)$, o simplemente utilizaremos $|n\rangle$ cuando sólo haya una única partición (caso de reacciones inelásticas) y por lo tanto no pueda haber confusión entre estados de las particiones α y β .

Las condiciones de contorno para el canal de entrada, normalmente proyectil y blanco en su estado fundamental ($n = g.s.$) serán tales que la función de onda del movimiento relativo $\chi_{n=g.s.}(\mathbf{R}_\alpha)$ tiene asintóticamente forma de onda plana más onda esférica saliente. Mientras que para todas las demás configuraciones (excitaciones) de la partición α , la función de onda del movimiento relativo $\chi_n(\mathbf{R}_\alpha)$, tendrá solamente forma asintótica de onda esférica saliente. Definimos entonces un hamiltoniano para la partición α como:

$$H = H_\alpha(\xi) + K_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) + V_\alpha(\mathbf{R}_\alpha, \xi) \quad (2.41)$$

Este hamiltoniano está formado por una parte de energía interna $H_\alpha(\xi)$, y que, por lo tanto, depende de las coordenadas internas ξ , más los términos de energía cinética $K_\alpha(\mathbf{R}_\alpha)$ y energía potencial $V_\alpha(\mathbf{R}_\alpha, \xi)$. Operando sobre el hamiltoniano, haciendo uso de la ecuación de Schrödinger $(H - E)\Psi_\alpha = 0$ y de la condición de ortogonalidad de los estados base $|n', \alpha\rangle$, $\langle n', \alpha | n', \alpha \rangle = \delta_{nn'}$, se obtiene que la ecuación para la función de onda de un canal o configuración $\chi_n(\mathbf{R}_\alpha)$ es:

$$[E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - \langle n | V_\alpha | n' \rangle] \chi_n(\mathbf{R}_\alpha) = \sum_{n' \neq n} \langle n' | V_\alpha | n \rangle \chi_{n'}(\mathbf{R}_\alpha) \quad (2.42)$$

donde se ve claramente que se trata de un sistema de ecuaciones acopladas. La aproximación de N estados en canales acoplados (CC) se corresponde con retener únicamente un número limitado N de estados en Ψ . En este último caso se considerará un hamiltoniano efectivo que compense el efecto de eliminar canales.

El mismo sistema de ecuaciones (2.42) que se aplican a Ψ_α es válido para su correspondiente función modelo. Esta función de onda modelo consiste en una representación de la función de onda total mediante la inclusión en el sumatorio de la ecuación (2.40) de unos pocos estados que son los de mayor peso en el valor total de la función de onda.

En la figura (2.4) se ilustran los acoplamientos entre estados considerados en el método de canales acoplados. Cada flecha de transición entre estados representa un elemento de matriz de los que aparecen en el sumatorio de la expresión (2.42).

El método de canales acoplados permite describir las excitaciones de los núcleos a y A durante la colisión. Este método puede extenderse para describir la ruptura de a o de A . Para hacer esto, lo que se hace es extender el método de canales acoplados a los estados del continuo del núcleo que se rompe. Esta extensión del método de canales acoplados es lo que se conoce como método de canales acoplados discretizados al continuo (CDCC *Continuum Discretized Coupled Channels*). La inclusión de los estados del continuo en la descripción de la reacción se hace mediante la discretización de los estados del continuo agrupándolos en estados (*bines*) representativos de este continuo, como ya se explicó con más detalle en la sección (2.4.2), ver figura (2.4).

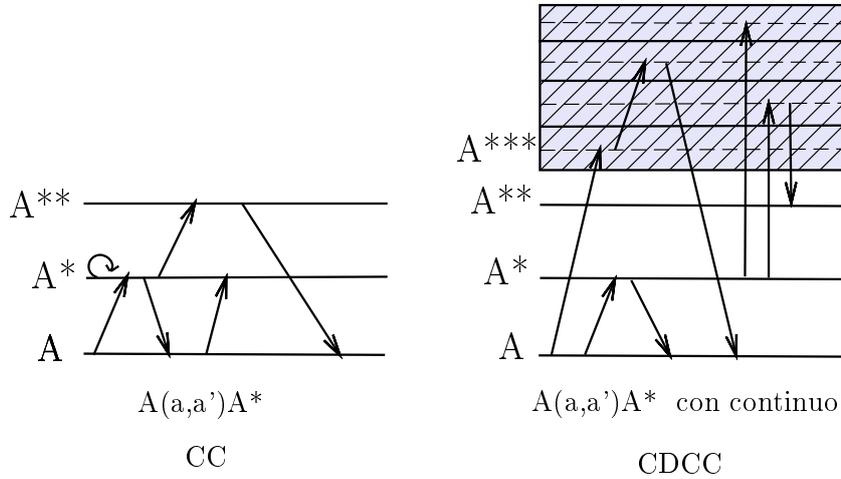


Figura 2.4: Representación esquemática de los acoplamientos considerados en el método de canales acoplados (CC) y de canales acoplados discretizados al continuo (CDCC). Cada flecha de transición entre estados representa un elemento de matriz de los que aparecen en el sumatorio de la expresión (2.42)

El método CDCC es una de las técnicas más utilizadas para la descripción de reacciones en núcleos con halo a energías próximas a la barrera coulombiana (por ejemplo [RUS01, RUS03, RUS04, RUS05]), y como se mostrará más adelante en esta tesis, también se han realizado cálculos CDCC para intentar describir los datos de $^{208}\text{Pb}(^6\text{He}, ^4\text{He})^{210}\text{Pb}^*$ de este trabajo.

Para aplicar el método de canales acoplados discretizados al continuo a la reacción de ^6He sobre ^{208}Pb lo que se hará es tratar la ruptura del ^6He en $\alpha + 2n$ como una excitación de los dos neutrones del halo al continuo del *core* α , y resolver el sistema de ecuaciones (2.42).

Sin embargo, el método de canales acoplados (y su generalización incluyendo el continuo), no permite describir procesos de transferencia en los que uno o varios nucleones pasan de a a A , o viceversa, ya que en este caso se produce otra partición distinta a la inicial, como en la reacción $a + A \rightarrow b + B$.

2.4.2. Discretización de los estados del continuo

Una consideración importante en el estudio de reacciones con núcleos halo es que éstos se rompen fácilmente en presencia de los campos nuclear y coulombianos del núcleo blanco, lo que provoca que el halo termine en estados no ligados (del continuo de energía) respecto del *core*. Por lo tanto, las excitaciones de los núcleos

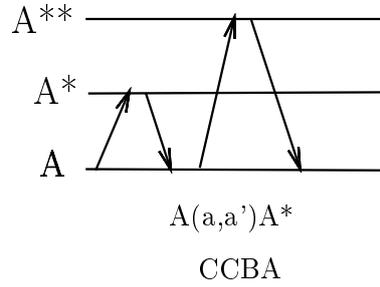


Figura 2.5: Representación de los acoplamientos entre estados que se incluyen en el método de canales acoplados en aproximación de Born (CCBA). Como se ve en la figura sólo contribuyen los acoplamientos de primer orden.

halo hacia el continuo deben incluirse en los modelos de reacción, para obtener una imagen realista del modelo.

Para tratar las reacciones de cualquier sistema con halo de manera realista se hace necesario introducir la parte continua del espectro, que es aquella que está formada por estados no ligados ($E_{ligadura} > 0$). Esta parte del espectro se hace especialmente importante en el caso de sistemas poco ligados en los que se deben tratar de manera conjunta tanto los estados ligados como los no ligados.

La descripción del continuo es una cuestión compleja, y para ello se han desarrollado varias aproximaciones para sustituir el espectro de estados del continuo por una base finita de estados que lo representen. Uno de los métodos más simples propuestos es el de confinar el núcleo poco ligado a una esfera de un radio determinado [ESB97], pero también se han propuesto métodos en los que se utilizan las bases de Sturmian [SZM00] o estados de Gamow [LOV98].

Uno de los métodos más populares para describir los estados del continuo en física nuclear consiste en la discretización del continuo [AUS87]. Mediante este procedimiento de discretización, el continuo se sustituye por un conjunto discreto de estados (conocidos como *bines*) normalizables que constituyen un conjunto completo cuando dicho número de *bines* tiende a infinito, aunque se espera que con un número finito y normalmente pequeño de estos estados se pueda representar de manera efectiva el continuo real.

Si descomponemos la función de onda para un determinado momento angular l de un estado del continuo en una parte radial R , y otra angular Υ (ignorando el espín de los *cores*) de la forma:

$$\phi_l(\vec{r}) = R_l(r) \Upsilon_{lm}(\Omega) \quad (2.43)$$

entonces, definimos la función de onda de un estado del continuo que abarca los valores de momento correspondiente entre dos límites k_1 y k_2 , como una función de onda que tiene la misma parte angular, y su distribución radial $R(r)$, se construyen como un promedio sobre un rango de energías (o su equivalente en momento k), esto es:

$$\phi_{l,k}(\vec{r}) = R_{l,k}^{bin}(r) \Upsilon_{lm}(\Omega) \quad (2.44)$$

siendo

$$R_{l,k}^{bin}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_1}^{k_2} \omega(k) R_{l,k}(r) dk \quad (2.45)$$

donde $R_{l,k}^{bin}(r)$ es la parte radial de la función de onda del estado construido, y

$$N = \int_{k_1}^{k_2} |\omega(k)|^2 dk \quad (2.46)$$

es un factor de normalización.

En las expresiones anteriores se ha utilizado la relación entre energía y momento

$$k \equiv |\vec{k}| = \frac{\sqrt{2\mu|E|}}{\hbar} \quad (2.47)$$

Como ya se ha dicho, el objetivo último de la discretización del continuo es sustituir éste por un conjunto finito y reducido de estados bien caracterizados para incluirlos en los modelos de descripción de reacciones nucleares.

2.4.3. Descripción de colisiones con reagrupamiento y el método de Reacciones en Canales Acoplados CRC

Las colisiones con reagrupamiento son aquellas del tipo $a + A \rightarrow b + B$ donde el estado (o partición) inicial y final está formado por núcleos distintos. Los núcleos finales son el resultado de la transferencia de uno o más nucleones entre el proyectil a y el blanco A . Un ejemplo de este proceso es la reacción ${}^7\text{Li} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^{209}\text{Pb}$.

En este tipo de reacciones se producen transiciones entre dos o más particiones diferentes. Para la descripción de estos estados o particiones se introducen funciones de onda del tipo

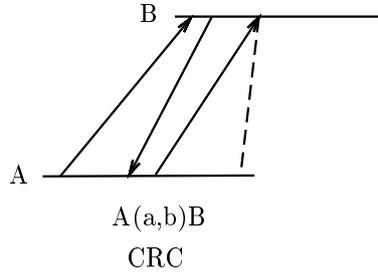


Figura 2.6: En la figura se representa de manera esquemática las transiciones entre dos particiones distintas A y B tal y como se consideran en el método de reacciones en canales acoplados (método CRC).

$$\Psi = \sum_n \chi_n(\mathbf{R}_\alpha) \phi_n(\alpha) + \sum_m \chi_m(\mathbf{R}_\beta) \phi_m(\beta) \quad (2.48)$$

Esta forma de la función de onda Ψ conduce a un conjunto de ecuaciones acopladas en las que aparecen una serie de términos nuevos debidos a la no ortogonalidad de las particiones α y β , es decir, debido a que se cumple que $\langle n, \alpha | m, \beta \rangle \neq \delta_{nm}$.

Si particularizamos (por simplicidad) la expresión (2.48) a una reacción en la que sólo existen dos particiones α y β , con un estado (el fundamental) en cada una, podemos escribir la función de onda como una combinación de las dos particiones en su estado fundamental y funciones de movimiento relativo correspondientes, esto es:

$$\Psi = \chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) \phi_\alpha(\alpha) + \chi_\beta(\mathbf{R}_\beta) \phi_\beta(\beta) \quad (2.49)$$

Cuando se simplifica el problema del reagrupamiento, que es en general un problema de muchos cuerpos, por un problema de tres cuerpos, tenemos que, si v es el fragmento que se transfiere, $a \equiv b+v$, $B \equiv A+v$. El proceso puede describirse como $(b+v) + A \rightarrow b + (A+v)$ (figura (2.7)). En este caso, la función de estructura interna $\phi_\alpha(\alpha)$ de la partición α puede descomponerse como $\phi_\alpha(\alpha) = \phi_a(\xi, \mathbf{r}) \cdot \phi_A(\xi')$ y $\phi_\beta(\beta) = \phi_b(\xi) \cdot \phi_B(\xi', \mathbf{r}')$.

El hamiltoniano que describe este proceso será la suma de las energías cinéticas de los fragmentos, más las interacciones entre ellos. Este hamiltoniano puede expresarse según la ecuación (2.50), donde H_α es la suma de la energía cinética de b respecto a v , y la interacción entre ellos, k_α es la energía cinética de A respecto al centro de masas del conjunto $b+v$ y V_α es la interacción entre A y $b+v$. Del mismo modo, los términos de la segunda igualdad de (2.50) (con subíndice β) hacen referencia a la energía cinética de A respecto a v , y la interacción entre ellos (H_β), a

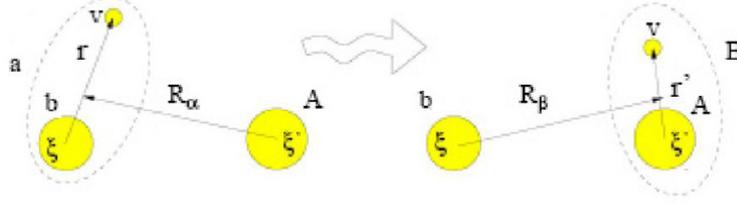


Figura 2.7: Representación de la transferencia de un fragmento v del proyectil $a \equiv b+v$ a un blanco A resultando en el estado final dos nuevos núcleos, el *core* b y el núcleo $B \equiv A+v$.

la energía cinética de b respecto al centro de masas del conjunto $A+v$ (k_β) y a la interacción entre b y $A+x$.

El hamiltoniano del sistema, se puede expresar según lo anterior como:

$$H = H_\alpha + k_\alpha + V_\alpha = H_\beta + k_\beta + V_\beta \quad (2.50)$$

Viendo la figura (2.7) se deduce claramente que la interacción proyectil-blanco (que mas tarde necesitaremos) puede expresarse según lo hagamos en forma *prior* (esto es, en función de las coordenadas de la partición α), o en forma *post* (tomando como sistema de referencia las coordenadas de la partición β), como:

- Forma *prior*: $V_{prior} = V_{vA} + U_{bA} = U_\alpha + (V_{vA} + U_{bA} - U_\alpha)$
- Forma *post*: $V_{post} = V_{bv} + U_{bA} = U_\beta + (V_{bv} + U_{bA} - U_\beta)$

donde U_α y U_β son la interacción media entre el proyectil y el blanco en los canales de entrada y salida respectivamente.

A partir de las proyecciones de la función de onda (2.49) sobre cada una de sus componentes α y β y utilizando las dos formas equivalentes de hamiltoniano (2.50) se obtiene el siguiente par de ecuaciones diferenciales:

$$[E - \epsilon_\alpha - k_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] \chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) = \langle \phi_\alpha | (H - E) | \chi_\beta \phi_\beta \rangle \quad (2.51)$$

$$[E - \epsilon_\beta - k_\beta - \langle \beta | V_\beta | \beta \rangle] \chi_\beta(\mathbf{R}_\beta) = \langle \phi_\beta | (H - E) | \chi_\alpha \phi_\alpha \rangle \quad (2.52)$$

Estas son las ecuaciones en canales acoplados de la reacción $\alpha \rightarrow \beta$. Son de tipo integro-diferencial y se pueden escribir de forma más explícita como

$$[E - \epsilon_\alpha - k_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] \chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) = \int d\mathbf{R}_\beta K_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_\alpha \mathbf{R}_\beta) \chi_\beta(\mathbf{R}_\beta) \quad (2.53)$$

$$[E - \epsilon_\beta - k_\beta - \langle \beta | V_\beta | \beta \rangle] \chi_\beta(\mathbf{R}_\beta) = \int d\mathbf{R}_\alpha K_{\beta\alpha}(\mathbf{R}_\beta \mathbf{R}_\alpha) \chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) \quad (2.54)$$

en estas últimas expresiones se han definido la parte central de la integral o *kernels*³ $K_{\alpha,\beta}(\mathbf{R}_\alpha, \mathbf{R}_\beta)$ como:

$$K_{\alpha,\beta}(\mathbf{R}_\alpha, \mathbf{R}_\beta) = \int d\xi d\xi' d\mathbf{r} \phi_a(\xi, \mathbf{r})(H - E)\phi_A(\xi')\phi_b(\xi) \quad (2.55)$$

Estos *kernels* pueden descomponerse de dos maneras distintas según utilicemos para el hamiltoniano H la representación en partición α o β . Estas dos alternativas se corresponden con las representaciones *post* y *prior* discutidas en la sección (2.4). Utilizando $H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha$ obtenemos

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_\alpha, \mathbf{R}_\beta) = I_{\alpha\beta}(prior) + N_{\alpha\beta}(prior) \quad (2.56)$$

donde

$$I_{\alpha\beta}(prior) = \int d\xi d\xi' d\mathbf{r} \phi_a(\xi, \mathbf{r})(V_\alpha - U_\alpha)\phi_A(\xi')\phi_b(\xi) \quad (2.57)$$

y

$$N_{\alpha\beta}(prior) = [k_\alpha - (E - \epsilon_\alpha)] \int d\xi d\xi' d\mathbf{r} \phi_a(\xi, \mathbf{r})\phi_A(\xi')\phi_b(\xi)\phi_B(\xi', \mathbf{r}') \quad (2.58)$$

el término $I_{\alpha\beta}$ se conoce como el núcleo de la integral de la interacción, en él se ha introducido un potencial auxiliar $U_\alpha(R_\alpha)$, función únicamente del vector radio del correspondiente canal, y por lo tanto diagonal en los estados internos. Al término $N_{\alpha\beta}$ se le denomina parte central no ortogonal (NO *kernel*), y es debido a la no ortogonalidad de los estados de los canales α y β .

La forma *post* para la expresión $K_{\alpha\beta}$ se obtiene a partir de $H = H_\beta + k_\beta + V_\beta$.

Del mismo modo se pueden obtener las expresiones correspondientes para $K_{\beta\alpha} = I_{\beta\alpha} + N_{\beta\alpha}$. Ambas representaciones, *post* y *prior*, de las partes centrales (o *kernels*) K son equivalentes en su utilización como puede verse en las ecuaciones anteriores, y la elección entre una y otra se basa en términos de conveniencia tales como una mayor simplicidad de cálculo numérico y argumentos similares.

Al igual que las ecuaciones de canales acoplados (CC) pueden extenderse para incluir estados del continuo del proyectil, las ecuaciones de reacciones de reagrupamiento (CRC) pueden extenderse para incluir estados del continuo del blanco, dando lugar a lo que se conoce como transferencia al continuo (TC del inglés 'Transfer to the Continuum'). La transferencia al continuo se trata con más detalle en la sección (2.5) ya que es la técnica que se ha utilizado en esta tesis para la descripción de los datos experimentales de la reacción del ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$.

³En lo que sigue de texto nos referiremos a este término mediante el vocablo inglés *kernel* por ser de uso mayoritario en la literatura especializada.

2.4.4. Aproximación de Born de Ondas Distorsionadas

De forma estricta el método DWBA ('Distorted Wave Born Approximation') o aproximación de Born en ondas distorsionadas consiste en tomar los elementos de matriz no diagonales de la interacción V hasta primer orden cuando se evalúa la amplitud de transición.

Por lo tanto, la aproximación DWBA es un método para resolver los sistemas de ecuaciones acopladas que aparecen en la descripción de Canales Acoplados (ecuaciones (2.42)), y del mismo modo sirve para resolver el sistema de ecuaciones (2.53) y (2.54) de la descripción de canales acoplados con reagrupamiento (CRC).

Cuando tratamos en aproximación de Born las reacciones inelásticas del tipo $a + A \rightarrow a' + A^*$ (figura (2.5)) se están desestimando efectos de segundo orden, es decir, se desestiman las excitaciones a estados finales que suponen pasar por estados intermedios.

Consideremos las ecuaciones de canales acoplados (CC) para la dispersión inelástica. Sea $|\alpha, n\rangle$ el canal de entrada y $|\alpha', n'\rangle$ el canal de salida de interés, tenemos

$$[E - \epsilon_n - k_\alpha - \langle n|V_\alpha|n\rangle] \chi_n(\mathbf{R}_\alpha) = \sum_{n' \neq n} \langle n|V_\alpha|n'\rangle \chi_{n'}(\mathbf{R}_\alpha) \quad (2.59)$$

$$[E - \epsilon_{n'} - k_\alpha - \langle n'|V_\alpha|n'\rangle] \chi_{n'}(\mathbf{R}_\alpha) = \sum_{n'' \neq n'} \langle n'|V_\alpha|n''\rangle \chi_{n''}(\mathbf{R}_\alpha) \quad (2.60)$$

Si los elementos no diagonales del lado derecho de la primera ecuación en (2.59) son pequeños, no tendrán casi repercusión en la dispersión elástica, por lo que se pueden eliminar estos elementos del lado derecho de (2.59).

Sin embargo en la segunda ecuación, (2.60), no se puede eliminar por completo el término de la derecha porque $\chi_{n'}(\mathbf{R}_\alpha)$ sólo tiene ondas salientes y por lo tanto se necesita un término inhomogéneo que actúe como término fuente. Partiendo de la hipótesis de que el canal elástico será el más importante bastará con retener en el lado derecho de (2.60) el término $\langle n'|V_\alpha|n\rangle$. Esta hipótesis es la base de la aproximación de Born, siendo esta una aproximación en primer orden. Así, según lo dicho, resulta que el sistema de ecuaciones acopladas utilizando la aproximación de Born queda:

$$[E - \epsilon_n - k_\alpha - \langle n|V_\alpha|n\rangle] \chi_n(\mathbf{R}_\alpha) \approx 0 \quad (2.61)$$

$$[E - \epsilon_{n'} - k_\alpha - \langle n'|V_\alpha|n'\rangle] \chi_{n'}(\mathbf{R}_\alpha) \approx \langle n'|V_\alpha|n\rangle \chi_n(\mathbf{R}_\alpha) \quad (2.62)$$

Como ya se dijo en el apartado (2.1.2) sobre los observables que se miden en las reacciones nucleares, resulta de utilidad definir la amplitud de transición, ya que está muy directamente relacionada con la sección eficaz de reacción (2.22).

Así, haciendo uso de las técnicas de funciones de Green (ver sección 2.8 de [SAT83]) se obtiene la siguiente expresión para la matriz de amplitud de transición en aproximación de Born de ondas distorsionadas:

$$\begin{aligned}
T_{n'n}^{DWBA} &= \int \tilde{\chi}_{n'}^{(-)*}(\mathbf{R}_\alpha) \langle n' | V_\alpha | n \rangle \tilde{\chi}_n^{(+)}(\mathbf{R}_\alpha) d\mathbf{R}_\alpha = \\
&= \left\langle \tilde{\chi}_{n'}^{(-)} \phi_{n'} | V_\alpha | \tilde{\chi}_n^{(+)} \phi_n \right\rangle \quad (2.63)
\end{aligned}$$

donde $\tilde{\chi}_n^{(+)}$ denota una solución de la ecuación aproximada (2.59) y $\tilde{\chi}_{n'}^{(-)}$ es solución de la correspondiente ecuación homogénea que se obtiene de desestimar el lado derecho (término fuente) de la ecuación (2.60). Esto es, $\tilde{\chi}_n^{(+)}$ y $\tilde{\chi}_{n'}^{(-)}$ son soluciones del siguiente par de ecuaciones diferenciales:

$$[E - \epsilon_n - k_\alpha - \langle n | V_\alpha | n \rangle] \tilde{\chi}_n^{(+)}(\mathbf{R}_\alpha) = 0 \quad (2.64)$$

$$[E - \epsilon_{n'} - k_{\alpha'} - \langle n' | V_\alpha^\dagger | n' \rangle] \tilde{\chi}_{n'}^{(-)}(\mathbf{R}_\alpha) = 0 \quad (2.65)$$

En general se sustituye el potencial de acoplamiento V_α por un potencial efectivo, por ejemplo un potencial óptico que ajuste los datos experimentales elásticos. Con esta última consideración, $\tilde{\chi}_n^{(+)}(\mathbf{R}_\alpha)$ y $\tilde{\chi}_{n'}^{(-)}(\mathbf{R}_\alpha)$ serían una solución de la dispersión elástica en los canales $|\alpha, n\rangle$ y $|\alpha, n'\rangle$. Las ecuaciones (2.64) y (2.65) junto con (2.61) y (2.62) constituyen las expresiones estrictas del DWBA, esto es, una solución a las ecuaciones acopladas (2.59) y (2.60) en primer orden de aproximación.

La idea física tras la aproximación DWBA es que la parte de dispersión elástica es la dominante y se trata de manera completa, mientras que los sucesos inelásticos se tratan perturbativamente.

Aproximación de Born de Ondas Distorsionadas aplicada a reacciones de reagrupamiento

Como ya se ha dicho, las reacciones con reagrupamiento son aquellas en las que las particiones iniciales y finales están formadas por núcleos distintos ($a+A \rightarrow b+B$), resultado de una transferencia de uno o más nucleones entre los núcleos que reaccionan. La solución a este tipo de reacciones de dispersión viene dada por la resolución del sistema de ecuaciones acopladas (2.53) y (2.54), conocidas como ecuaciones CRC.

Al igual que en el caso de las reacciones inelásticas, la aproximación DWBA en este caso recoge la idea física de que la interacción que provoca la reacción es pequeña en comparación con la interacción responsable del canal elástico, y que por lo tanto, se puede tratar como una perturbación respecto del potencial elástico.

De nuevo estudiaremos en este apartado el caso particular de un problema de tres cuerpos como el planteado en la figura (2.7). Dada la transición $\alpha \rightarrow \beta$ ($a+A \rightarrow b+B$), para la descripción CRC se supone que en la ecuación (2.53) se puede

despreciar el acoplamiento del canal de entrada $|\alpha\rangle$ a los otros canales, y por lo tanto anular el término de la derecha de dicha ecuación. Del mismo modo que anteriormente, se supone que para el canal $|\beta\rangle$, ecuación (2.54) se pueden eliminar todos los acoplamientos excepto el acoplamiento al canal de entrada α . Con estas aproximaciones resulta:

$$[E - \epsilon_\alpha - k_\alpha - \langle\alpha|V_\alpha|\alpha\rangle] \chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) \approx 0 \quad (2.66)$$

$$[E - \epsilon_\beta - K_\beta - \langle\beta|V_\beta|\beta\rangle] \chi_\beta(\mathbf{R}_\beta) \approx \int K_{\beta,\alpha}(\mathbf{R}_\beta, \mathbf{R}_\alpha) \chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) d\mathbf{R}_\alpha \quad (2.67)$$

Si elegimos la forma *prior* de $K_{\beta,\alpha}$, la parte no ortogonal $N_{\beta\alpha}\chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha)$ desaparece con la elección del potencial auxiliar $U_\alpha = \langle\alpha|V_\alpha|\alpha\rangle$. Con esto resulta la siguiente expresión para la amplitud de transición entre dos particiones (para el caso de tres cuerpos) en aproximación de Born de ondas distorsionadas (DWBA):

$$T^{DWBA}(prior) = \int \int \tilde{\chi}_\beta^{(-)}(\mathbf{R}_\beta) (\phi_a \phi_B | V_\alpha - U_\alpha | \phi_A \phi_b) \tilde{\chi}_\alpha^{(+)}(\mathbf{R}_\alpha) d\mathbf{R}_\alpha d\mathbf{r} \quad (2.68)$$

De la ecuación anterior se define el factor de forma de estructura como

$$(\phi_a \phi_B | V_\alpha - U_\alpha | \phi_A \phi_b) \equiv \int \int d\xi d\xi' \phi_a(\xi) \phi_B(\xi', \mathbf{r}') \Delta_{prior} \phi_A(\xi, \mathbf{r}) \phi_b(\xi') \quad (2.69)$$

siendo

$$\Delta_{prior} = (V_\alpha - U_\alpha) \quad (2.70)$$

Haciendo operaciones similares se demuestra que la representación *post* de la amplitud de transición tiene la siguiente expresión

$$T^{DWBA}(post) = \int \int \tilde{\chi}_\beta^{(-)}(\mathbf{R}_\beta) (\phi_a \phi_B [V_\beta - U_\beta] \phi_A \phi_b) \tilde{\chi}_\alpha^{(+)}(\mathbf{R}_\alpha) d\mathbf{R}_\beta d\mathbf{r}' \quad (2.71)$$

con

$$\Delta_{post} = (V_\beta - U_\beta) \quad (2.72)$$

Obsérvese que en estas expresiones el potencial auxiliar U ya no es arbitrario, sino que es el potencial que describe el canal elástico; y que las ondas distorsionadas $\tilde{\chi}$ se corresponden con las ondas elásticas.

También hay que notar que los potenciales V_α y V_β deben reflejar las interacciones efectivas correspondientes a la función de onda truncada del sistema, esto es, a la función de onda modelo (Ψ_{modelo}) del sistema. Adicionalmente se pueden reemplazar estos potenciales por potenciales simples del modelo óptico (2.39) cuyos parámetros hayan sido ajustados a los datos elásticos de la región energética de interés. Del mismo modo se pueden utilizar como funciones de onda elásticas las correspondientes

funciones de onda elásticas del modelo óptico.

Por lo tanto, la aproximación DWBA, tal y como se utiliza en la práctica, no se trata simplemente de una teoría en primer orden de perturbaciones, ya que la utilización de potenciales ópticos que ajustan los datos elásticos experimentales puede dar cuenta de un modo fenomenológico de efectos de orden superior.

Como se verá en el capítulo de análisis de resultados (capítulo (4)), para la reacción objeto de este trabajo, ${}^6\text{He}({}^{208}\text{Pb}, {}^4\text{He}){}^{210*}\text{Pb}$, se eligió por conveniencia de cálculo numérico la forma *post* de T^{DWBA} (ver ecuación 2.71), así el potencial necesario para la aplicación del formalismo aquí descrito es:

$$\Delta_{post} \equiv (V_\beta - U_\beta) = V_{2n-\alpha} + U_{\alpha-208Pb} - U_{\alpha-210Pb} \quad (2.73)$$

2.5. Tratamiento de Procesos de Ruptura

Como ya se ha dicho en la introducción de este capítulo, las reacciones nucleares en las que los núcleos iniciales y finales son distintos se pueden clasificar según el tiempo en que se produce la interacción en dos grandes grupos: reacciones directas y reacciones indirectas o de núcleo compuesto. En esta sección haremos especial hincapié en el tratamiento de los procesos de ruptura que se enmarcan dentro de las reacciones directas debido a la importancia que tienen en el estudio de los núcleos con halo.

Los núcleos con halo se caracterizan entre otras cosas por su pequeña energía de ligadura (ver sección 1.1). Una herramienta muy útil para extraer información sobre ellos consiste en hacerlos colisionar contra núcleos estables. Debido a su pequeña energía de ligadura incluso para parámetro de impacto grande el campo coulombiano creado por el blanco es suficiente para la disociación (o ruptura) del núcleo con halo (que es el proyectil ya que al ser núcleos de vida media corta no pueden utilizarse como blancos) en dos o más fragmentos. Los modelos usados hasta la actualidad para estudiar estas reacciones de ruptura se dividen en dos grandes grupos [MOR06].

El primer grupo está formado por los modelos o teorías que tratan el proceso de ruptura como una excitación del proyectil a su propio continuo [YAH86, AUS87]. Este tratamiento recibe el nombre de ruptura directa (DBU o '*Direct Breakup*').

El segundo grupo es el de las teorías que describen el proceso de ruptura del proyectil como una transferencia de una parte de mismo a estados no ligados del blanco, es decir, al continuo del blanco [BON01, BAU76, CHA00]. Este marco teórico se conoce con el nombre de modelo de transferencia al continuo (TC o '*Transfer to the Continuum*'). La utilización de uno u otro método en la descripción de una

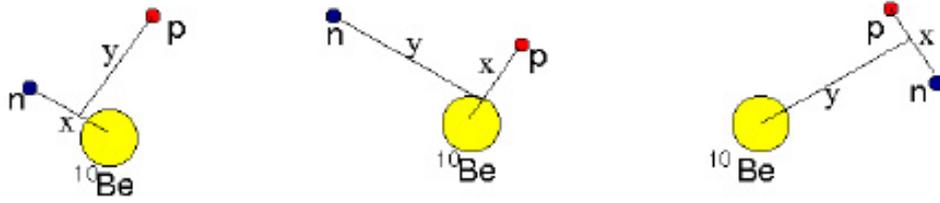


Figura 2.8: En la figura se representan las tres componentes de las coordenadas de Jacobi aplicadas al caso de la reacción $p + {}^{11}\text{Be} \rightarrow p + n + {}^{10}\text{Be}$. [MOR06, MOR06b]

reacción dada vendrá determinado en general por la dinámica del proceso y/o por la región cinemática cubierta por el dispositivo experimental. Intuitivamente parece obvio que ambas descripciones se corresponden con un mismo continuo de tres cuerpos expresado en dos sistemas de coordenadas diferentes, aunque no queda claro hasta qué punto ambos métodos proporcionan los mismos resultados.

Usaremos como ejemplo la reacción a tres cuerpos $p + {}^{11}\text{Be} \rightarrow p + n + {}^{10}\text{Be}$ para explicar la aplicabilidad y límites de ambos métodos (ver [MOR06, MOR06b]). En principio, la solución al problema de la reacción a tres cuerpos podría obtenerse exactamente resolviendo las ecuaciones de Faddeev con las condiciones de contorno adecuadas. En el formalismo de Faddeev [FAD60, JOA87] la función de onda de tres cuerpos se escribe como una suma de las tres componentes de Jacobi representadas en la figura (2.8). Por lo que la función de onda de tres cuerpos puede escribirse de manera genérica como

$$\Psi = \psi^{(\alpha)}(x_1, y_1) + \psi^{(\beta)}(x_2, y_2) + \psi^{(\gamma)}(x_3, y_3) \quad (2.74)$$

En este marco del formalismo de Faddeev la ruptura a tres cuerpos aparece distribuida sobre los tres componentes α, β, γ , que en nuestro ejemplo son $\alpha = p + (n + {}^{10}\text{Be})$, $\beta = (p + {}^{10}\text{Be}) + n$ y $\gamma = (p + n) + {}^{10}\text{Be}$.

Como se desprende de lo anteriormente expuesto, el método de ruptura directa (DB) consiste en centrarse en el cálculo de la componente $\alpha = p + (n + {}^{10}\text{Be})$ de la solución general del problema de tres cuerpos (parte izquierda de la figura 2.9). La función de onda de esta componente α puede escribirse como:

$$\psi^{(\alpha)}(x_1, y_1) = \sum_{\alpha=0}^{N_1} \phi_{\alpha}(x_1) \chi_{\alpha}(y_1) \quad (2.75)$$

donde las coordenadas (x_1, y_1) son las definidas por la figura 1.1. En la parte izquierda de la figura (2.9) se representa de manera esquemática los niveles de energía para este sistema utilizados en la descripción de ruptura directa.

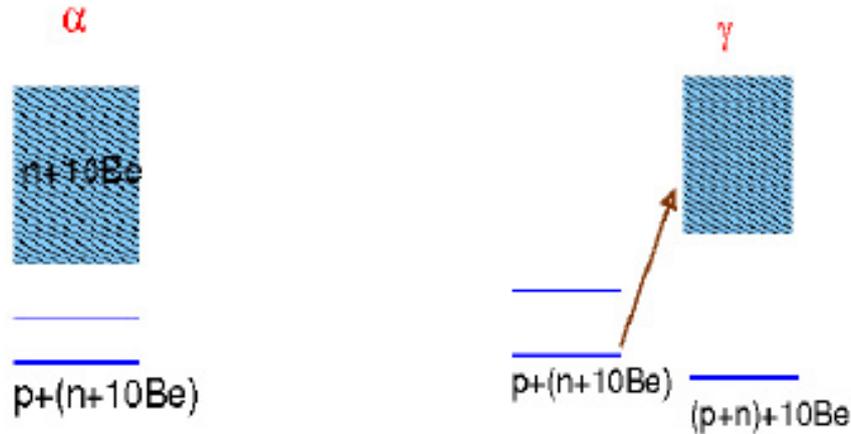


Figura 2.9: En la parte izquierda se muestra de manera esquemática el modelo de ruptura directa de la reacción $p+^{11}\text{Be} \rightarrow p + n + ^{10}\text{Be}$ donde se representa el continuo del proyectil. En la figura derecha se representa la transferencia al continuo para la misma reacción.

Del mismo modo el método de transferencia al continuo (TC) consiste en el cálculo de la componente γ de la ecuación (2.74). Como puede verse en la figura 1.3 corresponde a $\gamma = (p+n) + ^{10}\text{Be}$ y consiste en una visión de la reacción en la que el neutrón del ^{11}B es transferido al continuo del protón, ver parte derecha de la figura (2.9).

Como resumen se puede decir que la ruptura directa (BU) y la transferencia al continuo (TC) expresan el mismo continuo de tres cuerpos en representaciones diferentes, esto es, en conjuntos diferentes de coordenadas de Jacobi. Además, si partiéramos de un hamiltoniano común, tanto la ruptura directa como la transferencia al continuo deberían dar las mismas predicciones para los observables de la ruptura. Matemáticamente se demuestra que la ruptura directa y la transferencia al continuo convergen a los mismos resultados si se pudiera discretizar el continuo de manera suficientemente fina, y hasta unos valores de energía de excitación suficientemente altos.

En aplicaciones prácticas los resultados obtenidos con BU y TC diferirán, entre otros, debido a los siguientes factores:

- Distinta truncación en el espacio modelo, como por ejemplo en la energía de excitación y el número de ondas parciales utilizadas en uno y otro caso.

- Por la presencia de resonancias en el continuo del proyectil o en el del blanco.
- Por la elección distinta de las interacciones necesarias en una y otra descripción.

Capítulo 3

MEDIDAS EXPERIMENTALES Y ANÁLISIS DE DATOS

3.1. Introducción

En diciembre de 2001 se presentó la propuesta de experimento titulado '*Exploring the dynamics of low energy ${}^6\text{He}$ elastic scattering on heavy targets*' al comité científico del laboratorio Centre de la Recherche du Cyclotron (CRC) de Louvain-la-Neuve (Bélgica). El proyecto propuesto consistía en la realización de un experimento para medir la dispersión de un haz de ${}^6\text{He}$ sobre un blanco pesado de ${}^{208}\text{Pb}$ a energías en el entorno de la barrera de coulomb [BOR01] para explicar cómo la estructura de halo de este núcleo afecta a la dispersión elástica y a la ruptura a las energías próximas a la barrera coulombiana. Las energías propuestas para la medida eran energías de haz de ${}^6\text{He}$ de 14, 16, 17, 18 y 22 MeV.

El interés en medir la dispersión elástica del ${}^6\text{He}$ proviene de la naturaleza halo de este proyectil, lo que afecta significativamente la dinámica de la colisión. El ${}^6\text{He}$ está ligado por menos de 1 MeV, por lo que se espera que en presencia de un blanco de alto Z se polarice, es decir, que se produzca la repulsión del *core* mientras que el halo no se debe ver afectado (dipolarizabilidad dipolar). Además hay que considerar que el acoplamiento al continuo pueda modificar significativamente la sección eficaz.

La dispersión elástica de los núcleos estables se describe satisfactoriamente en el marco del modelo óptico, donde la interacción entre núcleos se describen por la suma de un potencial coulombiano y un potencial nuclear fenomenológico, que es complejo y dependiente de la energía.

Un aspecto importante que diferencia los núcleos débilmente ligados de los nú-

cleos normales es el papel de la polarizabilidad coulombiana dipolar [AND94]. El campo coulombiano generado por el blanco puede distorsionar el proyectil ${}^6\text{He}$ de manera que el *core* de partículas α es repelido por el blanco, mientras los neutrones del halo no se ven afectados por el campo coulombiano. Este mecanismo, que es esencialmente un mecanismo de largo alcance requiere de un tratamiento especial en su descripción.

Siempre se podrá ajustar un potencial para reproducir unos datos experimentales de sección eficaz elástica, pero si el potencial resultante varía mucho con la energía, o tiene una geometría poco razonable no se podrá tener confianza en los resultados, lo que pondría en entredicho la validez del modelo óptico para este sistema.

Además, se obtendrá información de otro canal de la reacción entre el ${}^6\text{He}$ y el ${}^{208}\text{Pb}$, la medida de la sección eficaz de ruptura del ${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}$. Esta medida será inclusiva, porque como se mostrará más adelante, el dispositivo experimental no contempla la posibilidad de detección de los dos neutrones del halo del ${}^6\text{He}$.

La parte referida al análisis de la dispersión elástica ha sido analizada en [SAN05t] y [SAN05]. En esta tesis doctoral se aborda el análisis de la parte de la reacción referida al canal de ruptura del ${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}$. Por supuesto, no está de más decir, que el análisis de este canal de ruptura se ha realizado conjuntamente con el análisis de la parte elástica, en contacto permanente con Angel Sanchez y demás miembros de nuestra colaboración [SAN05t] y [SAN05], ya que ambas tareas se interrelacionan y complementan.

3.2. El laboratorio CRC de Louvain-la-Neuve

El Centre de la Recherche du Cyclotron se encuentra situado en la ciudad belga de Louvain-la-Neuve. Este instituto de investigación tiene entre sus principales líneas de investigación el estudio de núcleos exóticos.

Una de las técnicas más usadas para la producción de iones radiactivos o exóticos es la técnica ISOL (Isotope Separation On Line), que consiste en la producción de partículas, generalmente protones, a energías muy altas que se hacen colisionar contra un blanco de gran espesor. Esta reacción a gran energía genera un amplio abanico de núcleos, entre ellos núcleos exóticos de interés, que básicamente son generados en reposo. Los núcleos generados dependerán de la fuente blanco utilizada. Tras esta generación se realiza una extracción y selección del núcleo de interés mediante el análisis de masas en un dipolo magnético y una post-aceleración de los mismos en una etapa posterior.

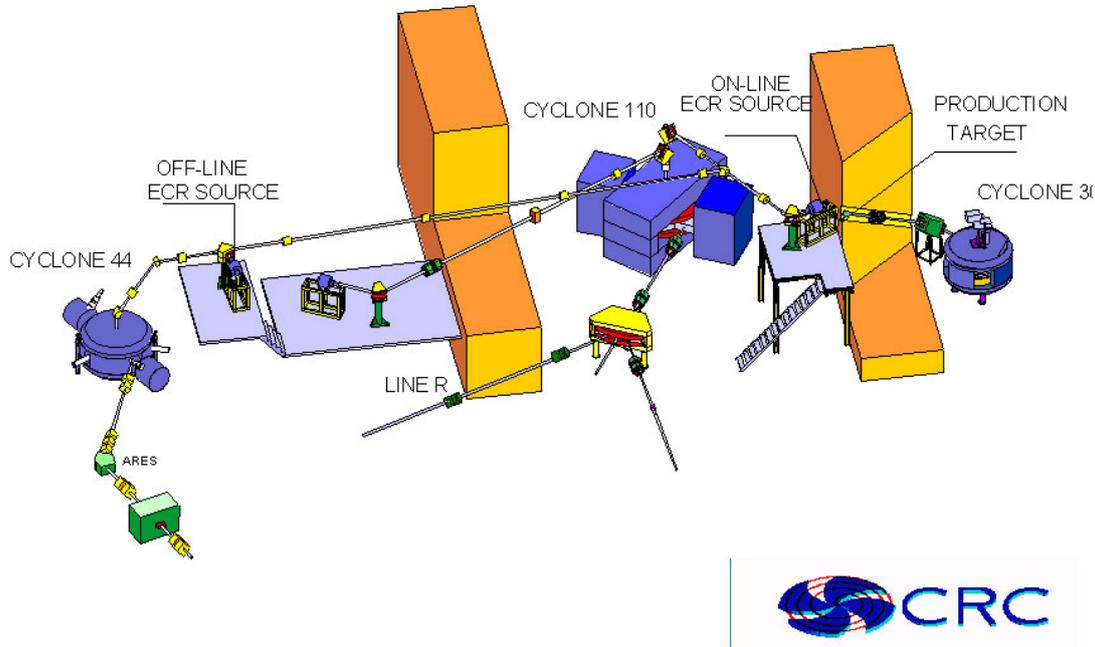


Figura 3.1: Vista general esquemática de la instalación de producción de haces radiactivos (RIB) del Centre de Recherches du Cyclotron de Louvain-la-Neuve (Bélgica). El ciclón CYCLONE 30 produce un haz de protones que impacta sobre un blanco donde se genera el haz radiactivo, que posteriormente es ionizado en la fuente ECR y post-acelerado en el ciclón CYCLONE 110. El experimento PH-189 se realizó en la línea experimental R.

El primer haz radioactivo re-acelerado basado en la técnica ISOL fue producido por el proyecto RIB ('Radioactive Ions Beam') en Louvain-la-Neuve en 1989 [DAR90, VAN92]. El Centre de Recherches du Cyclotron combina dos ciclotrones con un sistema de fuente iónica (ver esquema general en la figura). Los isótopos radiactivos se producen con un haz de protones de 30 MeV proveniente de un ciclón compacto (CYCLONE 30) que proporciona corrientes de hasta $500 \mu A$. Debido a la limitada potencia de los blancos, la intensidad del haz de protones está limitada a alrededor de $300 \mu A$ dependiendo del blanco y el estado de carga deseado.

Se utilizan reacciones directas sobre blancos de carbono, litio y fluor para producir haces intensos de isótopos radiactivos ligeros próximos a la línea de estabilidad (i.e. ^{13}N , ^{18}Ne , ^{19}Ne , 6He , ^{11}C) [GAE97, GAE99]. Los átomos radiactivos son trans-

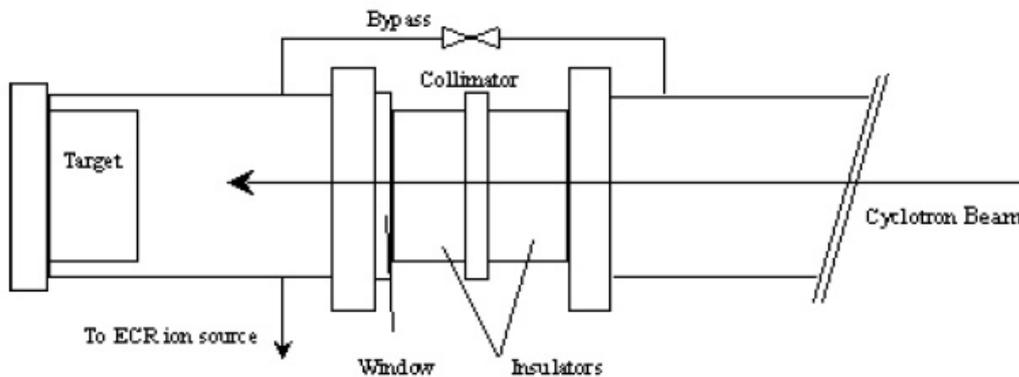


Figura 3.2: Detalles del sistema de fuente de iones, mostrando el blanco, el colimador, la ventana y el blanco primario. El haz de protones del ciclotrón CYCLONE 30 impacta sobre el blanco para producir los iones radiactivos que posteriormente serán seleccionados y acelerados para formar el haz radiactivo que se utilizará en el experimento. Para hacerse una idea de los tamaños, cabe decir que el diámetro del blanco es de 45 mm.

portados a través de una línea fría hasta una fuente ionizadora ECR ('Electron Cyclotron Resonance') [DEC91, BAU98] con una frecuencia de 6.4 GHz, diseñada para producir estados de carga bajos con una gran eficiencia. Después de una primera separación magnética en masa mediante un dipolo de baja resolución, los iones son inyectados en el segundo ciclotrón (CYCLONE 110) para su aceleración hasta la energía deseada.

Para eliminar cualquier contaminación isobárica del haz, el ciclotrón se ajusta para hacer la función de un espectrómetro de masas. Esto se hace reduciendo el voltaje de aceleración para incrementar el número de ciclos que los iones recorren en la máquina. Este procedimiento permite una separación de haces con una diferencia relativa en masa $\Delta M/M$ de $2.0 \cdot 10^{-4}$ (p.e. ^{19}Ne y ^{19}F). Se obtiene un haz pulsado con un coeficiente de transmisión de 3-5%. El haz pulsado obtenido tiene una frecuencia de pulso igual a la radiofrecuencia del ciclotrón.

En cuanto a los posibles contaminantes presentes en el haz, para el caso concreto del haz de ^6He producido en Louvain-la-Neuve, se han observado impurezas de $^4\text{He}^{+1}$ $^1\text{H}_2^+$ [MIL00] con un ratio de intensidades 1:5400. Además, también se han observado impurezas de $^4\text{He} \ ^2\text{H}^+$, con una intensidad sesenta veces menor a la de la molécula $^4\text{He}^{+1} \ ^1\text{H}_2^+$. Como se verá más adelante esta proporción de posibles impurezas en el

Elemento	Vida Media , $T_{1/2}$	estado carga	intensidad haz [pps en blanco]	rango energía [MeV]
${}^6\text{He}$	0.8 s	1+	$9 \cdot 10^6$	5.3 - 18
		2+	$3 \cdot 10^5$	18 - 73
${}^7\text{Be}$	53 días	1+	$2 \cdot 10^7$	5.3 - 12.9
		2+	$4 \cdot 10^6$	25 - 62
${}^{10}\text{C}$	19.3 s	1+	$2 \cdot 10^5$	5.6 - 11
		2+	$1 \cdot 10^4$	24 - 44
${}^{11}\text{C}$	20 min	1+	$1 \cdot 10^7$	6.2 - 10
${}^{13}\text{N}$	10 min	1+	$4 \cdot 10^8$	7.3 - 8.5
		2+	$3 \cdot 10^8$	11 - 34
		3+	$1 \cdot 10^8$	45 - 70
${}^{15}\text{O}$	2 min	2+	$6 \cdot 10^7$	10 - 29
${}^{18}\text{Ne}$	1.7 s	2+	$6 \cdot 10^6$	11 - 24
		3+	$4 \cdot 10^6$	24 - 33, 45 - 55
${}^{19}\text{Ne}$	17 s	2+	$2 \cdot 10^9$	11 - 23
		3+	$1,5 \cdot 10^9$	23 - 35, 45 - 50
		4+	$8 \cdot 10^8$	60 - 93
		6+	$3 \cdot 10^7$	171
${}^{35}\text{Ar}$	1.8 s	3+	$2 \cdot 10^6$	20 - 28
		5+	$1 \cdot 10^5$	50 - 79

Tabla 3.1: Principales características de los haces radiactivos producidos en la instalación RIB del Centre de Recherches du Cyclotron en Louvain-la-Neuve (Bélgica). La producción del ${}^6\text{He}$ en dos estados distintos de carga se realiza según la energía del haz. El experimento se utilizaron los estado de carga 1^+ y 2^+ del ${}^6\text{He}$ con intensidades de haz entre 0.5 y 1×10^6 iones por segundo.

haz no resulta relevante en nuestro caso.

3.3. El experimento PH-189

El experimento objeto de esta tesis doctoral se realizó en la línea R de la instalación RIB del Centre de Recherches du Cyclotron en Louvain-la-Neuve entre los días seis a veinte de noviembre de 2002.

En la figura (3.3) se pueden ver los principales elementos que componen tanto la línea R (elementos fijos propios de la instalación: cuadrupolos y dipolos magnéticos, colimadores, soporte para blancos y taza de Faraday) como el sistema de detección instalado para la realización del experimento (detectores LEDA, LAMP y DINEX) con su electrónica asociada. Aunque en la figura no se muestra, el conjunto blanco-detectores se encuentra en el interior de una cámara de reacción en la que se realiza el vacío para la realización del experimento. La figura (3.3) muestra una foto de la cámara de reacción y una parte de la línea experimental R.

En la figura (3.3) se aprecia la configuración geométrica que forma el sistema de detección respecto del blanco. Los tres detectores que se utilizaron: LEDA, LAMP y DINEX cubren distintas regiones angulares y tienen distintas características de detección de partículas cargadas. De manera general el detector LEDA cubre ángulos entre 5° - 12° , LAMP entre 20° y 64° y DINEX de 135° a 170° . El ángulo sólido subtendido por todo el conjunto de detectores es de aproximadamente un 33 % de 4π [SAN05t]. En la próxima sección se explicará con mayor detalle los detectores y su disposición geométrica respecto del blanco.

En (3.4) se ve una foto real de dos secciones de la línea experimental R.

La toma de datos se realizó de una manera continuada excepto en ciertos intervalos de tiempo en los que el haz se desviaba para su utilización en Física médica. Los datos se guardaban cada cierto intervalo de tiempo en ficheros denominados, según la jerga habitual como *'runs'*. Esto tiene la ventaja de evitar grandes pérdidas de información en caso de algún fallo del sistema experimental (tanto del sistema de adquisición de datos como de los propios detectores), a la vez que permite realizar, como se verá más adelante, una serie de análisis sobre los ficheros de datos con el fin de comprobar la estabilidad del sistema de detección (como conjunto detectores-DAQ) a lo largo del tiempo.

Los ficheros de datos se nombran como run-XXX, donde XXX es un número correlativo que en nuestro caso empieza en 001 y termina en 159, lo que supone en torno a 160 horas de toma de datos con haces de distintas energías. En la tabla (3.2) se pueden ver un resumen de las principales características de los haces utilizados

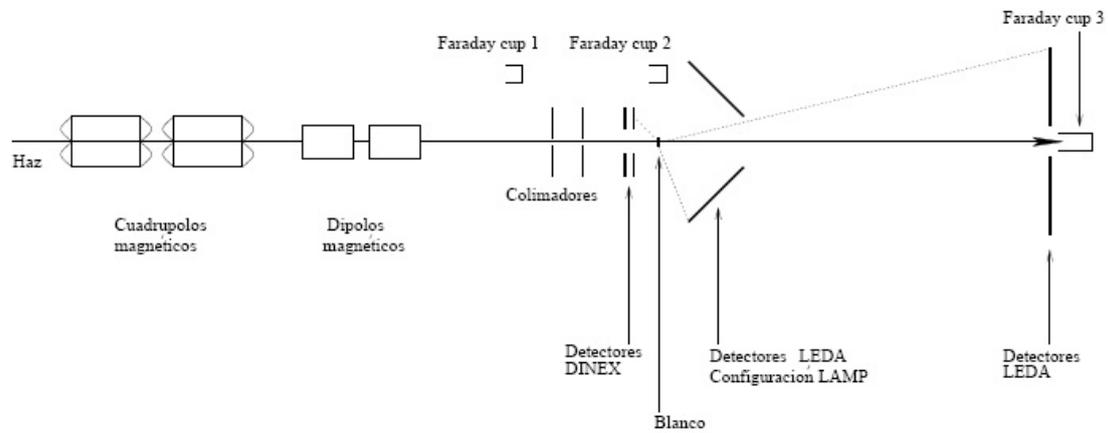


Figura 3.3: En la figura se muestran los elementos que componen la línea experimental R y los detectores utilizados en el experimento PH-189. En la línea, el haz entra proveniente del ciclotrón CYCLONE 110 (post-aceleración) y es focalizado y guiado hasta el blanco mediante un juego de cuadrupolos y dipolos magnéticos y dos colimadores. Para realizar el experimento se utilizaron tres detectores: detector LEDA formado por cuatro sectores segmentados cada uno de ellos en 16 detectores de tipo banda o *strip* (ver texto para explicación) para medir ángulos pequeños; detector LAMP formado por seis sectores (con dieciseis bandas cada uno de ellos) para medir ángulos intermedios; y detector DINEX (telescopio $\Delta E - E$ formado por cuatro sectores con dieciseis bandas cada uno) para medir ángulos hacia atrás.

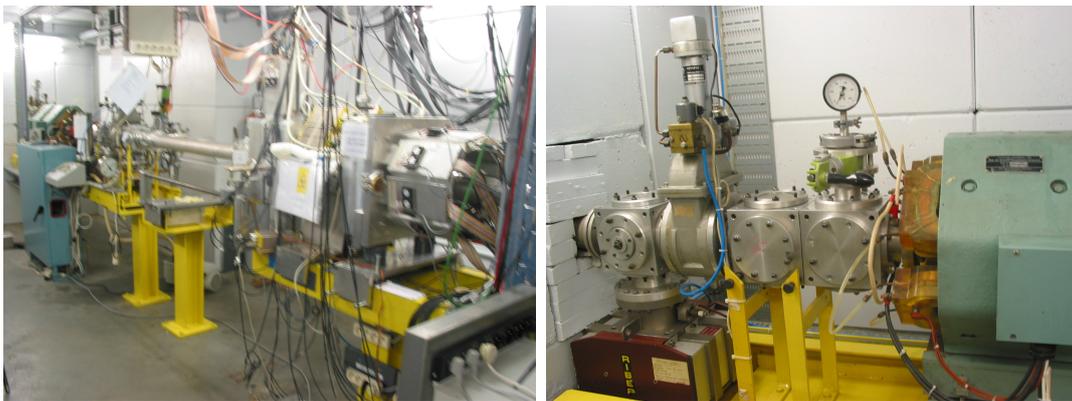


Figura 3.4: En las dos fotografías se muestran una vista panorámica (izquierda) y detalle de dipolo magnético (en azul en la foto de la derecha) de la línea de experimentación R del laboratorio CRC (Louvain-la-Neuve) donde se realizó el experimento PH-189. En la figura (3.3) se puede ver una representación esquemática de la línea.

	E_{haz} (MeV)	Frecuencia Ciclo. (Hz)	T Ciclo. (ns)	Blanco (mg/cm ²)	F.S. LEDA	F.S. LAMP	n° archivo
Fuente α					1	1	run001-run004
$^4\text{He}^{+1}$	12	12413000	≈ 80	0.950 (s.1)	100	10	run017-run025
$^4\text{He}^{+1}$	12	12413000	≈ 80	0.550 (s.1)	10	10	run026
$^6\text{He}^{+1}$	18	12378000	≈ 80	0.950 (s.1)	10	1	run027-run038
$^6\text{He}^{+1}$	16	11673220	≈ 85	0.950 (s.1)	10	1	run039-run042
$^6\text{He}^{+1}$	16	11673220	≈ 85	2.08 (s.1)	10	1	run043-run046
$^6\text{He}^{+1}$	16	11673220	≈ 85	0.950 (s.1)	10	1	run047-run059
$^6\text{He}^{+1}$	16	11673220	≈ 85	Sin blanco	10	1	run060-run061
$^6\text{He}^{+1}$	14	10922580	≈ 92	0.950 (s.1)	100	10	run062-run064
$^6\text{He}^{+1}$	14	10922580	≈ 92	0.950 (s.1)	30	1	run065-run080
$^6\text{He}^{+1}$	14	10922580	≈ 92	Sin blanco	30	1	run081-run082
$^6\text{He}^{+1}$	14	10922580	≈ 92	2.08 (s.1)	30	1	run083-run088
$^6\text{He}^{+2}$	22	13677700	≈ 73	2.08 (s.2)	1	1	run089-run138
$^6\text{He}^{+2}$	22	13677700	≈ 73	Sin blanco	1	1	run139-run141
Sin haz				2.08 (s.2)			run142-run143
$^6\text{He}^{+1}$	17	12031093	≈ 83	0.950 (s.2)	10	1	run144-run158

Tabla 3.2: En la tabla se muestran las principales características de los haces utilizados en el experimento y los números de archivos de datos correspondientes a cada energía de haz. La columna uno indica el tipo de haz y su estado de carga (o fuente de calibración en el caso de la fuente α). La segunda columna es la energía del haz. La tercera columna se refiere al valor de la radiofrecuencia del ciclotrón y la cuarta es el periodo del mismo. La columna número cinco indica el tipo de blanco utilizado en la toma de los datos cuyos archivos se indican en la última columna. Las columnas F.S. LEDA y F.S. LAMP son los factores de reducción utilizados en los detectores LEDA y LAMP respectivamente.

durante el experimento y los ficheros en los que se han grabado los datos. Además de los ficheros que aparecen en la tabla hay otros con datos de fuente α , generador de impulsos, etc que iremos comentando a lo largo del presente capítulo.

El experimento puede dividirse en las siguientes partes o fases:

1. Medidas con una fuente triple α de calibración. Esta es una fuente de ^{239}Pu - ^{241}Am y ^{244}Cm que emite partículas α con energías alrededor de 5 MeV, en la tabla (3.6 se dan los valores detallados de estos).
2. Medidas con un haz de calibración de ^4He (partículas α) con una energía de 12 MeV (en laboratorio). Este haz se utiliza tanto para calibración como para comprobar el buen funcionamiento de los detectores y el sistema de adquisición

de datos, siendo fundamental para la puesta a punto del sistema experimental. Hay que tener en cuenta que el haz radiactivo de ${}^6\text{He}$ es un bien precioso que no se puede malgastar haciendo este tipo de operaciones previas a la toma de datos definitiva con este haz.

3. Un primer conjunto de medidas de ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ con energías de haz en sistema laboratorio de 18, 16 y 14 MeV. En esta primera parte del experimento se utilizó un conjunto de blancos de distinto espesor (0.950, 0.550 y 2.08 mg/cm^2) que denominaremos de aquí en adelante como conjunto 1 de blancos.
4. Un segundo grupo de medidas en el que se utilizó un segundo conjunto de blancos, lo que supuso abrir la cámara de reacción, y que como se verá cambió ligeramente la geometría de detección en cuanto a las distancias blanco-detectores.

3.3.1. Detectores

Aunque la historia de la física nuclear y de partículas ha visto el desarrollo de muchos tipos diferentes de detectores; todos ellos están basados en el mismo principio fundamental y por lo tanto existe una serie de características generales comunes a todos ellos. Este principio fundamental consiste en la transferencia de una parte o toda la energía de las partículas cargadas o de la radiación (si pretendemos medir fotones) al volumen del detector donde esta energía es convertida en otra forma que sea accesible para la percepción humana.

En la actualidad la mayoría de los detectores son eléctricos, es decir, en algún momento del proceso de detección la señal se convierte en un impulso eléctrico que posteriormente se analizará a lo largo de toda la cadena electrónica del experimento.

La interacción de una partícula (en nuestro experimento núcleos de ${}^4\text{He}$ y de ${}^6\text{He}$) con la materia ocurre fundamentalmente a las energías de interés mediante colisiones atómicas y viene gobernada por la fórmula de Bethe-Bloch [LEO87]. La fórmula de Bethe-Bloch sirve para evaluar la pérdida de energía de las partículas en colisiones atómicas. Estas colisiones atómicas pueden dividirse en blandas (sólo se produce excitación) y duras (la energía transferida es suficiente para producir ionización). En este último caso aparecen electrones que generan ionizaciones secundarias que se conocen como rayos δ .

La expresión para la fórmula de Bethe-Bloch (incluidas las correcciones de capa

y densidad) es:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (3.1)$$

donde:

r_e : radio clásico del electrón ($2.817 \times 10^{-13} cm$)	z : carga de la partícula incidente en unidades de e
m_e : masa del electrón	β : v/c de la partícula incidente
N_a : número de Avogadro ($6.022 \times 10^{23} mol^{-1}$)	$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$
I : potencial de excitación medio	δ : corrección de densidad
Z : número atómico del absorbente	C : corrección de capa
A : peso atómico del absorbente	W_{max} : Máxima energía transferida por colisión
ρ : densidad del material absorbente	

Un estudio un poco detallado de la fórmula nos muestra que existen tres zonas bastante bien diferenciadas en función de la energía de la partícula incidente. Una primera zona para velocidades no relativistas donde dE/dx está dominado por el término $1/\beta^2$ donde las curvas resultantes para distintos tipos de partículas son claramente distinguibles. Este hecho es utilizado por los detectores conocidos como telescopios para identificar partículas. Un telescopio es un sistema formado por un detector muy fino (conocido como ΔE) que no detiene totalmente las partículas y tras de sí otro detector bastante grueso (detector E) que detiene totalmente la partícula que previamente ha traspasado el detector ΔE . La segunda zona consiste en un mínimo en torno a $v \approx 0.96c$, que resulta ser prácticamente el mismo para todas las partículas con la misma carga, y en el que las partículas se conocen como partículas de mínima ionización. La tercera región comprende la zona ultrarelativista donde predomina la dependencia logarítmica de la fórmula de Bethe-Bloch.

Sin embargo esta fórmula es de aplicabilidad limitada, las limitaciones más importantes que encontramos en su utilización son:

- Funciona bien para partículas elementales y los núcleos hasta la partícula α , para velocidades desde $\beta \approx 0.1$ hasta valores relativistas. Se puede aumentar la precisión hasta valores de $Z = 26$ incluyendo correcciones debidas a la dependencia en carga (carga efectiva).
- Para $\beta \leq 0.05$ muchas de las hipótesis introducidas en su deducción no son válidas, por lo que muchos de sus resultados tampoco lo son.

- La fórmula suele no ser aplicable en materiales con estructuras atómicas con simetría espacial en los que se produce el efecto conocido como *efecto de canalización*.

Para los electrones, además de la pérdida en energía por colisiones atómicas (la proporcionada por la fórmula de Bethe-Bloch) hay que tener en cuenta como muy significativa la pérdida de energía por radiación de frenado.

A continuación veremos las principales características que dan cuenta del comportamiento y eficacia de cualquier detector:

- **Sensibilidad:** es la capacidad de un detector de producir una señal utilizable para un determinado tipo de radiación y energía. Ningún detector es sensible a todo los tipos de radiación y en todo el rango de energía. Por ello se diseña cada detector para trabajar en un rango específico de energías y con un tipo de radiación específico.
- **Respuesta del detector:** La respuesta de detector es una función característica del mismo que relaciona la energía depositada por la partícula con la señal de salida que proporciona. Se define como:

$$Respuesta = \frac{carga\ recogida}{energía\ depositada} \quad (3.2)$$

La situación ideal sería aquella en la que la respuesta del detector fuera lineal con la energía. En realidad la respuesta y su linealidad dependen tanto del tipo de radiación como del intervalo de energías.

- **Resolución en energía:** La resolución en energía de un detector es la capacidad que tiene este para distinguir entre dos partículas o radiaciones con energías cercanas. Idealmente esperaríamos ver un pico con forma de delta de Dirac. Sin embargo lo que se observa generalmente es un pico con forma gaussiana y una cierta anchura, esta anchura proviene de las fluctuaciones en el número de ionizaciones producidas por una partícula de una determinada energía en el volumen sensible del detector. La resolución de un detector suele darse como la *anchura total a mitad de altura del pico* (conocida por sus siglas inglesas FWHM) y es función de la energía (aumenta con la energía). Además de las fluctuaciones en el número de ionizaciones también contribuyen a esta anchura de pico otros factores como el ruido electrónico del sistema, la deriva electrónica, etc.
- **Eficiencia del detector:** La eficiencia absoluta o total se define como la fracción entre los sucesos que registra el detector y el número de sucesos emitidos

por una fuente.

Ignorando efectos menores podemos decir que la eficiencia absoluta puede factorizarse como:

$$\varepsilon_{tot} \approx \varepsilon_{int} \cdot \varepsilon_{geom} \cdot \varepsilon_{elec} \quad (3.3)$$

ε_{int} es la que se conoce como eficiencia intrínseca del detector pues sólo depende de las características del mismo. Principalmente de su tipo de material sensible, y por lo tanto del tipo de radiación que le llega y su rango de energía. ε_{geom} es la eficiencia geométrica y depende de la configuración detector-fuente. ε_{elec} es la eficiencia asociada a la cadena electrónica del detector.

- **Respuesta temporal del detector:** La respuesta temporal del detector es el tiempo invertido por el detector y su electrónica asociada en la formación de la señal, después del paso de la radiación. Lo que interesa es tener señales rápidas y estrechas.

Se llama tiempo muerto al intervalo de tiempo invertido por el detector para procesar un suceso. Está íntimamente relacionado con la duración de la señal. Pueden presentarse dos situaciones:

- Durante el tiempo muerto τ el detector es insensible a la llegada de otra radiación, lo que se conoce como *tiempo muerto no extensible*.
- Durante el tiempo τ el sistema continua siendo sensible pero apila las señales, *tiempo muerto extensible*.

En la actualidad el tipo de detector más utilizado para la detección de partículas cargadas son los basados en materiales semiconductores, principalmente los de silicio.

Los semiconductores son materiales cristalinos cuyos niveles atómicos externos exhiben una estructura de bandas de energía. Los semiconductores constan de una banda de conducción por la que los electrones se mueven libremente separada en energía de la banda de valencia (donde los electrones están asociados a su átomo) por una banda prohibida. La característica distintiva de los semiconductores es que ésta banda prohibida es muy pequeña (del orden de 1 eV) por lo que el paso de los electrones de la banda de valencia a la de conducción requiere de muy poca energía. El paso de las partículas cargadas a través de estos detectores produce pares electrón-hueco, siendo los electrones recolectados por un campo eléctrico [LEO87]. En un cristal semiconductor puro, el número de huecos es igual al número de electrones en la banda de conducción. Éste balance puede cambiarse introduciendo una pequeña cantidad de átomos de impureza con un electrón mas, o un electrón menos en sus capas atómicas, formando así lo que se conoce como semiconductores dopados. Si el dopante es pentavalente se introduce un electrón extra en la banda de conducción, lo que convierte a los electrones en la mayores portadores de corriente.

Son los semiconductores de tipo n. Si se introduce una impureza trivalente se produce un exceso de huecos, convirtiéndose estos huecos en los mayores portadores de carga. Se trata de los semiconductores tipo p.

La cantidad de ionización producida en los materiales semiconductores es grande, por lo que son detectores con buena resolución en energía. Además, debido a su alta densidad tienen un poder de frenado bastante alto lo que hace que sean de tamaño compacto. Otro de sus principales características es su rápida respuesta temporal. Para partículas cargadas, la eficiencia de detección intrínseca de los detectores de semiconductor es cercana al 100 %.

Una vez visto el principio general de funcionamiento de los detectores de partículas cargadas y sus principales características pasaremos a describir los detectores utilizados en el experimento PH-189. Se utilizaron dos tipos de detectores de silicio: detectores segmentados tipo LEDA y el detector DINEX que es un detector de tipo telescopio (ΔE - E) segmentado en su parte ΔE .

Detectores LEDA y LAMP

El detector LEDA (Louvain-Edinburgh Detector Array) está formado por un conjunto de sectores segmentados formados por 16 bandas con forma anular y paralelas entre ellas ¹ [DAV00]. Cada banda forma un detector independiente, lo que proporciona una valiosa información espacial en la detección de las partículas cargadas.

Los detectores que forman el conjunto conocido como LEDA han sido fabricados por Micron Semiconductor LTD. (MSL) y son del tipo YY1. En [DAV00] puede encontrarse una relación detallada de las características de fabricación de estos detectores. Por lo que aquí nos atañe, las características más importantes son:

- su espesor de capa activa de detección, que es de $300\mu m$, lo que asegura que los productos de nuestra reacción son totalmente parados en el detector depositando así toda su energía en el mismo
- y su capa muerta (capa no activa que deben atravesar las partículas para alcanzar la parte activa del detector) que es de $0.2\pm 0.1\mu m$ de aluminio y que supone que la pérdida de energía de las partículas al atravesarla es muy pequeña (aplicando la fórmula de Bethe-Bloch (3.1) es del orden de 12 keV para ${}^6\text{He}$ a 22 MeV).

¹Este tipo de detectores se conocen de manera genérica por las siglas SSD 'Silicon Strip Detector'.

En cuanto a la geometría de cada uno de los sectores, el radio interior del área activa es de 50 mm y el radio exterior de 129.9 mm, entre estas dos distancias se sitúan las 16 bandas con un tamaño igual.

El conjunto de detectores LEDA puede configurarse en dos geometrías diferentes:

1. Geometría LEDA.

En esta geometría los sectores se colocan en un plano vertical y perpendicular a la dirección del haz, sobre unos soportes diseñados y colocados al efecto al fondo de la cámara de reacción. Se trata pues de una configuración fija de la línea experimental R del laboratorio y que se utiliza para medir ángulos pequeños [DAV00]. En esta configuración pueden utilizarse hasta 8 sectores, aunque en el experimento PH-189 sólo se utilizaron 4 sectores. La utilización de 4 sectores (la mitad del total) responde a dos razones. Por un lado existía un problema de disponibilidad tanto de sectores como de la electrónica asociada; y por otro resultaba que el número de partículas que llegaba al detector LEDA durante el experimento (debido a que cubre ángulos muy pequeños) era tan grande que el procesamiento de esta información colapsaba el sistema de adquisición de datos, lo que obligó a reducir mediante un módulo electrónico divisor de señales la tasa de conteo de este detector para evitar el colapso de la cadena electrónica. Con cuatro sectores tenemos, pues, suficiente estadística para determinar la sección eficaz a ángulos pequeños y además la disposición simétrica de estos 4 sectores permite conocer con exactitud la posición del haz. La colocación lejana de estos sectores facilita la determinación de la posición del haz con precisión. Esto hace que la utilización del resto de sectores de LEDA hubiera sido incluso contraproducente desde este punto de vista.

En esta configuración las diferentes bandas forman anillos con ángulos subtendidos fijos. En la figura (3.5) se muestra una fotografía tomada durante el montaje del sistema experimental en la que se aprecian los cuatro sectores instalados en configuración LEDA en ángulos centrados en 45° , 135° , 225° y 315° .

2. Geometría LAMP.

La configuración LAMP está formada por 6 sectores LEDA colocados sobre un soporte especial en forma de cono de seis lados que le proporciona una forma global al conjunto similar a una lámpara, figura 3.6. Esta configuración tiene la ventaja de que se consigue un mayor ángulo sólido subtendido por el detector. Como desventaja se tiene una geometría bastante más compleja. En la sección 3.5 se muestra esta geometría y se obtiene mediante simulación montecarlo los ángulos medios subtendidos por cada anillo en la configuración LAMP.

Así, el total de detectores a ángulos hacia adelante con los que se contaba en el experimento fue de 4×16 bandas en LEDA y 6×16 bandas en LAMP que se numeraron

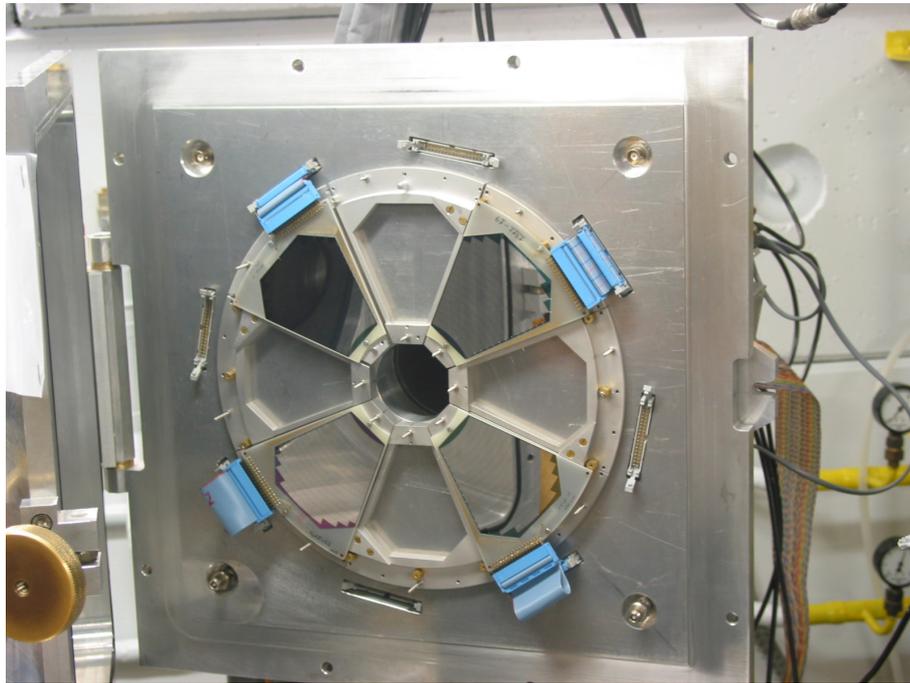


Figura 3.5: En la fotografía se pueden observar 4 sectores (en ángulos centrados en 45° , 135° , 225° y 315°) del detector LEDA (Louvain-Edinburgh Detector Array) montados sobre la tapa de la cámara de vacío (o cámara de reacción). Las características de este detector están descritas en [DAV00].

como bandas 0 hasta 159.

Como ya se ha dicho, el detector LEDA cubría ángulos entre 5° - 12° y LAMP entre 20° y 64° .

Detector DINEX

El detector DINEX es un telescopio formado por dos detectores de silicio ΔE -E con forma de cuadrante formando un disco compacto CD, ver figura 3.7. Cada detector está formado por cuatro sectores. Los sectores ΔE son del tipo SSD (Silicon Strip Detector) segmentados en 16 bandas de 2 mm de anchura mientras que los sectores E son no segmentados (tipo PAD). Cada sector tiene una apertura angular de 82° . El radio interior es de 8.85 mm y el exterior de 42.82 mm. Los segmentos ΔE tienen un espesor de $40 \mu\text{m}$ y los E de $500 \mu\text{m}$.

En la figura (3.7) puede verse dos imágenes del telescopio DINEX, una fuera de la cámara previo a su instalación y una segunda imagen donde se aprecia su montaje en la cámara de reacción. En [HUE09] puede encontrarse información detallada de las características de este detector. Así pues, gracias al detector DINEX se contó

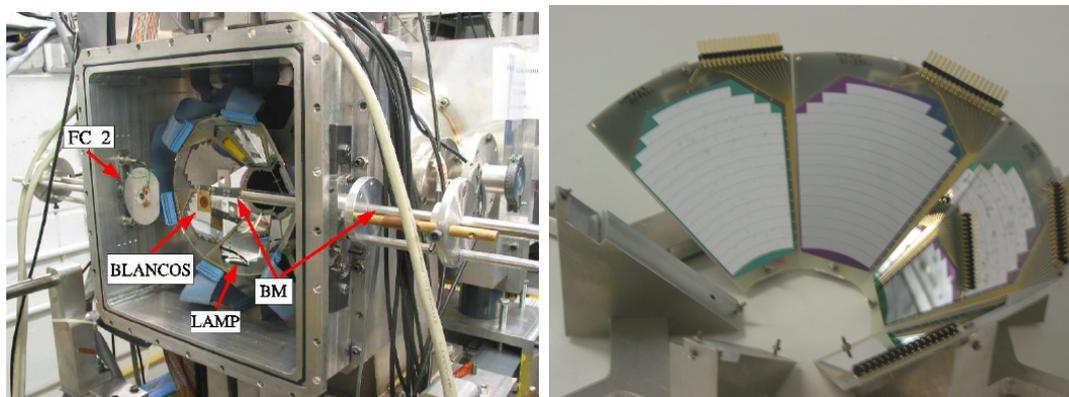


Figura 3.6: Izquierda: fotografía de la cámara de reacción donde se ve el detector LAMP, el conjunto de blancos montado sobre su soporte (BM) y la taza de Faraday (FC2). Derecha: Fotografía de detalle del detector LAMP tomada durante el montaje de los sectores sobre el soporte que le da su forma característica de cono hexagonal.

durante el experimento con 4x16 bandas con función de detector ΔE que, junto con los 4 sectores E tipo PAD nos proporcionaba un sistema de detección tipo telescopio con 64 detectores.

Como ya se ha dicho, el detector DINEX cubría ángulos hacia detrás en el rango 135° a 170° aproximadamente.

3.3.2. Características de los Blancos y Alineamiento del haz

Como se muestra en la tabla (3.2) se realizaron medidas con blancos de plomo de distinto espesor. Se utilizaron blancos con espesores de 0.550, 0.950 y 2.08 mg/cm^2 , todos ellos procedentes de una misma partida de material. Estos blancos fueron analizados mediante espectroscopía de masas [KOR00] obteniéndose que la composición isotópica de los blancos era: ^{208}Pb 87(2) %, ^{207}Pb 1.20(2) %, ^{206}Pb 11.4(2) %. Además de trazas de otros muchos minerales que completan la composición isotópica anterior hasta el 100 %.

El alineamiento de la posición del blanco con el haz se realizó con un láser instalado al efecto en la línea experimental y con la ayuda de una cámara CCD, tal y como se muestra en las fotografías (3.8).

Al inicio de cada nuevo haz (bien por cambio de ^4He a ^6He , o por cambio de energía del haz de ^6He) se realizaban pruebas con los distintos blancos montados en el soporte (ya que el soporte podía moverse con la cámara de reacción cerrada en vacío) para ver la tasa de conteo que se obtenía y decidir cuál era el blanco más

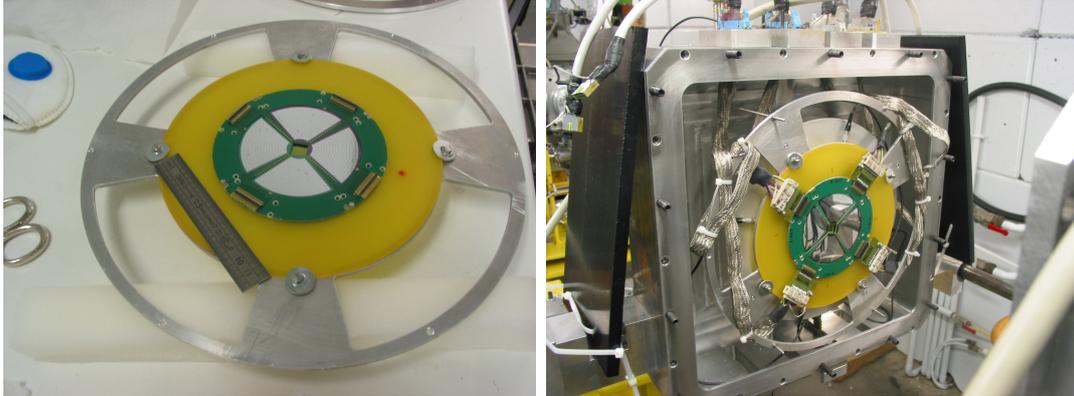


Figura 3.7: Detector DINEX, a la izquierda montado sobre su soporte y a la derecha montado en la cámara de detección. El detector DINEX es un telescopio formado por dos detectores de silicio ΔE -E con forma de cuadrante formando un disco compacto CD. Cada detector está formado por cuatro sectores. Los sectores ΔE son del tipo SSD (Silicon Strip Detector) segmentados en 16 bandas de 2 mm de anchura mientras que los sectores E son no segmentados (tipo PAD). Durante el experimento PH-189 analizado en este trabajo este detector cubría un rango angular entre 135° a 170° aproximadamente.

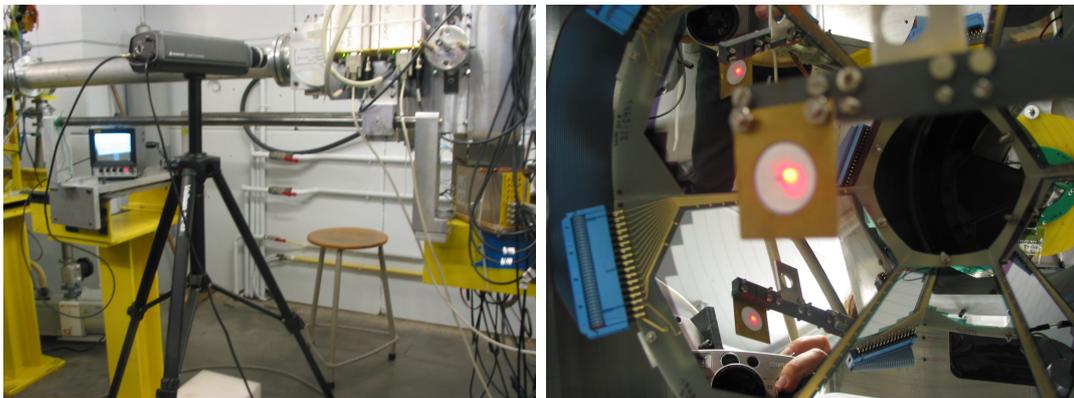


Figura 3.8: En la fotografía de la izquierda se puede ver la cámara CCD utilizada para monitorizar la posición del haz láser sobre el blanco de papel que se utiliza para el alineamiento del haz. En la fotografía de la derecha se puede ver el haz láser que sale de la línea de experimentación impactando sobre el blanco de papel utilizado para el alineamiento.

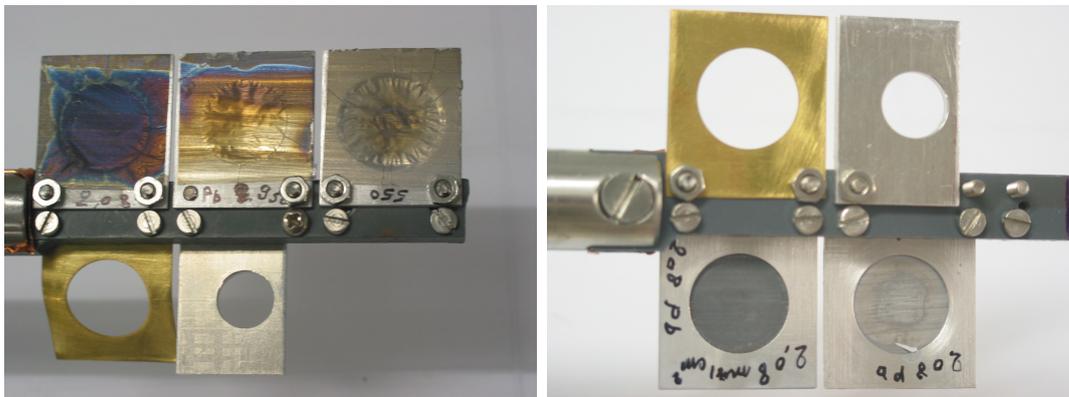


Figura 3.9: En las fotos se muestran a la izquierda los primeros blancos usados. En el soporte metálico aparece escrito el espesor de los blancos. En la imagen de la derecha se muestran los blancos de ^{208}Pb de 2.08 mg/cm^2 utilizados para el haz menos intenso de 22 MeV.

adecuado para cada haz. Las medidas para el haz de ^4He y ^6He a 14, 16, 17 y 18 MeV se realizaron con blanco de 0.950 mg/cm^2 y para ^6He a 22 MeV con blanco de 2.08 mg/cm^2 . En el caso de ^6He a 22 MeV se utilizó el blanco de mayor espesor para conseguir un mayor número de reacciones al ser este haz de menor intensidad al de las otras energías, ya que se trabajaba en segundo armónico y con la fuente de ionización a energía cero lo que empeora la calidad óptica del haz.

Se utilizaron dos conjuntos de blancos distintos, figura 3.9. Con el primer conjunto se realizaron las medidas de ^4He a 12 MeV y de ^6He a 14, 16 y 18 MeV. Para cambiar al segundo conjunto de blancos se tuvo que romper el vacío en la línea experimental y abrir la cámara de reacción para desmontar de su soporte los blancos ya quemados del primer conjunto y montar el segundo conjunto de blancos. Durante esta operación se invirtió el lado expuesto al haz del soporte de blancos modificando la posición del blanco (ver figura 3.10). La distancia blanco-detector DINEX para el primer conjunto de blancos fue de 41.08 mm y para el segundo conjunto de blancos fue 35.16 mm.

3.3.3. Electrónica y Sistema de Adquisición de datos

Como ya se ha dicho en la sección 3.3.1 el paso de las partículas cargadas a través de los detectores de silicio produce pares electrón-hueco que son recolectados por un campo eléctrico. Esta señal de tensión producida por el detector es muy débil por lo que se necesita una cadena de componentes electrónicos capaces de amplificar esta señal y de tratarla para proporcionarnos una información fácilmente interpretable

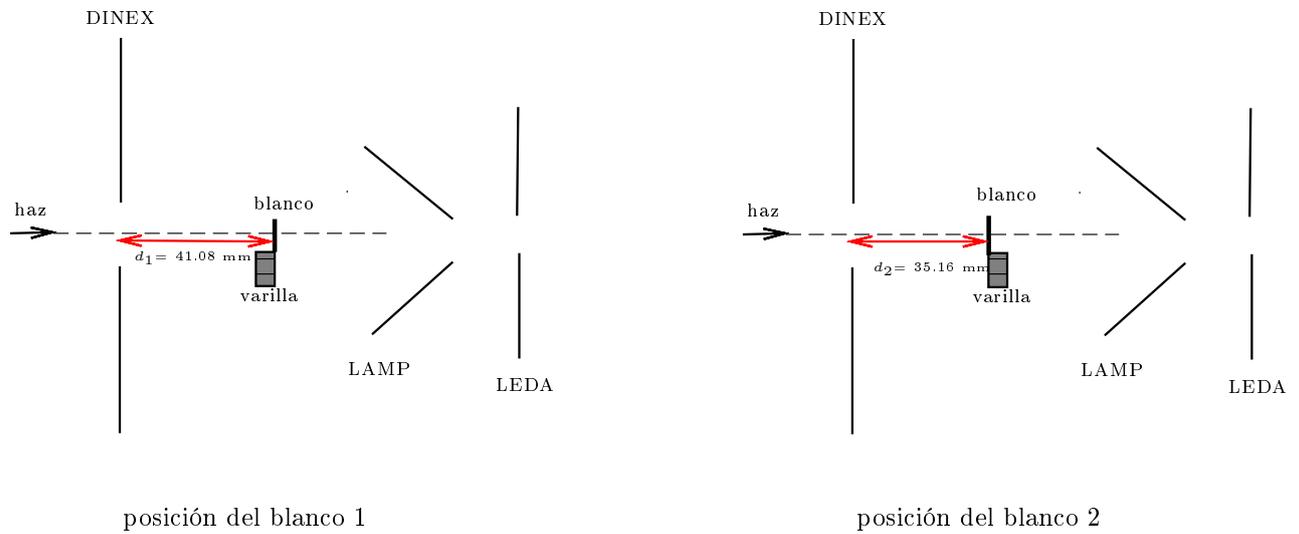


Figura 3.10: Dibujo esquemático de las dos posiciones de los blancos con respecto al soporte utilizadas durante el experimento. La posición 1 se utilizó para las energías de 14-18 MeV del haz de ${}^6\text{He}$ y la de 22 MeV se estudió con la posición 2.

y que éste relacionada con el pulso inicial. La tensión del pulso producido por la partícula es proporcional a la energía depositada por la partícula en el detector. De una manera muy simplificada se puede decir que las señales pasan por un proceso de tratamiento que consta de tres fases: preamplificación, amplificación y digitalización.

En las fases de preamplificación y amplificación, el pulso analógico formado originalmente por la partícula al atravesar el material sensible del detector se amplifica y se le da una forma (normalmente gaussiana) adecuada para su posterior digitalización. Este proceso se realiza con los módulos electrónicos conocidos como preamplificadores y amplificadores (a veces también llamados amplificadores/conformadores) dentro del estándar de la electrónica NIM (*'Nuclear Instrument Modules'* [LEO87]). La fase de digitalización se realiza mediante los módulos electrónicos conocidos como ADC's (*'Analog to Digital Converters'* o conversores analógico-digitales). Los módulos ADC consisten en tarjetas electrónicas capaces de convertir los pulsos analógicos que les llegan de la salida de los amplificadores en señales digitales proporcionales a la altura del pulso analógico de entrada. Un módulo ADC analiza la altura del pulso que le llega, y en función de que esta altura de pulso esté entre dos valores dados (muy próximos entre ellos) le asigna a este pulso un número de canal de ADC que normalmente se sitúa entre 0 y 4096. El número de canales de los que dispone un ADC está directamente relacionado con la resolución en energía del mismo. Como último paso del proceso, la información analógica es tratada y almacenada por un



Figura 3.11: En la fotografía de la izquierda se ven los armarios (conocidos como *racks*) en los que se montan los módulos electrónicos del sistema de adquisición de datos (DAQ) y todo su cableado asociado. En la parte derecha podemos ver la cámara de reacción cerrada y saliendo de ella los cables asociados a los detectores LEDA, LAMP y DINEX que están instalados dentro de la cámara.

ordenador.

Para nuestro experimento se utilizaron módulos preamplificadores, amplificadores y ADC's de distintas marcas comerciales. Los ADC tenían una resolución de 12 bits, equivalente a 4096 canales en el histograma.

Además de la señal analógica con la información de energía, del preamplificador de cada detector se sacaron señales rápidas para medir la correlación temporal entre los detectores que se disparan en cada suceso mediante módulos TDC (*'Time to Digital Converter'*) y para la construcción de la lógica de adquisición de datos (*'master trigger'*).

En la parte izquierda de la figura (3.11) se muestra una fotografía en la que se observan los armarios (conocidos como *racks*) en los que se montan los módulos electrónicos y todo su cableado asociado. En la parte derecha de esta misma figura podemos ver la cámara de reacción cerrada y con los cables asociados a los detectores saliendo de la misma.

Lógica de adquisición de datos

Para cada banda de los cuatro detectores que constituían el CD, y para los cuatro detectores E se recogió la señal de energía y la señal de tiempo, construida como el intervalo entre el pulso en el detector y el pulso proveniente de la señal de radiofre-

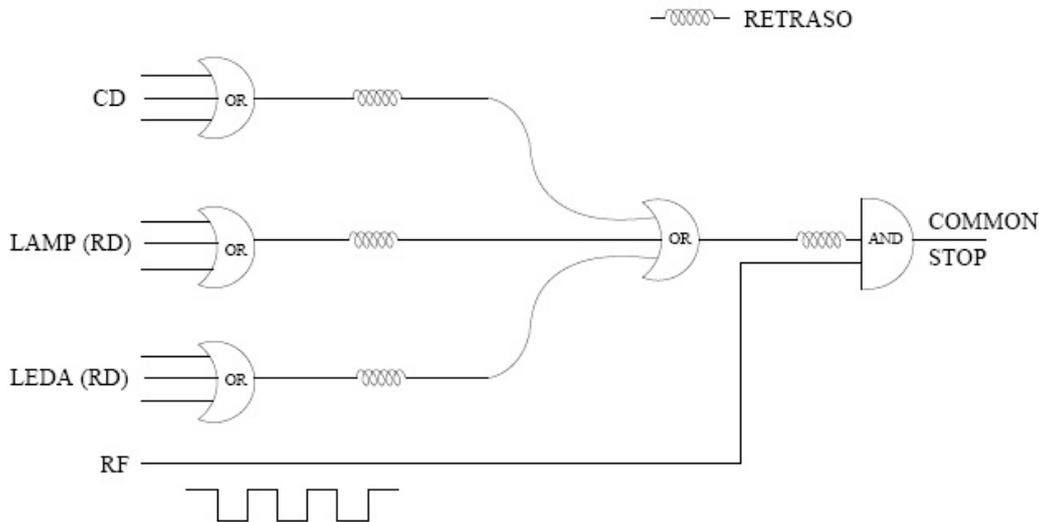


Figura 3.12: Esquema conceptual de la lógica del sistema de adquisición de datos (*master trigger*) utilizada durante el experimento. La señal de disparo se construyó como una lógica TOTAL OR para la señales provenientes de los detectores DINEX o LEDA o LAMP. Una partícula detectada por cualquiera de los detectores pone en marcha el sistema de adquisición de datos (START). El STOP del sistema de adquisición de datos se produce cuando llega el siguiente pulso de radiofrecuencia del ciclotrón (COMMON STOP).

cuencia del ciclotrón.

La señal que da la orden al sistema de adquisición de datos para iniciar la toma de datos de un suceso se conoce como disparo principal (o *'master trigger'*). Esta señal de disparo se construyó para el experimento con una lógica TOTAL OR para la señales provenientes de los detectores DINEX o LEDA o LAMP. Una partícula detectada por cualquiera de los detectores pone en marcha el sistema de adquisición de datos (START). El STOP del sistema de adquisición de datos se produce cuando le llega el siguiente pulso de radiofrecuencia del ciclotrón (COMMON STOP). La señal de tiempo se mide como el intervalo entre la señal de tiempo del detector y la señal de radiofrecuencia (RF). Esto hace que la señal de tiempo será tanto mayor cuanto más rápida sea la partícula detectada, puesto que el START se generará antes y la diferencia de tiempo con el COMMON STOP será mayor. En la figura (3.12) se muestra un esquema conceptual de la lógica de detección.

Durante el experimento se utilizó en los detectores de bandas DINEX, LEDA y

Canal	Señal entrante	Nombre variable
0	Número total de disparos	nevent
1	Número de disparos aceptados	acctrig
3	Número de disparos en LEDA tras divisor de frecuencias	leda_div
4	Número de disparos en LAMP tras el divisor de frecuencia	lamp_div
5	Número de disparos en DINEX	CD
6	Número de disparos en LEDA	Leda
9	Número de disparos en LAMP	Lamp
11	Número de pulsos enviados por el módulo pulsador	Pulser

Tabla 3.3: Señales registradas por el módulo contador o escala. La columna 'Canal' hace referencia al número del canal del módulo contador utilizado para el registro de los sucesos. El 'Nombre variable' hace referencia al nombre de variable que se utiliza para esa señal al construir las *ntuplas* de PAW con las que se analizan los datos.

LAMP un módulo generador de impulsos (o *pulser*), este módulo envía unos pulsos de frecuencia fija a la cadena electrónica asociada a cada detector y se utiliza para estudiar la estabilidad electrónica de la cadena, permitiendo saber cuál es la deriva electrónica. También se utilizará para obtener la eficiencia y el tiempo muerto del sistema de adquisición, además de la linealidad del ADC.

Además también se contó durante el experimento con un módulo contador (o *scaler*). Éste módulo es un contador de los pulsos que le llegan a cada uno de sus canales en el que se introdujeron la señales que se indican en la tabla (3.3).

3.4. Construcción y análisis de espectros

Para la adquisición de datos se utilizó el sistema CAMAC (*'Computer Automated Measurement And Control'*) del laboratorio de Louvain-la-Neuve. El sistema de adquisición de datos almacena la información que recibe en archivos con una estructura de la información que es específica del DAQ de Louvain-la-Neuve. Para la posterior lectura de estos datos brutos (*'raw data'*) se dispone de programas específicos que convierten estos datos brutos en archivos *.hbook* de la aplicación PAW [CER02].

PAW es un paquete de *software* con capacidades de visualización y análisis de datos desarrollado por el CERN (Centro Europeo de Investigación Nuclear). Este programa maneja histogramas (tanto monodimensionales como bidimensionales) y *ntuplas* (matriz de parámetros con información de una o varias variables organizada en forma de columnas).

El programa de lectura de los datos brutos (o *raw data*) y conversión a información

en formato PAW se modificó para incluir en él el detector DINEX (ya que estaba preparado para los detectores LEDA y LAMP que son los detectores fijos de la instalación de Louvain-la-Neuve) y para construir los observables de nuestro interés.

Para cada fichero de datos se obtiene un archivo de PAW del tipo .hbook con la siguiente información:

- Una *ntupla* para cada detector LEDA, LAMP y DINEX con la información de identificación de la banda disparada, energía y tiempo. Para el caso del detector DINEX también se tiene la información relativa a los detectores E.
- Histogramas monodimensionales con los espectros de energía (ADC) para cada una de las bandas en los detectores LEDA, LAMP y DINEX, y para cada uno de los cuatro detectores E del telescopio DINEX.
- Histogramas monodimensionales con los espectros de tiempo (TDC) para cada detector.
- Histogramas bidimensionales con espectros de tiempo de vuelo (TOF vs energía) para los detectores LEDA y LAMP.
- Histogramas bidimensionales con espectros de masa (ΔE vs $\Delta E + E$) para cada banda del detector DINEX en coincidencia con el detector E que le corresponde.
- Una *ntupla* con la información del módulo contador. Las variables de esta *ntupla* son las que aparecen en la tabla (3.3).

Se realiza un análisis previo de los datos archivo a archivo, visualizando los espectros monodimensionales y bidimensionales para ver si existe alguna banda que por algún motivo deba ser descartada. Esto puede ocurrir por un mal funcionamiento de la banda en cuestión, de su cadena electrónica asociada, o por ejemplo como se observa en la figura (3.13) en la que se descartan las bandas que se muestran (s188, s189, s190, s191) porque aparecen canales donde la linealidad del ADC es dudosa, lo que hace que no sea fiable el conteo del número de sucesos elásticos en estas bandas.

Del análisis de los espectros de tiempo de vuelo de los detectores LEDA y LAMP, figura (3.14), se deduce que no es posible separar la señal del ${}^6\text{He}$ elástico del ${}^4\text{He}$ de ruptura mediante la técnica de tiempo de vuelo (TOF). Esto nos deja el telescopio DINEX como único detector capaz de hacer esta separación de núcleos y por tanto de procesos nucleares.

Como en esta tesis doctoral pretendemos estudiar la parte de ruptura de la reacción de ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ produciendo partículas α ños centraremos en los datos del

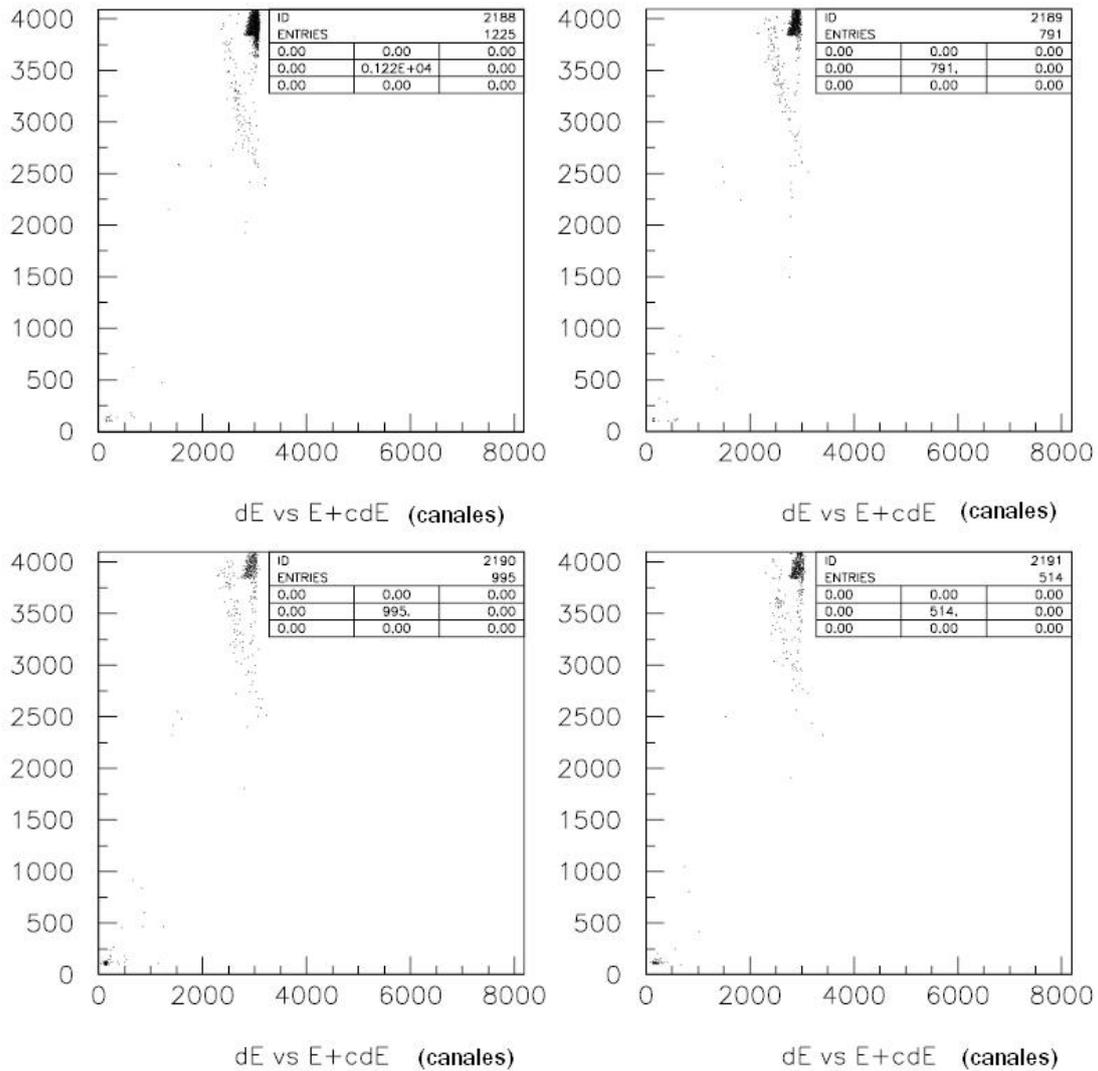


Figura 3.13: Espectros de masa del telescopio DINEX a 14 MeV donde se ven algunas bandas descartadas porque el pico elástico se encontraba al límite de detección por exceso de amplificación de las señal. El eje de ordenadas se corresponde con la señal ΔE en canales, y el eje de abcisas con la suma de señales de los detectores E y ΔE en canales, corregido éste último por el factor de ganancia C_i , ver sección

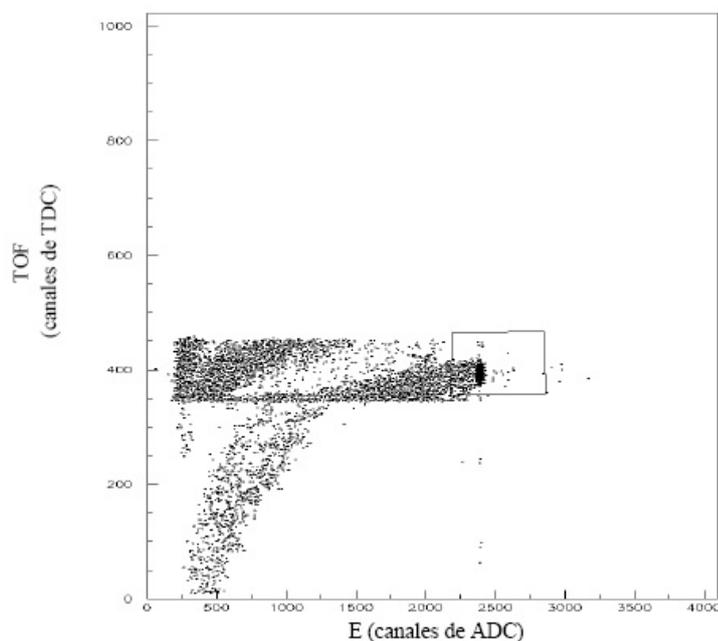


Figura 3.14: Espectro de tiempo de vuelo de una banda del detector LEDA, para la energía de haz de ${}^6\text{He}$ de 18 MeV, en la que se observa de forma clara un sólo pico (marcado con un cuadro) y que se corresponde con el pico elástico. Se observa que no es posible separar el ${}^6\text{He}$ elástico del ${}^4\text{He}$ de ruptura mediante la técnica de tiempo de vuelo (TOF).

telescopio DINEX. La limitación experimental expuesta sobre estas líneas es la que hace que sólo dispongamos de datos de ruptura a ángulos hacia detrás (que son los ángulos cubiertos por DINEX). Esta eventualidad no reduce las expectativas del análisis pues teóricamente esperamos obtener una mayor contribución del canal de ruptura a ángulos hacia atrás.

El proceso de selección de sucesos elásticos (${}^6\text{He}$) y de ruptura (${}^4\text{He}$) para cada energía del haz se puede resumir en los siguientes pasos:

1. Se visualizan los espectros de energía monodimensionales de cada banda superponiendo los espectros de cada uno de los archivos o ficheros (casi todos de una hora de duración). Es decir, por ejemplo, para la banda 160 con el haz de ${}^4\text{He}$ a 12 MeV (que subtiende un ángulo $\theta = 166.6(1.9)^\circ$) se superponen los espectros de energía de todos los ficheros de datos correspondientes a esa energía. El objetivo es ver si los picos correspondientes al canal elástico se superponen, lo que es indicativo de que no ha habido ningún tipo de alteración del detector que impida la suma de todos los ficheros de datos para una ener-

gía de haz. La superposición del pico elástico para todos los archivos de una misma energía nos indica que la cadena electrónica se ha mantenido estable y que no ha aparecido en el periodo analizado ni ruido inesperado ni efectos del tipo de los debidos a variación de la temperatura que pueden alterar la ganancia de la cadena electrónica.

2. Se suman todos los ficheros de datos en un sólo archivo de PAW de tipo .hbook que contendrá los datos de toda una energía de haz.
3. Sobre los espectros de masas (ΔE vs $\Delta E+E$) se selecciona la banana de sucesos elásticos y la de sucesos de ruptura, figura (3.15). Esta selección se hace de manera gráfica en PAW seleccionando con el ratón el área que se considera forma parte de cada una de las bananas elástica y de ruptura.
4. Se hace la proyección en energía total de la selección gráfica realizada en los espectros de masas. Se obtiene así un espectro de energía monodimensional para el canal elástico, ${}^6\text{He}$, y un espectro de energía monodimensional para el canal de ruptura a ${}^4\text{He}$.

Una vez tenemos los espectros de energía para el canal elástico y para el de ruptura, hacemos la integración de estos espectros para obtener el número de cuentas elásticas (N_{elas}) y el número de cuentas de ruptura (N_{bu}). Estos valores como se verá posteriormente son imprescindibles para el cálculo de las secciones eficaces. Los valores de N_{elas} y N_{bu} para cada banda del detector DINEX y para cada energía del haz se muestran en las tablas (B.1), (B.2), (B.3) y (B.4) del anexo B.

En la tabla (3.4) se muestran los datos relativos al cociente de N_{bu}/N_{elas} (que también denominaremos como probabilidad de excitación) calculado a partir de los datos de las tablas anteriormente citadas del anexo B, y en la figura (3.16) un gráfico realizado a partir de estos cocientes.

3.4.1. Eficiencia, linealidad y deriva de la cadena electrónica

El estudio de la linealidad y de la posible deriva electrónica de la cadena electrónica se realiza para comprobar dos cuestiones experimentales diferentes. Por un lado, la linealidad de los ADC nos permitirá determinar cómo debe ser la calibración de los espectros en energía, si se comprueba que el ADC es perfectamente lineal (o casi) se podrá hacer la calibración del ADC ajustando la relación energía-canal de ADC a una recta. Por otro lado, la deriva electrónica hace referencia a la posible variación del comportamiento de la cadena electrónica asociada a un detector a lo largo del tiempo. Si la deriva electrónica es poco relevante se puede concluir que una única calibración de los detectores es válida para todo el experimento ya que éstos

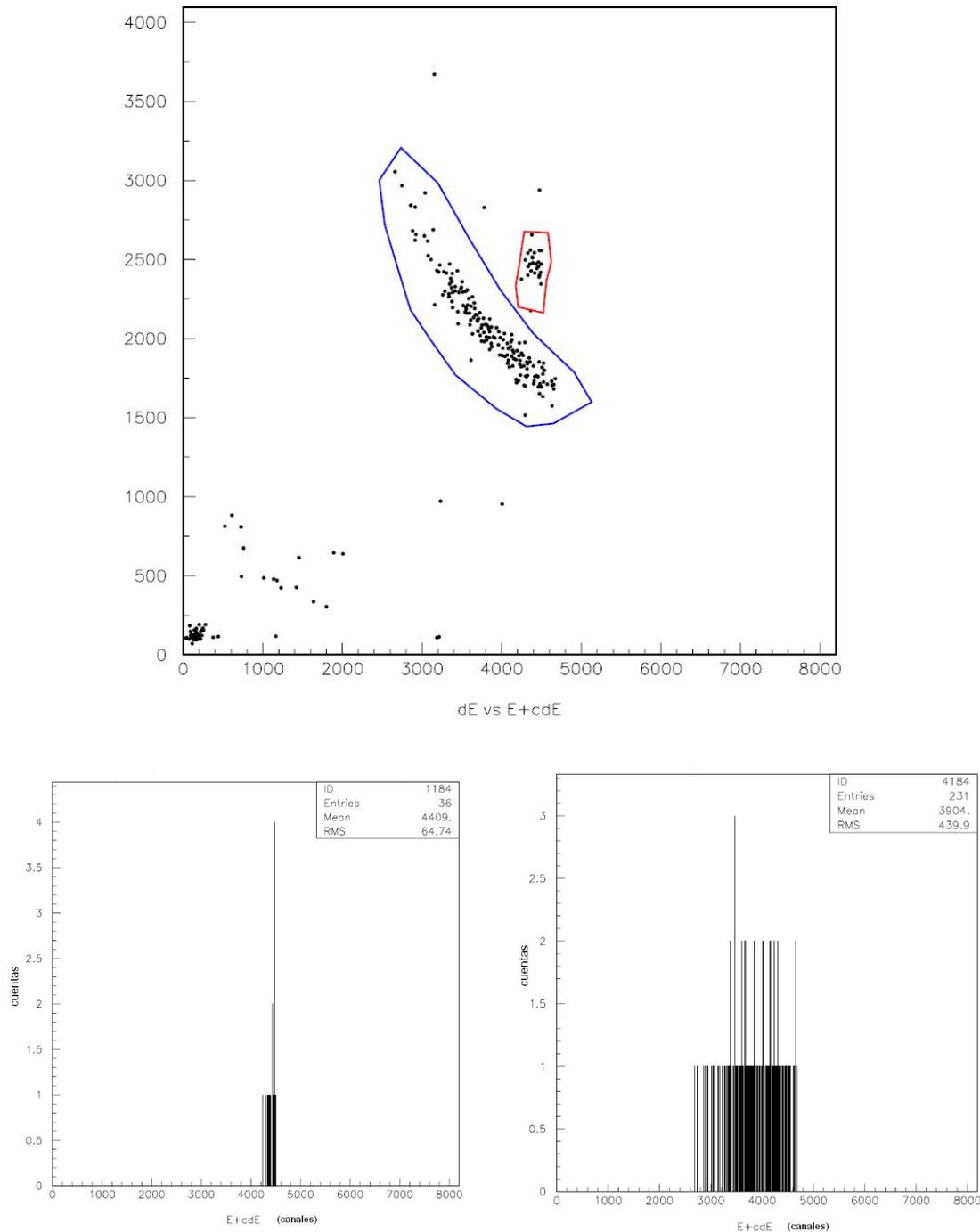


Figura 3.15: En la figura superior vemos la selección de sucesos elásticos (rojo) y de ruptura (azul) sobre el espectro de masas para una banda del detector DINEX con $\theta = 148.2^\circ$ (1.5), a la energía de haz de ${}^6\text{He}$ 22 MeV. En la parte inferior izquierda se muestra la proyección del pico elástico, y en la derecha se muestra la proyección de los sucesos de ruptura a partículas α .

Tabla 3.4: Probabilidades de excitación para las distintas energías expresadas como cocientes del número de cuentas elásticas ${}^6\text{He}$ y de ruptura ${}^4\text{He}$ obtenidas de los espectros bidimensionales construidos para el telescopio DINEX. Los errores se corresponden con los estadísticos.

$E_{haz} = 14 \text{ MeV}$			$E_{haz} = 16 \text{ MeV}$		$E_{haz} = 18 \text{ MeV}$		$E_{haz} = 22 \text{ MeV}$		
θ_{lab}	$\frac{N_{elas}}{N_{bu}}$	$\delta\left(\frac{N_{elas}}{N_{bu}}\right)$	$\frac{N_{elas}}{N_{bu}}$	$\delta\left(\frac{N_{elas}}{N_{bu}}\right)$	$\frac{N_{elas}}{N_{bu}}$	$\delta\left(\frac{N_{elas}}{N_{bu}}\right)$	θ_{lab}	$\frac{N_{elas}}{N_{bu}}$	$\delta\left(\frac{N_{elas}}{N_{bu}}\right)$
136.3	0.091	0.008	0.228	0.007	0.59	0.02	131.9	4.4	0.3
137.8	0.077	0.004	0.217	0.007	0.63	0.02	133.3	4.9	0.3
139.3	0.094	0.005	0.226	0.007	0.63	0.02	134.9	4.7	0.3
140.9	0.105	0.007	0.234	0.008	0.72	0.03	136.5	5.0	0.3
142.6	0.098	0.005	0.222	0.007	0.69	0.02	138.3	5.3	0.4
144.4	0.093	0.004	0.254	0.008	0.73	0.02	140.1	5.4	0.4
146.2	0.101	0.004	0.264	0.008	0.78	0.03	142.0	4.8	0.3
148.2	0.100	0.005	0.269	0.009	0.81	0.03	144.1	6.8	0.5
150.2	0.100	0.005	0.255	0.008	0.82	0.03	146.2	5.7	0.4
152.3	0.099	0.005	0.276	0.009	0.78	0.03	148.5	7.0	0.5
154.5	0.097	0.005	0.281	0.009	0.88	0.03	150.9	6.9	0.6
156.8	0.109	0.006	0.280	0.010	0.90	0.04	153.4	6.6	0.6
159.2	0.101	0.005	0.288	0.010	0.88	0.04	156.0	7.3	0.6
161.5	0.098	0.006	0.291	0.011	0.93	0.04	158.7	7.8	0.7
164.1	0.117	0.007	0.298	0.012	0.92	0.04	161.5	8.2	0.9
166.6	0.105	0.008	0.307	0.014	0.95	0.05	164.5	8.2	1.0

no han cambiado su comportamiento a lo largo del mismo.

Para determinar la linealidad de los ADC se utiliza el generador de señales (*pulsar*). El generador de señales se lleva a la entrada *test* del preamplificador y testea toda la cadena electrónica hasta el ADC. La amplitud de la señal se puede modificar ajustándola a intervalos regulares a lo largo de los 8 Volts que admite el ADC. Se hace un barrido utilizando distintos valores de voltaje (0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 2, 3, 4, 5, 6, y 7 Volts) que resulta en espectros similares al que se muestra en la parte superior de la figura (3.17). Cada uno de los picos se corresponde con un voltaje utilizado en el generador de señales. Utilizando PAW se obtiene para cada banda el canal central donde aparece cada uno de los picos del espectro del generador de señales, y se ajusta una recta entre el canal de ADC y la amplitud de la señal del generador, parte inferior de la figura (3.17). En nuestro caso se comprobó que la linealidad de

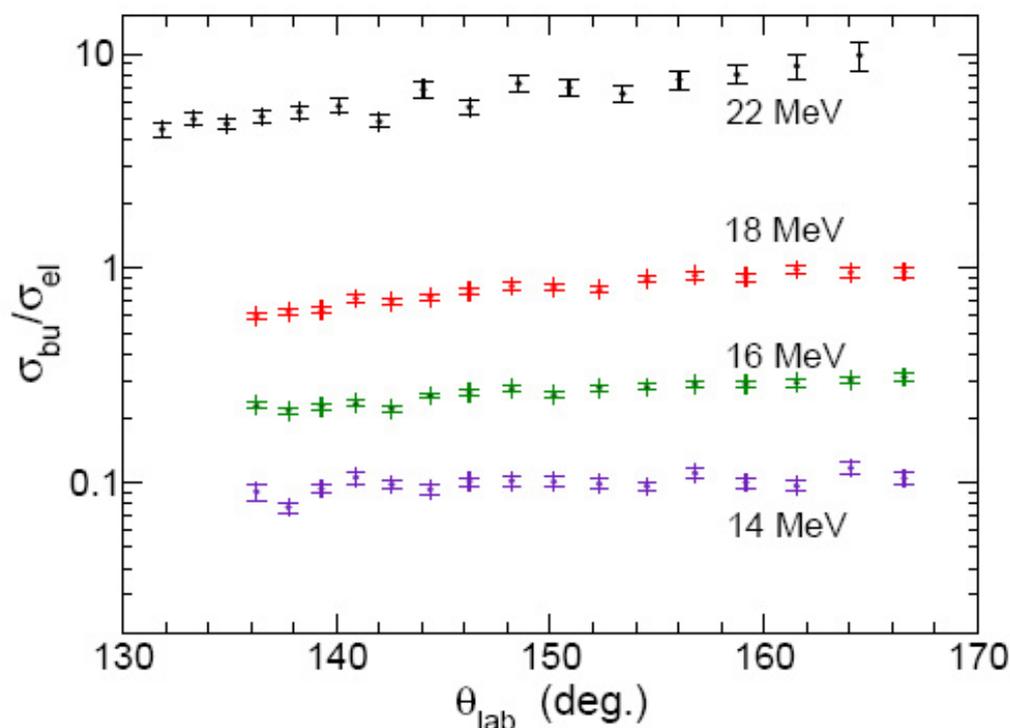


Figura 3.16: Cociente entre el número de partículas α y las de ${}^6\text{He}$ medidas experimentalmente para las energías de haz de ${}^6\text{He}$ de 22, 18, 16 y 14 MeV. Los resultados se muestran en función del ángulo de dispersión del laboratorio.

todos los ADC era muy buena. También se estudió la linealidad de los detectores LEDA y LAMP, aparte de la del detector DINEX, aunque esta información no se haya utilizado en este trabajo.

Durante todo el experimento se estuvo enviando la señal del generador de señales con una frecuencia y voltaje fijo a los ADC de todos los detectores excepto a los cuatro detectores E del telescopio DINEX. Esto hace que el pico del generador de señales debería aparecer en el mismo canal del ADC a lo largo de todo el experimento si la cadena electrónica se mantuviera estable a lo largo del tiempo. La señal del generador de impulsos es muy estrecha ya que no depende de la resolución del detector ni de la anchura típica de los procesos físicos involucrados, por ello es muy sensible a variaciones de amplificación y resulta ideal para testear la linealidad y estabilidad del sistema.

Se busca la posición de la señal del generador de impulsos para cada banda en un fichero del principio del experimento y en un fichero del final del experimento, así

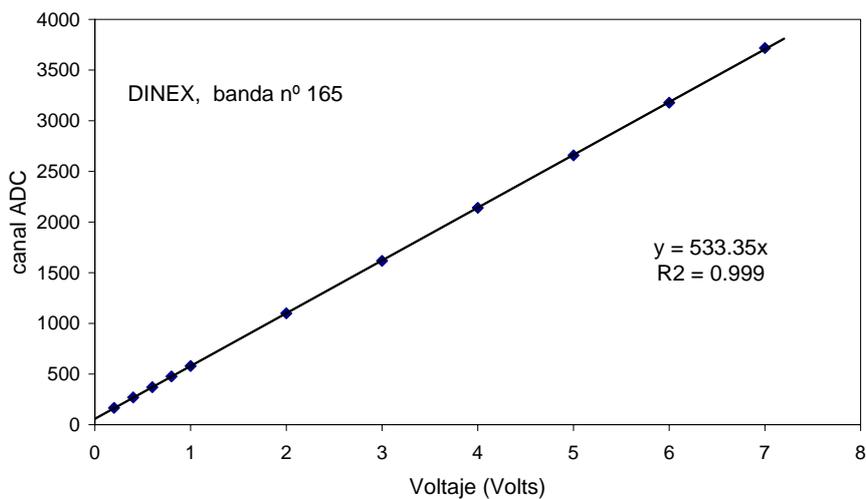
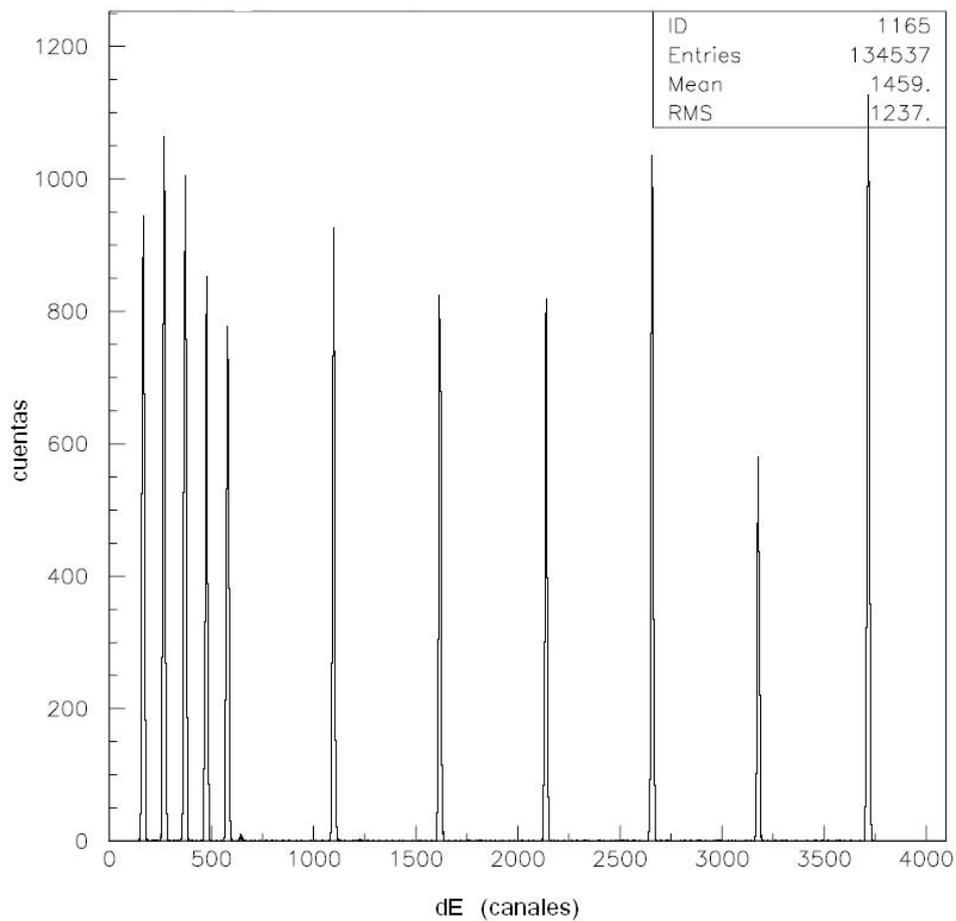


Figura 3.17: En la figura superior se muestra un espectro con los picos del generador de impulsos utilizando voltajes de 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 2, 3, 4, 5, 6, y 7 Volts. En la parte inferior podemos ver el ajuste lineal para la relación canal de ADC vs Voltaje aplicado para el espectro anterior, este ajuste nos indica que la cadena electrónica del ADC en cuestión se comporta linealmente. Esta cadena electrónica es la que le corresponde a la banda n 165 del detector DINEX ($\theta_{lab}=154.5$ (1.7)).

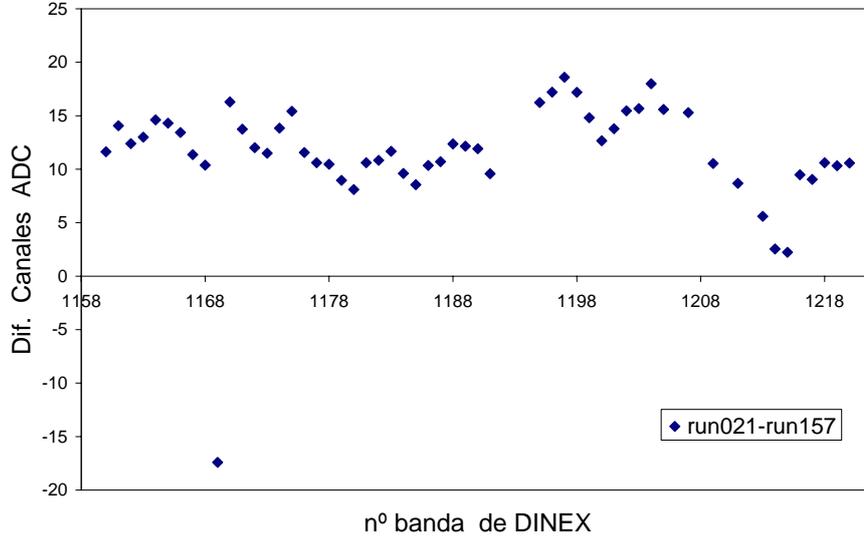


Figura 3.18: En el gráfico se muestra en el eje de ordenadas la variación en número de canales de ADC de la posición de la señal del módulo pulsador (*pulser*) entre el inicio del experimento (run027) y el final del experimento (run157) en función del número de banda en el detector DINEX.

podemos ver como ha variado la posición del pico del generador de impulsos con el tiempo. En la figura (3.18) se muestra el resultado de este ejercicio. Como se observa la máxima diferencia está en torno a 20 canales de ADC que equivale a unos 10 keV en energía, este valor es una deriva que se puede considerar despreciable.

La eficiencia de detección asociada al funcionamiento de las cadenas electrónica para los ADC en el detector DINEX es una función $P(\text{tel})$ compuesta por el producto de la probabilidad de detección del detector ΔE y la probabilidad de detección del detector E condicionado a que se haya producido la detección previamente en el detector ΔE . Esto es:

$$P(\text{tel}) = P(\Delta E) \times P(\Delta E, E) \quad (3.4)$$

Esta eficiencia de detección corrige tanto al número de sucesos elásticos detectados (N_{elas}) como al número de sucesos de ruptura (N_{bu}). Para el cálculo de las secciones eficaces utilizamos la ecuación (3.9) donde aparece el cociente entre N_{elas} y N_{bu} por lo que la eficiencia del detector desaparece debido a este cociente. Se puede encontrar un cálculo detallado de $P(\text{tel})$ en [SAN05t] donde si era necesaria para calcular correctamente la sección eficaz elástica. El cálculo y la inclusión de $P(\text{tel})$ en nuestro caso sólo supondría incluir más factores de error en el cálculo de la sección eficaz de ruptura.

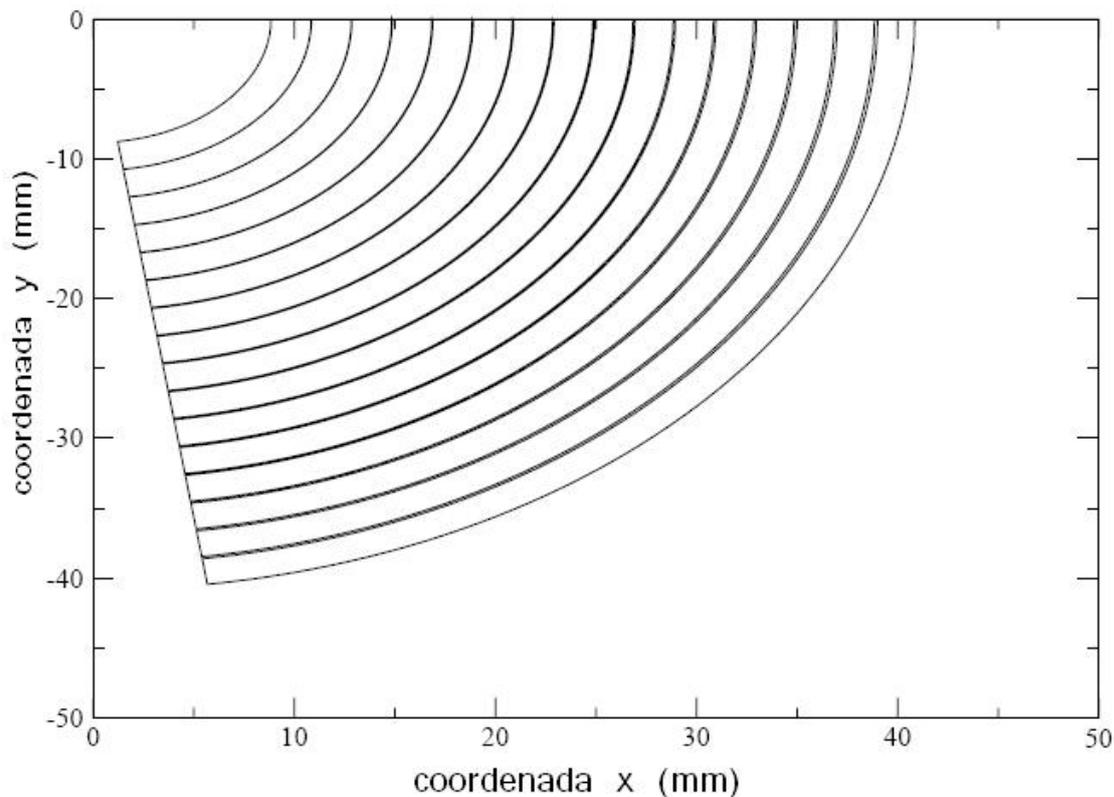


Figura 3.19: Representación de un sector ΔE del telescopio DINEX donde se ve la geometría de las bandas tal y como ha sido implantada en el programa de simulación. La figura se ha generado a partir de las ecuaciones que definen la geometría del detector. Las unidades en ambos ejes es en mm.

3.5. Simulación de la geometría de detección

La simulación del sistema de detección se realiza con un programa *ad hoc* realizado en código Fortran. Se trata de un código de simulación desarrollado en [RAA01] para los detectores LEDA y LAMP. El programa está diseñado para el cálculo de la eficiencia de detección $\epsilon(\theta)$ del sistema experimental, factor que es esencial para el cálculo de las secciones eficaces a partir de los datos experimentales. Otra cantidad necesaria en el análisis de los datos es la energía depositada en los detectores por las partículas dispersadas, tanto para la identificación de sucesos como para temas de calibración. Además el programa también proporciona el ángulo sólido y el ángulo de dispersión subtendido cubierto por los detectores.

El programa evalúa la pérdida de energía de una partícula del haz que entra en el blanco, después calcula la dispersión sobre un núcleo del blanco y qué pasa a ambos

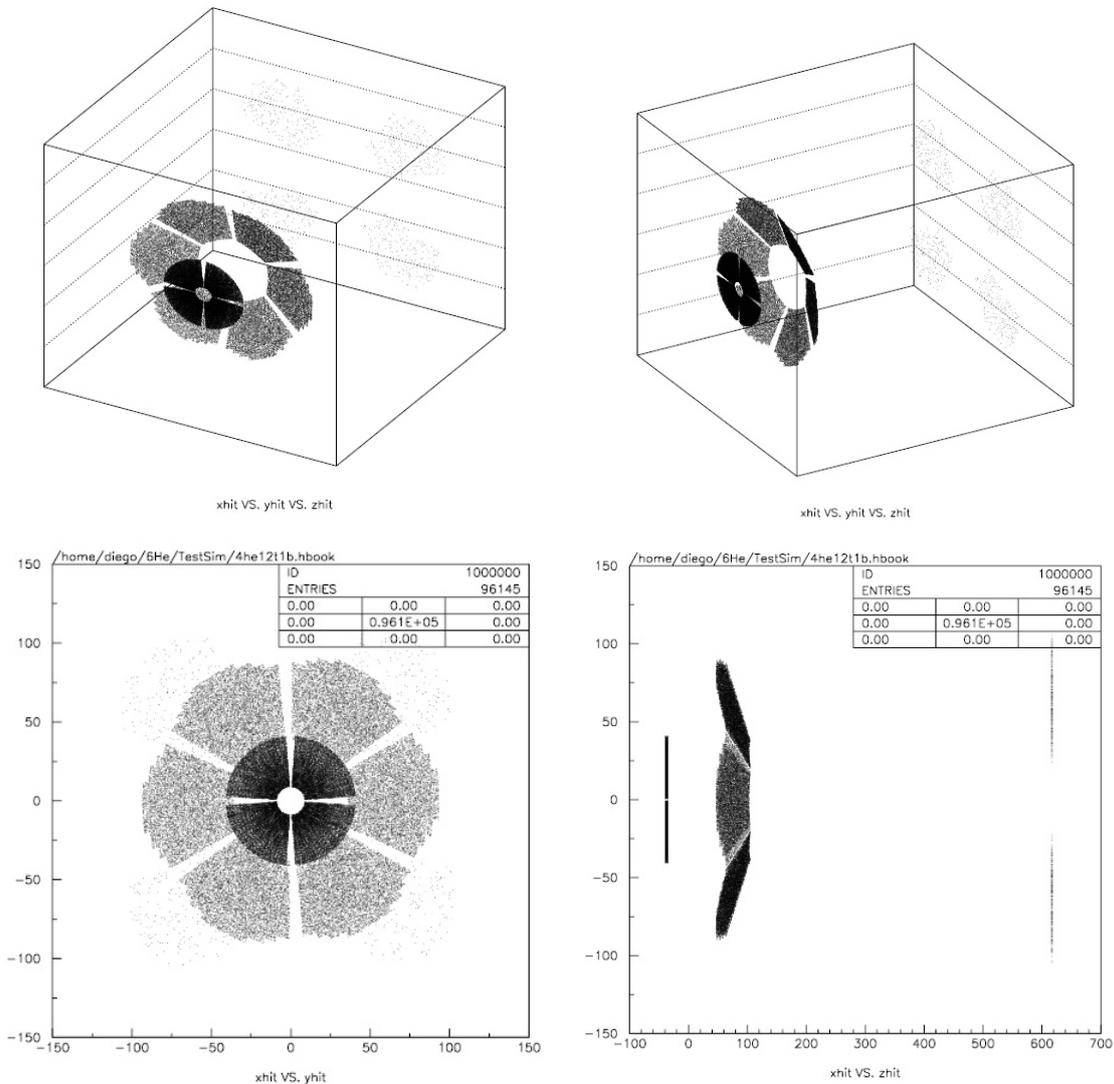


Figura 3.20: Distintas vistas de la simulación del sistema de detección reproducidas mediante los puntos de impacto de las partículas en los detectores para la reacción elástica ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 14 MeV de energía del haz en el sistema laboratorio. En las figuras se ve en primer término el detector DINEX (más pequeño y más oscuro pues recibe más sucesos), y tras el se ven los seis sectores del detector LAMP. También se aprecia al fondo de las figuras superior e inferior izquierda los cuatro sectores simulados del detector LEDA. El n° de sucesos registrados en LEDA es muy pequeño porque al no haber consideraciones de secciones eficaces en el programa de simulación, este n° de sucesos sólo depende del ángulo sólido, que en el caso del detector LEDA es muy pequeño debido a que la distancia detector-fuente es muy grande (63 cm).

en su camino hacia los detectores. El programa recoge si una partícula llega a un detector y cuál es ese detector, calculando la energía depositada en ese detector, el tiempo de vuelo entre el blanco y el detector y el ángulo de dispersión de esa partícula. El cálculo se repite un número de veces programado (normalmente varios millones de veces), variando regularmente el ángulo de dispersión θ en sistema laboratorio o centro de masas entre 0 y π . En el cálculo no entra información de secciones eficaces.

Para la simulación del sistema experimental utilizado en nuestro experimento se amplió el código del programa para incorporar el telescopio DINEX. Este punto se trata con más detalle en la subsección (3.5.1).

A continuación se describen los principales pasos de la simulación:

- **La dispersión:** el programa calcula reacciones del tipo $A(a,b)B$, introduciendo las masas de las cuatro partículas y el valor Q de la reacción. Dispone de un módulo de cálculo de la cinemática de la reacción. La posición donde se produce la dispersión se varía aleatoriamente (con un perfil gaussiano), teniendo en cuenta el tamaño del haz y el tamaño del blanco. Se trabajó con un diámetro de haz de 5 mm en este experimento obtenido a partir de la colocación de un sistema de colimadores.
- **Pérdida de energía en el blanco:** la pérdida de energía de las partículas del haz en el blanco depende de la posición donde se produce la dispersión y del ángulo de salida, puesto que estos valores inciden en la distancia x recorrida por la partícula en el material del blanco. La pérdida de energía se evalúa a partir de tablas generadas con SRIM [ZIE85] para cada pareja proyectil-material que entra en el cálculo. Para cada energía del proyectil E_i se consideran los dos valores de la tabla más cercanos a E_i y se interpola linealmente entre ellos. La energía del proyectil tras atravesar una fracción dx de masa de material vale:

$$E_f = E_i - \frac{dE_i}{dx} \quad (3.5)$$

donde el poder de frenado dE/dx se implementa a partir de los datos que proporciona SRIM.

- **Intersección con los detectores y energía depositada:** el programa contiene una descripción matemática de los detectores LEDA y LAMP mediante las ecuaciones de los planos que los conforman, tomando como punto de referencia la posición media del blanco. A partir de la posición donde se produce la dispersión y el vector salida de la partícula se busca la intersección de las partículas de salida con los detectores. La energía depositada se calcula teniendo en cuenta la longitud que atraviesan las partículas en las capas muertas de los

detectores (que son de Aluminio) y en el propio material sensible del detector (Silicio).

3.5.1. Inclusión del telescopio DINEX

Como ya se ha dicho, el programa de simulación estaba preparado inicialmente para simular experimentos con los detectores LEDA y LAMP, por lo que ha sido necesario ampliarlo para añadir el telescopio DINEX.

Se ha añadido un módulo que genera la geometría del telescopio DINEX. El principio de funcionamiento es el mismo que se utiliza en la descripción de los detectores LEDA y LAMP, es decir, se generan las ecuaciones de los planos que forman el detector tomando como referencia la posición del blanco. En la descripción matemática del telescopio DINEX se han tratado de manera separada la parte ΔE de la parte E, ya que ambas partes del telescopio son paralelas y están separadas por una distancia de aproximadamente 10 mm. Es decir, se han simulado dos detectores independientes, el primero de ellos es el detector ΔE segmentado en bandas y el segundo es el detector E de tipo PAD. En la figura (3.19) se puede ver la representación de un sector de la parte ΔE del telescopio en un plano perpendicular al eje del haz.

Al tratarse de dos detectores independientes se ha introducido en el programa de simulación una subrutina para hacer las coincidencias entre ambos y así reconstruir la energía. Además también se modificó el programa de registro de datos y de construcción de *ntuplas* e histogramas de PAW para añadir la información de los nuevos detectores ΔE y E y para construir los histogramas de energía y tiempo de cada detector por separado, y los histogramas de energía bidimensionales ΔE vs $\Delta E + E$.

Como ya se ha dicho, el programa de simulación tiene en cuenta tanto la pérdida de energía de las partículas en el blanco como en las capas muertas de los detectores. Las capas muertas que tiene el detector DINEX y que se han tenido en cuentas son la capa muerta delantera ($0.1\mu m$ de Al) y trasera ($0.3\mu m$ de Al) del detector ΔE y la capa muerta delantera del detector E ($0.3\mu m$ de Al).

3.5.2. Análisis de las simulaciones

Los principales objetivos que buscamos con la simulación del sistema de detección son:

- Obtener las energías depositadas por el ${}^6\text{He}$ dispersado elásticamente en las distintas bandas del telescopio DINEX, para usar estos valores en la calibración

(apartado 3.6.3). Se obtiene tanto la energía depositada en cada parte del telescopio de manera independiente (parte ΔE y parte E), como en el conjunto $\Delta E + E$ con la condición de coincidencia.

- Obtener los ángulos de dispersión en el laboratorio de cada banda del detector DINEX para las dos posiciones distintas de los blancos. Los ángulos que se obtienen son los subtendidos por las bandas de la parte ΔE del telescopio.

La salida del programa de simulación es un archivo de PAW (ver sección (3.4) para ampliar información sobre PAW) con la siguiente información: espectros monodimensionales de energía (en Centro de Masas y Laboratorio) para todos los detectores, espectros bidimensionales de energía (espectros de masas) para cada banda del telescopio DINEX y espectros en función del ángulo de dispersión (en Centro de Masas y Laboratorio) de las partículas para todos los detectores. Además, como salida el programa de simulación nos proporciona otros gráficos con información adicional, como por ejemplo el que proporciona el rango angular cubierto por el sistema experimental (parte derecha de la figura 3.22) y también varias *ntuplas* con información de todas las variables que aparecen en el proceso de reacción descrito en la simulación.

Para la obtención de la energía depositada en cada banda por el haz elástico se ha hecho una simulación por cada energía del haz incidente (14, 16, 17 y 18 MeV en laboratorio).

Como estamos interesados en el telescopio DINEX describiremos sólo el proceso seguido en el análisis de los resultados de la simulación para éste detector. En la figura (3.21) vemos la proyección en energía total del gráfico bidimensional ΔE vs $E + \Delta E$ para la simulación a 14 MeV de la banda más interior del detector DINEX, que como se verá más adelante subtende un ángulo en el sistema de referencia del laboratorio de $\theta_{lab} = 166.6^\circ$ (1.9). Como ya se ha dicho, el espectro en energía total representa la energía depositada por un núcleo de ${}^6\text{He}$ que ha sido dispersado elásticamente por un núcleo de ${}^{208}\text{Pb}$, teniendo en cuenta la pérdida de energía que sufre el núcleo de ${}^6\text{He}$ al atravesar el blanco y las capas muertas de los detectores. Éste espectro de energía total se ajusta a una gaussiana, cuyo valor medio se utiliza para la calibración del telescopio tal y como viene descrito en el subapartado (3.6.3) de ésta tesis doctoral.

Al igual que la energía depositada, el ángulo subtendido por cada banda del telescopio DINEX nos interesa obtenerlo en el sistema de referencia del Laboratorio. El proceso seguido ha sido ajustar a una gaussiana los espectros en función del ángulo de dispersión en Laboratorio para cada banda de DINEX (parte izquierda de la figura 3.22). El valor medio de la distribución gaussiana se utiliza como ángulo medio subtendido por la banda, mientras que la desviación estándar se usa como

error en la medida del ángulo. Como el ángulo subtendido por un detector en el sistema laboratorio sólo depende de la geometría fuente-detector, no es necesario realizar el análisis para la simulación de cada una de las energías del haz, sino que es suficiente un análisis para cada configuración geométrica del sistema de detección. Como ya se ha dicho, durante el experimento se dieron dos posiciones de la fuente distintas, una primera posición con una distancia blanco-detector $DINEX = 41.08$ mm que se corresponde con los haces de ${}^6\text{He}$ a 14, 16 y 18 MeV; y una segunda posición con una distancia blanco-detector $DINEX = 35.16$ mm que se corresponde con el haz de ${}^6\text{He}$ a 22 MeV. En la figura (3.23) se muestra el ángulo subtendido en el laboratorio para cada uno de los anillos (conjunto de cuatro bandas que subtienden un mismo ángulo) que forman los detectores LEDA, LAMP y DINEX. Los valores del telescopio DINEX se corresponden con los anillos 33 a 48. En la tabla (3.5) se listan estos mismos valores. En las columnas cuarta y séptima de esta misma tabla se muestran además los ángulos sólidos subtendidos por cada anillo para las dos configuraciones blanco-detector DINEX de nuestro experimento. El ángulo sólido se calcula como el cociente entre el número de sucesos que alcanzan un detector (numero de cuentas en ese detector) multiplicado por un factor 4π y el número total de sucesos de la simulación.

3.6. Calibración en energía del telescopio DINEX

En esta sección se tratará la calibración en energía del telescopio DINEX. Como uno de nuestros objetivos es hallar la distribución en energía de las partículas α provenientes de la ruptura del ${}^6\text{He}$ esto requiere de una buena calibración en energía, ya que como se verá, el marco teórico utilizado para la descripción de este proceso de ruptura depende de la energía final de las partículas α detectadas.

El proceso seguido de calibración se realizó en varios pasos en los que se fue obteniendo una mayor precisión en cada uno de ellos. Primero se realizó un ajuste de las ganancias de los detectores ΔE y E de tal modo que podemos construir espectros bidimensionales en los que el pico elástico es vertical al eje de energía total (abcisas), no es una calibración en energía en el sentido estricto del concepto, puesto que no proporciona valores de energía en MeV, pero es útil para separar los sucesos elásticos de los de ruptura. Posteriormente se hizo una calibración en energía utilizando una fuente emisora α externa, se realizó la calibración de los detectores ΔE y de los detectores E de manera independiente. Como se vió que la precisión en energía obtenida con esta calibración no era adecuada para nuestra aplicación, se realizó una tercera calibración todavía más precisa. La tercera calibración se realizó sobre el telescopio como un todo, es decir, sobre las señales de energía total depositada por los haces elásticos de ${}^6\text{He}$ en el conjunto $\Delta E + E$, y utilizando

Tabla 3.5: Valores del ángulo subtendido por cada banda en el sistema de referencia del laboratorio obtenido en la simulación. En la parte izquierda se listan los valores para la posición 1 del blanco, mientras que en la derecha se listan los valores para la posición 2 del blanco. También se muestra en las columnas cuarta y séptima el ángulo sólido subtendido en cada caso (en esteradianes).

N° Anillo	θ_{lab} pos. 1	$\delta(\theta_{lab})$ pos. 1	Ω pos. 1	θ_{lab} pos. 2	$\delta(\theta_{lab})$ pos. 2	Ω pos. 2
33	166.6	1.9	0.0200	164.5	2.2	0.0159
34	164.1	1.8	0.0204	161.5	2.1	0.0158
35	161.5	1.8	0.0230	158.7	2.1	0.0175
36	159.2	1.8	0.0250	156.0	1.9	0.0194
37	156.8	1.7	0.0262	153.4	1.9	0.0211
38	154.5	1.7	0.0273	150.9	1.8	0.0217
39	152.3	1.6	0.0279	148.5	1.7	0.0230
40	150.2	1.5	0.0283	146.2	1.6	0.0234
41	148.2	1.5	0.0283	144.1	1.5	0.0237
42	146.2	1.4	0.0281	142.0	1.5	0.0240
43	144.4	1.3	0.0275	140.1	1.4	0.0240
44	142.6	1.3	0.0269	138.3	1.3	0.0239
45	140.9	1.2	0.0264	136.5	1.3	0.0236
46	139.3	1.2	0.0257	134.9	1.2	0.0230
47	137.8	1.1	0.0250	133.3	1.1	0.0226
48	136.3	1.1	0.0238	131.9	1.1	0.0221

como energía de referencia la obtenida en las simulaciones Montecarlo del sistema de detección.

3.6.1. Ajuste de las ganancias de los detectores ΔE y E

Para poder trabajar con espectros bidimensionales sin realizar una calibración en energía detallada se puede determinar un factor de ganancia electrónica C_i asociada a cada banda. La reconstrucción de los espectros de masas se hace utilizando una constante C_i (conocida como constante de ajuste de ganancia o constante de 'matching') que compensa el efecto de las distintas ganancias de los dos detectores ΔE y E de cada telescopio de manera que las señales se puedan sumar [SAN08]. La energía total, expresada en numero de canales de ADC, es decir, sin calibrar, puede expresarse para un telescopio dado (banda $\Delta E + E$ asociado) como:

$$E_T = \Delta E \times C_i + E \tag{3.6}$$

Fuente	Vida Media	E_α (keV)	I_α (% rama)
^{239}Pu	2.4110×10^4 y	5156.59 (14)	73.3 (3)
		5144.3 (8)	15.1 (8)
		5105.8 (8)	11.5 (8)
^{241}Am	432.2 y	5485.56 (12)	85.1 (3)
		5442.80 (13)	13.3 (7)
^{244}Cm	18.10 y	5804.77 (5)	76.4 (12)
		5762.16 (3)	23.6 (12)

Tabla 3.6: Energía de las partículas α emitidas por fuente triple alfa utilizada en la calibración [FIR96].

donde la constante C_i debe ajustarse para cada detector ΔE . El ajuste se realizó sobre los datos elásticos del haz de ^4He a 12 MeV variando el valor de C_i entre 0.30 y 0.70 hasta que se consigue que el pico elástico sea perpendicular al eje de abscisas (que se corresponde con la energía total E_T . En la tabla (A.1) del apéndice A se listan los valores de C_i sacados de [SAN05t].

3.6.2. Calibración con fuente triple α

Se ha realizado una calibración de todos los detectores con una fuente externa de emisión α . Para LEDA y LAMP esta calibración parece ser suficientemente buena debido a que además se pueden incluir los valores de energía del haz en la calibración. En el caso del telescopio DINEX se realizaron calibraciones de la parte ΔE (antes y después del experimento) y de los detectores E (sólo después del experimento) separadamente. Debido, principalmente, a una muy mala resolución en energía de los detectores E la energía total $E_T = \Delta E + E$ está lejos del valor esperado obtenido mediante simulaciones (en torno a 1 MeV por debajo).

Para la calibración se utilizó una fuente de ^{239}Pu - ^{241}Am y ^{244}Cm que emite partículas α con energías alrededor de 5 MeV. En la tabla (3.6) se muestran la energía de las emisiones α de esta fuente y su intensidad porcentual.

En la parte izquierda de la figura (3.24) se muestra un espectro tomado con la fuente triple α de calibración en una *strip* ΔE del detector DINEX. Se observan tres conjuntos de picos, habiendo en cada uno de ellos un pico de menor intensidad y otro de mayor. Cada uno de estos picos dobles pertenece a las emisiones de ^{239}Pu - ^{241}Am y ^{244}Cm respectivamente. En el caso del ^{239}Pu tenemos tres emisiones α pero las dos α de mayor energía se superponen al estar muy próximas en energía. Por eso, para

el caso del ^{239}Pu al pico de mayor energía se le asigna una energía nominal en la calibración que es una media de los picos con energía 5156.59 (14) y 5144.3 (8) keV pesada en función de los valores de su intensidad relativa, lo que nos da un valor de 5154.5 (7) keV.

Utilizando PAW se ajustan simultáneamente los picos de la fuente α de cada uno de los ADC a 6 gaussianas (como se observa en la parte izquierda de la figura (3.24) en negro) y se utiliza el valor del centroide de la gaussiana como el valor de canal de ADC al que se le asigna las energías nominales de la tabla (3.6) excepto, como ya se ha dicho, para el pico de mayor intensidad del ^{239}Pu para el que se utiliza una energía nominal de 5154.5 keV. Con estos valores de canal de ADC-energía se hacen los ajustes lineales que nos dan la calibración en energía de cada ADC. En la tabla (A.5) del apéndice A se listan los parámetros resultantes de esta calibración.

En el caso de los detectores E se da una particularidad en la calibración con fuente α . Debido al tamaño grande de los detectores E (con diámetro en torno a 4 cm por 2 mm de las bandas ΔE) y la pequeña distancia (del orden también de 4 cm) detector-fuente, las partículas α provenientes de la fuente pueden recorrer espesores distintos de detector provocando que haya una dispersión importante en la energía depositada por las α en el detector. Esto resulta en espectros anchos como los mostrados en la figura (3.25). Se trata de un efecto de falta de colimación detector-fuente.

Como ejemplo calcularemos la energía total calibrada con fuente α para la una de las cuatro bandas con $\theta = 166.6^\circ$ (en concreto la n° 160) a 14 MeV de energía de haz. En la figura (3.26) se muestra el espectro ΔE (parte izquierda) y el $\Delta E + C_i \cdot E$. Si aplicamos la calibración, cuyos parámetros para la banda y energía de nuestro ejemplo aparecen en la tabla (A.5), sobre el canal central del pico elástico en el espectro de energía ΔE (canal 2640), resulta que la energía que le corresponde a este canal según la calibración realizada con la fuente triple α es $\Delta E = 5.4612$ MeV. Si partimos del espectro bidimensional en energía $\Delta E + C_i \cdot E$ podemos saber el canal central que le corresponde al pico E sin necesidad de tener explícitamente el espectro en energía del detector E en coincidencia con el detector ΔE . Como conocemos el valor de la constante $C_i = 0.57$ (1) para esta banda, sabiendo que $Ch_{\Delta E} = 2640$, y que el canal central en el espectro $Ch_{\Delta E} + C_i \cdot Ch_E = 2780$ (según el ajuste gaussiano que se muestra en la parte derecha de la figura (3.26)), con todo ello se puede obtener el canal central en el detector E correspondiente al pico elástico para la banda n° 160 a 14 MeV es $2640 + 0,57 \cdot E = 2780$, por lo tanto $Ch_E \approx 1275$. A este valor de $Ch_E = 1275$ le corresponde (aplicando los parámetros de calibración con fuente α de la tabla A.5 del apéndice A) una energía de 6.314 MeV (el detector E que le corresponde a la banda 160 es el E1 que está representado por la banda 224). La suma de las dos energías anteriores ΔE y E nos da una energía total para la banda

n° 160 a 14 MeV ($\theta = 166.6^\circ$) calibrada con la fuente triple α de 11.775 MeV. El valor de energía total depositada en el telescopio que nos da la simulación para el caso anterior (pico elástico de ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 14 MeV de energía de haz y banda con $\theta = 166.6^\circ$) es de 12.34 MeV (figura 3.21). Por lo tanto, la diferencia entre la energía proporcionada por la calibración con fuente α y la simulación está en torno a 0.5 MeV. Esta diferencia se puede deber a la combinación de dos efectos:

- El error debido a la incertidumbre en la constante de ganancia C_i , en nuestro ejemplo como $C_i = 0.57 \pm 0.01$ el error en la determinación del canal central del pico E es de 26 canales. De nuevo aplicando los parámetros de calibración en energía que le corresponden a este detector E (como ya se ha dicho antes, está representado por la banda 224 en la tabla A.5) supone un error en la energía del orden de 0.28 MeV.
- El error introducido en la calibración del detector E al determinar el canal central correspondiente a los picos de la fuente α de calibración, debido a lo anchos que resultan estos por falta de colimación detector-fuente.

3.6.3. Calibración con simulaciones del haz elástico

Debido a que la calibración del telescopio con la fuente triple α está lejos de lo esperado, se ha realizado una segunda calibración utilizando como referencia la señal de los picos elásticos de los haces de ${}^4\text{He}$ y ${}^6\text{He}$ sobre los espectros de masas $\Delta E + C(\theta) E$. Es decir, en vez de calibrar los detectores ΔE y E por separado y luego sumar las energías (procedimiento realizado con la fuente triple α), se hará la calibración del telescopio como un todo.

La energía total depositada por una partícula en el telescopio se puede expresar en función del canal de ADC en el detector ΔE y E como:

$$E_{TOTAL} = a_1 ch_E + a_2 ch_{\Delta E} + b_E + b_{\Delta E} = a_1 \left(ch_E + \frac{a_2}{a_1} ch_{\Delta E} \right) + B \quad (3.7)$$

donde el cociente a_2/a_1 es equivalente a la constante de ajuste de ganancia (o constante de *matching*) C_i , y a_1 y B serán los coeficientes que hallaremos del ajuste.

El procedimiento seguido consiste en realizar la simulación de la reacción elástica de ${}^4\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ a 12 MeV y de ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ a 14, 16 y 18 MeV utilizando el programa de simulación explicado en la sección (3.5) de este trabajo. De esta simulación se obtiene el valor de la energía depositada en cada telescopio en función del ángulo laboratorio (por ejemplo ver figura 3.21), que se utilizará como energía de referencia para la calibración. Estas energías obtenidas de la simulación se muestran

en las tablas (A.2) y (A.3).

Por otro lado se ajusta a una gaussiana el pico elástico experimental en cada telescopio en su proyección en el eje $E + C_i \Delta E$ y se utiliza el valor central de la gaussiana como valor de número de canal al que se le asigna la energía de referencia. Así, ajustando a una recta la relación número de canal-energía se obtiene la calibración del telescopio como un todo.

En la figura (3.27) se muestra el ajuste lineal para la banda 160 del detector DINEX, cuyo $\theta = 166.6^\circ$ (1.9) para los haces de α a 12 MeV y ${}^6\text{He}$ a 14, 16 y 18 MeV que son los utilizados para la calibración. La simulación nos proporciona los valores de la energía depositada en la dispersión elástica de los haces en esta banda del telescopio que son los valores del eje de ordenadas, ver tabla A.2. De los histogramas experimentales correspondientes al pico elástico para esta banda a cada una de las energías (α a 12 MeV y ${}^6\text{He}$ a 14, 16 y 18 MeV) se obtiene un valor de canal representativo. Este valor de canal utilizado es el valor central procedente de un ajuste gaussiano. En la parte derecha de la figura (3.26) se puede ver el ajuste gaussiano a los datos experimentales elásticos del haz de ${}^6\text{He}$ a 14 MeV para la banda 160, como se ve en la figura, para este caso concreto el valor central corresponde al canal 2782, que es uno de los cuatro valores representados en el eje de abscisas de la figura (3.27).

Los parámetros de la recta de calibración de cada telescopio se muestran en tabla (A.4) del apéndice A.

Con la calibración anterior lo que se ha obtenido ha sido una calibración intrínseca de los telescopios, es decir, una calibración de la energía efectivamente depositada en el mismo, que no coincide con la energía inicial del núcleo debido a la pérdida de energía en el blanco y en las capas muertas de los detectores (ver también apéndice 3.5). Para obtener la mejor estimación posible de la energía de los núcleos detectados se debe corregir la energía de las partículas por la energía perdida en las distintas capas muertas de los detectores y en el blanco. La energía inicial de la partícula puede expresarse como:

$$E_i = E_{medida} + \Delta E \quad (3.8)$$

Para calcular la energía inicial de las partículas α detectadas en el experimento (E_i) se ha partido del valor de energía que proporciona la calibración anteriormente aplicada (E_{medida}) y se han calculado las pérdidas de energía de esa α usando para los valores de pérdida de energía por unidad de longitud recorrida $\frac{dE}{dx}$ que proporciona el programa SRIM [ZIE85]. Se utiliza la forma inversa de la ecuación (3.5) para calcular la E_i mediante iteraciones a partir de la energía medida E_{medida} . La ley de escala se utiliza para el ${}^6\text{He}$ porque los valores que proporciona SRIM de poder de

frenado son para ${}^4\text{He}$. Este cálculo se ha implementado mediante un programa en código Fortran hecho al efecto.

En la figura (3.28) se muestra en la parte de la izquierda la calibración final en energía del pico elástico que se detecta en el telescopio formado por la *strip* 160 con energía de haz de 14 MeV. En la parte derecha se muestra el resultado de la simulación de este caso, la diferencia en energía proviene principalmente por el efecto de pérdida de energía en el blanco y en las capas muertas de los detectores. La figura (3.29) se corresponde con la calibración de los cuatro telescopios que forman el anillo (o *Ring*) a $\theta_{lab} = 166.6^\circ$ para el haz de ${}^6\text{He}$ a una energía de 14 MeV. Como se aprecia, la calibración en energía (ya incluida la reconstrucción de la energía inicial según (3.8)) de los cuatro telescopios es coincidente, lo que permite sumar los espectros de todas las bandas que forman un anillo.

3.7. Obtención de las secciones eficaces experimentales

Se han obtenido las secciones eficaces experimentales haciendo uso del cociente entre el número de sucesos de ruptura y el de sucesos elásticos en el telescopio. Para tener una estadística razonable se han agrupado los sucesos de ruptura en intervalos (también llamados *bines*) de 1 MeV de anchura. El proceso consiste en evaluar para cada anillo de detectores (formado por las cuatro bandas que subtienden un mismo ángulo polar θ_i) y para cada intervalo de energía E_i el cociente $N_{bu}(\theta_i, E_i)/N_{el}(\theta_i)$. Conviene recordar que las incertidumbres asociadas con la intensidad del haz, ángulo sólido, eficiencia de la cadena electrónica o el grosor del blanco desaparecen con este cociente. La suma de este cociente para todos los intervalos de energía da como resultado el ratio entre partículas α y ${}^6\text{He}$ elástico en función del ángulo de dispersión (LAB) mostrado en la figura (4.2) y listado en la tabla(3.4).

La sección eficaz doblemente diferencial de ruptura, respecto del ángulo y de la energía de la partícula α puede relacionarse con el cociente del número de cuentas N_{el} y N_{bu} , y con la sección eficaz elástica mediante la expresión:

$$\left. \frac{d^2\sigma_{bu}}{dEd\Omega} \right|_{E_j, \theta_i} = \frac{N_{bu}(\theta_i, E_j)}{N_{el}(\theta_i)} \frac{1}{\Delta E_j} \left(\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \right)_{\theta_i} \quad (3.9)$$

donde $\Delta E_j = 1$ MeV es la anchura del intervalo en energía seleccionado.

El valor de la sección eficaz elástica para los distintos valores del ángulo de dispersión en el laboratorio provienen del análisis de los datos elásticos del este

mismo experimento (PH-189) analizado en esta tesis doctoral. Estos datos están publicados en [SAN08, SAN05t] y se listan para las distintas energías del haz de ${}^6\text{He}$ en las tablas (3.7) y (3.8) del apéndice B. Los datos de secciones eficaces elásticas experimentales fueron obtenidos utilizando una técnica en la que se relaciona el cociente entre la sección elástica del ${}^6\text{He}$ y la sección elástica del haz de partículas α a 12 MeV, que se considera que es puramente una sección eficaz de Rutherford, con el cociente de número de sucesos de ${}^6\text{He}$ y α , así en [SAN08, SAN05t] se demuestra que:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma(\theta_i, E)}{d\Omega(\theta_i)}\right)_{\text{elas}}^{6\text{He}}}{\left(\frac{d\sigma(\theta_i, E')}{d\Omega(\theta_i)}\right)_{\text{Ruth}}^{\alpha}} = K \times \frac{N_{\text{elas}}^{6\text{He}}(\theta_i)}{N_{\text{elas}}^{\alpha}(\theta_i)} \quad (3.10)$$

donde K es una constante global independiente del ángulo θ_i , y se ha eliminado toda dependencia con los ángulos sólidos. En la determinación experimental de estas secciones eficaces elásticas son importantes determinar con mucha precisión las correcciones por eficiencia de la cadena electrónica, así como realizar una corrección por desalineamiento del haz, para ampliar información ver [SAN05t].

Integrando la expresión (3.9) sobre la energía de los fragmentos de ruptura se obtiene la expresión de la sección eficaz diferencial de ruptura en función del ángulo de dispersión, que resulta:

$$\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega} \Big|_{\theta_i} \approx \sum_{j=E_{\min}}^{j=E_{\max}} \frac{N_{bu}(\theta_i, E_j)}{N_{el}(\theta_i)} \left(\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}\right)_{\theta_i} \quad (3.11)$$

El resultado de esta sección eficaz diferencial se muestra en la figura (3.30) y en las tablas (3.7) y (3.8).

Del mismo modo, si para cada intervalo de energía de las partículas α se integra la sección eficaz doble diferencial respecto al ángulo cubierto por el detector DINEX, se obtiene la sección eficaz diferencial de ruptura en función de la energía; es decir, se obtiene la distribución en energía de las partículas α resultantes en la reacción:

$$\frac{d\sigma_{bu}}{dE} \Big|_{E_j} \approx \sum_{i=1}^{i=16} 2\pi \sin(\theta_i) \frac{\Delta\theta_i}{\Delta E_j} \frac{N_{bu}(\theta_i, E_j)}{N_{el}(\theta_i)} \left(\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}\right)_{\theta_i} \quad (3.12)$$

Los resultados de la distribución en energía de las α así calculado se representa en la figura (3.31) y se listan en las tablas (3.9) y (3.10).

Los errores que se han calculado asociados a las magnitudes anteriores han sido los puramente estadísticos. El error en la medida asociado a un número de cuentas

Tabla 3.7: Secciones eficaces experimentales de ruptura del ${}^6\text{He}$ a ${}^4\text{He}$ en función del ángulo laboratorio para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{X}$, a las energías de haz de 14 y 16 MeV. Las secciones eficaces son en mb/sr. Para su cálculo se ha utilizado el cociente entre número de sucesos elásticos y de alfas de ruptura, fórmula (3.12) y las secciones elásticas de [SAN08].

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 14 MeV				${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 16 MeV			
θ_{lab}	$\left(\frac{d\sigma_{elas}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$	θ_{lab}	$\left(\frac{d\sigma_{elas}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$
136.3	245.8	36.1	2.6	136.3	165.0	37.6	2.3
137.8	236.4	23.5	1.2	137.8	160.3	34.8	2.3
139.3	221.1	26.0	1.2	139.3	152.1	34.4	2.4
140.9	220.0	39.7	2.0	140.9	148.9	34.9	2.0
142.6	218.8	27.5	1.2	142.6	148.7	33.0	1.5
144.4	213.2	19.8	0.9	144.4	143.4	36.5	2.3
146.2	211.2	21.4	0.9	146.2	139.1	36.7	1.7
148.2	207.4	20.7	1.0	148.2	136.7	36.8	2.1
150.2	198.3	19.8	0.9	150.2	132.2	33.7	1.8
152.3	192.6	19.0	0.9	152.3	130.5	36.0	1.8
154.5	189.2	18.3	0.9	154.5	127.2	35.7	2.2
156.8	186.9	20.3	1.0	156.8	125.6	35.2	1.8
159.2	184.2	18.6	1.0	159.2	120.4	34.7	2.6
161.5	184.0	18.0	1.0	161.5	121.2	35.3	2.2
164.1	173.0	20.2	1.2	164.1	116.7	34.8	2.1
166.6	180.3	23.8	1.6	166.6	117.1	36.0	2.4

N es \sqrt{N} , y el error de las secciones eficaces se obtiene mediante la técnica de propagación cuadrática de errores [BAF85].

Tabla 3.8: Secciones eficaces experimentales de ruptura del ${}^6\text{He}$ a ${}^4\text{He}$ en función del ángulo laboratorio para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{X}$, a las energías de haz de 18 y 22 MeV. Las secciones eficaces son en mb/sr. Para su cálculo se ha utilizado el cociente entre número de elásticos y de alfas de ruptura, fórmula (3.12) y las secciones elásticas de [SAN08].

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 18 MeV				${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 22 MeV			
θ_{lab}	$\left(\frac{d\sigma_{elas}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$	θ_{lab}	$\left(\frac{d\sigma_{elas}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}\right)_{lab}$
136.3	98.3	57.7	3.0	131.9			
137.8	96.9	60.8	3.2	133.3	13.6	67.1	4.4
139.3	90.3	57.2	3.3	134.9	13.3	62.5	4.0
140.9	88.6	63.8	3.2	136.5	10.3	52.0	3.5
142.6	84.8	58.8	2.9	138.3	11.5	60.6	4.1
144.4	82.7	60.2	3.9	140.1	8.6	46.4	3.1
146.2	77.2	59.8	4.7	142.0	9.7	47.0	3.1
148.2	77.4	62.6	3.4	144.1	8.0	54.1	4.2
150.2	73.0	59.6	3.2	146.2	8.7	49.2	3.6
152.3	72.2	56.6	4.8	148.5	8.3	57.7	4.5
154.5	66.6	58.7	3.3	150.9	6.3	43.4	3.7
156.8	68.1	61.1	3.5	153.4	8.4	55.3	4.7
159.2	63.8	55.9	3.7	156.0	7.2	52.3	4.6
161.5	64.4	59.9	6.4	158.7	7.2	56.4	5.4
164.1	63.9	58.7	5.1	161.5	5.5	44.7	4.9
166.6	62.2	59.2	5.5	164.5	4.9	40.0	4.8

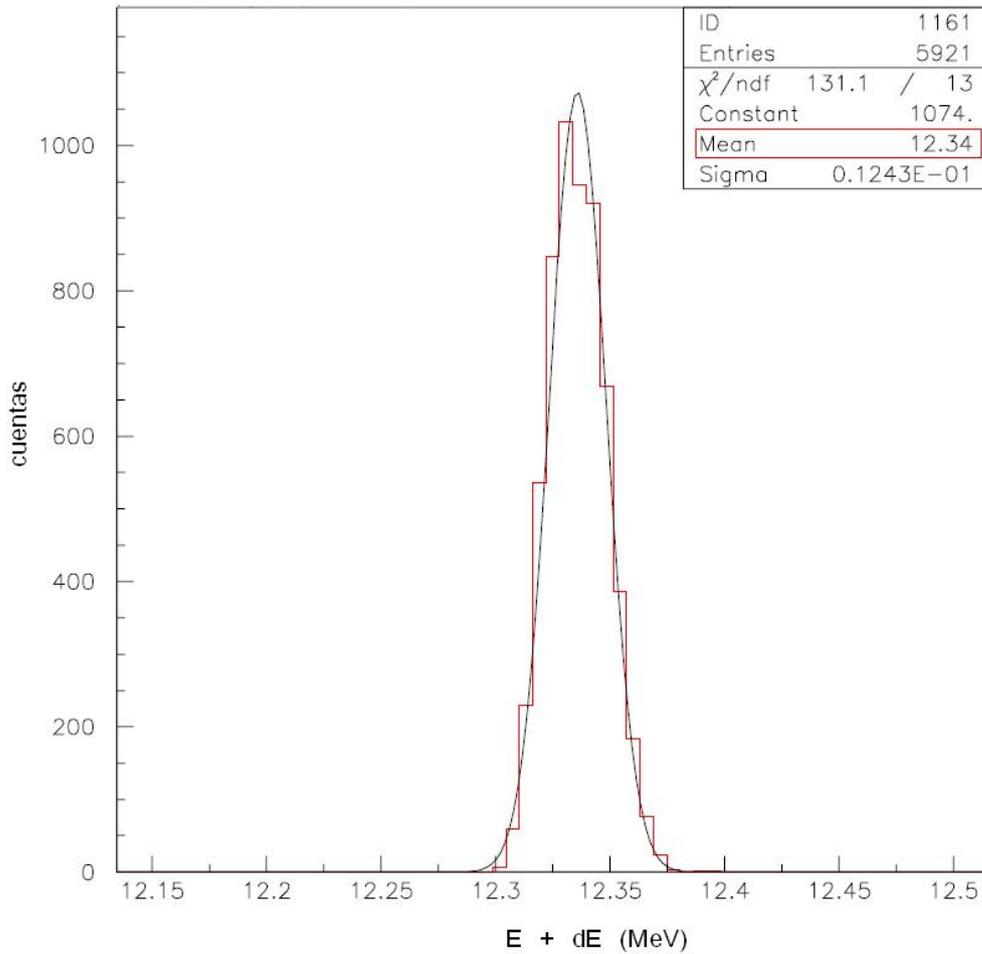


Figura 3.21: En la figura se muestra la proyección en energía total del gráfico bidimensional ΔE vs $E + \Delta E$ generado en la simulación de la reacción elástica ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ a 14 MeV en el sistema Laboratorio. El gráfico corresponde a la banda más interior del detector DINEX. El espectro de energía total se ajusta a una gaussiana y se utiliza el valor medio de ésta como energía de referencia para la calibración.

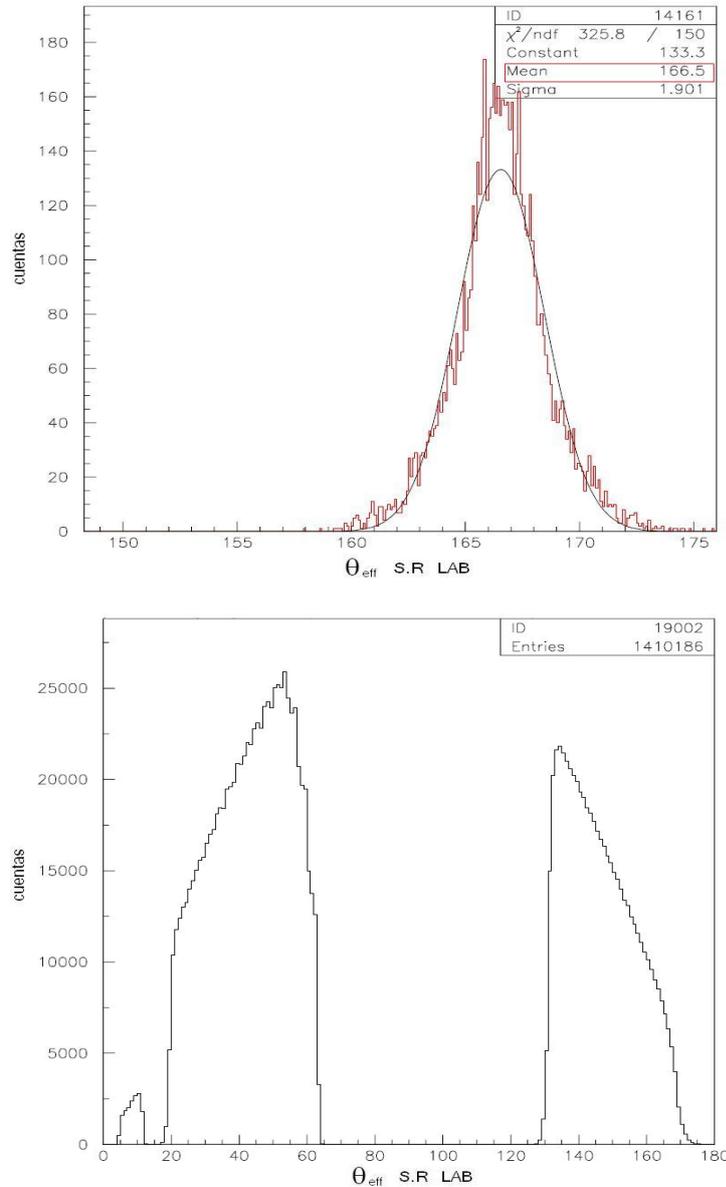


Figura 3.22: Arriba se muestra el espectro de número de sucesos elásticos en función del ángulo para la banda más interior del telescopio DINEX de la simulación de la reacción elástica ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ a 14 MeV (posición del blanco 1). Este espectro se ha ajustado a una función gaussiana de la que se obtiene que el ángulo efectivo subtendido por esta banda es $\theta_{lab} = 166.6^\circ$ (1.9). En la parte de abajo vemos un gráfico en el se muestra el rango angular cubierto por todo el dispositivo experimental formado por los detectores LEDA (ángulos entre 5° - 12°), LAMP (20° y 64°) y DINEX (135° a 170°) según los resultados obtenidos por la simulación y para la posición 1 del blanco. Al igual que en el caso anterior el eje de ordenadas es el número de sucesos elásticos, la diferencia de número de sucesos registrados en cada detector se debe fundamentalmente al ángulo sólido subtendido, ya que en el programa de simulación no se introducen secciones eficaces.

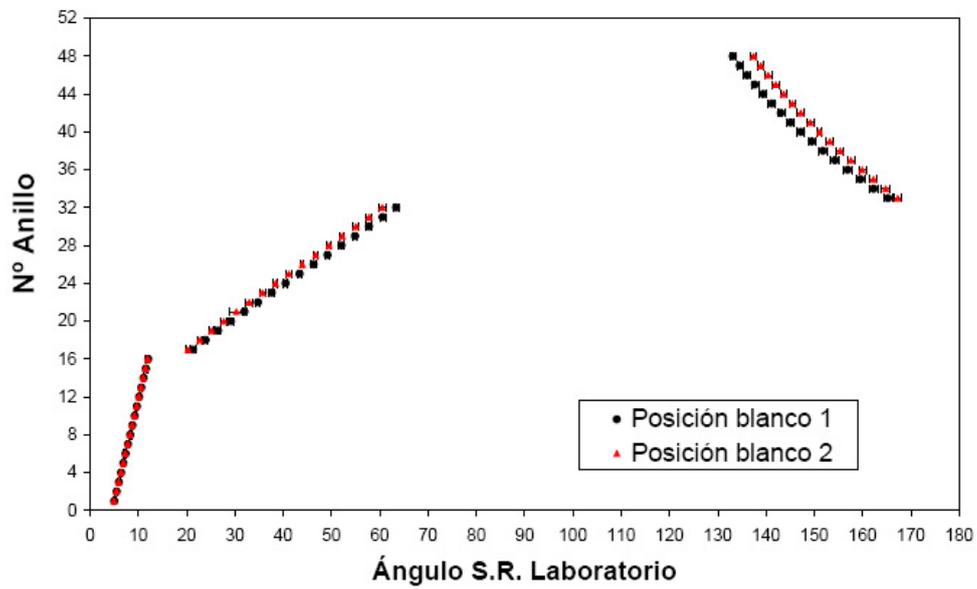


Figura 3.23: Valores del ángulo subtendido por cada banda del telescopio DINEX en el sistema de referencia del laboratorio obtenido en la simulación. Los puntos negros indican los valores para la posición 1 del blanco (distancia blanco-detector DINEX = 41.08 mm), mientras que los puntos rojos son para la posición del blanco 2 (distancia blanco-detector DINEX = 35.16 mm).

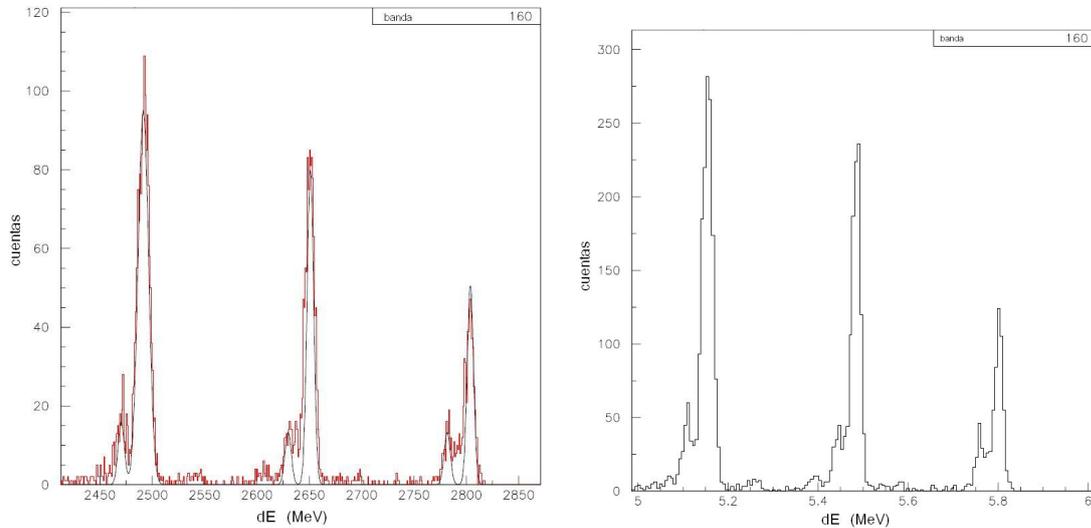


Figura 3.24: Derecha: Espectro en energía de los picos de la fuente triple α para la banda n° 160, $\theta = 166.6^\circ$. Izquierda: mismo espectro calibrado a partir del valor en energía de los picos de la citada fuente triple α , según el procedimiento explicado en la subsección 3.6.2. La diferencia en altura de picos (mayor en el calibrado) proviene de que al calibrar se ha hecho al mismo tiempo un empaquetamiento de datos (*rebinning*) donde se ha pasado de un espectro con 8192 canales en el histograma original a otro con 100 canales en el histograma calibrado.

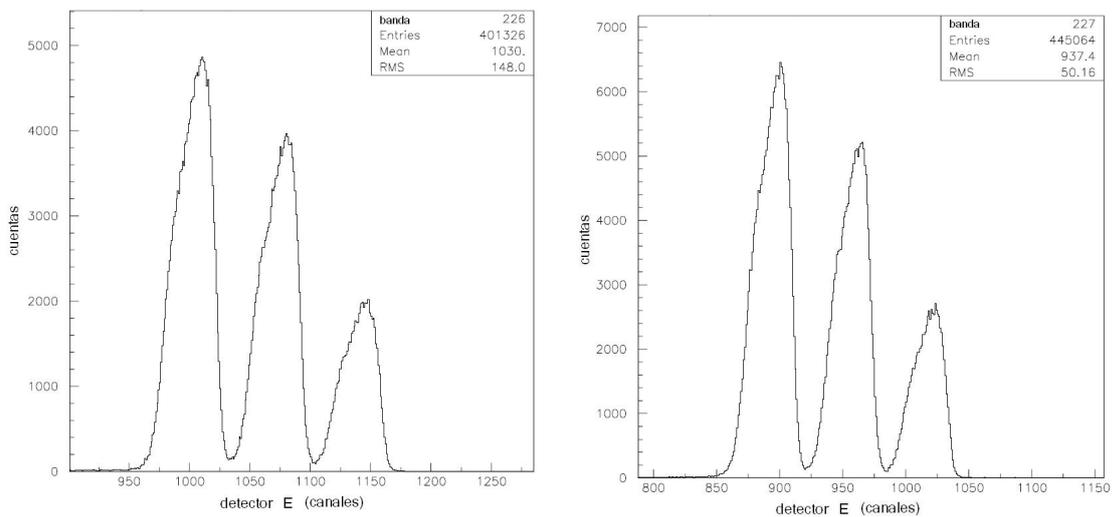


Figura 3.25: Espectros de los detectores E con fuente triple α . Como se ve son picos anchos debido al efecto de falta de colimación detector-fuente.

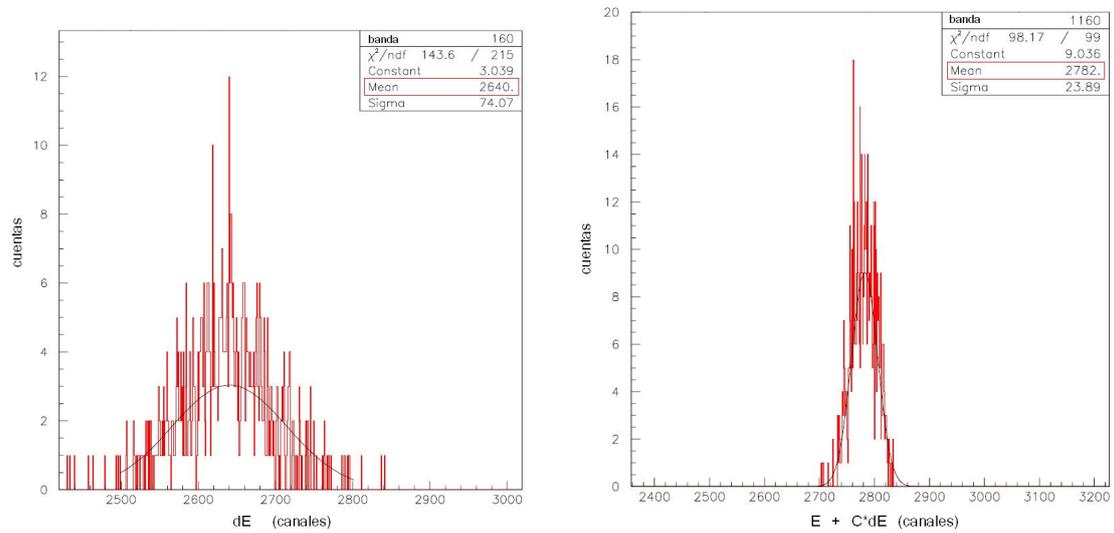


Figura 3.26: Izquierda: Espectro de energía del pico elástico para el detector ΔE correspondiente a una banda con $\theta = 166.6^\circ$ (banda n^o 160) para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 14 MeV. Derecha: espectro en energía total (con corrección de ganancia de los detectores) $E + C_i \Delta E$ para la misma banda anterior y misma energía de haz. En ambos casos se han ajustado los picos a una gaussiana para obtener el valor central de los picos.

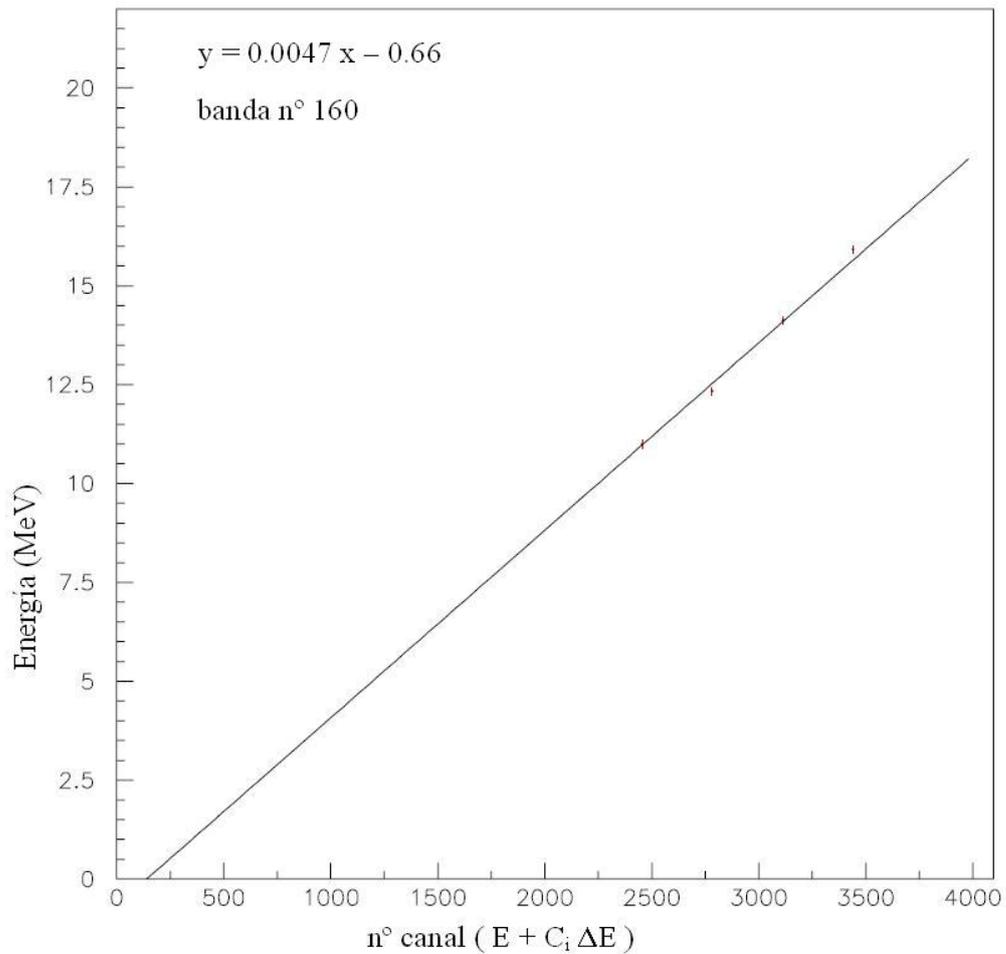


Figura 3.27: Ajuste lineal realizado para la calibración en energía de la banda n° 160. Esta banda subtende un ángulo polar en el sistema de referencia del Laboratorio $\theta = 166.6^\circ$ (1.9). Los valores de energía proceden de las simulaciones. Los parámetros del ajuste de esta banda se listan junto con los del resto de bandas del telescopio DINEX en la tabla (A.4) del apéndice A.

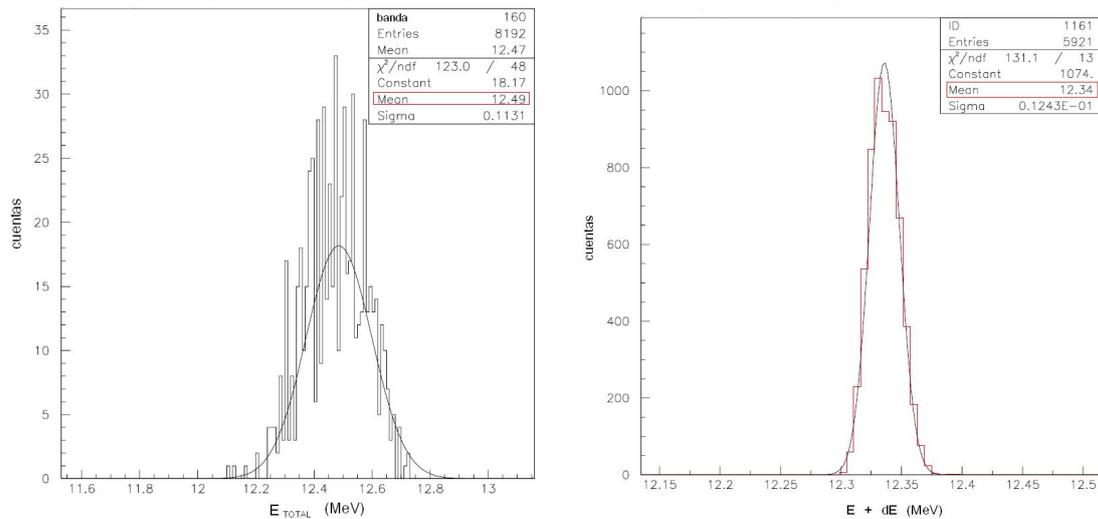


Figura 3.28: Izquierda: Espectro de los datos experimentales para el pico elástico para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 14 MeV para una banda del telescopio DINEX con $\theta_{lab} = 166.6^\circ$ aplicándole a dichos datos la calibración con datos de los haces elásticos y de la simulación, añadido además la corrección por pérdida de energía en el blanco (la parte más importante) y en capas muertas de los detectores. Derecha: Simulación del caso anterior (misma reacción, energía y banda de detección) que muestra la energía depositada por el haz elástico. La diferencia de energía entre la simulación y el pico real se debe a la reconstrucción de la energía perdida en el blanco y en capas muertas de detectores.

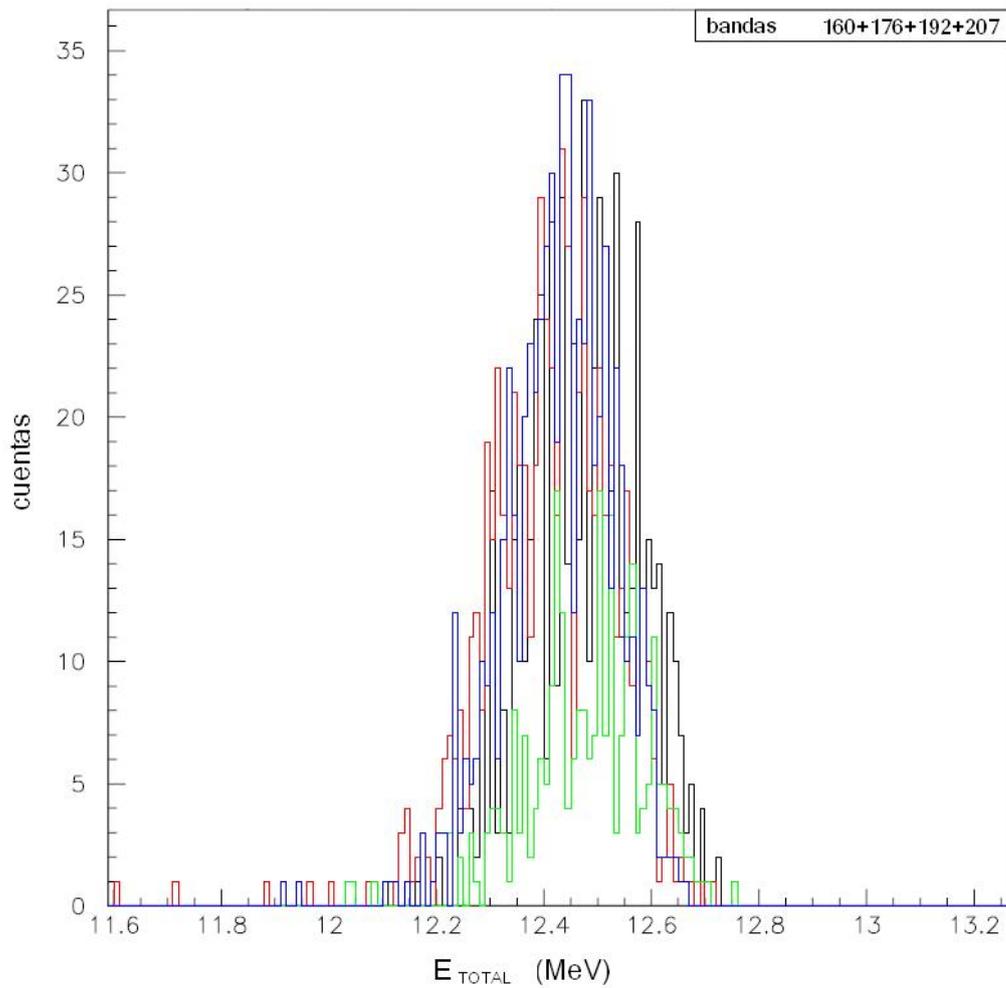


Figura 3.29: Superposición de los datos elásticos calibrados de las cuatro bandas que forman el anillo (conjunto de 4 bandas que subtienden el mismo ángulo) con $\theta_{lab} = 166,6^\circ$ (1.9) a 14 MeV. Como puede verse la calibración de todas las bandas lleva a resultados similares de manera que se concluye que se pueden sumar los histogramas una vez calibrados sin problemas.

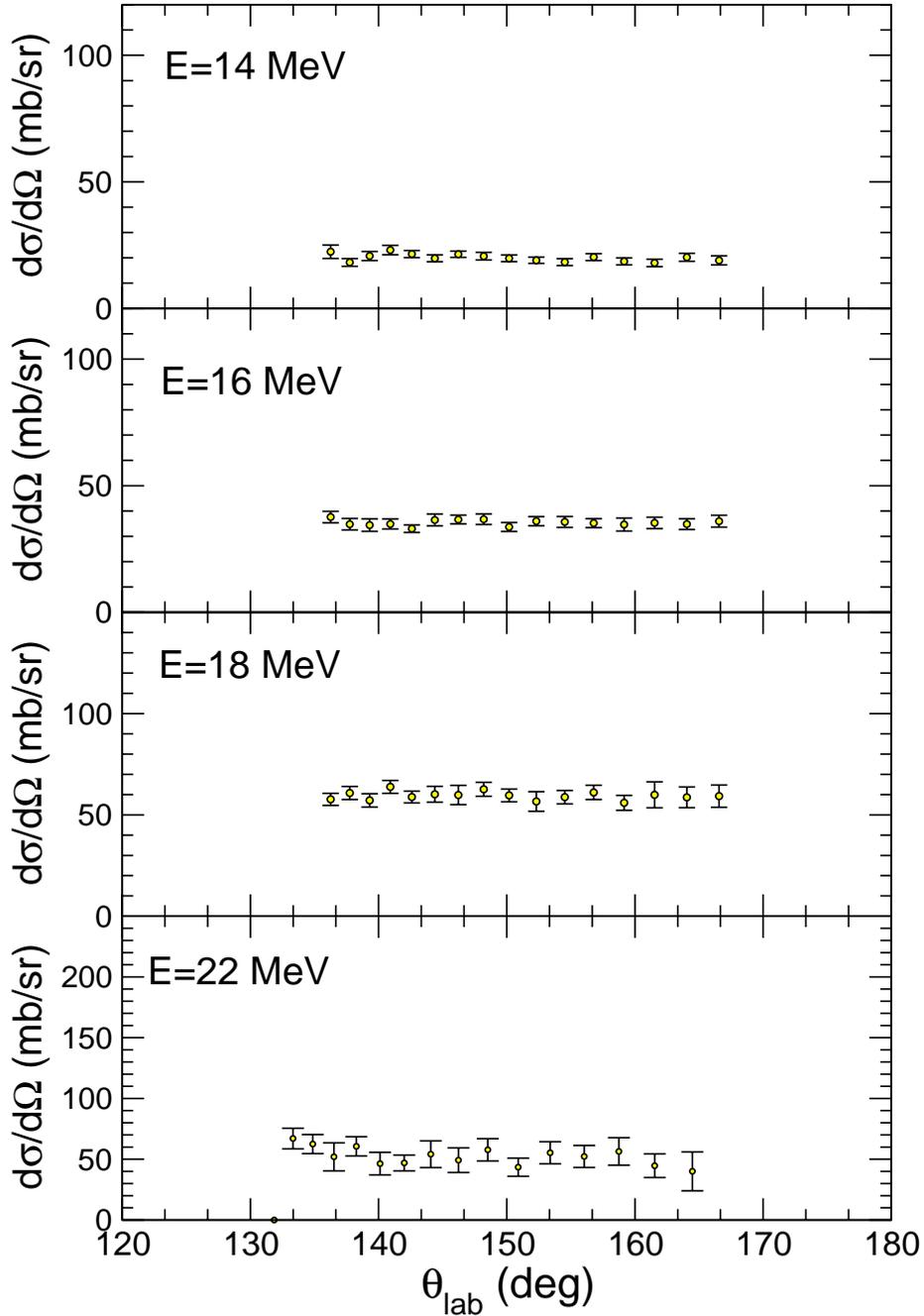


Figura 3.30: Secciones eficaces experimentales de ruptura del ${}^6\text{He}$ a ${}^4\text{He}$ en función del ángulo laboratorio para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + X$, a las energías de haz de 14, 16, 18 y 22 MeV.

Tabla 3.9: Distribución en energía de las α provenientes de la reacción de ruptura ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{X}$ a energías de haz de 14 y 16 MeV. La energía está expresada en MeV y la sección eficaz en función de la energía está expresada en mb/MeV. Los datos se obtienen de aplicar la fórmula (3.12).

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 14 MeV			${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 16 MeV	
E	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$
6.5			0.004	0.004
7.5	0.005	0.005	0.007	0.005
8.5	0.32	0.17	0.10	0.06
9.5	4.0	0.7	0.63	0.20
10.5	17.0	1.7	3.7	0.5
11.5	10.2	1.2	11.4	1.1
12.5	7.1	1.0	18.5	1.5
13.5	1.0	0.3	14.2	1.3
14.5	0.02	0.02	10.3	1.0
15.5			1.8	0.4
16.5			0.35	0.14
17.5			0.04	0.03

Tabla 3.10: Distribución en energía de las α provenientes de la reacción de ruptura ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{X}$ a energías de haz de 18 y 22 MeV. La energía está expresada en MeV y la sección eficaz en función de la energía está expresada en mb/MeV. Los datos se obtienen de aplicar la fórmula (3.12).

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 18 MeV			${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 22 MeV	
E MeV	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$ mb/MeV	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$ mb/MeV	$\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$ mb/MeV	$\delta\left(\frac{d\sigma_{bu}}{dE}\right)_{lab}$ mb/MeV
8.5			0.005	0.006
9.5	0.015	0.013	0.14	0.09
10.5	0.7	0.3	0.4	0.2
11.5	4.6	0.8	1.0	0.4
12.5	11.2	1.4	2.1	0.7
13.5	19.5	2.0	4.4	1.3
14.5	23	2	8	2
15.5	25	2	14	3
16.5	12.7	1.5	20	4
17.5	2.6	0.5	20	4
18.5	0.7	0.3	17	4
19.5	0.15	0.10	10	2
20.5	0.03	0.02	2.8	0.9
21.5	0.005	0.005	0.5	0.2
22.5			0.05	0.05

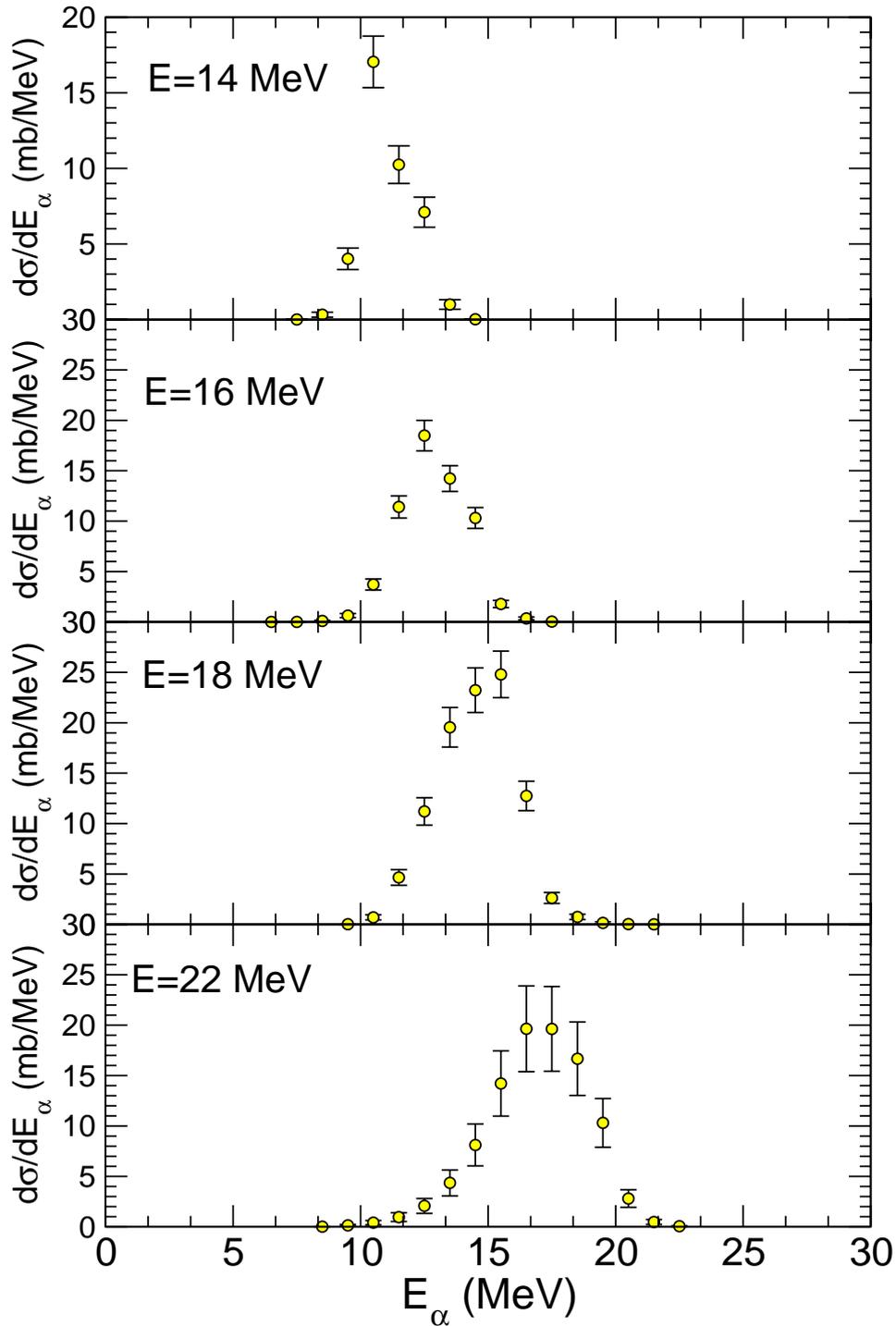


Figura 3.31: Secciones eficaces experimentales de ruptura del ${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}$ en función de la energía de las partículas α medida en el sistema de referencia del laboratorio. Se muestra el resultado para las energías de haz de 14, 16, 18 y 22 MeV.

Capítulo 4

ANÁLISIS DE RESULTADOS

El objetivo de este capítulo es presentar un modelo teórico válido para la parte inelástica de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ que explique los datos experimentales obtenidos en el capítulo anterior. Esta reacción, como ya se ha dicho, fue medida a energías próximas a la barrera coulombiana en el laboratorio CRC de Louvain-la-Neuve (Bélgica) en el marco del experimento PH189, y constituye el objetivo principal de estudio de esta tesis doctoral.

4.1. Análisis cualitativo de los datos experimentales

Para la elección del modelo de reacción a utilizar es de vital importancia considerar (como ya se dijo en el capítulo 3) que debido a la naturaleza poco ligada de los neutrones que rodean la partícula α , la parte inelástica de la reacción viene dominada por la detección de estas partículas α , ver figuras (4.1) y (4.2), es decir, que el canal inelástico dominante en nuestro rango angular y de energía de medida se puede representar como ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + X$.

El propósito de este trabajo es entender cuál es el mecanismo responsable de la gran producción de partículas α en esta reacción. Para esclarecer este punto resulta útil examinar cualitativamente las distribuciones de energía (integradas en ángulo) de las partículas α obtenidas según se describe en el capítulo dedicado al experimento (capítulo 3), figura (4.1). Como se aprecia en estos gráficos, el pico de la distribución en energía se desplaza hacia energías mayores conforme aumenta la energía del proyectil. Este hecho nos conduce a pensar que el proceso de producción de estas partículas α es un mecanismo directo, descartando la formación de núcleo compuesto en la reacción. Para el caso de núcleo compuesto se esperaría que el pico aña dependa de la energía de colisión y que las energías de los residuos de evaporación fueran más bajas.

Dentro del escenario planteado de mecanismo de reacción directo, podemos con-

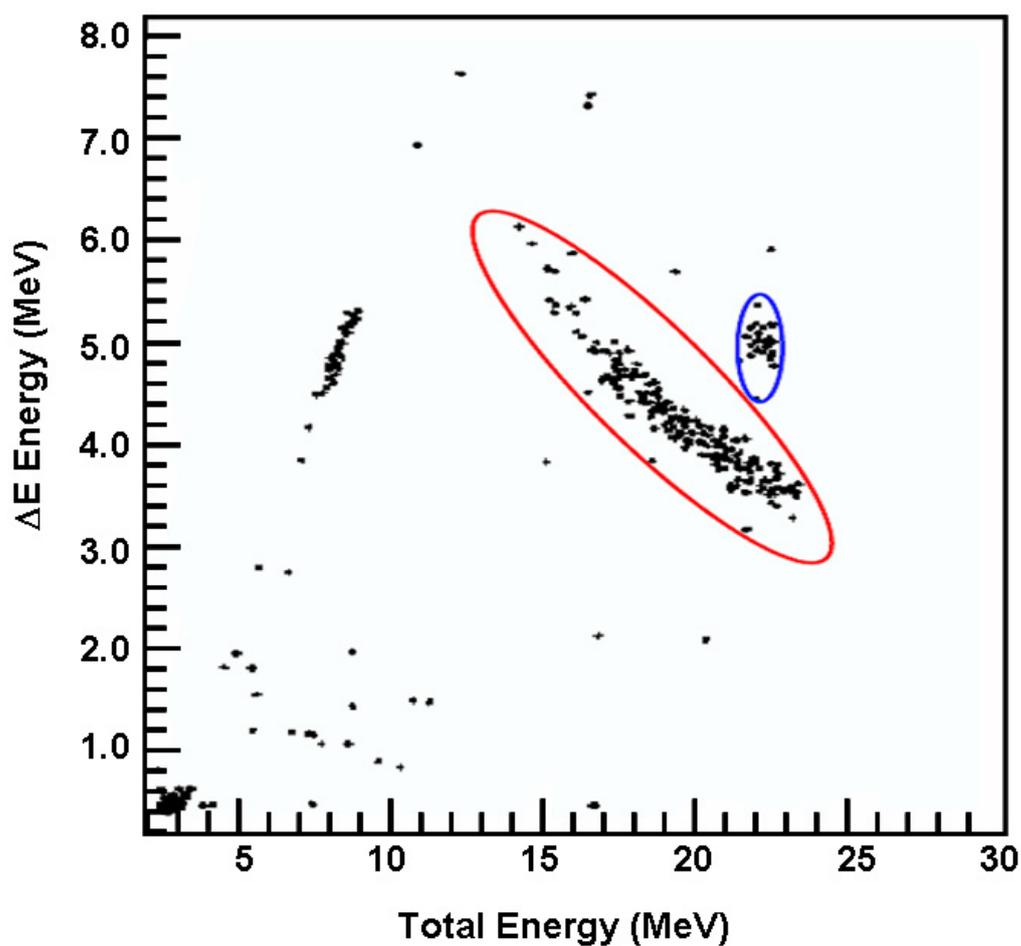


Figura 4.1: Gráfico bidimensional de la dispersión de ${}^6\text{He}$ sobre un blanco de 2.08 mg/cm^2 de ${}^{208}\text{Pb}$ al ángulo laboratorio de $144(1)^\circ$. La región incluida por la línea sólida en azul corresponde a sucesos elásticos (${}^6\text{He}$). La región incluida por la línea sólida roja corresponde a los sucesos de ruptura a partículas α .

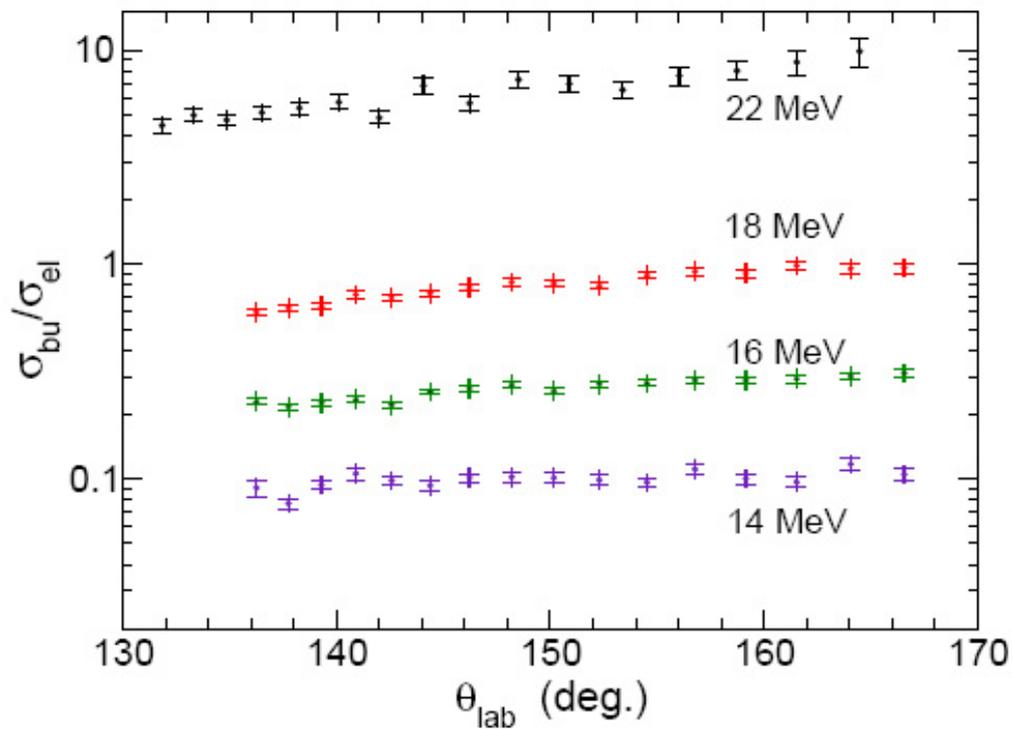


Figura 4.2: Cociente entre las partículas α y las de ${}^6\text{He}$ medidas experimentalmente para las energías de haz de ${}^6\text{He}$ de 22, 18, 16 y 14 MeV. Los resultados se muestran en función del ángulo de dispersión del laboratorio.

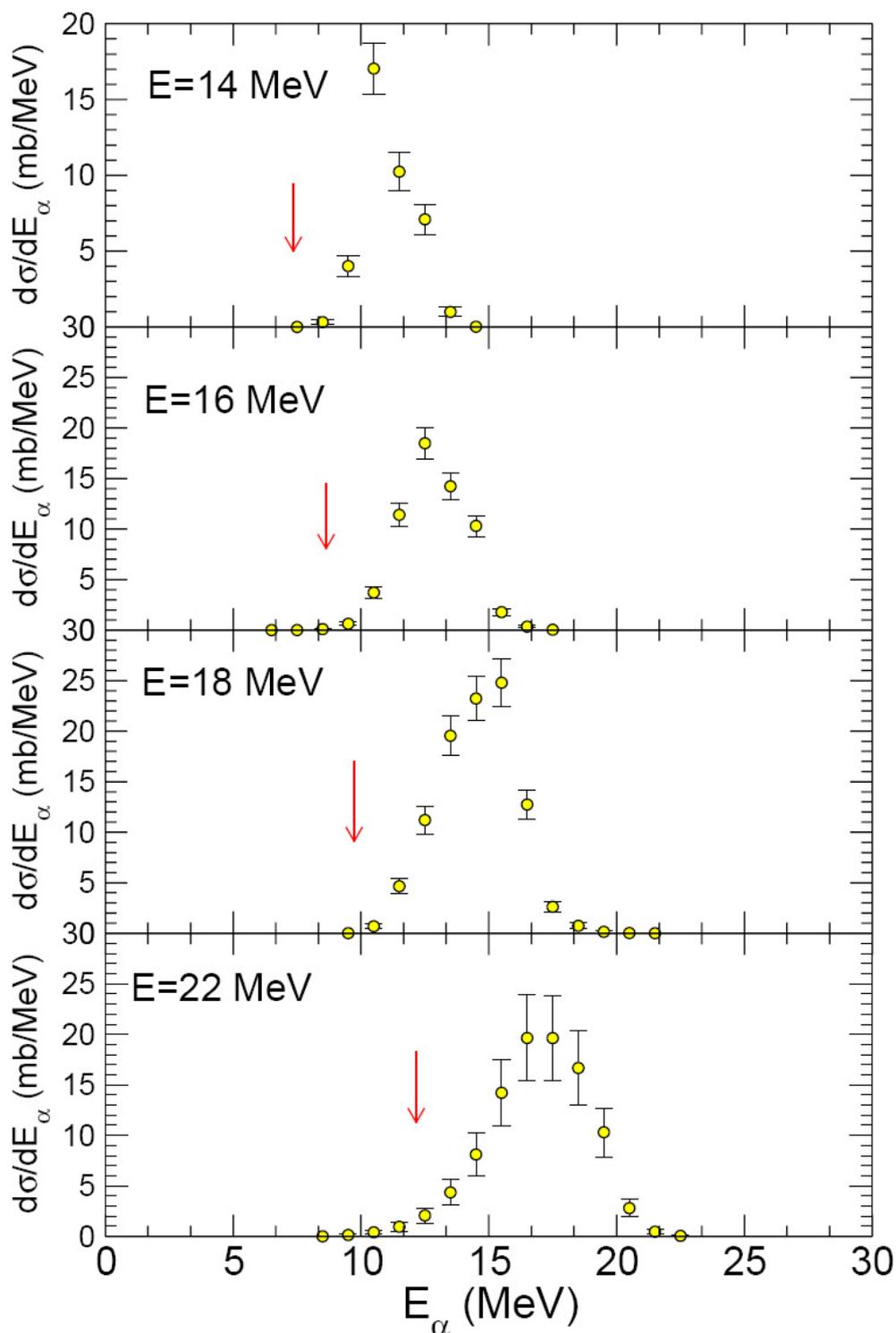


Figura 4.3: Distribución experimental en energía de las partículas α detectadas para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ para energías del haz incidente de ${}^6\text{He}$ en el sistema laboratorio de 14, 16, 18 y 22 MeV, integrada en el rango angular 132° - 164° . Los círculos representan los datos experimentales, y la flecha marca la energía en la que estaría el pico de la distribución para el caso de ruptura directa para $\theta_{lab} = 151^\circ$, valor que está en el centro del rango angular de medida.

siderar fenomenológicamente tres tipos distintos de mecanismos de reacción. Estos mecanismos son (figura 4.4):

- a) Ruptura directa: El núcleo de ${}^6\text{He}$ se rompe en el campo del blanco yendo a un estado de su propio continuo con baja energía de excitación. En este caso, se espera que la partícula α (y los neutrones) tengan una velocidad similar a la del ${}^6\text{He}$ dispersado elásticamente y, por lo tanto, la energía de las partículas α tendrán una distribución ancha alrededor de $4/6$ de la energía del ${}^6\text{He}$.
- b) Transferencia al continuo: Conforme el ${}^6\text{He}$ se acerca al blanco, éste se desprende de dos neutrones que quedan con baja energía cinética respecto del blanco de ${}^{208}\text{Pb}$, mientras que la partícula α remanente escapa. El hecho de que los neutrones se frenen (pierden parte de la energía) al ser absorbidos por el blanco, implica, por conservación de la energía, que las partículas α se van a acelerar saliendo aproximadamente con la energía incidente del haz de ${}^6\text{He}$. Por lo tanto, se podría esperar que las partículas α tuvieran una distribución en energía centrada en la energía del ${}^6\text{He}$ dispersado elásticamente.
- c) Transferencia de un neutrón. Un neutrón del ${}^6\text{He}$ se transfiere al blanco produciendo un estado ligado del ${}^{209}\text{Pb}$ y dejando un ${}^5\text{He}$ en una resonancia ancha (que luego decaerá en una partícula α). Para valores de $Q \approx 0$ la partícula α tendrá una distribución en energía centrada en $4/5$ de la energía del ${}^6\text{He}$.

Debe hacerse notar, que en este trabajo, la ruptura directa, la transferencia al continuo de dos neutrones y la transferencia de un neutrón corresponden a tres modelos diferentes para describir el mecanismo que produce las partículas α , en vez de representar diferentes canales de reacción.

Desde un punto de vista teórico, estos tres mecanismos describen la disociación de los neutrones de valencia del ${}^6\text{He}$, pero no conducen necesariamente a distintos estados finales. Estos mecanismos deben verse como modelos extremos simplificados distintos de un problema muy complejo de cuatro cuerpos ($\alpha + n + n + {}^{208}\text{Pb}$) que no puede resolverse en detalle. Cada uno de estas aproximaciones teóricas enfatiza un camino o modo diferente por el que se produce la fragmentación. En el mecanismo de ruptura directa, se supone que el ${}^6\text{He}$ se fragmenta excitando los neutrones a estados de su continuo con una pequeña energía de excitación respecto al *core* α y por ello se usa una representación en términos de los estados del continuo del ${}^6\text{He}$. En el mecanismo de transferencia al continuo se supone que la fragmentación ocurre mediante la transferencia de los neutrones de valencia a estados débilmente ligados del blanco, y por lo tanto se prefiere una representación en términos del continuo del blanco. Finalmente, la transferencia de un neutrón se corresponde con una situación intermedia en la que se supone que uno de los neutrones de valencia se transfiere

a estados de baja energía respecto del blanco, mientras el otro neutrón de valencia permanece en un estado de baja energía respecto del proyectil. Por lo tanto, estos tres mecanismos deben ser entendidos como situaciones extremas que enfatizan diferentes grados de libertad del proceso de ruptura, y no como diferentes canales de reacción.

De hecho, como ya se introdujo en la sección (2.5) de este trabajo de tesis, se ha demostrado [AUS89, AUS96] que, si se incluye un base lo suficientemente grande en ambas representaciones, ruptura directa y transferencia al continuo, se produce un fuerte solapamiento entre los estados poblados en ambos mecanismos. Como consecuencia de esto, la sección eficaz de reacción calculada para ambos mecanismos no puede ser simplemente sumada para obtener la sección eficaz total de reacción.

Se hace patente en la figura (4.3) que la posición del pico de energía no es consistente con el valor esperado en un modelo de ruptura directa, en el cual los fragmentos se producen con aproximadamente la velocidad del haz. Es decir, los fragmentos se producen con una energía que será $4/6$ de la energía final de las partículas de ${}^6\text{He}$ del haz incidente dispersado elásticamente menos la energía mínima necesaria para la ruptura, y que se corresponde con la energía de separación de dos neutrones en el ${}^6\text{He}$, esto es, el valor Q de la reacción es $Q = 0.975$ MeV. Utilizando las ecuaciones (D.6) y (D.7) del apéndice D y que $E_{cm}^f = E_{cm}^i + Q$ (para ruptura directa) calculamos la energía de la partícula α que le correspondería para el caso de ruptura directa a un valor del ángulo polar en el laboratorio $\theta = 151^\circ$. Los resultados para esta estimación se muestran mediante flechas en la figura (4.3).

Como se ve claramente en la figura, estos valores son significativamente más pequeños que la energía medida de las partículas α y por lo tanto no es esperable que un modelo de ruptura directa sea adecuado para entender nuestros datos.

Bajo la hipótesis de que la energía relativa entre los neutrones del halo permanece pequeña durante el proceso, la ganancia de energía cinética de las partículas α salientes implica que los neutrones del halo se transfieren con una energía relativa muy pequeña (o incluso negativa, si se transfieren a estados ligados) con respecto del blanco. La conservación de la energía impone que la energía cinética disponible sea usada para excitar el blanco o para acelerar las partículas α como se observa en este experimento. Esto indica que el proceso responsable de la producción de estos fragmentos α es de una naturaleza más complicada que la sugerida por un modelo simple de ruptura directa.

A partir de estas consideraciones semicuantitativas, nuestros datos sugieren un mecanismo de transferencia al continuo, en el cual los neutrones de valencia son transferidos a estados altamente excitados del blanco, permaneciendo alrededor del límite de ruptura del ${}^{210}\text{Pb} \rightarrow {}^{208}\text{Pb} + 2n$.

Actualmente, como se explica en detalle en el capítulo (2), se encuentra que las teorías actuales para describir reacciones de ruptura se pueden dividir en dos categorías principales.

- Por un lado tenemos los métodos que describen el proceso de ruptura como una excitación del proyectil al espectro continuo del propio proyectil. Este es el caso del método de canales acoplados discretizados al continuo (CDCC) [YAH86, AUS87], ecuación (2.42).
- De otro lado tenemos métodos que tratan el proceso de ruptura como la transferencia de uno de los fragmentos del proyectil al continuo del blanco, que son los métodos de transferencia al continuo (TC). Dentro de los métodos de transferencia al continuo encontramos descripciones semiclásicas como las desarrollada por Brink y Bonaccorso ([BON01] y apartado(2.5) de esta tesis) o la transferencia de una parte del proyectil al continuo del blanco utilizando las ecuaciones de la aproximación de Born de ondas distorsionadas (2.71) [BAN98, CHA00].

Como ya se ha dicho, es obvio que ambos continuos corresponden al mismo continuo de tres cuerpos expresado en coordenadas diferentes.

Esta reacción constituye un problema complicado de describir desde un punto de vista teórico ya que argumentando de la manera más general posible el ${}^6\text{He}$ se fragmentará en tres partes, ${}^4\text{He} + n + n$, lo que constituye un problema de cuatro cuerpos ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n + {}^{208}\text{Pb}$. Por ello, y para simplificar el análisis trataremos el proyectil ${}^6\text{He}$ dentro de lo que se conoce como *modelo del di-neutrón*. Este modelo de di-neutrón pertenece a la familia de los modelos extremos de *cluster* [SAT83] y consiste en suponer que los dos neutrones de valencia del ${}^6\text{He}$ constituyen un par de neutrones totalmente correlacionado, por lo que pueden ser tratados de manera aproximada como un solo cuerpo u objeto. A este par de neutrones le denominaremos de aquí en adelante con el nombre de di-neutron y lo representaremos por $2n$.

Suponiendo el modelo de di-neutron nuestro problema se ha reducido a una reacción de ruptura de tres cuerpos que puede ser tratada mediante alguna de las técnicas y modelos expuestos en la sección (2.5) de esta tesis. Hay que hacer notar que al utilizar el modelo de di-neutrón estamos rechazando de forma implícita la posibilidad de la transferencia de un solo neutrón del proyectil al blanco, es decir, se considera despreciable la presencia del canal ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^5\text{He}^* + {}^{208}\text{Pb}^*$. Aunque esto último suponga una pérdida de información por parte del modelo, ésta se ve ampliamente compensada por la simplicidad que introduce en el mismo, permitiendo que el modelo resultante se ajuste al alcance teórico pretendido en esta tesis. Más

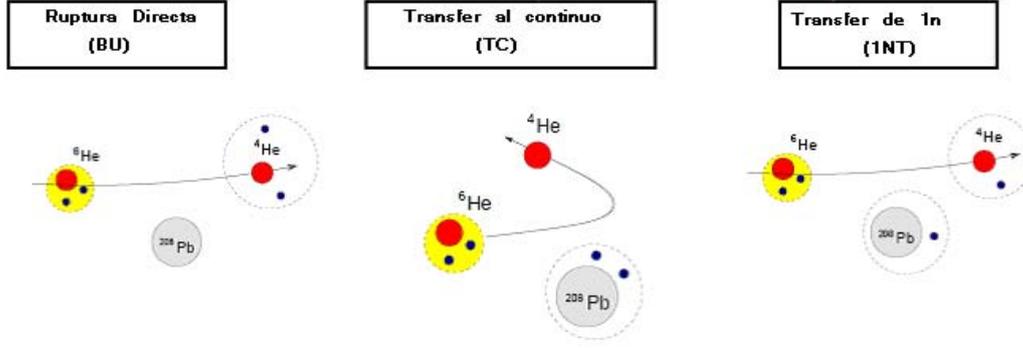


Figura 4.4: Representación esquemática de las situaciones tipificadas de reacción para el ${}^6\text{He}$, a saber ruptura directa, transferencia al continuo y transferencia de un sólo neutrón.

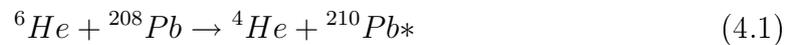
adelante en este capítulo se mostrarán también resultados para la transferencia de un neutrón mediante cálculos en canales acoplados publicados en [ESC07].

4.2. Modelo de transferencia al continuo para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$

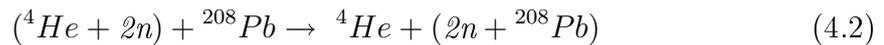
Como ya se ha dicho en la introducción de este capítulo, los datos obtenidos experimentalmente para la parte inelástica de la reacción de ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ para producir partículas α , nos hacen considerar que el método de transferencia de 2 neutrones al continuo del blanco (figura 4.5a) parece el más adecuado para explicar nuestros datos.

En este método los dos neutrones arrancados del ${}^6\text{He}$ son tratados como una transferencia a estados ligados y no ligados del sistema $2n + {}^{208}\text{Pb}$.

Bajo estas consideraciones podemos describir la reacción que modelaremos como:



o con más detalle como



En nuestro caso, el método DWBA será adecuado para describir situaciones en las que el di-neutrón ($2n$) se encuentra en estados con poca energía de excitación respecto del continuo del blanco (lo que implica ángulos hacia detrás en la dispersión); mientras que el método CDCC describe mejor estados del di-neutrón con

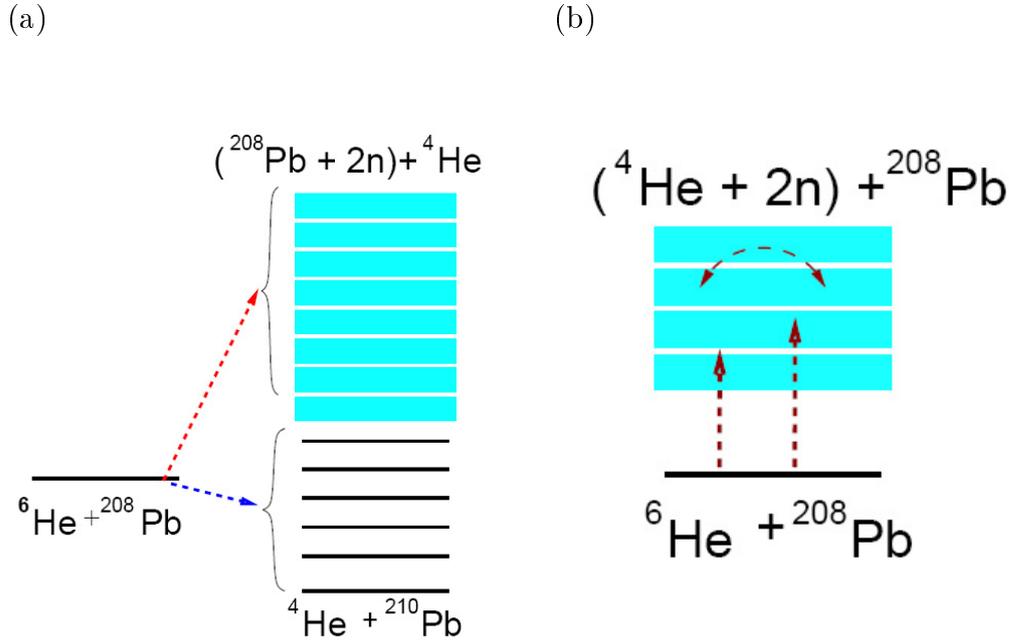


Figura 4.5: (a) Representación esquemática de los acoplamientos incluidos en la transferencia al continuo para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$, y en la ruptura directa (b).

poca energía de excitación respecto al continuo del proyectil (implicando ángulos de dispersión hacia delante).

Aunque el método DWBA ha sido tradicionalmente aplicado a transferencia entre estados ligados, se ha demostrado que resulta útil en situaciones donde los estados finales están en el continuo [VIN70, FRO79, BAU76, UDA89, MOR03]. Para simplificar nuestra descripción del proceso de reacción, supondremos que el movimiento relativo de los dos neutrones del halo no se ve afectado durante el proceso. Al menos para la interacción coulombiana, que se sabe es importante en esta reacción, este supuesto se espera que sea razonable porque la interacción actuará sólo sobre el *core* α , tendiendo a separar los dos neutrones, pero sin ejercer fuerza sobre ellos. Por lo tanto, en los cálculos presentados en esta tesis doctoral, se enfatiza la coordenada relativa $2n-\alpha$ bajo el supuesto que éste es el principal grado de libertad del ${}^6\text{He}$ que es excitado durante el proceso.

Por todo lo aquí expuesto, utilizaremos para el cálculo de los observables de nuestra reacción un modelo de transferencia del sistema de $2n$ al continuo del blanco dentro del marco de la aproximación de Born de ondas distorsionadas (DWBA).

La expresión de la amplitud de transición la obtenemos particularizando la expre-

sión (2.71) para nuestra reacción de interés. Las funciones de onda de las particiones n y m de (2.71) se corresponden con las particiones de entrada y salida y dependen de si el sistema de coordenadas utilizado es el *post* o el *prior* (ver figura (4.6)):

- Para el sistema de coordenadas *prior* la función de onda de la partición inicial que denotaremos como $|\chi_i^{(6He+208Pb)} \phi_i^{(6He+208Pb)}\rangle$ está compuesta por dos partes principales:
 - $\chi_i^{(6He-208Pb)}$ que es la función del movimiento relativo entre el proyectil ${}^6\text{He}$ y el blanco ${}^{208}\text{Pb}$. Como se explicó en el tema (2) en la descripción de la aproximación de Born de ondas distorsionadas (sección (2.4.4)), las ondas distorsionadas $\tilde{\chi}$ se corresponden con las ondas elásticas. Es decir, $\chi_i^{(6He-208Pb)}$ se elige como una función de ondas que describe los datos de dispersión elástica de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a la energía del haz de ${}^6\text{He}$ utilizado para hacer la reacción.
 - $\phi_i^{(6He+208Pb)}$ que contiene la información de estructura interna y que se puede descomponer en el producto de una función de onda de la estructura interna del ${}^6\text{He}$ por la función de onda de la estructura interna del ${}^{208}\text{Pb}$, esto es $\phi_i^{(6He+208Pb)} = \phi_i^{(6He)} \cdot \phi_i^{(208Pb)}$. Estas funciones de onda de la estructura interna del proyectil y del blanco se tienen que obtener mediante el postulado de un modelo adecuado. Como hacemos la consideración de que en la reacción no se excitan estados internos del ${}^{208}\text{Pb}$ no necesitaremos una función de onda de su estructura interna. Para el ${}^6\text{He}$ postularemos una estructura formada por un di-neutrón y un *core* inerte de ${}^4\text{He}$. De este modo y para que quede claro el modelo de estructura que utilizaremos expresaremos, de ahora en adelante, la función $\phi_i^{(6He)}$ como $\phi_i^{(6He)} \equiv \phi_i^{(2n \otimes {}^4He)}$.

La función de onda de la partición de salida, $|\chi_f^{(4He-210Pb)} \phi_f^{(4He+210Pb)}\rangle$ está formada, análogamente a la de entrada, por dos contribuciones:

- una función de onda del movimiento relativo ${}^4\text{He} - {}^{210}\text{Pb}$ que llamamos $\chi_f^{(4He-210Pb)}$ y que se elige como la función de ondas del canal elástico de la reacción ${}^4\text{He} + {}^{210}\text{Pb}$, y
- una función $\phi_f^{(4He+210Pb)}$ de la estructura interna del canal de salida, y que se puede factorizar en el producto de una función $\phi_f^{(4He)}$ de estructura del ${}^4\text{He}$ por una función $\phi_f^{(210Pb)}$ de la estructura interna del ${}^{210}\text{Pb}$. Al igual que antes, no se necesita $\phi_f^{(4He)}$ al considerarse que el *core* permanece inerte durante la reacción. Para el ${}^{210}\text{Pb}$ propondremos una estructura

del tipo *core* de ${}^{208}\text{Pb}$ más di-neutrón. Esta estructura la representaremos como $(2n \otimes {}^{208}\text{Pb})$, y por lo tanto utilizaremos la asignación $\phi_f^{(210\text{Pb})} \equiv \phi_f^{(2n \otimes {}^{208}\text{Pb})}$

- En el sistema de coordenadas *post*, la función de onda inicial (o de entrada) se escribirá como $|\chi_i^{(2n+{}^4\text{He})} \phi_i^{(2n+{}^4\text{He})}\rangle$ y se construirá de manera análoga a la del caso *prior* anteriormente expuesto.

La función de onda del canal de salida (o partición final) tendrá la forma $|\chi_f^{({}^4\text{He}+{}^{210}\text{Pb})} \phi_f^{({}^4\text{He}+{}^{210}\text{Pb})}\rangle$, se obtiene del mismo modo que en el caso *prior*. En la representación *post* aplica del mismo modo lo dicho sobre las funciones de onda de estructura interna ϕ en el punto anterior.

En cuanto al operador involucrado en la amplitud de transición, en (2.73) podemos ver su expresión para el caso *post*, que es

$$V_{[2n-\alpha]} + U_{[\alpha-{}^{208}\text{Pb}]} - U_{[\alpha-{}^{210}\text{Pb}]} \quad (4.3)$$

de forma análoga, resulta que para la expresión de este operador en el sistema de coordenadas *prior* tenemos

$$V_{[2n-{}^{208}\text{Pb}]} + U_{[\alpha-{}^{208}\text{Pb}]} - U_{[{}^6\text{He}-{}^{208}\text{Pb}]} \quad (4.4)$$

Así, la expresión de la amplitud de transición para la reacción ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ resultando en partículas α (o ${}^4\text{He}$) y ${}^{210}\text{Pb}^*$, para las representaciones *post* y *prior* es:

1. Si usamos la representación *POST*

$$T_{post}^{DWBA} = \langle \chi_f^{({}^4\text{He}-{}^{210}\text{Pb})} \phi_f^{(2n \otimes {}^{208}\text{Pb})} | V_{[2n-\alpha]} + U_{[\alpha-{}^{208}\text{Pb}]} - U_{[\alpha-{}^{210}\text{Pb}]} | \chi_i^{({}^6\text{He})} \phi_i^{(2n \otimes {}^4\text{He})} \rangle \quad (4.5)$$

2. Para el caso *PRIOR*

$$T_{(prior)}^{DWBA} = \langle \chi_f^{({}^4\text{He}-{}^{210}\text{Pb})} \phi_f^{(2n \otimes {}^{208}\text{Pb})} | V_{[2n-{}^{208}\text{Pb}]} + U_{[\alpha-{}^{208}\text{Pb}]} - U_{[{}^6\text{He}-{}^{208}\text{Pb}]} | \chi_i^{({}^6\text{He})} \phi_i^{(2n \otimes {}^4\text{He})} \rangle \quad (4.6)$$

Estas expresiones de la amplitud de transición (4.6) y (4.5) en aproximación de Born de ondas distorsionadas son la base de los cálculos DWBA realizados en esta tesis doctoral para intentar explicar los datos inelásticos obtenidos en nuestro experimento de referencia PH-189.

En estas expresiones se encuentra condensada toda la física explicada en las secciones (2.4) y (2.5) para el caso de reacciones donde se transfiere una parte del proyectil

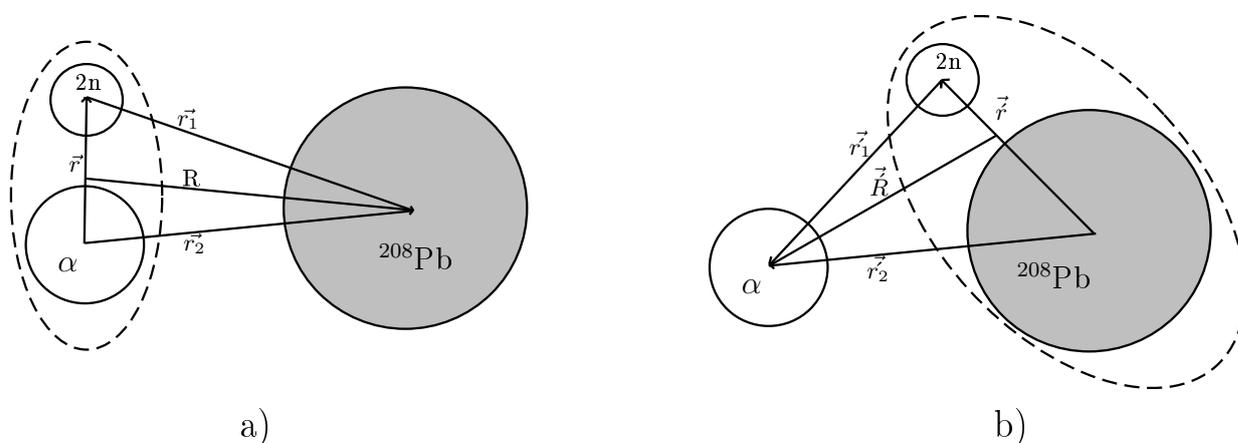


Figura 4.6: En a) se muestra el sistema de referencia utilizado en la representación *prior* de la reacción. En b) se muestra el sistema de referencia usado en la representación *post*.

(en este caso los dos neutrones del halo de ${}^6\text{He}$ al blanco (${}^{208}\text{Pb}$)).

A la vista de las expresiones de T^{DWBA} anteriores los próximos pasos a seguir para poder llegar al resultado final de los cálculos de reacción, es decir, para poder resolver las ecuaciones DWBA discretizadas al continuo (2.66) y (2.67) y obtener finalmente las secciones eficaces de reacción, son:

1. Postular unos modelos adecuados de estructura para los núcleos involucrados en la reacción para así llegar a obtener las funciones ϕ que aparecen en las expresiones (4.5) y (4.6). En este punto se incluye la discretización del continuo del blanco.
2. Extraer de la literatura unos potenciales adecuados que den cuenta de las interacciones que postulamos en nuestro modelo de reacción a las energías en que se realiza esta reacción experimentalmente.
3. Resolver el sistema de ecuaciones en canales acoplados resultante con un código adecuado. Para ello (y también para calcular las funciones de onda internas de todos los componentes), como se verá más adelante en detalle, se utilizará el código FRESCO [THO88].

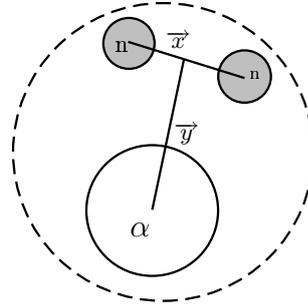


Figura 4.7: Figura esquemática representativa del ${}^6\text{He}$ como un *core* de partícula α y dos neutrones debilmente ligados. Además se representan las coordenadas relativas n-n y (nn)- α .

4.2.1. Modelo extremo de *cluster* mejorado para describir la estructura del ${}^6\text{He}$

El objetivo de este apartado es el de proponer un modelo de estructura para obtener la función de onda interna del ${}^6\text{He}$, $\phi^{6\text{He}}$ que aparece en las expresiones (4.5) y (4.6).

Dentro de lo que se conoce como modelos de *cluster*, la transferencia de un número x determinado de nucleones se ha simplificado tratando esta transferencia como una única y bien definida entidad física [SAT83]. De este modo, se trata la transferencia como si la interacción involucrada dependiera sólo de la posición del centro de masa del *cluster* y no de sus variables internas. en estas circunstancias la transferencia se describe del mismo modo que para un sólo nucleón, y constituye lo que se conoce como *modelo extremo de cluster*. Cuando hay una reacción de transferencia se produce el solapamiento entre dos funciones de onda, la del núcleo donante ${}^6\text{He}$ y la del núcleo receptor ${}^{208}\text{Pb}$. Los estados internos del *cluster* (incluido su tamaño) se supone que se conservan iguales en ambos núcleos, es decir, el *cluster* no modifica su estructura interna durante el proceso de transferencia. A veces, y por simplicidad, se toma como potencial de ligadura entre el *cluster* y el *core* del núcleo A del que forma parte la parte real del potencial óptico de dispersión de v nucleones sobre el núcleo A . Esto implica que el *cluster* tiene el mismo comportamiento cuando está ligado a un núcleo que cuando se encuentra libre.

Como ya se ha dicho anteriormente, el sistema ${}^6\text{He}$ es un núcleo borromeico consistente en un *core* compacto formado por una partícula α y dos neutrones débilmente ligados, ver figura (4.7).

Este sistema puede exhibir muchos modos de excitación, que se pueden asociar con dos grados de libertad diferentes: el movimiento relativo n-n y el movimiento

relativo de los dos neutrones respecto del *core*, (nn)- α . En general ambos modos serán excitados durante la colisión. Sin embargo, cuando el sistema sea dispersado por un blanco de masa media o grande, se excitará principalmente la coordenada relativa entre los neutrones y el *core*, debido a que la interacción coulombiana tenderá a repeler la partícula α cargada que se desviará mientras los neutrones al no tener carga se aproximarán al blanco.

Modelo de tres cuerpos para el ${}^6\text{He}$.

Dentro de un modelo de tres cuerpos, la función de onda del ${}^6\text{He}$ puede expresarse en términos de uno de los tres conjuntos de coordenadas de Jacobi [MOR07]. Si se eligiera el conjunto con coordenadas relativas neutrón-neutrón (x) y coordenada relativa (nn)- α (y). En este caso la función de onda de tres cuerpos $\Psi^{3B}(x, y)$ se puede obtener resolviendo la ecuación de Schrödinger usando algunos de los métodos propuestos en la literatura [ZHU93, THO04]. Esta función de onda de tres cuerpos es una superposición de muchos canales de configuración. Cada canal se caracteriza por (ver figura (4.7)):

1. un momento angular en las coordenadas n-n y (nn)- α que denominaremos \vec{l}_x y \vec{l}_y respectivamente.
2. un espín total del par de neutrones $\vec{S}_x = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$.
3. un momento angular total $\vec{L} = \vec{l}_x + \vec{l}_y$.

En el estado fundamental del ${}^6\text{He}$ la configuración dominante corresponde a $S_x = l_x = l_y = 0$ [ZHU01], que contribuye aproximadamente con un 80% de la norma. Consecuentemente, un modelo de ${}^6\text{He}$ que pretenda ser realista debe tener esta configuración en su estado fundamental.

Modelo de di-neutrón para ${}^6\text{He}$.

Consideramos situaciones en las que el grado de libertad más relevante es el de la coordenada relativa (nn)- α . En este supuesto se puede pensar que la función de onda de tres cuerpos Ψ^{3B} se puede aproximar como el producto de las funciones de onda de dos cuerpos

$$\Psi^{3B}(x, y) \simeq \Psi^{2B}(y)\Psi(x) \quad (4.7)$$

El modelo de di-neutrón tiene solamente en cuenta el grado de libertad (nn)- α , mientras que ignora el movimiento relativo entre los dos neutrones de valencia, es decir, ignora la parte $\Psi(x)$ de la ecuación (4.7). Esto es lo mismo que suponer que el par de neutrones se encuentra en un estado altamente correlacionado y por lo

tanto no se producen excitaciones en esta coordenada. Los neutrones se suponen acoplados a espín cero y ligados a un *core* α inerte en un movimiento relativo de onda S, el cual, como ya se ha dicho, constituye la configuración dominante en la función de onda de tres cuerpos del ${}^6\text{He}$.

Este modelo está inspirado en el modelo de *cluster* deuterón- α que ha demostrado ser útil en la descripción de la dispersión de ${}^6\text{Li}$ dentro del método CDCC (*Continuum Discretized Coupled-Channels*) [SAK82, SAK87, KEE96]. Por lo tanto se trata de calcular la función de onda de dos cuerpos $\Psi^{2B}(y)$ que describe el movimiento conjunto de los neutrones del halo respecto del *core* de ${}^4\text{He}$. Para ello se parte de un potencial con una geometría razonable para la interacción $2n$ - ${}^4\text{He}$ y se ajusta su profundidad para obtener la energía de ligadura del sistema $2n$ - α .

La función de onda del estado fundamental se supone que es un estado puro 2S, puesto que el estado 1S está prohibido por el principio de exclusión de Pauli.

En las aplicaciones del modelo de di-neutrón realizadas hasta la fecha para el ${}^6\text{He}$ [RUS01, MAC03, RUS04, MAC04, RUS05] la energía del di-neutrón se ha tomado como la energía de separación de los dos neutrones en ${}^6\text{He}$, esto es, $|\epsilon_b| = S_{2n} = 972.45$ (8) keV. Con esta elección se está suponiendo implícitamente que la función de onda relativa de los dos neutrones dentro del ${}^6\text{He}$ está en un estado similar a la de los dos neutrones con un energía relativa cero, esto es lo que se ha hecho clásicamente con la aplicación del modelo extremo de *cluster*. Lo cual conduce a una función de onda no realista del movimiento (nn)- α como se discutirá abajo.

En [MOR07] los autores demuestran que el cálculo de la densidad neutrónica definida como:

$$\rho^{2B}(y) = |yR(y)|^2 \quad (4.8)$$

donde $R(y)$ es la parte radial de Ψ^{2B} con $|\epsilon_b| = 0.975$ MeV sobrestima la densidad neutrónica respecto a la predicción del cálculo con un modelo de tres cuerpos. Por lo tanto, no sorprende que experiencias previas de utilización de este modelo para describir la dispersión de ${}^6\text{He}$ sobre blancos pesados [RUS03, KEE03] mostraran que esta descripción simple tendía a sobrestimar el efecto del acoplamiento al continuo. Nos proponemos obtener en este proceso una energía de ligadura $2n$ - α que reproduzca las propiedades de una función de onda del sistema ${}^6\text{He}$ calculada utilizando técnicas de tres cuerpos.

Asintóticamente, la función de onda del di-neutrón se comporta como una exponencial decreciente ($\propto \exp(-ky)$) siendo $k = \sqrt{2\mu|\epsilon_b|}/\hbar$ y μ la masa reducida del sistema $2n$ - α . Por lo tanto una elección natural para $|\epsilon_b|$ es hacer que la pendiente de la función de onda asintótica se acerque lo más posible al caso de la función de onda de tres cuerpos. Utilizaremos la función de onda de tres cuerpos calculada en

[MOR07] como nuestra función de referencia de tres cuerpos.

Como potencial de interacción $2n-\alpha$ elegimos una geometría de [RUS01] que consiste en una parametrización usando un potencial de Woods-Saxon, que tiene la forma expresada en (2.39) con radio $R_0 = 1.90$ fm y una difusividad $a_0 = 0.39$ fm.

Para hallar el valor de $|\epsilon_b|$ lo más operativo es calcular la función de onda del estado fundamental del ${}^6\text{He}$ resolviendo la ecuación de Schrödinger con el potencial anterior y diferentes energías de excitación $|\epsilon_b|$ hasta encontrar la que más se asemeja a la función de onda de tres cuerpos. Lo que realmente se ha hecho ha sido el procedimiento anterior no para la función de onda, sino para la densidad neutrónica definida en (4.8). Los cálculos se realizan con el código FRESCO [THO88]. De este proceso resulta que los valores aceptables de $|\epsilon_b|$ se encuentran entre 1.4-1.6 MeV. Por ello elegimos el valor 1.5 MeV como el valor de $|\epsilon_b|$ que hace que para la geometría del potencial elegido la función de onda del ${}^6\text{He}$ en el modelo de di-neutrón se parezca razonablemente a una función de onda calculada de forma más precisa con modelos a tres cuerpos.

En la figura (4.8) podemos ver la función densidad neutrónica de nuestra función de onda así construida y en (4.9) los cálculos de probabilidad de transición reducida $B(E1)$ y $B(E2)$. En ambas figuras se ve claramente que con nuestro modelo de di-neutrón mejorado se reproducen satisfactoriamente las propiedades de la función de onda de tres cuerpos del ${}^6\text{He}$.

En la figura (4.10) puede verse la parte radial de la función de onda del estado fundamental del ${}^6\text{He}$ para la energía de ligadura de 1.5 MeV. El valor de la profundidad del potencial se ha ajustado para reproducir la energía de ligadura del $2n$ al ${}^4\text{He}$, resultando un valor de $V_0 = 87.18$ MeV.

Llegado a este punto ya tenemos desarrollado un modelo de estructura para el ${}^6\text{He}$ con el que hemos obtenido una función de onda $\phi_i^{({}^6\text{He})}$ como $\phi_i^{({}^6\text{He})} \equiv \phi_i^{(2n \otimes {}^4\text{He})}$ que utilizaremos más adelante como función de onda de entrada en el modelo de reacción de transferencia al continuo que hemos desarrollado.

En realidad, el proceso seguido es que la función de onda $\phi_i^{({}^6\text{He})} \equiv \phi_i^{(2n \otimes {}^4\text{He})}$ se calcula con el código FRESCO al mismo tiempo que el código resuelve el problema de dispersión. Del mismo modo, la función de onda saliente del ${}^{210}\text{Pb}$ la obtiene el código a la vez que se resuelve el problema de la dispersión.

Para calcular la función de onda interna del ${}^6\text{He}$ de la figura (4.8) lo que hace el código FRESCO es resolver la ecuación de Schrödinger para el sistema ${}^4\text{He} + 2n$, para ello hay que proporcionar al código unos ingredientes básicos para el cálculo, que son:

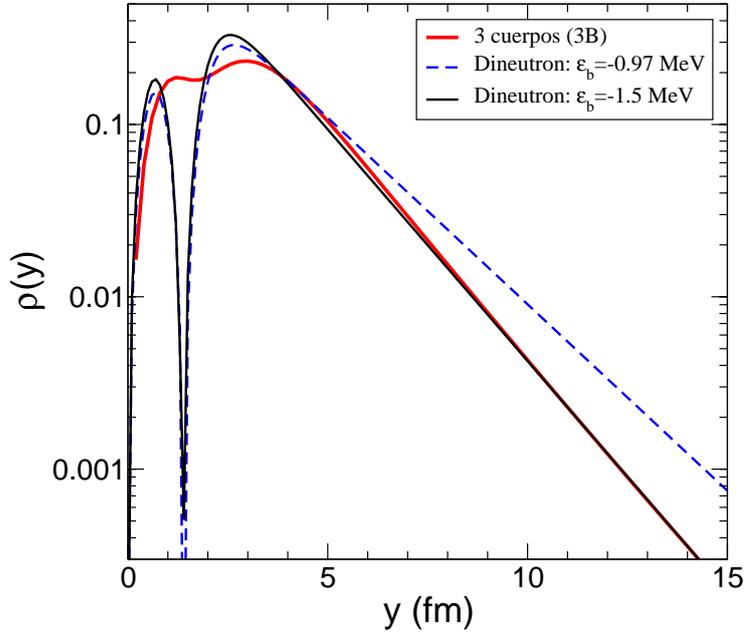


Figura 4.8: Densidad neutrónica para ${}^6\text{He}$ en función de la coordenada $(nn) - \alpha$ en fermis. En negro se muestra para el valor de $|\epsilon_b| = 1.5$ MeV es el que corresponde al modelo mejorado de di-neutrón propuesto en esta tesis doctoral. En línea discontinua azul se muestra el caso de modelo de di-neutrón con $|\epsilon_b| = 0.97$ MeV y en rojo la densidad neutrónica calculada con un modelo de tres cuerpos.

- Tanto para el ${}^4\text{He}$ como para el $2n$ son necesarias las masas, carga nuclear Z y espín y paridad, además se debe proporcionar al código el valor de espín-paridad J^π de los estados finales posibles. En nuestro caso consideramos que sólo tendremos el estado fundamental del ${}^6\text{He}$ con un valor $J^\pi = 0^+$. En la tabla (4.4) se muestran los valores utilizados para estos parámetros y la referencia fuente del dato.
- Un valor muy importante para poder resolver la ecuación Schrödinger es el potencial de ligadura utilizado. Como se ha dicho anteriormente en los cálculos realizados en esta tesis se ha utilizado la parte real de un potencial tomado de la literatura [RUS01]. La profundidad del potencial se ajusta para reproducir el valor de la energía de ligadura ϵ_b . En la tabla (4.5) se muestran resumidos

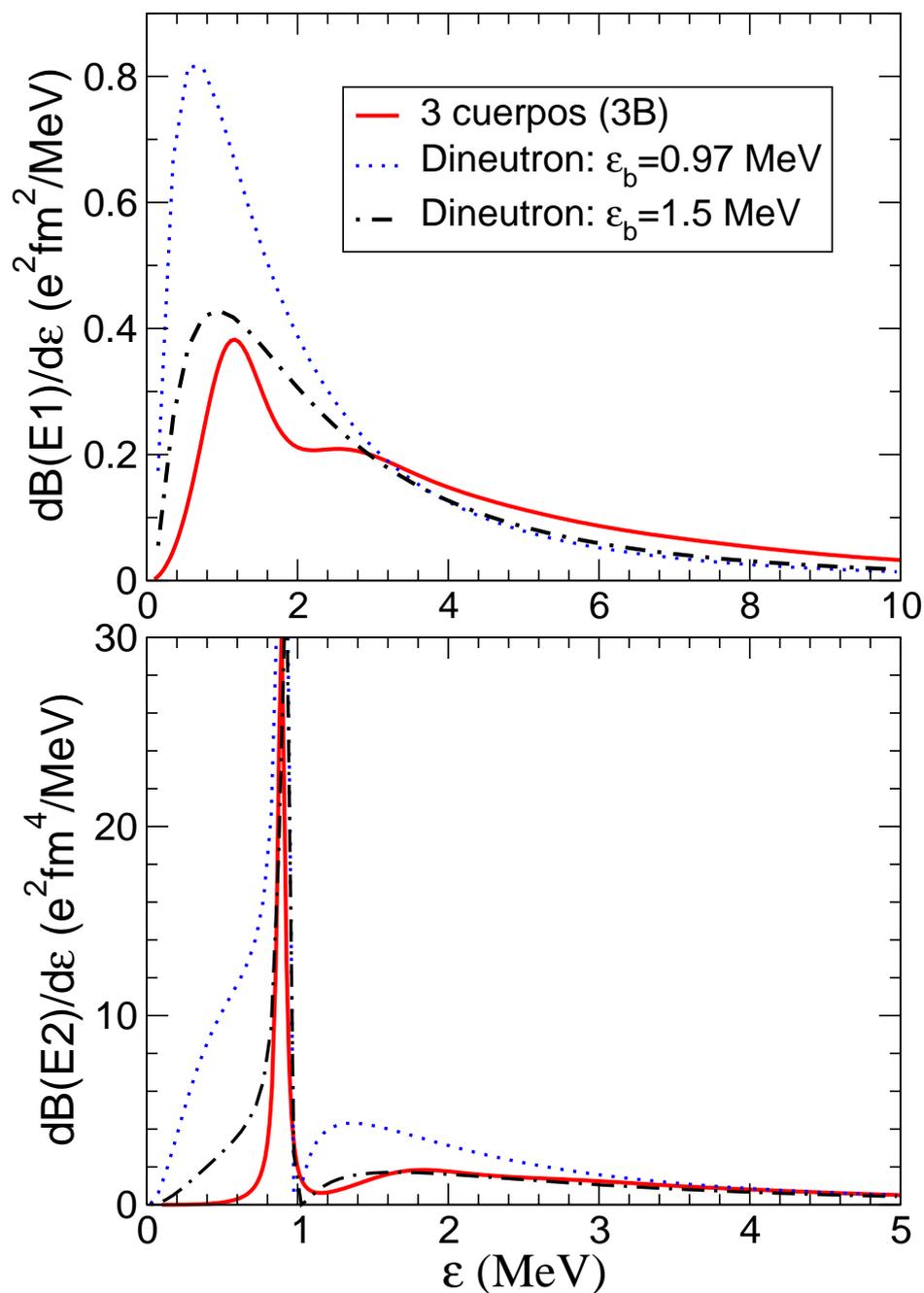


Figura 4.9: En la parte superior de la figura se muestra la distribución de la probabilidad de transición reducida $B(E1)$ para el caso del ${}^6\text{He}$ en función de la energía de ligadura de los dos neutrones. La línea discontinua negra representa el cálculo para una energía de ligadura del di-neutrón de $|\varepsilon_b| = 1.5$ MeV, la línea a puntos azules muestra el cálculo para $|\varepsilon_b| = 0.97$ MeV, y en rojo se muestra el cálculo con un modelo realista a tres cuerpos. En la parte inferior vemos la distribución para la probabilidad de transición reducida $B(E2)$ para los mismos casos que en la parte superior.

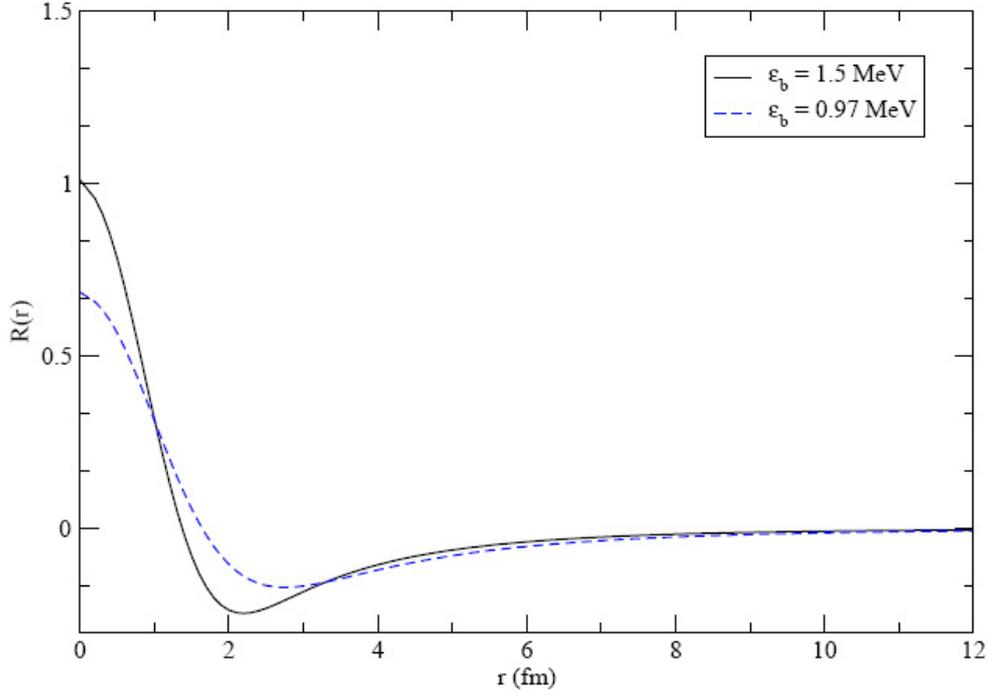


Figura 4.10: En negro se muestra la parte radial de la función de onda del estado fundamental del ${}^6\text{He}$ en el modelo mejorado de di-neutrón, utilizando la parte real de un potencial Woods-Saxon con parámetros $R_0 = 1.90$ fm, $a_0 = 0.39$ fm y una energía de excitación del $2n$ respecto del *core* α de $|\epsilon_b| = 1.5$ MeV. En línea azul discontinua se muestra el mismo caso pero con $|\epsilon_b| = 0.97$ MeV. La función tiene un nodo debido a que por el principio de exclusión de Pauli está prohibido el estado $1s$.

todos los parámetros utilizados en los potenciales involucrados en la reacción.

4.2.2. Modelo estructural para describir el ${}^{210}\text{Pb}$

En nuestro modelo de reacción el sistema $2n$ es transferido a estados tanto ligados como del continuo del ${}^{210}\text{Pb}$. Para construir la función de onda relativa $\phi_f^{(210\text{Pb})} \equiv \phi_f^{(2n \otimes {}^{208}\text{Pb})}$ necesitamos un potencial que de cuenta de la interacción entre ambos cuerpos. En nuestro caso hemos utilizado un potencial $d+{}^{208}\text{Pb}$ obtenido de la literatura, [DAE80], que explica los datos de dispersión de deuterones sobre ${}^{208}\text{Pb}$ a energías desde 11.8 hasta 52 MeV. Los parámetros para este potencial (que tiene la forma clásica de Woods-Saxon (2.39)) son un radio $R_0 = 1.20$ fm y una difusividad real $a_0 = 0.751$ fm. Al igual que para el ${}^6\text{He}$ sólo se coge la parte real del potencial

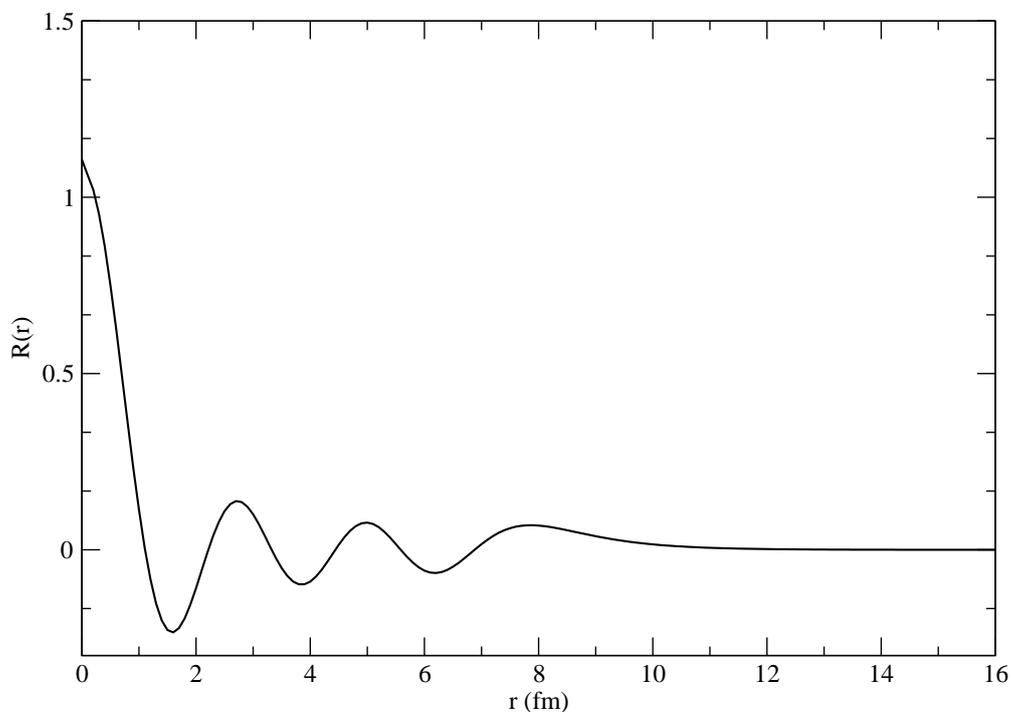


Figura 4.11: Parte radial de la función de onda del estado fundamental del ^{210}Pb que se corresponde con un estado 0^+ obtenida en nuestro modelo de estructura para $2n + ^{208}\text{Pb}$. La función de onda tiene 7 nodos como (6 nodos y el infinito) como se requiere por la condición de Wildermurth.

para obtener los estados ligados del sistema. La profundidad del potencial se ajustará para reproducir en cada caso la energía de los estados ligados que se consideren.

La función de onda del estado fundamental se obtiene resolviendo la ecuación de Schrödinger para el potencial descrito anteriormente y utilizando un valor de la energía de ligadura del di-neutrón respecto del ^{208}Pb de $|\epsilon_b| = 9.1217$ MeV, y que es igual a la energía de separación (S_{2n}) de dos neutrones en el ^{210}Pb . El valor de la profundidad del potencial ajustado para el estado fundamental resulta ser $V_0 = 85.55$ MeV. La función de onda se muestra en la figura (4.11).

Estados ligados del sistema $2n \otimes {}^{208}\text{Pb}$

Debido al gran número de estados excitados presentes en el ${}^{210}\text{Pb}$ y a la falta de información experimental sobre los mismos (espín, paridad, etc) recurrimos a un modelo sencillo de ${}^{210}\text{Pb}$ en el que construimos unos estados de acceso que denominaremos *doorway* y que constituyen una representación simplificada de la estructura del ${}^{210}\text{Pb}$; o más bien, de la estructura $(2n + {}^{208}\text{Pb})$.

La idea es crear unos estados que tengan unas características definidas de energía y espín-paridad (J^π) y que serán considerados como los estados representativos de todos los estados reales (físicos) del ${}^{210}\text{Pb}$ con la mismas propiedades de espín-paridad. Estos estados se construirán como la combinación $(2n, 0^+) \otimes {}^{208}\text{Pb}$ y su energía se calculará como la media democrática (todos los estados pesan igual) de las energías de excitación de las configuraciones monoparticulares de los dos neutrones que resultan en un valor de J^π determinado :

$$\langle E_{2n} \rangle = \frac{1}{n_j} \cdot \sum_l E_x(A+2) \quad (4.9)$$

donde n_j es el número de estados con un espín-paridad determinado, A es el número atómico del ${}^{208}\text{Pb}$ y $E_x(A+2)$ es la energía de excitación de los dos neutrones sobre un *core* de ${}^{208}\text{Pb}$. Como aplicación de esto último, y para aclarar conceptos, decir que con éste método de construcción de estados del ${}^{210}\text{Pb}$, el estado representativo de todos los estados 0^+ físicos del ${}^{210}\text{Pb}$ será el estado *doorway* 0^+ . Este estado *doorway* 0^+ se construye como una media democrática en energía de los distintos estado 0^+ que se pueden construir a partir de las configuraciones monoparticulares del ${}^{209}\text{Pb}$, esto es, a partir de las configuraciones que se puedan construir añadiendo $1n$ al ${}^{209}\text{Pb}$. Para el caso de la reacción de transferencia de dos neutrones al ${}^{208}\text{Pb}$, las configuraciones finales del sistema que se favorecen son aquellas en que los estados monoparticulares de los dos neutrones están acoplados a espín máximo (lo que se conoce como configuración estirada o '*stretched configuration*' en inglés) [NEU93].

En la figura (4.12) puede verse las dos alternativas para construir el momento angular total del ${}^{210}\text{Pb}$:

1. Viendo la parte a) de la figura (4.12) vemos que cada uno de los neutrones tiene un momento de espín \vec{s} y un momento angular \vec{l} respecto del *core* de ${}^{208}\text{Pb}$ que se combinan para dar un momento total del neutrón \vec{j} . Posteriormente sumamos el momento de cada neutrón con el momento $J = 0^+$ del ${}^{208}\text{Pb}$ para formar el momento total $\vec{J}_{210\text{Pb}}$ del ${}^{210}\text{Pb}$.

$$\left. \begin{array}{l} \left(\vec{s}_1, \vec{l}_1 \right) \vec{j}_1 \\ \left(\vec{s}_2, \vec{l}_2 \right) \vec{j}_2 \end{array} \right\} (\vec{j}_1, \vec{j}_2) \vec{J}_{210\text{Pb}}$$

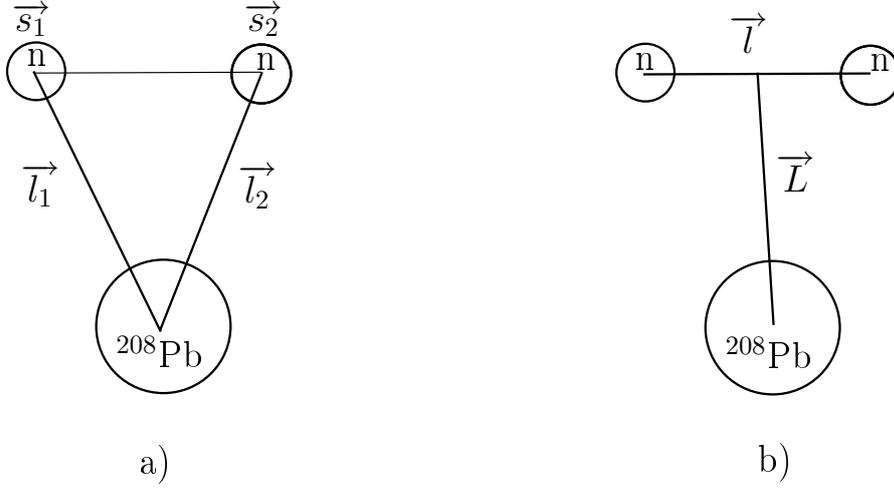


Figura 4.12: Se muestran dos alternativas para la construcción del momento angular para el ^{210}Pb . En a) se ve el momento angular de los dos neutrones por separado respecto del ^{208}Pb , y en b) lo dos neutrones juntos como un di-neutrón.

- Como se muestra en la parte b) de la figura (4.12) el momento angular total del ^{210}Pb también viene dado por el acoplamiento de los espines neutrónicos (\vec{s}_1, \vec{s}_2) \vec{S} con el momento angular relativo \vec{l} entre ambos neutrones, y el momento angular \vec{L} de los dos neutrones respecto del ^{208}Pb . Así, resulta que se cumple

$$\vec{J}_{210\text{Pb}} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 = \vec{L} + \vec{l} + \vec{s}$$

Como hemos escogido una configuración para el di-neutrón en onda s , resulta que $\vec{l} = \vec{s} = 0$ y por lo tanto el valor del momento angular total del ^{210}Pb vendrá dado por el momento angular relativo \vec{L} del sistema $2n$ respecto del ^{208}Pb , $\vec{J}_{210\text{Pb}} = \vec{L}$.

En este caso el *Crude Shell Model* (CSM) [CHA87] o modelo de capas simplificado nos proporciona una forma simple de calcular la energía de estados de 2 partículas relativas a un núcleo con capa cerrada (en nuestro caso las dos partículas son dos neutrones y el núcleo con capa cerrada es ^{208}Pb que es doblemente mágico):

$$E_x(A+2, (j_1 j_2) J) = E_x(A+1, j_1) + E_x(A+1, j_2) + \langle j_1 j_2 | V_{res} | j_1 j_2 \rangle + E_{pair} \quad (4.10)$$

en esta expresión j_1 y j_2 son los estados monoparticulares del núcleo con número atómico $A+1$ (^{209}Pb) y E_{pair} es la diferencia de energías de ligadura de los tres núcleos involucrados en el cálculo:

$$E_{pair}(n, n) = B(A, g.s) + B(A+2, g.s) - 2B(A+1, g.s) \quad (4.11)$$

Tabla 4.1: Estados *doorway* del ${}^{210}\text{Pb}$ resultantes de la aplicación del modelo descrito en la sección (4.2.2).

J^π	Energía de Excitación (MeV)
0^+	4.35
2^+	4.37
4^+	4.11
6^+	3.76
8^+	3.77
10^+	2.98
12^+	4.11
3^-	2.74
5^-	4.03

En este contexto de aproximación de modelo de capas simplificado (*Crude Shell Model*) el término residual de la ecuación (4.10), es decir $\langle j_1 j_2 | V_{res} | j_1 j_2 \rangle$, es igual a cero.

Para aplicar estas ecuaciones a nuestro caso, donde tenemos $A=208$ necesitamos conocer las características de los estados monoparticulares del ${}^{209}\text{Pb}$ (núcleo $A+1$), para ello hemos utilizado los valores de [JOH87].

La E_{pair} la evaluaremos como:

$$E_{pair} = B(A, g.s) + S_{2n}({}^{210}\text{Pb}) - 2 \cdot S_n({}^{209}\text{Pb}) = 0 + 9,1217 - 2 \cdot 3,9364 = 1,2489 \text{ MeV} \quad (4.12)$$

En el apéndice C se muestran las tablas donde aparece los estados de ${}^{209}\text{Pb}$ utilizados y las combinaciones de j_1 y j_2 que dan lugar a cada uno de los estados *doorway* en el ${}^{210}\text{Pb}$. Los estados *doorway* resultantes de aplicar (4.9), (4.10) y (C.2) se muestran en la tabla (4.1).

Una vez conocidos los estados monoparticulares (n_1, l_1) y (n_2, l_2) que nos producen los estados J^π deseados del ${}^{210}\text{Pb}$ evaluaremos el número de nodos N de la función de onda relativa $2n-{}^{210}\text{Pb}$ respetando el principio de exclusión de Pauli. Para ello y según lo indicado en [SAT83, WIL66] utilizaremos la condición de Wildermuth, que en su expresión general se escribe como:

$$2(N - 1) + L + 2(\nu - 1) + \lambda = \sum_{i=1}^x 2(n_i - 1) + l_i \quad (4.13)$$

La expresión de Wildermuth se infiere a partir del modelo de capas del oscilador armónico utilizando la regla de que el número total de cuantos permanece invariable

cuando la función de onda de x nucleones en órbitas (n_i, l_i) se transforman en un *cluster* con estados internos (ν, λ) cuyo centro de masas se encuentra en el estado de movimiento (N, L) . Como suponemos que nuestro *cluster* de di-neutrón se encuentra en el estado interno $1s$ ($\nu = 1, \lambda = 0$) la fórmula (4.13) particularizada a nuestro caso resulta ser:

$$2(N - 1) + L = 2(n_1 - 1) + l_1 - 2(n_2 - 1) + l_2 \quad (4.14)$$

para los estados de paridad positiva se debe de cumplir que $2(N+1) + L = 12$, mientras que para los estados de paridad negativa resulta que $2(N+1) + L = 13$. Los valores del número cuántico principal que resultan para cada uno de los posibles estados que se forman se muestran en la segunda fila de la tabla (4.2).

Por último, y con el fin de tener un amplio espectro de estados disponibles para realizar la transferencia del di-neutrón repartiremos la intensidad de cada uno de los estados *doorway* construidos en un espectro de estados uniformemente distribuidos y equi-espaciados por 1 MeV. Es decir, consideraremos que los estados *doorway* están fragmentados en N_b estados caracterizados por una energía de separación del di-neutrón de $S_{2n} = 0.5, 1.5, \dots, 7.5$ MeV. A cada uno de estos subestados del estado *doorway* principal le corresponderá un factor espectroscópico que valdrá $1/N_b$, donde N_b es el número de subestados en que hemos dividido el estado *doorway* y que en nuestros cálculos se ha tomado $N_b = 8$, aunque se ha verificado que los resultados no dependen fuertemente de este número.

Como ya se ha dicho anteriormente se procede a ajustar la profundidad del potencial ($V_{2n-208Pb}$) de forma independiente para cada onda parcial de manera que se reproduzca el estado ligado *doorway* asociado con el momento angular de la onda parcial que nos ocupa. Para preservar la ortogonalidad entre estados dentro de una misma onda parcial, las profundidades de los potenciales V_0 asociadas a cada onda parcial se han utilizado para generar la función de onda de los estados del continuo asociados a las distintas ondas parciales.

Para ajustar la profundidad del potencial $V_{2n-208Pb}$ y reproducir así los estados *doorway* de nuestro modelo de ^{210}Pb utilizaremos FRESCO. Así, fijamos la energía de ligadura de los estados que queremos reproducir y le permitimos a FRESCO que varíe la profundidad del potencial (partiendo de un valor arbitrario) hasta reproducir nuestros estados ligados, de este modo FRESCO resuelve numéricamente la ecuación de Schrödinger y nos proporcionará un parámetro N_R que multiplicado por el valor de partida resulta ser el valor de V_0 adecuado a cada onda parcial. En la tabla (4.2) se muestra el resultado de este proceso para el número de ondas que se han considerado finalmente en nuestro cálculo. La consideración de usar sólo hasta seis ondas parciales se debe a que este número de ondas es suficiente para alcanzar la convergencia en los cálculos de la sección eficaz de reacción, como veremos más adelante en este trabajo.

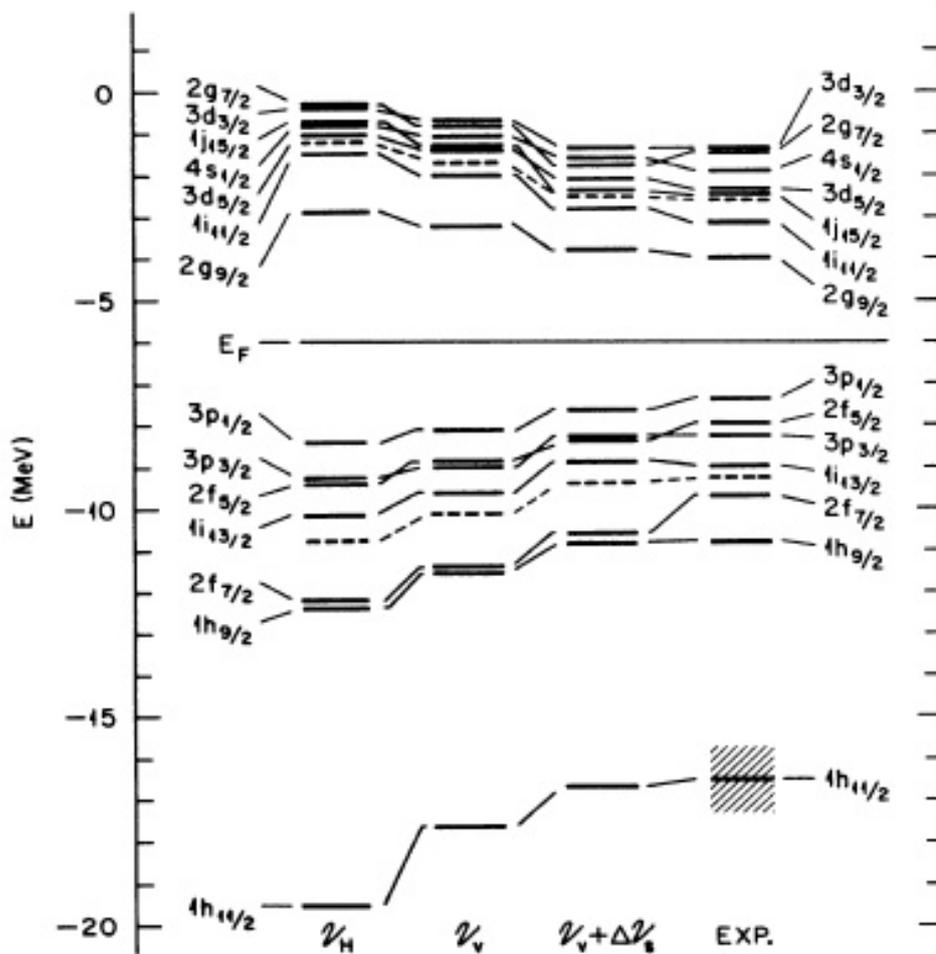


Figura 4.13: Energías monoparticulares del neutrón en ${}^{208}\text{Pb}$. La primera columna por la izquierda muestra los valores de un cálculo con potencial Hartree-Fock, la segunda columna muestra un cálculo añadiendo una corrección de volumen al potencial de Hartree-Fock, la tercera columna muestra los resultados del potencial completo y en la columna de la derecha encontramos los valores experimentales [JOH87]. E_F indica el valor de la energía de Fermi.

Tabla 4.2: Profundidad de los potenciales $2n$ - ^{208}Pb usados para generar los estados ligados y del continuo (no ligados) del núcleo ^{210}Pb en los cálculos de transferencia al continuo. El término $\langle\epsilon_{2n}\rangle$ se refiere aquí a la energía de separación del $2n$ en el estado correspondiente lo que es lo mismo que la energía de ligadura ϵ_b del di-neutrón.

J^π	0^+	1^-	2^+	3^-	4^+	5^-	6^+
V_0 (MeV)	85.9	73.2	85.6	100.3	85.6	97.3	85.1
N	7	7	6	6	5	5	4
$\langle\epsilon_{2n}\rangle$ (MeV)	-4.9	1.0	-4.8	-6.4	-5.0	-5.1	-5.4

Como puede verse en la tabla (C.2) del apéndice C no hay datos para el estado 1^- , esto se debe a que no es posible obtener este estado 1^- a partir de la combinación de estados monoparticulares del ^{209}Pb considerados hasta ahora, y que son aquellos que tienen una energía de excitación por debajo de la energía de Fermi. Este hecho es consistente con el hecho de que experimentalmente no se conoce este estado (ver niveles experimentales conocidos del ^{210}Pb en [TBN03]).

Para poder obtener un estado 1^- debemos tener al menos uno de los dos neutrones en un estado que corresponda a la siguiente capa de oscilador armónico, figura (4.13).

Por ejemplo, podríamos obtener la configuración 1^- con un neutrón en el estado $4s_{1/2}$ y el otro en un estado $3p_{1/2}$. Esto conlleva promover un neutrón a un estado con un incremento de energía del orden $\hbar\omega \simeq 6$ MeV siendo aproximadamente la energía de excitación del estado $4s_{1/2}$ de 2 MeV y la del estado $3p_{1/2}$ de 8 MeV. Así, el estado resultante tendría una energía de excitación suma de las dos anteriores y de alrededor de 10 MeV, energía que se encuentra 1 MeV por encima del umbral de separación de dos neutrones ($S_{2n} = 9.1217$ MeV) en el ^{210}Pb . En base a estas consideraciones, para el caso del estado 1^- se ha colocado una resonancia alrededor de una energía de 1 MeV en el continuo.

Para hallar el valor de la profundidad del potencial que nos produce esta resonancia en el continuo usaremos el método propuesto en [JEP06]. En este método se calcula la energía de ligadura resultante de resolver la ecuación de Schrodinger para el estado 1^- (de nuevo los cálculos se hacen con FRESCO) para distintos valores de la profundidad V_0 . Esta energía de ligadura se puede expresar en función del número de onda como:

$$k = \sqrt{\frac{2\mu\epsilon_b}{(\hbar c)^2}} \quad (4.15)$$

Tabla 4.3: Ajuste de la profundidad del potencial $2n\text{-}^{208}\text{Pb}$ para reproducir la resonancia 1^- para las distintas energías de ligadura consideradas para este estado.

Energía ligadura ϵ_b	k (fm^{-1})	$V' = V_0 \cdot N_R$
0.5	0.2181	86.15
2.5	0.4877	92.27
3.5	0.577	94.64
4.5	0.6543	96.84

siendo $\mu = \frac{2 \cdot 208}{2+208}$ la masa reducida del sistema $2n\text{-}^{208}\text{Pb}$ y ϵ_b la energía de ligadura anteriormente citada. Usando esta relación podemos extrapolar hasta la ϵ_b que nos interesa, y que en nuestro caso es de 1 MeV en el continuo (definido de forma negativa en cuanto a energía de ligadura se refiere), para obtener el valor de V_0 que correspondería a un estado 1^- con una resonancia de 1 MeV en el continuo. Aplicando (4.15) resulta que para 1 MeV le corresponde un valor de $k = -0.307845 \text{ fm}^{-1}$. El procedimiento consiste en construir con FRESCO un estado 1^- con, por ejemplo $\epsilon_b = 0.5 \text{ MeV}$ (al que le corresponde un valor de $k = 0.2181 \text{ fm}^{-1}$) y FRESCO nos proporciona la profundidad del potencial que liga ese estado creado por nosotros. Posteriormente se hace lo mismo para otros valores de ϵ_b . Esto nos permitirá extrapolar el valor de la profundidad del potencial que nos da una resonancia en el continuo a 1 MeV de energía y que es $V_0 = 73.25 \text{ MeV}$. En la figura (4.14) puede verse el ajuste realizado y en la tabla (4.3) los valores utilizados. En la tabla sólo se muestran los estados con S_{2n} de hasta 4.5 MeV porque el resto de estados con energía mayor al hacer los cálculos de sección eficaz de reacción, resultan tener una aportación a la misma es despreciable.

4.3. Cálculos de reacción y resultados

En la sección anterior de este capítulo hemos planteado el esquema teórico que utilizaremos para calcular la sección eficaz de reacción que compararemos con los datos experimentales.

De manera resumida, el esquema planteado consiste en la transferencia de una parte del ^6He (el $2n$) a estados ligados y del continuo del blanco ^{208}Pb . Los cálculos se realizarán en aproximación de Born de ondas distorsionadas (ver subsección 2.4.4 del capítulo 2) y los estados del continuo del blanco se incorporarán a los cálculos mediante la técnica de discretización del continuo (subsección 2.4.2) .

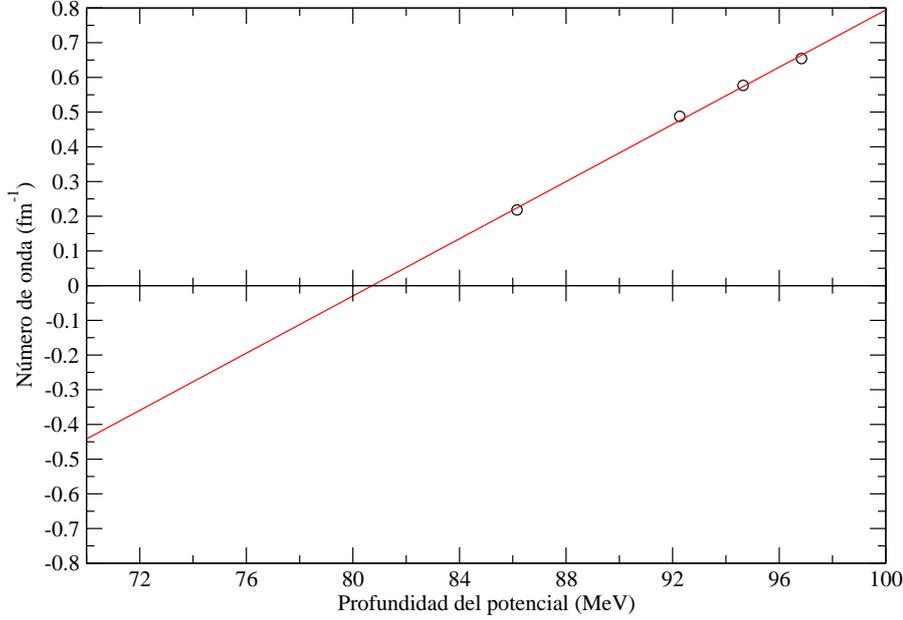


Figura 4.14: Ajuste para obtener la profundidad del potencial de ligadura $2n$ - ^{208}Pb que reproduce un estado resonante en el continuo con 1 MeV de energía de excitación. La ecuación del ajuste es $k = -3.3262 + 0.04125 V_0$ (fm^{-1}), lo que resulta en un valor de la profundidad del potencial de 73.25 MeV para el estado resonante a 1 MeV.

Con ello pretendemos obtener conclusiones sobre la física de nuestro experimento comparando la adecuación entre los resultados del modelo teórico, que contiene suposiciones sobre las propiedades de las entidades físicas involucradas en la reacción, y los resultados experimentales.

Así, lo que buscamos básicamente es calcular los elementos de transición en aproximación DWBA expresados en las ecuaciones (4.5) y/o (4.6). Recordaremos la forma *post* del elemento de transición cuya expresión es:

$$T_{post}^{DWBA} = \langle \chi_f^{(4\text{He}-210\text{Pb})} \phi_f^{(2n \otimes 208\text{Pb})} | V_{[2n-\alpha]} + U_{[\alpha-208\text{Pb}]} - U_{[\alpha-210\text{Pb}]} | \chi_i^{(6\text{He})} \phi_i^{(2n \otimes 4\text{He})} \rangle \quad (4.16)$$

Como ya se ha dicho, utilizamos el código FRESCO [THO88] para realizar los cálculos. El resultado que nos ofrece FRESCO es directamente la sección eficaz de reacción en función del ángulo y en función de la energía. Como veremos más ade-

Tabla 4.4: Valores de las masas usados en el cálculo de FRESCO. ^a Ref. [SMI08].

Núcleo	masa (u) ^a	S_{2n} (keV)
⁶ He	6 018888.1 ± 1.1	972.41 (8)
²⁰⁸ Pb	207 976635 ± 3	
⁴ He	4 002603.250 ± 0.001	
²¹⁰ Pb	209 984173 ± 2	9122.5(9)

lante, estas secciones eficaces de reacción las calcula el código para el sistema Centro de Masas, por lo que haremos la transformación conveniente al sistema Laboratorio para poder comparar directamente los resultados del cálculo teórico con los datos experimentales.

Los ingredientes que debemos proveer al código FRESCO para el cálculo son de dos tipos:

1. Físicos

- La identificación de los componentes que forman la partición inicial y la partición final y sus propiedades.
- La energía incidente y si ésta se refiere al sistema Centro de Masas o al sistema Laboratorio.
- La parametrización y forma de los potenciales

2. Numéricos

- Paso radial para la integración numérica (parámetro HCM en FRESCO)
- Máximo radio R de integración (parámetro RMATCH en FRESCO)
- Máximo momento angular (parámetro JTMAX en FRESCO)

4.3.1. Conservación de energía y momento

Como es lógico, la energía total se conserva durante el proceso de reacción, y el código FRESCO tiene en cuenta de manera automática este aspecto, sin necesidad de explicitarlo de una manera especial.

Sin embargo, debido a que el resultado que proporciona FRESCO está referido a la energía del Centro de Masas de las partición, ${}^4\text{He} + {}^{210}\text{Pb}$, necesitamos saber las

$$E_{\alpha,cm}^f = \lambda E_{CM}^f \quad (4.20)$$

La energía cinética en centro de masas del ^{210}Pb resultará de multiplicar la E_{CM}^f por λ^{-1} , pero no nos resulta de gran interés en nuestro caso por ser nuestras medidas inclusivas respecto del núcleo ^{210}Pb .

Del mismo modo que se conserva la energía en todo el proceso de reacción también se conservará el momento angular. En la figura (4.16) se muestra gráficamente cuáles son los momentos angulares para el estado final, que serán:

- El momento intrínseco de la partícula α que denotamos en la figura (4.16) como \vec{J}_α y que vale 0^+ .
- El momento $\vec{J}_{210\text{Pb}}$ del ^{210}Pb , que como se demuestra en la subsección (4.2.2) viene dado por el momento angular relativo \vec{L} del di-neutrón respecto del ^{208}Pb . Este momento también lo representaremos como l_f haciendo referencia con esta notación al momento angular final en el que queda el di-neutrón respecto del ^{208}Pb .
- El momento angular relativo \vec{L}_{rel} de la partícula α respecto del ^{210}Pb .

Así, en el estado final, el momento angular total vendrá dado por

$$\vec{J}_T = \vec{L}_{rel} + \vec{L} \quad (4.21)$$

y proporcionaremos al código FRESCO un valor máximo para este momento angular total mediante el parámetro JTMAX. En el estado inicial el valor de \vec{J}_T es simplemente el momento angular relativo del ^6He respecto del ^{208}Pb .

Asimismo también es relevante para el cálculo el radio máximo de integración de las funciones de onda, R_{match} , que se utiliza. FRESCO no calcula T^{DWBA} directamente (es decir, mediante la integral 2.68 ó 2.71) sino resolviendo las ecuaciones acopladas en aproximación de Born (2.66) y (2.67). R_{match} es el radio hasta el que se integran las ecuaciones y se empalma con la solución asintótica.

4.3.2. Potenciales de Interacción y Esquema de discretización del continuo

Los potenciales necesarios para describir la reacción son aquellos que aparecen en las expresiones de la amplitud de transición T^{DWBA} en forma *post* o *prior* (ecuaciones (4.5) y (4.6)).

Los cinco potenciales que necesitamos son:

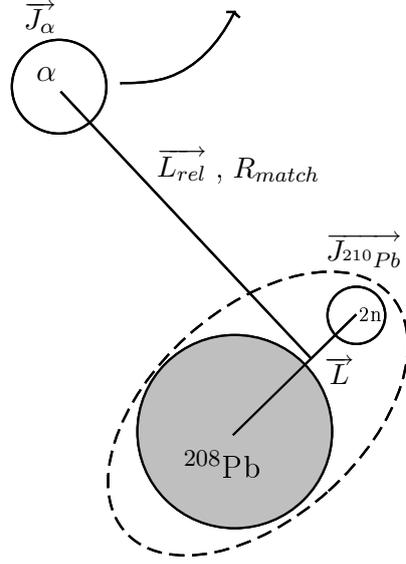


Figura 4.16: Definición de los momentos angulares involucrados en el estado final de la reacción de ^6He sobre ^{208}Pb , considerando al núcleo de ^6He como la suma de una partícula α y un *cluster* de di-neutrón.

1. El potencial para el canal de entrada entre el ^6He y el ^{208}Pb , $U_{[{}^6\text{He}-{}^{208}\text{Pb}]}$.
Para este potencial (que es el utilizado para generar las ondas distorsionadas del canal de entrada) se han tomado los parámetros de [SAN05t], también publicados en [SAN08] y [SAN05]. Estos parámetros se muestran en la tabla (4.5). Las profundidades tanto real como imaginaria son diferentes para cada una de las energías en el sistema laboratorio ($E_{\text{lab}} = 14, 16, 18$ y 22 MeV). Estos parámetros son el resultado del ajuste de los datos experimentales medidos en el mismo experimento PH-189 del que se obtienen los datos de ruptura que estamos analizando en esta tesis.
2. El potencial del canal de salida entre el ^4He y el ^{210}Pb , $U_{[{}^4\text{He}-{}^{210}\text{Pb}]}$.
Para el canal de salida se ha usado el mismo potencial que para el canal de entrada. La razón es que en este canal de salida nos encontramos con una partícula α y un núcleo ^{210}Pb el cual está altamente excitado con dos neutrones muy poco ligados. Se espera que la situación en el que el canal final y el canal inicial sean similares.
3. El potencial de interacción *core-core*, $U_{[\alpha-{}^{208}\text{Pb}]}$.
Se ha utilizado la parametrización de [BAR74] que ajusta satisfactoriamente los datos de dispersión elástica de partículas α sobre ^{208}Pb para energías entre 19 y 22 MeV. No se hicieron cálculos de sensibilidad con otros potenciales

Tabla 4.5: Parámetros de los potenciales utilizados en los cálculos. El radio reducido de Coulomb que se usa en la parametrización del potencial Coulombiano como una distribución de esfera cargada es $r_c=1.15$. La forma funcional de los potenciales es la de Woods-Saxon en todos los casos.

System	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_0 (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	Ref.
${}^6\text{He}-{}^{208}\text{Pb}^a$	b	1.015	1.15	c	1.015	1.70	[SAN05]
$\alpha-{}^{208}\text{Pb}$	96.44	1.376	0.625	32	1.216	0.42	[BAR74]
$2\text{n}-{}^{208}\text{Pb}$	85.55	1.20	0.751	-	-	-	[DAE80]
$2\text{n}-\alpha$	87.18	1.90	0.39	-	-	-	[RUS01]

^a Los mismos parámetros se ha utilizado para el potencial del canal de salida ${}^4\text{He}-{}^{210}\text{Pb}$.

^b $V_0= 32.8, 31.4, 33.1$ y 5.89 MeV para E_{lab} de ${}^6\text{He}=14, 16, 18$ y 22 MeV, respectivamente.

^c $W_0=0.04, 4.6, 5.1$ y 9.84 para E_{lab} de ${}^6\text{He}= 14, 16, 18$ y 22 MeV, respectivamente.

porque no se espera un efecto apreciable de este potencial sobre el resultado final ya que la reacción $\alpha-{}^{208}\text{Pb}$ está dominada por la parte coulombiana del potencial.

4. El potencial de ligadura del proyectil, $V_{[2n-\alpha]}$.
Este potencial ya ha sido ampliamente explicado en la sección (4.2.1) de esta tesis.
5. El potencial de ligadura del blanco en su estado final, $V_{[2n-{}^{208}\text{Pb}]}$.
Ya tratado con detalle en la sección (4.2.2).

Además de los potenciales, como ya se ha dicho anteriormente es necesario proporcionar al código FRESCO el esquema de discretización del continuo para el ${}^{210}\text{Pb}$ (para ampliar información sobre la discretización del continuo ver sección (2.4.2)). Los dos parámetros que hay que determinar en primer lugar es conjuntamente el número de *bines* que utilizaremos y la anchura de estos. Esto nos determinará hasta qué energía de excitación en el continuo del blanco incluimos en nuestra reacción. Además, la adopción de estos valores repercutirá notablemente en el tiempo de cálculo que utilizará el código FRESCO para resolver el sistema de ecuaciones acopladas. El proceso seguido en la práctica ha sido hacer pruebas con distintas anchuras de

bin y número de *bines* hasta ver a qué valor de anchura del *bin* y con cuántos *bines* se cumple lo siguiente:

1. Que el resultado haya convergido respecto de ambos parámetros. Es decir, que por el hecho de hacer los *bines* más estrechos y aumentar el número de ellos el resultado de los cálculos no varíe apreciablemente.
2. Que el tiempo de cálculo utilizado por el código sea razonable.

Se han hecho cálculos con anchuras de *bin* en energía de $\Delta\epsilon_i = 2, 1.5$ y 1 MeV; y con un número de *bines* desde cuatro (para un $\Delta\epsilon_i = 2$ MeV) hasta ocho (para $\Delta\epsilon_i = 1$ MeV), con diversas combinaciones intermedias. Además estas combinaciones se han calculado tanto en forma *POST* como *PRIOR*.

Los resultados obtenidos indican que es razonable utilizar en los cálculos ocho *bines* de anchura $\Delta\epsilon_i = 1$ MeV.

En la construcción de los *bines* del continuo existen dos posibilidades en cuanto a la energía representativa del *bin* que utiliza FRESCO:

1. Se puede utilizar el valor medio de la energía $\bar{\epsilon}_i$.
2. Se puede usar el valor medio del momento \hat{k}_{mean} que se corresponde con la media de los momentos k involucrados en el cálculo de la función de onda del *bin*.

Lo que hace FRESCO es sustituir la integral (2.45) por un sumatorio para k (con valores entre los límites de la integral k_1 y k_2) con un número de pasos que se le indica a FRESCO mediante el parámetro NK. En nuestros cálculos hemos utilizado un valor de NK = 100. Si queremos utilizar valores de energía en lugar de valores de momento, solo tenemos que relacionar ambas magnitudes según la expresión (2.47).

Como ya se ha dicho, en los cálculos finales se ha utilizado un valor de anchura de *bin* en energía de 1 MeV. Por ello (ver figura 4.17) los valores de energía media $\bar{\epsilon}_i$ de los *bines* del continuo del ^{210}Pb son $\bar{\epsilon}_i = S_{2n} + i \cdot 0,5$ MeV para $i=1-8$.

4.3.3. Transformación de la sección eficaz del sistema de referencia Centro de Masas al Laboratorio

El resultado que nos ofrece el código FRESCO es la distribución angular de la sección eficaz de reacción de ruptura, $\frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}$, para cada estado del núcleo final ^{210}Pb . Estos estados vienen caracterizados por una energía de excitación $E_x(^{210}\text{Pb})$ para los estados ligados y por una energía media $\bar{\epsilon}_i$ y una anchura $\Delta\epsilon_i$ para los estados del continuo. Es decir, los resultados que nos da el código son para una serie de estados

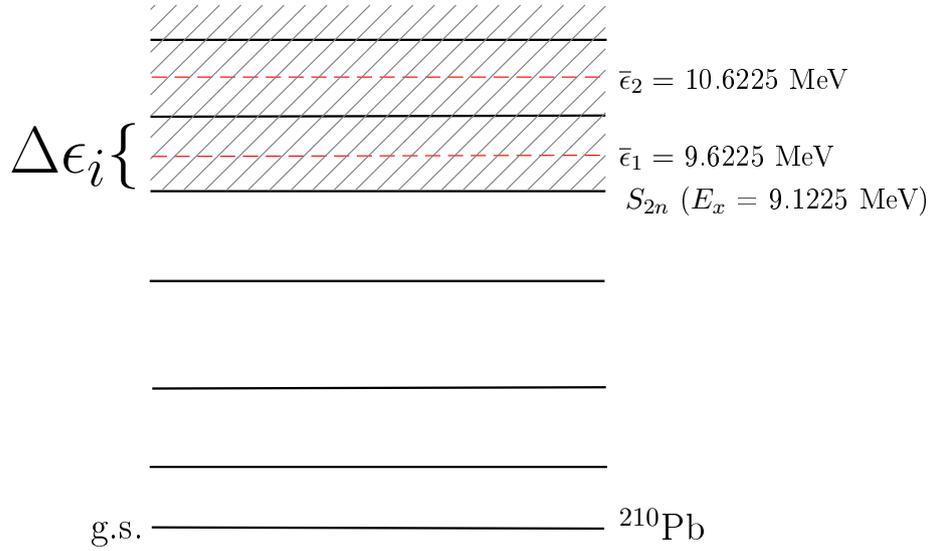


Figura 4.17: Esquema mostrando la construcción de *bines* del continuo (estados con rayas oblicuas) del ^{210}Pb . En línea roja discontinua se muestra la energía media representativa de cada estado del continuo.

discretos.

Recordemos que es necesario transformar los resultados de modo que sean comparables con nuestros resultados experimentales que están expresados en función de las partículas α detectadas en el experimento y en el sistema de referencia del Laboratorio.

En el apéndice D se explica con detalle cómo se obtienen las relaciones cinemáticas necesarias para transformar los resultados de FRESKO a las magnitudes referenciadas a las partículas α en el sistema de referencia de Laboratorio, y que se resume en la aplicación del Jacobiano cuya expresión viene dada por (D.22).

La aplicación numérica del Jacobiano anterior viene condicionada porque igualmente que para la energía, los valores del ángulo polar θ_{cm} a los que se calcula la sección eficaz también son discretos, ya que FRESKO calcula a pasos o incrementos que se pueden cambiar a voluntad y que en nuestro caso hemos utilizado intervalos de $\Delta\theta_{cm} = 1^\circ$.

Por lo tanto los resultados que nos ofrece el código son un conjunto de valores de la sección eficaz para ángulos discretos y energías discretas, que conceptualmente podemos decir que forman una malla de valores (ver figura (4.18)). El proceso seguido consiste en primero transformar los valores (E'_L, θ'_L) de la malla para obtener el par de valores (E'_{cm}, θ'_{cm}) que le corresponde mediante las inversas de las ecuaciones

(D.6) y (D.7); Como estos valores (E'_{cm}, θ'_{cm}) , en general, no se corresponderán con valores de (E_{cm}, θ_{cm}) para los que tenemos valores de sección eficaz proporcionados por FRESCO, se utilizarán los valores más cercanos para hacer una interpolación. El siguiente paso consiste en aplicar la inversa del Jacobiano (D.22) para transformar el valor de sección eficaz de reacción a α en Centro de Masas obtenido en la interpolación a un valor de sección eficaz de reacción a α en Laboratorio que es el que le corresponde a los valores (E'_L, θ'_L) de partida.

La ecuación que se utiliza para la transformación de las secciones eficaces es:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega_L dE_\alpha} \right|_{LAB} = J^{-1} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{cm} dE_\alpha^{cm}} \approx J^{-1} \left(\frac{1}{\Delta\bar{\epsilon}_i} \frac{d\sigma_i}{d\Omega_{cm}} \frac{dE_x}{dE_\alpha} \right) \quad (4.22)$$

en la que se considera que la distribución angular será constante a lo largo del *bin* para poder hallar los resultados numéricos.

En esta expresión $\frac{d\sigma_i}{d\Omega_{cm}}$ es la sección eficaz en función del ángulo para el estado del continuo con energía media (o representativa) $\bar{\epsilon}_i$ y es el resultado de FRESCO. Esta misma expresión es la que se utiliza para los estados ligados utilizándose en este caso una anchura efectiva en energía de también de 1 MeV. La interpretación de esta anchura efectiva es que con los estados ligados del ^{210}Pb que hemos construido en nuestro modelo (ver sección 4.2.2) estamos representando un conjunto de estados ligados que esperamos encontrarnos en ese 'intervalo' de energía que hay entre estados ligados, ya que se espera una gran densidad de posibles estados ligados en el núcleo final.

El término $\frac{dE_x}{dE_\alpha}$ aparece porque, como ya se ha dicho, FRESCO nos da los resultados en función de la energía de excitación del ^{210}Pb y tenemos que transformar ese resultado a energía de las partículas α .

Todo el proceso anterior se ha implementado mediante un programa *ad hoc* de cálculo en código FORTRAN.

4.3.4. Resultados

En este apartado mostraremos los resultados finales de nuestro modelo teórico para la reacción de ruptura del ^6He sobre ^{208}Pb dando lugar a partículas α . Los resultados mostrados en este apartado se refieren a las partículas α y en el sistema de referencia Laboratorio, por lo tanto, ya se les ha aplicado las transformaciones explicadas en los subapartados anteriores y son directamente comparables con los resultados experimentales.

La secuencia seguida para en la realización de los cálculos puede resumirse en los siguientes pasos:

1. Utilizando las transformaciones de sistema de referencia de CM a Laboratorio

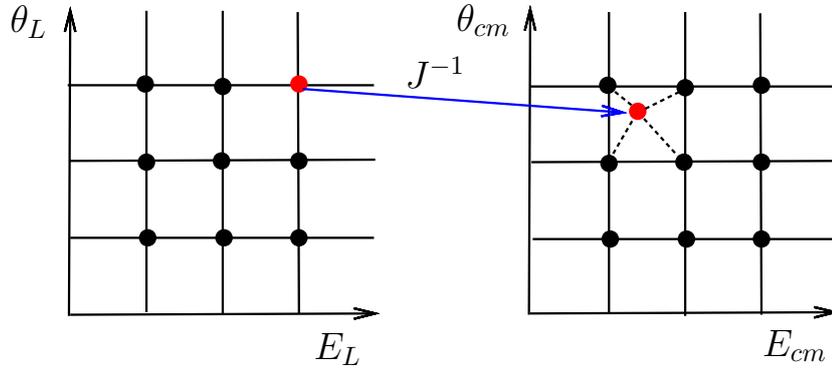


Figura 4.18: Representación gráfica del proceso de interpolación utilizado para calcular la sección eficaz de reacción en el sistema de referencia del laboratorio a partir de los resultados de FRESKO en el sistema de referencia de Centro de Masas.

descritas en el apartado (4.3.3) obtenemos la distribución angular y la distribución en energía de la sección eficaz de ruptura para cada estado final (*bines* en el caso del continuo) y para cada valor del momento angular relativo $2n\text{-}^{208}\text{Pb}$. En la figura (4.19) se muestra como ejemplo la distribución angular para cada estado final con $l_f = 0$ para la energía del haz de 22 MeV.

2. Se hace el sumatorio sobre cada estado final para obtener las distribuciones para cada valor del momento angular l_f , como ejemplo se muestran las figuras (4.19) y (4.20) para la energía del haz de 22 MeV.
3. Por último se suma las distribuciones sobre todos los valores de l_f para cada energía del haz. En la figura (4.20) se muestra esta suma para energía del haz de 22 MeV. Se obtiene así el resultado final de las distribuciones angulares y en energía de la sección eficaz de ruptura que se muestran en las figuras (4.23) y (4.24).

En la gráfica (4.19) se muestra la distribución angular resultante para cada uno de los estados finales (tanto ligados como del continuo) para el caso del momento relativo $2n\text{-}^{208}\text{Pb}$ $l_f = 0$ y $E_{haz} = 22$ MeV. Las dos líneas verticales delimitan el rango angular en el que tenemos medidas experimentales. Como se observa, los estados que más contribuyen son los que se encuentran cercanos al umbral del continuo, tanto en la parte ligada como en la no ligada. Así vemos que los estados con mayor contribución a la sección eficaz son los de energía de excitación $\epsilon_x = 8.6225$ MeV, que es un estado ligado (recordar que el umbral del continuo en el sistema $2n\text{-}^{208}\text{Pb}$ está a una energía $S_{2n} = 9.1225$ (9) MeV), y los estados del continuo con energía de excitación $\epsilon_x = 9.6225$ MeV y $\epsilon_x = 10.6225$ MeV. Este comportamiento se repite en

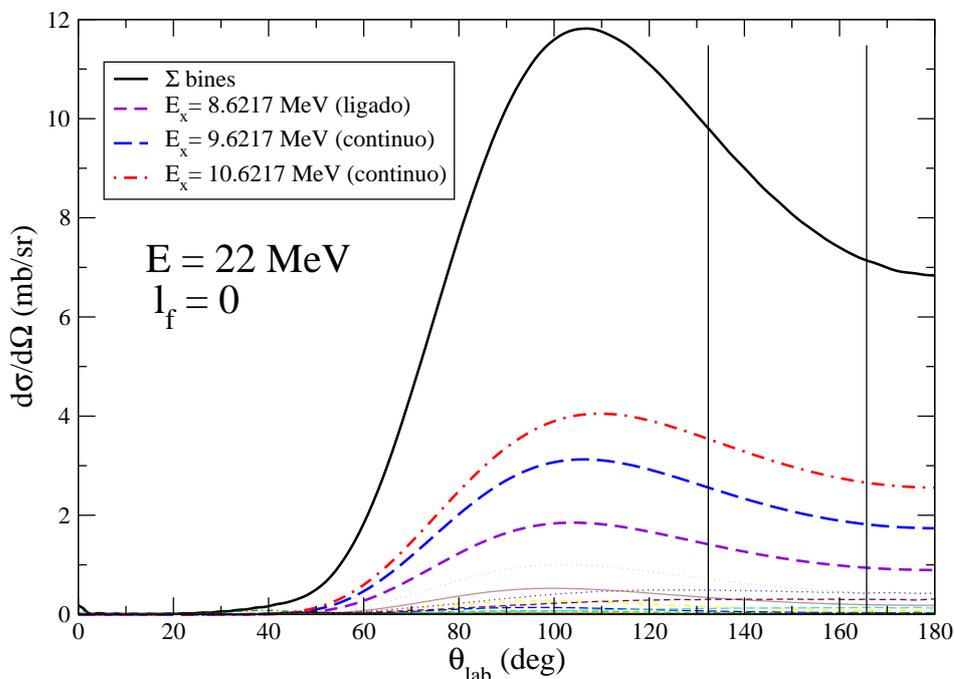


Figura 4.19: Sección eficaz de reacción de ruptura al canal α para cada estado final y suma de estos, para el valor de momento relativo $2n-^{208}\text{Pb}$ $l_f = 0$ a 22 MeV de energía de haz, en función del ángulo laboratorio y para la reacción de transferencia de dos neutrones $^6\text{He} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^4\text{He} + ^{210*}\text{Pb}$ calculada en aproximación de Born de ondas distorsionadas con el modelo de di-neutrón mejorado.

general para todos los valores de l_f y para todas las energías de haz en las que se ha estudiado la reacción (14, 16, 18 y 22 MeV de energía del haz).

Siguiendo con el ejemplo del caso de $E_{haz} = 22$ MeV, en la figura (4.20) se muestra la sección eficaz de reacción de ruptura para cada l_f y la suma de todas en función del ángulo laboratorio. Al igual que en la figura (4.19) las líneas verticales delimitan el rango angular en el que tenemos valores experimentales.

Como se observa, para los distintos valores de l_f el máximo de la distribución se desplaza hacia ángulos menores conforme aumenta el valor del momento angular relativo $2n-^{208}\text{Pb}$. Este efecto se interpreta de la siguiente manera, conforme aumenta el momento angular relativo $2n-^{208}\text{Pb}$ nos encontramos en el caso en que el di-neutrón tiene menor momento angular relativo respecto a la partícula α (ya

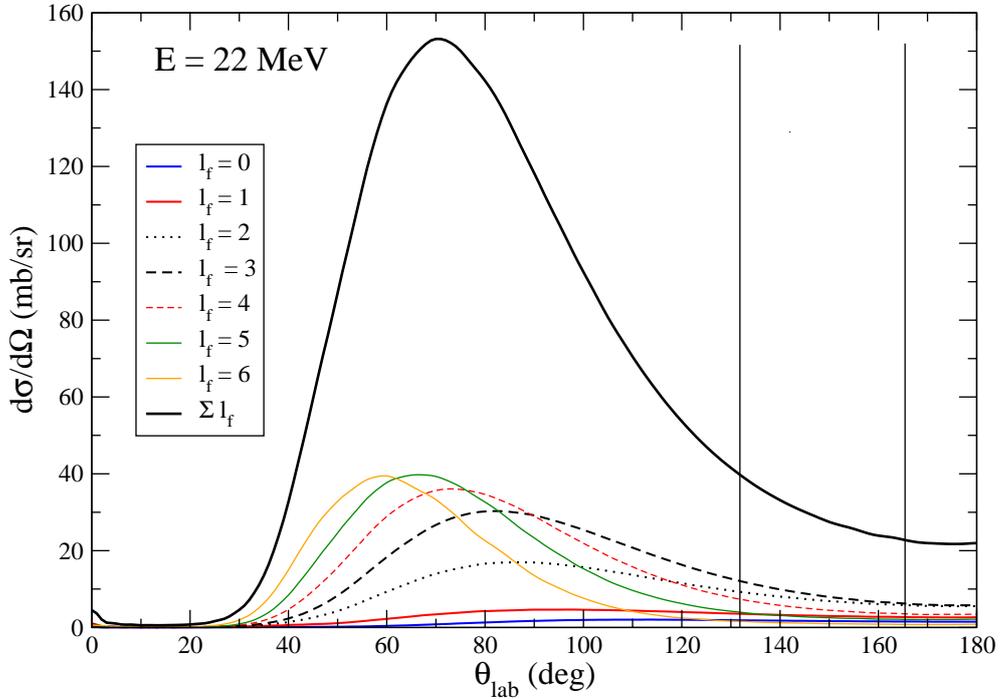


Figura 4.20: Cálculo de la sección eficaz de reacción de ruptura para cada l_f y suma de todas a 22 MeV en función del ángulo laboratorio para la reacción de transferencia de dos neutrones ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^{210*}\text{Pb}$ en aproximación DWBA y modelo mejorado de di-neutrón.

que el momento angular total se conserva). Las configuraciones en las que el momento angular $2n-\alpha$ es más pequeño corresponden a situaciones en las que la α y el di-neutrón salen más correlacionados, lo cual debe ocurrir fundamentalmente a parámetros de impacto grandes y por tanto ángulos delanteros, de acuerdo con una imagen semiclásica.

Como ya se ha dicho, para los cálculos se ha utilizado un número de ondas parciales del movimiento relativo $2n-{}^{208}\text{Pb}$ hasta $l_f = 6$. Este número de ondas parciales nos permite asegurar que en el rango de medida angular de nuestro experimento los cálculos convergen. En la figura (4.21) se muestra la sección eficaz de ruptura integrada en ángulo para cada valor de l_f , para las energías de 14, 16, 18 y 22 MeV. Se muestran dos integrales distintas:

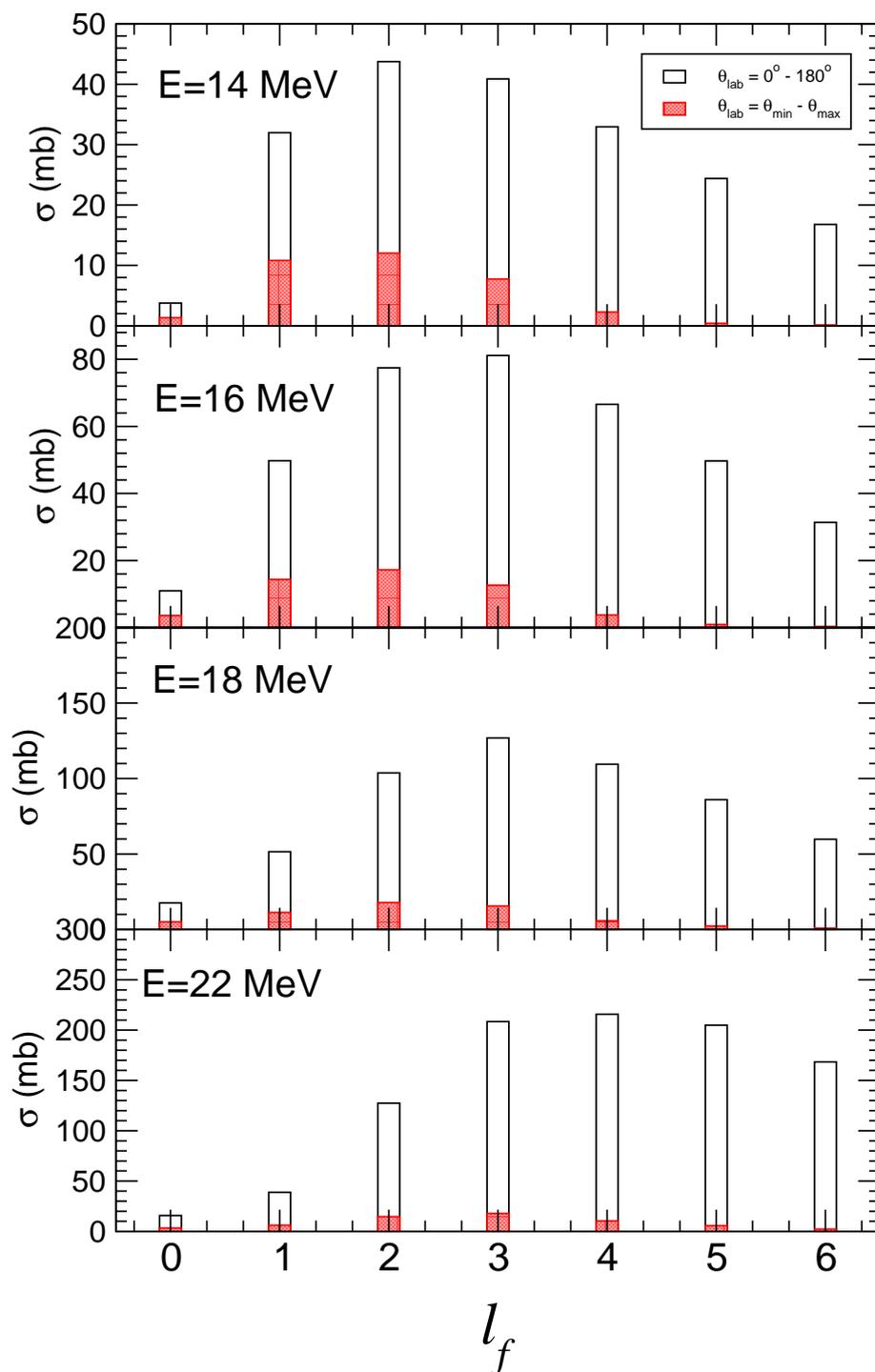


Figura 4.21: Sección eficaz de ruptura para cada valor del momento angular relativo del $2n$ respecto al ^{208}Pb en el estado final en el cálculo de transferencia al continuo de dos neutrones. Los resultados se muestran para todas las energías de haz y se diferencian los rangos angulares integrados, barras sin fondo para integración entre $0-180^\circ$ y barras rayadas para integración entre los ángulos máximos y mínimos de detección del sistema experimental en cada energía de haz. Los cálculos han sido realizados en aproximación DWBA y utilizando el modelo mejorado de di-neutrón.

1. Para el caso de las barras blancas se ha integrado en todo el rango angular 0° - 180° .
2. La barras rayadas (en rojo) corresponden a la integración en el rango angular de medida de nuestro experimento, 132° - 164° .

Se observa claramente que aunque el cálculo en el rango angular total todavía no ha convergido con las siete ondas parciales que hemos introducido (necesitaríamos añadir valores de l_f superiores hasta que éstos no tuvieran una contribución apreciable), no ocurre lo mismo en el rango angular de nuestro interés, donde sí que ha convergido suficientemente el cálculo. También hay que destacar de la figura (4.21) que existe un máximo que se encuentra para valores del momento angular relativo $2n$ - ^{208}Pb entre 2 - $3\hbar$.

En la figura (4.22) se muestra la sección eficaz de ruptura en función del momento total J_{TOTAL} (4.21), que en el estado final es la suma del momento angular relativo $2n$ - ^{208}Pb y el momento angular relativo α - ^{210}Pb . Como se aprecia en la figura, en los cálculos se ha utilizado un valor máximo $J_{max} = 50$, el cual resulta adecuado para la convergencia de los resultados.

Podemos calcular la distancia de máxima aproximación R_{min} suponiendo una trayectoria coulombiana, cuya expresión es [SAT80] :

$$kR_{min} = \eta + \sqrt{l(l+1) + \eta^2} \quad (4.23)$$

donde k es la longitud de onda definida en (2.8) y η es el parámetro de Sommerfeld (ecuación 2.6).

Como se observa, el máximo de esta distribución se encuentra en torno a $L = 10$. Si hacemos el cálculo del parámetro de Sommerfeld η y la longitud de onda k del ^6He para la energía de haz de 22 MeV resulta $\eta = 13.9753$ y $k = 2.4862 \text{ fm}^{-1}$. Con estos valores resulta una distancia de máxima aproximación $R_{min}(L=10) = 12.64 \text{ fm}$. Este valor de radio de máxima aproximación de hecho corresponde con el radio de la colisión rasante estimado a partir de la medida elástica en el mismo experimento analizado en esta tesis doctoral, artículo de A. Sanchez et al. ([SAN08]), a partir del valor de momento angular en que el módulo de la matriz de dispersión S vale $|S(L)| = 1/2$.

El radio de interacción, calculado en una visión semiclásica, como la suma de los radios del ^6He y del ^{208}Pb es (considerando un radio reducido típico de 1.3 fm):

$$R_{int} \simeq 1,3 (6^{1/3} + 208^{1/3}) = 10,06 \text{ fm} \quad (4.24)$$

si comparamos el valor de la distancia de máxima aproximación para el máximo de la distribución (4.22), $R_{min}(L = 10) = 12.64 \text{ fm}$ con el radio de interacción se puede

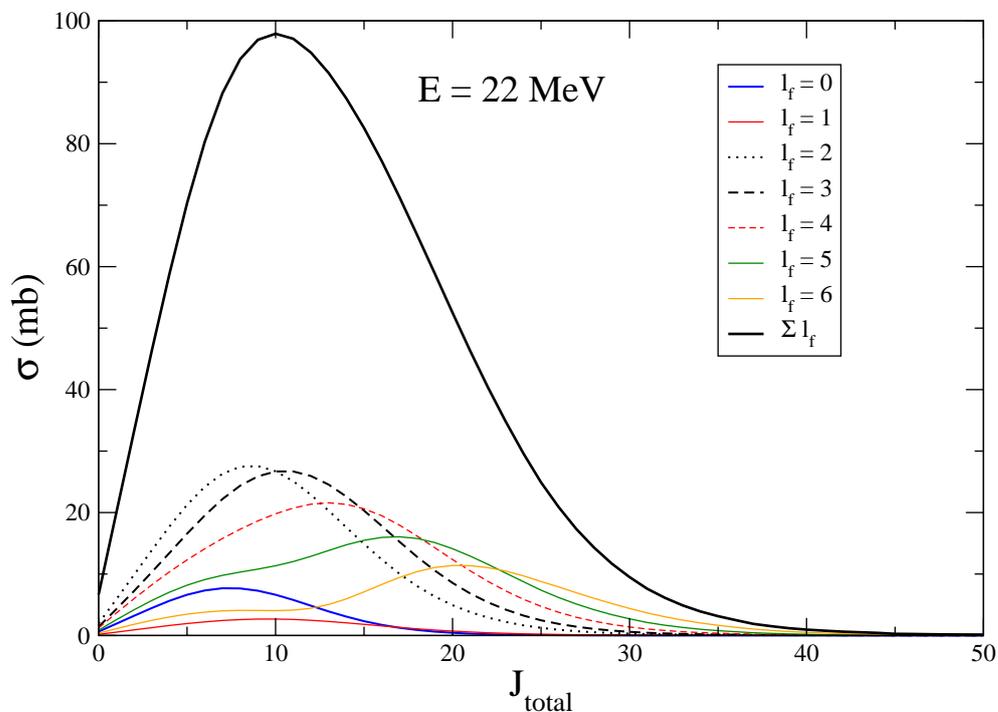


Figura 4.22: Sección eficaz de reacción de ruptura para cada valor del momento angular relativo $2n-^{208}\text{Pb}$ l_f y suma de todas para 22 MeV en función de momento angular total J_{TOTAL} para el cálculo de transferencia al continuo de dos neutrones en DWBA y modelo mejorado de di-neutrón.

decir que ese máximo se da en para colisiones casi rasantes.

Además, en la gráfica (4.22) tenemos una contribución apreciable de transferencia para valores del momento angular L hasta 25-30. Por ejemplo, para $L=25$, la distancia de máxima aproximación en trayectoria coulombiana vale $R_{min}(L=25) = 17.31$ fm, es decir, que tenemos contribución de transferencia a distancias mucho mayores que el radio de colisión rasante. Esto es consistente con el mecanismo de reacción de largo alcance, como se infiere del análisis de la dispersión elástica [SAN08].

Se repite todo el proceso anteriormente descrito para obtener la distribución angular a todas las energías del haz. El gráfico (4.23) muestra el resultado de este

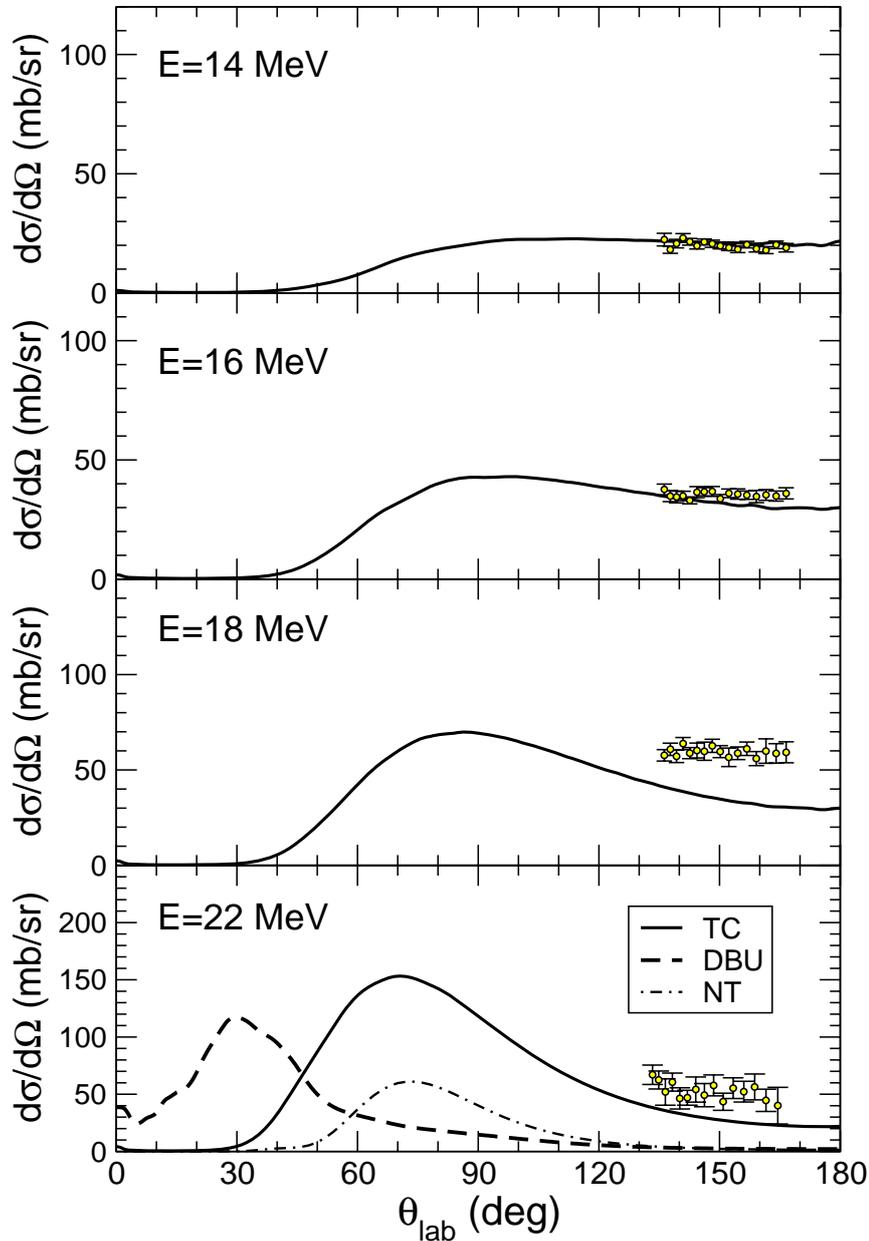


Figura 4.23: Sección eficaz de reacción de ruptura para cada energía en función del ángulo laboratorio para las energías del haz incidente de 14, 16, 18 y 22 MeV. La línea continua son los cálculos de transferencia al continuo de dos neutrones con el modelo desarrollado en este trabajo. Para la distribución a 22 MeV la línea rayada se corresponde con cálculos de ruptura directa (transferencia del dineutrón al continuo del proyectil) realizados en el marco CDCC y la línea punteada es un cálculo DWBA de la transferencia de un neutrón a estados ligados del ^{209}Pb .

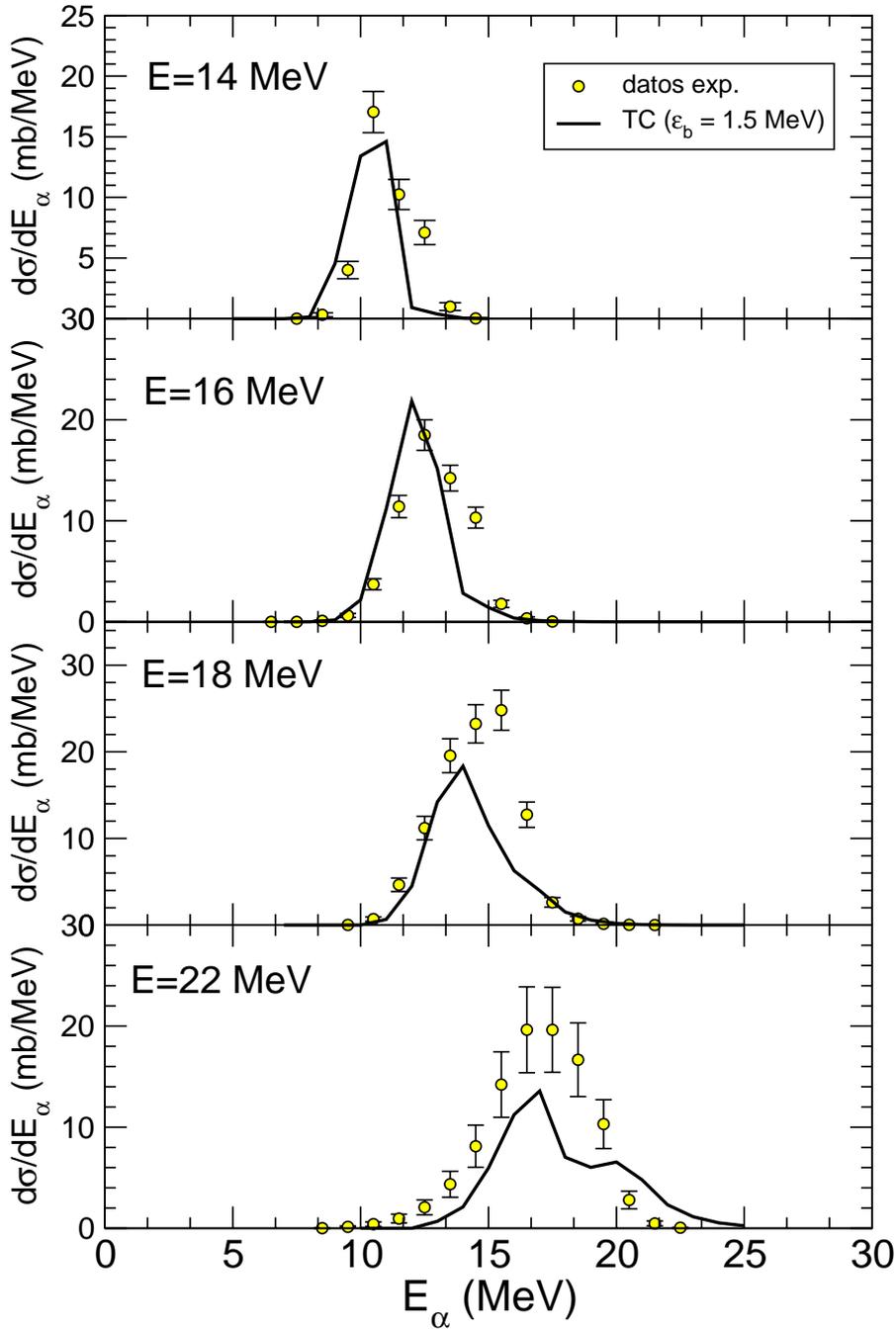


Figura 4.24: Distribución en energía para las partículas α de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ para las energías de 14, 16, 18 y 22 MeV, integrada en el rango angular 132° - 164° , resultante de los cálculos de transferencia al continuo de dos neutrones. Los datos experimentales (círculos) se comparan con los cálculos de transferencia al continuo.

proceso junto con los datos experimentales. En el caso de energía del haz de 22 MeV también muestra un cálculo en canales acoplados discretizados al continuo (CDCC) para el caso de ruptura directa, y cálculos DWBA para la transferencia de un sólo neutrón.

En los cálculos de ruptura directa, el proceso de fragmentación se trata formalmente como una excitación inelástica del proyectil a su continuo (figura 4.5.b). Como se dijo en la introducción de este tema, no se espera que éste esquema sea apropiado para la presente reacción ya que la energía observada para las partículas α es significativamente mayor que la estimada mediante consideraciones cinemáticas para la ruptura directa.

En el cálculo CDCC para éste caso se ha asumido un modelo de di-neutrón para el ${}^6\text{He}$. Se han utilizado ondas parciales s, p y d para el movimiento relativo $2n-{}^4\text{He}$. Para cada onda parcial, se ha dividido el continuo del ${}^6\text{He}$ en intervalos de energía (*bines*). Análogamente a la prescripción utilizada en los cálculos de transferencia de dos neutrones, se ha utilizado una energía efectiva de separación de dos neutrones de $S_{2n} = 1.5$ MeV para generar la función de onda del estado fundamental del ${}^6\text{He}$. Con este valor de S_{2n} se reproduce muy bien la distribución angular elástica. En la figura (4.23) se puede ver que los datos experimentales se subestiman en casi un orden de magnitud. También se ve en la figura que la distribución CDCC domina en la región de ángulos pequeños, sugiriendo que para la descripción de partículas α emitidas hacia ángulos delanteros el esquema de ruptura directa es una representación más adecuada que la transferencia al continuo.

Un cálculo más apropiado en el esquema de canales acoplados discretizados al continuo (CDCC) necesitaría de una descripción a tres cuerpos del ${}^6\text{He}$, dando lugar aun problema de dispersión de cuatro cuerpos. Éste tipo de cálculos se han hecho para blancos de ${}^{12}\text{C}$ [MAT06] y ${}^{209}\text{Bi}$ [MAT04]. Aunque nuestros resultados de CDCC se modificarían con este tratamiento más complejo de descripción de tres cuerpos del ${}^6\text{He}$, creemos que nuestros cálculos simplificados retienen la física esencial para ilustrar que el método CDCC es inadecuado para describir los datos experimentales obtenidos.

Del mismo modo que en (4.20) se suma la contribución a la distribución angular para una energía de haz dada para cada l_f , para obtener la distribución angular total, sumando las distribuciones en energía de cada estado final para cada l_f final se obtiene las distribuciones en energía totales para cada valor de energía del haz incidente. El resultado se muestra en la figura (4.24) donde además se han incluido los resultados experimentales obtenidos para poderlos comparar con los cálculos realizados.

Como se ve en ambas figuras, el acuerdo entre los cálculos y los resultados ex-

perimentales es bastante bueno, sobretodo teniendo en cuenta que los cálculos se han realizado con un modelo muy simplificado que además es un modelo cerrado, es decir, un modelo en el que no hay parámetros libres que se ajustan para reproducir los datos experimentales.

A energías mayores ($E_{\text{haz}} = 22 \text{ MeV}$ y $E_{\text{haz}} = 18 \text{ MeV}$) el acuerdo es peor, y las distribuciones están algo subestimadas. Esta subestimación, que puede deberse a las aproximaciones involucradas en nuestro método, pueden indicar la presencia de otros canales no incluidos en nuestros cálculos. Efectos dinámicos, como la transferencia en pasos múltiples, no consideradas en la aproximación DWBA, podrían afectar a los resultados. En este punto no está de más decir que los cálculos de transferencia de dos neutrones es un problema muy complicado [FEN76, BAY82], y se han encontrado en trabajos previos discrepancias tan grandes como uno o dos órdenes de magnitud entre la teoría y el experimento. Teniendo en cuenta estas dificultades, el grado de acuerdo entre los datos experimentales obtenidos en este trabajo y los cálculos realizados de transferencia al continuo son muy esperanzadores.

Por lo que respecta a la distribución en energía de la figura (4.24), los cálculos reproducen muy bien la forma de las distribuciones. En particular, la posición del pico está bien determinada para todas las energías, estando los valores absolutos razonablemente bien reproducidos, excepto por la subestimación a altas energías ya mencionada arriba.

Es necesario de nuevo resaltar, que los cálculos no incluyen ningún parámetro libre. Están basados en la aplicación directa de la expresión mecánico-cuántica de la amplitud de transición, dentro de la aproximación de Born de ondas distorsionadas. Los ingredientes del cálculo son los potenciales entre los fragmentos obtenidos de la literatura y un modelo físico motivado por los estados iniciales y finales en el ${}^6\text{He}$ y el ${}^{210}\text{Pb}$ respectivamente.

Otros Cálculos y resultados.

En la sección (4.2.1) se explica cómo se mejora el modelo de di-neutrón para el ${}^6\text{He}$ cambiando el valor de la energía de ligadura $\epsilon_b = |S_{2n}| = 972.41 (8) \text{ keV}$ que es el valor de energía de separación de los dos neutrones y el que se ha utilizado en aplicaciones anteriores, a un valor de $\epsilon_b = 1.5 \text{ MeV}$, que como ya se ha visto supone una mejora en la descripción del núcleo ${}^6\text{He}$ como un sistema compuesto por un *core* α y dos neutrones que forman una entidad única.

En las figuras (4.25) y (4.26) se muestran los cálculos resultantes con el modelo de di-neutrón mejorado desarrollado en este trabajo frente a los resultados que se

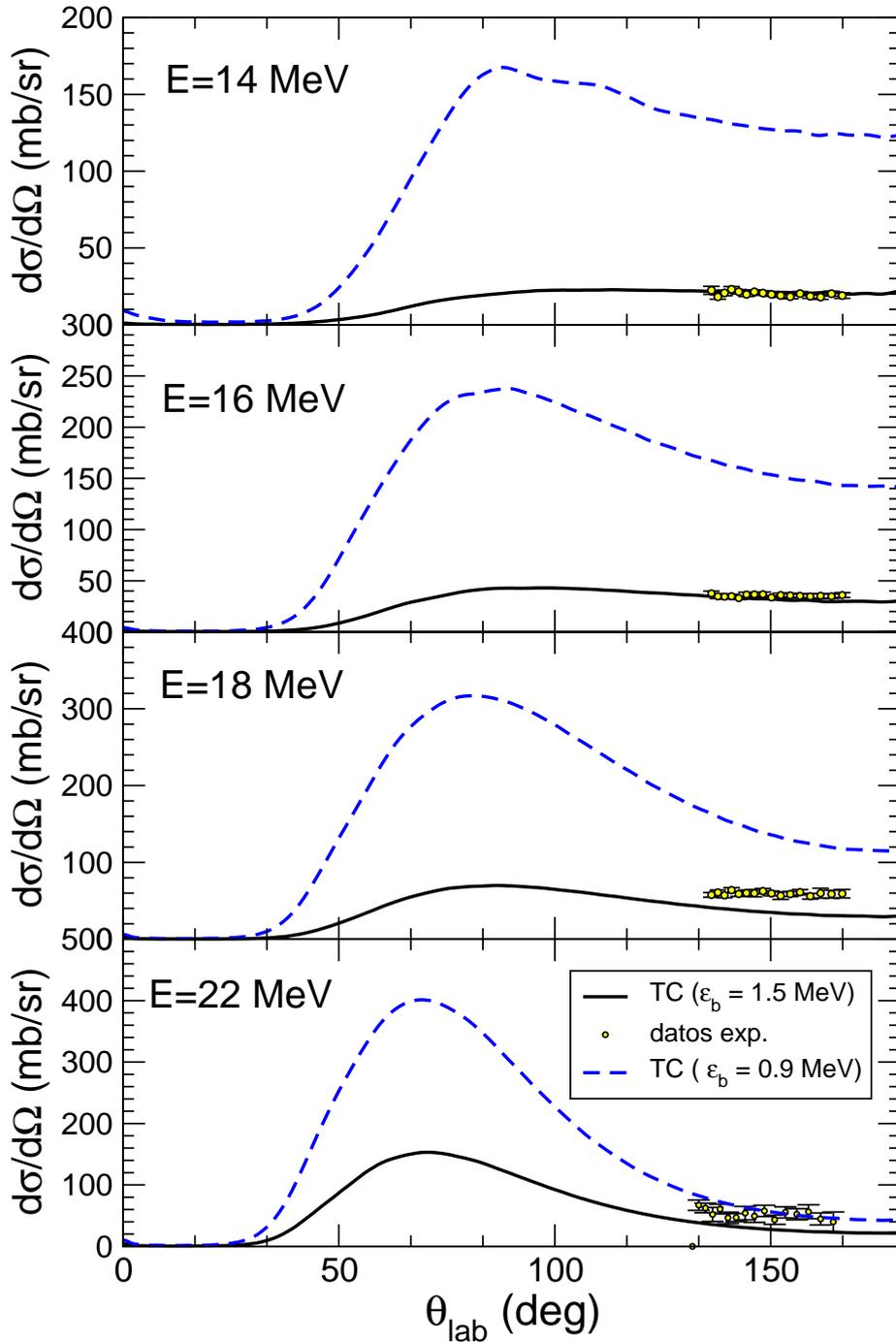


Figura 4.25: Secciones eficaces de reacción de ruptura en el canal a partículas α en función del ángulo laboratorio, para diversos valores de la energía de ligadura ϵ_b del di-neutrón en el ${}^6\text{He}$. Estas distribuciones son las obtenidas con el modelo de transferencia al continuo de dos neutrones. Se incluyen los datos experimentales para comparar.

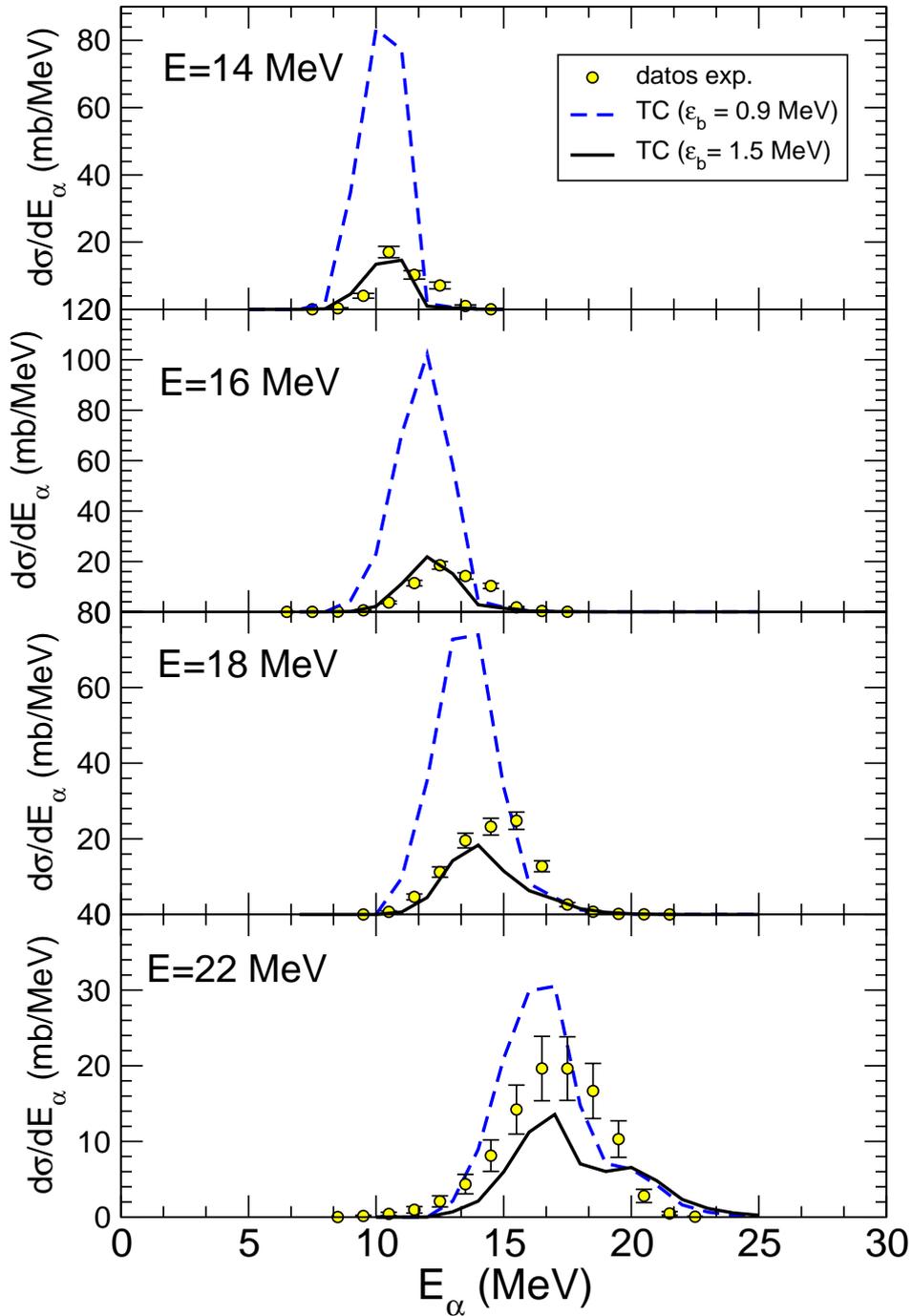


Figura 4.26: Distribuciones en energía de las partículas α calculadas en el modelo de transferencia de dos neutrones para varios valores de la energía de ligadura ϵ_b del di-neutrón en el ${}^6\text{He}$. Se incluyen los datos experimentales para comparar.

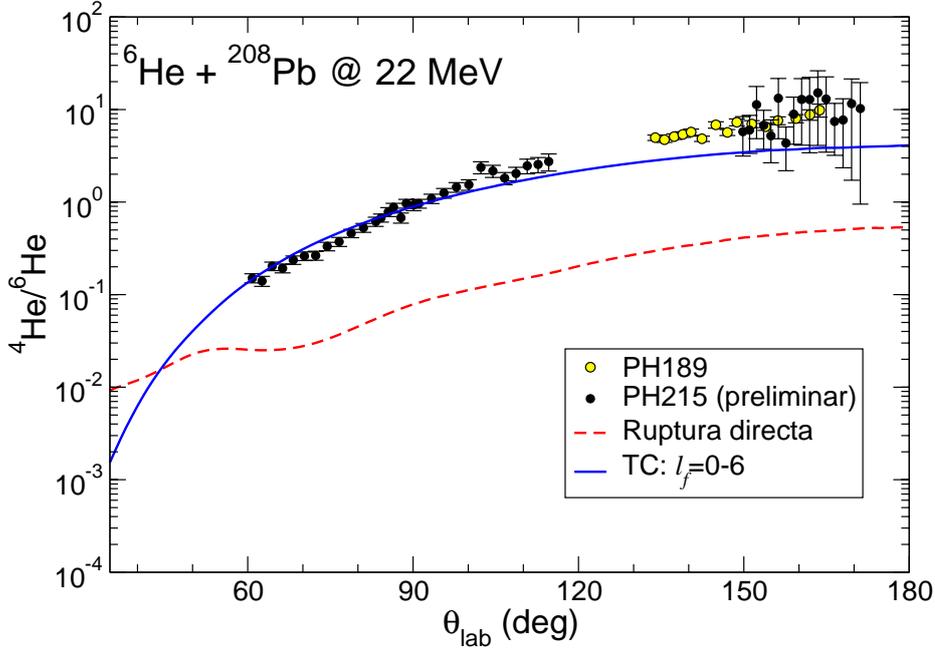


Figura 4.27: En la gráfica se muestra el cociente entre el número de partículas α y núcleos de ${}^6\text{He}$ detectados en los experimentos PH-189 (objeto de análisis de esta tesis) y PH-215 (experimento en análisis actualmente por la colaboración que realizó el experimento PH-189) para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 22 MeV. Los resultados experimentales de PH-215 se encuentran en fase preliminar. También se muestra los resultados del cálculo de transferencia al continuo con el modelo desarrollado en esta tesis, y un cálculo de ruptura directa realizado en CDCC.

obtienen con el modelo de di-neutrón clásico, es decir con $\epsilon_b = 0.97241$ MeV. Como se aprecia, la mejora en la descripción de los resultados es considerable en el modelo nuevo. Además, hay que resaltar que este parámetro no se tomó como un parámetro libre que se ha ajustado hasta conseguir los mejores resultados posibles, sino que es consecuencia de un proceso de ajuste de la función de onda de dos cuerpos del modelo de di-neutrón para que reproduzca las características de una función de onda más exacta de tres cuerpos.

En ambos casos (distribución angular y en energía) queda patente que los resultados para el modelo clásico de di-neutrón sobrestiman los resultados, aunque para energías cerca de la barrera (18 y 22 MeV) esta sobrestimación es menor. Para 22 MeV el resultado se acerca a los datos experimentales, pero, en general, la sobrevaloración

es bastante mayor en el caso del modelo clásico de di-neutrón.

Como complemento a la información aportada por el experimento PH-189 objeto de análisis en esta tesis se muestra en las figuras (4.27) y (4.28) los resultados (de momento preliminares) de las medidas realizadas en el experimento PH-215 (también realizado en la instalación de Louvain-la-Neuve) donde se ha medido la misma reacción pero con un sistema experimental que cubría un mayor rango angular. Este nuevo experimento PH-215 ha sido realizado por la misma colaboración de instituciones que realizó el PH-189 objeto de análisis de esta tesis, y su sistema experimental ha sido mejorado como consecuencia de las lecciones aprendidas durante el análisis (tanto de los datos experimentales como del análisis teórico) del experimento PH-189.

Se aprecia en ambas figuras que el ajuste entre datos experimentales y cálculos teóricos es bueno a ángulos grandes y, aunque los resultados todavía no sean definitivos para los datos del experimento PH-215, éste nos muestra una concordancia esperanzadora entre datos y cálculos a ángulos intermedios. De todos modos, todavía resta por estudiar la validez de ambos modelos (Transferencia al Continuo y Ruptura Directa) para ángulos intermedios y delanteros.

Para completar la información experimental extraída del experimento PH-189 y su complementario PH-215, se muestra en la figura (4.29) la sección eficaz diferencial del canal elástico medida experimentalmente. Los valores de sección eficaz elástica de PH-189 estudiados en [SAN05t] y publicados en [SAN05] han sido utilizados (como ya se explicó en el tema dedicado al análisis de datos) como entrada para la obtención de los datos experimentales de sección eficaz total de ruptura a α .

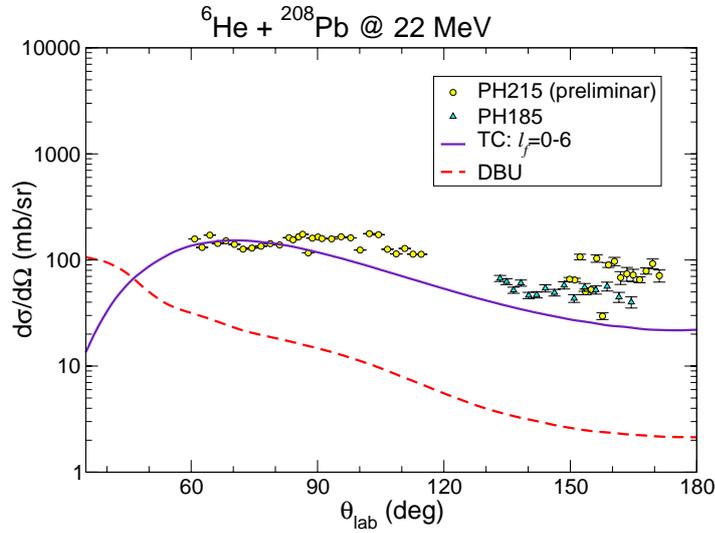


Figura 4.28: Distribución angular de sección eficaz de ruptura a partículas de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 22 MeV medidas en los experimentos PH-189 y PH-215, y cálculos de transferencia al continuo realizados en este tesis.

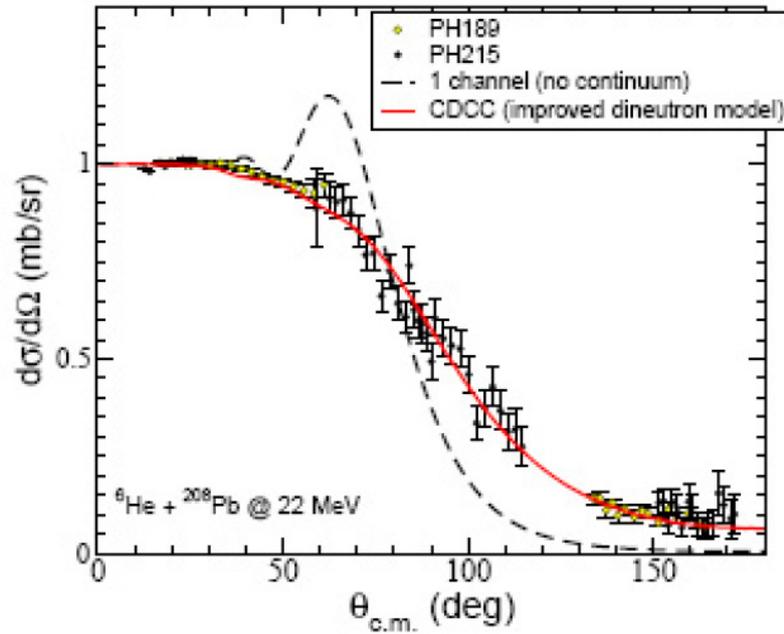


Figura 4.29: Sección eficaz diferencial elástica medida para la reacción ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 22 MeV en los experimentos PH-189 y PH-215. Los resultados se muestran en cociente respecto de la sección eficaz de Rutherford [SAN05].

Capítulo 5

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES.

El uso de haces radiactivos ha permitido investigar las propiedades de los núcleos cercanos a las líneas inestabilidad o goteo. Esto ha permitido descubrir nuevas características y estructuras, destacando por encima de todas la existencia de halos nucleares en algunos sistemas débilmente ligados. El ${}^6\text{He}$ es núcleo con halo formado por un *core* de ${}^4\text{He}$ y un halo de dos neutrones, siendo además de tipo borromeico, es decir que ninguno de sus subsistemas binarios está ligado.

El objetivo de este trabajo de tesis doctoral es el estudio de la reacción de ruptura del núcleo con halo ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$, a energías en torno a la barrera coulombiana. Los datos del experimento PH-189 del Centre de la Recherche du Cyclotróon (CRC) de Louvain-la-Neuve (Bélgica) analizados en esta tesis doctoral constituyen la primera medida experimental de esta sección eficaz. Es por ello que esta tesis se centra en el estudio de los mecanismos que dominan la reacción en este canal para un sistema tan poco ligado como es el ${}^6\text{He}$. Para alcanzar este objetivo los resultados experimentales obtenidos, distribución angular y distribución en energía de las partículas α provenientes del proceso de ruptura del ${}^6\text{He}$ a $\alpha + n + n$, se han interpretado bajo un modelo teórico de transferencia de los dos neutrones del halo del ${}^6\text{He}$ al continuo del blanco ${}^{208}\text{Pb}$ utilizando aproximación de Born de ondas distorsionadas.

Los principales hitos desarrollados en esta tesis doctoral y las conclusiones alcanzadas se pueden resumir como sigue:

- El experimento se realizó en el laboratorio Centre de Recherches du Cyclotron, situado en Louvain-la-Neuve, Bélgica. El haz de ${}^6\text{He}$ se produjo mediante la técnica ISOL (Isotope Separation On-Line) empleándose para ello la combinación de dos ciclotrones con una única fuente iónica. La intensidad del haz de ${}^6\text{He}$ fue del orden de 10^6 pps para las energías de 14, 16, 17 y 18 MeV. Para la energía de 22 MeV la intensidad fue de 10^5 pps.

- El sistema de detección utilizado estaba formado por tres detectores de silicio.: LEDA, LAMP y DINEX. El detector LEDA que cubría ángulos entre 5° - 12° . Se usaron 4 lóbulos con 16 bandas circulares cada una, haciendo un total de $16 \times 4 = 64$ canales de energía y tiempo. El detector LAMP cubría ángulos entre 20° y 64° y estaba formado por 6 sectores con 16 bandas circulares cada uno, con un total de $6 \times 16 = 96$ canales de detección. El detector DINEX estaba formado por 4 sectores ΔE -E con forma y tamaño aproximado de disco compacto (CD) y cubriendo ángulos en el rango 135° a 170° . Cada sector estaba formado por 16 bandas resultando en un total de $4 \times 16 = 64$ canales de detección ΔE -E. Los segmentos ΔE tienen un espesor de $40 \mu\text{m}$ y los E de $500 \mu\text{m}$, lo que nos permitió identificar las partículas al utilizarlo como espectrómetro de masas.
- Se utilizaron blancos con espesores de 0.950 mg/cm^2 para los haces de ${}^6\text{He}$ 14, 16 y 18 MeV y de 2.08 mg/cm^2 para el haz de 22 MeV (debido a la baja intensidad del haz para esta energía), todos ellos procedentes del mismo material. Estos blancos fueron analizados mediante espectroscopía de masas obteniéndose que la composición isotópica de los mismos era: ${}^{208}\text{Pb}$ 87(2) %, ${}^{207}\text{Pb}$ 1.20(2) %, ${}^{206}\text{Pb}$ 11.4(2) %.
- El sistema de adquisición de datos (DAQ) registró para cada detector la señales de energía y de tiempo. Durante el experimento se registraron un total de 228 señales de energía y otras tantas de tiempo. Para la señal de tiempo se utilizó como referencia la señal de radiofrecuencia del ciclotrón CYCLONE 110. La señal de disparo del sistema de adquisición de datos (o *trigger*) se construyó con una lógica TOTAL OR con señales provenientes de los detectores DINEX o LEDA o LAMP. Una partícula detectada por cualquiera de los detectores pone en marcha el sistema de adquisición de datos (START). El STOP del sistema de adquisición de datos se produce cuando le llega el siguiente pulso de radiofrecuencia del ciclotrón (COMMON STOP). Para mantener un tiempo muerto pequeño, las señales del detector LEDA se dividían por un factor de reducción que según la energía del haz se situó entre 10 y 100.
- A partir de los datos registrados se construyen los histogramas de energía y tiempo de vuelo para los detectores LEDA y LAMP, y los espectros de masas (bidimensionales) para el telescopio DINEX. También se ha realizado el estudio de la linealidad y deriva de la cadena electrónica, y un control de la eficiencia del sistema de detección.
- Dada la dificultad de separar las señales de ${}^6\text{He}$ y ${}^4\text{He}$ mediante la técnica de tiempo de vuelo en los detectores LEDA y LAMP, los datos del canal de ruptura a ${}^4\text{He} + n + n$ se limitan al rango angular cubierto por el telescopio

DINEX, donde se obtiene la separación entre ${}^6\text{He}$ y ${}^4\text{He}$ mediante el espectro de masas.

- La selección de sucesos de ${}^6\text{He}$ elástico y ${}^4\text{He}$ en los espectros de masas se realiza mediante ventanas en las que se seleccionan las bananas correspondientes a cada uno de los dos tipos de núcleos. Se realiza la proyección en energía total de estas ventanas seleccionadas para obtener las distribuciones en energía de los núcleos ${}^6\text{He}$ elástico y ${}^4\text{He}$. Integrando estas distribuciones en energía se obtienen el número de cuentas elásticas (N_{elas}) y de ruptura (N_{bu}) en cada detector.
- Se ha realizado una simulación del sistema experimental mediante un programa *ad hoc* realizado en código Fortran. Se trata de un código de simulación desarrollado para los detectores LEDA y LAMP que en esta tesis doctoral se modificó y amplió para incluir el telescopio DINEX. Este programa de simulación nos proporciona entre otros resultados la energía depositada por las partículas dispersadas en los distintos detectores considerando la cinemática de la reacción y la pérdida de energía en el blanco y en las capas muertas de los detectores. También proporciona los ángulos de dispersión de las partículas que llegan a los detectores, de donde se obtiene los valores de ángulo subtendido por cada banda de los detectores.
- Se ha calibrado en energía el telescopio DINEX de dos maneras diferentes. La primera forma consiste en utilizar una fuente α de calibración, con la que se calibra de manera independiente la parte ΔE y la parte E del telescopio. La segunda forma calibra el telescopio como un todo. Se utiliza una constante, C_i , que compensa el efecto de las ganancias de los detectores ΔE y E, de manera que las señales (todavía sin calibrar) se puedan sumar. Se realiza una simulación del sistema de detección que nos proporciona la energía total depositada en cada banda del telescopio DINEX por el haz de ${}^6\text{He}$ elásticamente dispersado para las distintas energías de haz utilizadas en el experimento (14, 16, 18 y 22 MeV en Laboratorio). Se utiliza estos valores de energía provenientes de la simulación para calibrar el detector mediante las señales del pico elástico a las distintas energías de haz. En esta calibración se consideran y corrigen las pérdidas de energía de las partículas en las capas muertas del detector y en el blanco. La simulación del sistema experimental también nos proporciona el valor del ángulo de dispersión subtendido por cada banda de DINEX, tanto en el sistema de referencia de Laboratorio como en el de Centro de Masas.
- Se han obtenido las secciones eficaces de ruptura haciendo uso del cociente entre el número de sucesos de ruptura y el número de sucesos elásticos en cada banda del telescopio DINEX. Estos valores se normalizan utilizando la

sección eficaz elástica de ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{208}\text{Pb}$ medida en este mismo experimento PH-189 y obtenida dentro de otra tesis doctoral realizada en nuestra colaboración [SAN05t]. Para tener una estadística razonable se han agrupado los sucesos de ruptura en intervalos de 1 MeV de anchura. El proceso consiste en evaluar para cada anillo de detectores (formado por las cuatro bandas que subtienden un mismo ángulo θ_i) y para cada intervalo de energía E_i el cociente $N_{bu}(\theta_i, E_i)/N_{el}(\theta_i)$. Las incertidumbres asociadas con la intensidad del haz, ángulo sólido, eficiencia de la cadena electrónica o el espesor del blanco desaparecen con este cociente.

Los datos experimentales muestran que a ángulos hacia detrás, el número de sucesos de ruptura a ${}^4\text{He}$ respecto del número de sucesos elásticos (${}^6\text{He}$) aumenta conforme aumenta la energía del haz desde 14 hasta 22 MeV, siendo el cociente N_{bu}/N_{el} mayor que uno para la energía de haz de 22 MeV. Estos datos son compatibles con los efectos de absorción de largo alcance encontrados en el análisis de los datos elásticos.

- Se han comparado los observables con tres modelos de reacción: ruptura directa, transferencia al continuo de dos neutrones y transferencia al continuo de un neutrón.
- Los cálculos de transferencia al continuo de dos neutrones se han realizado en aproximación de Born de ondas distorsionadas. En la modelización del ${}^6\text{He}$ los dos neutrones transferidos se han tratado como una única entidad, considerándolos como un *cluster* sin estructura interna, modelo conocido como de di-neutrón ($2n$). Este modelo de di-neutrón ha sido mejorado respecto al modelo estándar modificando el valor de la energía de ligadura del di-neutrón en el ${}^6\text{He}$ para reproducir una función de onda más realista del ${}^6\text{He}$ obtenida con un modelo de tres cuerpos (modelo mejorado de di-neutrón). Como potencial de ligadura $2n$ - ${}^4\text{He}$ se usa la parte real de un potencial Woods-Saxon obtenido de la literatura [RUS01].
- Para el ${}^{210}\text{Pb}$ (resultante de transferir el di-neutrón al ${}^{208}\text{Pb}$) se ha utilizado un potencial $d+{}^{208}\text{Pb}$ extraído de la literatura [DAE80]. Los estados excitados ligados del ${}^{210}\text{Pb}$ se han creado mediante una serie de estados *doorway* (o estados de acceso) con unas características definidas de espín-paridad y que se han considerado como los estados representativos de todos los estados reales del ${}^{210}\text{Pb}$ con las mismas características de espín-paridad. Posteriormente se desdobra cada uno de estos estados en 8 estados equiespaciados en energía, cada uno de ellos con un factor espectroscópico equivalente a 1/8. Los estados no ligados del sistema ${}^{210}\text{Pb}$ se describen mediante la técnica de discretización del continuo, en la que el continuo se sustituye por un conjunto discreto de estados normalizables.

- El resto de los potenciales necesarios para la descripción de la reacción, esto es: el potencial $U_{[{}^6\text{He}-{}^{208}\text{Pb}]}$ para el canal de entrada entre el ${}^6\text{He}$ y el ${}^{208}\text{Pb}$, el potencial $U_{[{}^4\text{He}-{}^{210}\text{Pb}]}$ del canal de salida entre el ${}^4\text{He}$ y el ${}^{210}\text{Pb}$ y el potencial de interacción *core-core* $U_{[\alpha-{}^{208}\text{Pb}]}$, también se obtienen de la literatura y carecen de parámetros libres ajustables a datos experimentales.
- El modelo desarrollado en esta tesis doctoral consigue un acuerdo bastante bueno entre los cálculos y los resultados experimentales, tanto para la distribución angular como para la distribución en energía de las partículas α (núcleos de ${}^4\text{He}$) provenientes de la ruptura del ${}^6\text{He}$. Por lo que respecta a la distribución en energía de las partículas α , además de reproducirse bien su valor el modelo reproduce muy bien la forma de las distribuciones. Además, se demuestra como la mejora en la descripción del ${}^6\text{He}$ mediante el modelo mejorado de di-neutrón supone una mejora apreciable en la descripción de los resultados experimentales.
- De estos resultados se deduce que a ángulos hacia detrás y energías próximas a la barrera coulombiana, el proceso dominante es la transferencia de dos neutrones.
- Se han comparado los cálculos del modelo de transferencia al continuo desarrollado en este trabajo con cálculos en canales acoplados discretizados al continuo (CDCC) mostrándose que los resultados de éste último marco teórico no pueden explicar los resultados experimentales, al menos en el rango angular en el que disponemos de datos.
- Otro canal posible de reacción es el de transferencia de 1 neutrón. Para este canal se muestran cálculos realizados en el marco DWBA cuyos resultados muestran que se espera que éste canal tenga una contribución apreciable para ángulos intermedios pero no en el rango angular medido en el experimento PH-189 analizado en este trabajo.

Podemos pues concluir, que la ruptura del núcleo con halo ${}^6\text{He}$ en presencia de un campo eléctrico intenso y a energías próximas a la barrera coulombiana a ángulos hacia detrás está dominada por un campo de partículas α . El análisis realizado sugiere un escenario en el que el núcleo ${}^6\text{He}$ se rompe en el campo del blanco y los neutrones de valencia se quedan en un estado de energía relativa pequeña respecto del blanco. Por conservación de la energía, la energía cinética perdida por los neutrones se transfiere a la partícula α , la cual resulta acelerada respecto a la velocidad del haz. Los resultados experimentales ahondan en la ya conocida idea de que hay que abandonar la imagen de unos nucleones ligados por el campo medio de la fuerza nuclear para adoptar una descripción en términos *decluster* de nucleones [ZHU93]. Estas conclusiones son consistentes con medidas previas de otras reacciones inducidas por el

núcleo con halo ${}^6\text{He}$ en varios blancos, para los cuales también se han medido grandes secciones eficaces de transferencia [AGU00, DEY05, PIE04, NAV04, RAA04].

Apéndice A

Parámetros de calibración en energía del detector DINEX

El proceso de calibración se realizó en varios pasos en los que se fue obteniendo una mayor precisión en cada uno de ellos. Primero se realizó un ajuste de las ganancias de los detectores ΔE y E de tal modo que podemos construir espectros bidimensionales en los que el pico elástico es vertical al eje de energía total (abcisas), no es una calibración en energía en el sentido estricto del concepto, puesto que no proporciona valores de energía en MeV, pero es útil para separar los sucesos elásticos de los de ruptura. Posteriormente se hizo una calibración en energía utilizando una fuente emisora α externa, se realizó la calibración de los detectores ΔE y de los detectores E de manera independiente. Como se vio que la precisión en energía obtenida con esta calibración no era adecuada para nuestra aplicación, se realizó una tercera calibración todavía más precisa. La tercera calibración se realizó sobre el telescopio como un todo, es decir, sobre las señales de energía total depositada por los haces elásticos de ${}^6\text{He}$ en el conjunto $\Delta E + E$, y utilizando como energía de referencia la obtenida en las simulaciones Montecarlo del sistema de detección.

En el presente apéndice se muestran las tablas correspondientes a los valores de las constantes de ajuste de ganancias y las tablas con los parámetros de las rectas de ajuste para la calibración con fuente α y para la calibración con la dispersión elástica del haz.

Tabla A.1: Constante de ajuste de ganancias C_i del telescopio DINEX utilizadas para la construcción de los espectros bidimensionales de energía. La primera y tercera columna se refiere al número asignado a cada banda. Las segundas y cuarta columna contienen el valor de C_i .

n° banda	valor C_i	n° banda	valor C_i
160	0.57	192	0.54
161	0.51	193	0.51
162	0.51	194	0.49
163	0.51	195	0.51
164	0.55	196	0.52
165	0.53	197	0.49
166	0.52	198	0.51
167	0.53	199	0.52
168	0.54	200	0.45
169	0.49	201	0.53
170	0.54	202	0.48
171	0.49	203	0.51
172	0.51	204	0.52
173	0.53	205	0.52
174	0.53	206	0.50
175	0.51	207	0.51
176	0.58	208	0.50
177	0.58	209	0.53
178	0.52	210	0.45
179	0.54	211	0.46
180	0.53	212	0.44
181	0.51	213	0.47
182	0.54	214	0.46
183	0.54	215	0.47
184	0.52	216	0.44
185	0.56	217	0.49
186	0.55	218	0.49
187	0.56	219	0.48
188	0.57	220	0.48
189	0.54	221	0.48
190	0.57	222	0.48
191	0.58	223	0.47

Tabla A.2: La tabla muestra los valores de energía depositada en una banda del detector DINEX por las partículas dispersadas elásticamente, para cada los haces de ${}^4\text{He}$ a 12 MeV y ${}^6\text{He}$ a 14 MeV, en función del ángulo laboratorio subtendido por esa banda. Los valores proceden de la simulación de la reacción, ver sección 3.5.

${}^4\text{He} + {}^{208}\text{Pb} @ 12 \text{ MeV}$		${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} @ 14 \text{ MeV}$	
θ_{lab}	E_{elas} (MeV)	θ_{lab}	E_{elas} (MeV)
136.3	11.071	136.3	12.504
137.8	11.073	137.8	12.500
139.3	11.068	139.3	12.490
140.9	11.061	140.9	12.478
142.6	11.054	142.6	12.467
144.4	11.048	144.4	12.454
146.2	11.041	146.2	12.442
148.2	11.034	148.2	12.429
150.2	11.028	150.2	12.416
152.3	11.020	152.3	12.404
154.5	11.013	154.5	12.391
156.8	11.006	156.8	12.378
159.2	10.999	159.2	12.366
161.5	10.993	161.5	12.355
164.1	10.987	164.1	12.345
166.6	10.982	166.6	12.336

Tabla A.3: La tabla muestra los valores de energía depositada en una banda del detector DINEX por las partículas dispersadas elásticamente, para cada el haz de ${}^6\text{He}$ a 16 y 18 MeV, en función del ángulo laboratorio subtendido por esa banda. Los valores proceden de la simulación de la reacción, ver sección 3.5.

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} @ 16 \text{ MeV}$		${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb} @ 18 \text{ MeV}$	
θ_{lab}	$E_{elas} \text{ (MeV)}$	θ_{lab}	$E_{elas} \text{ (MeV)}$
136.3	14.334	131.9	16.164
137.8	14.329	133.3	16.156
139.3	14.317	134.9	16.141
140.9	14.303	136.5	16.125
142.6	14.289	138.3	16.109
144.4	14.274	140.1	16.091
146.2	14.260	142.0	16.075
148.2	14.244	144.1	16.057
150.2	14.229	146.2	16.039
152.3	14.213	148.5	16.021
154.5	14.198	150.9	16.004
156.8	14.184	153.4	15.987
159.2	14.170	156.0	15.970
161.5	14.157	158.7	15.955
164.1	14.144	161.5	15.940
166.6	14.133	164.5	15.927

Tabla A.4: Calibración de las bandas del telescopio DINEX utilizando los valores de energía de la simulación de los picos elásticos. La energía depositada en cada evento en un detector *strip*-E se calcula como $E = m \cdot ch + n$ donde ch es el número de canal de ADC.

n° strip	m	n	n° strip	m	n
160	0,0047	-0,66	192	0,0046	-0,78
161	0,0048	-0,35	193	0,0047	-0,43
162	0,0048	-0,38	194	0,0046	-0,05
163	0,0048	-0,22	195	0,0047	-0,42
164	0,0047	-0,49	196	0,0047	-0,58
165	0,0048	-0,48	197	0,0047	-0,48
166	0,0047	-0,39	198	0,0045	-0,02
167	0,0048	-0,48	199	0,0047	-0,41
168	0,0049	-0,24	200	0,0047	0,19
169	0,0049	-0,31	201	0,0046	-0,40
170	0,0048	-0,34	202	0,0048	-0,20
171	0,0048	-0,39	203	0,0047	-0,49
172	0,0048	-0,42	204	0,0047	-0,58
173	0,0047	-0,29	205	0,0046	-0,54
174	0,0048	-0,53	206	0,0047	-0,25
175	0,0000	0,00	207	0,0000	0,00
176	0,0044	-0,37	208	0,0050	-0,12
177	0,0044	-0,33	209	0,0051	-0,60
178	0,0044	-0,16	210	0,0053	-0,20
179	0,0044	-0,13	211	0,0053	-0,20
180	0,0044	-0,23	212	0,0052	-0,19
181	0,0044	-0,20	213	0,0052	-0,31
182	0,0044	-0,39	214	0,0053	-0,32
183	0,0044	-0,29	215	0,0053	-0,36
184	0,0044	-0,16	216	0,0052	-0,16
185	0,0044	-0,31	217	0,0052	-0,39
186	0,0044	-0,35	218	0,0052	-0,54
187	0,0000	0,00	219	0,0052	-0,31
188	0,0000	0,00	220	0,0051	-0,38
189	0,0000	0,00	221	0,0052	-0,49
190	0,0000	0,00	222	0,0052	-0,27
191	0,0000	0,00	223	0,0052	-0,18

Tabla A.5: Calibración de las bandas del telescopio DINEX utilizando la fuente triple alpha. Las *strips* numeradas como 224 a 227 se refieren a los detectores E del telescopio. La energía para cada *strip* se calcula como $E = m \cdot ch + n$ donde ch es el número de canal de ADC para las *strips* ΔE y para los detectores E por separado. Posteriormente hay que sumar las energías de los ΔE en coincidencia con los detectores E para obtener la energía total de las partículas.

n° strip	m	n	n° strip	m	n
160	0,00208	-0,03	192	0,00191	-0,03
161	0,00201	-0,06	193	0,00196	-0,03
162	0,00206	-0,08	194	0,00167	0,64
163	0,00209	-0,05	195	0,00201	-0,03
164	0,00212	-0,07	196	0,00197	-0,03
165	0,00209	-0,11	197	0,00189	0,07
166	0,00202	-0,06	198	0,00196	0,03
167	0,00211	-0,10	199	0,00203	-0,03
168	0,00232	-0,10	200	0,00175	0,61
169	0,00206	-0,08	201	0,00206	-0,05
170	0,00224	-0,10	202	0,00204	-0,09
171	0,00202	-0,10	203	0,00204	-0,03
172	0,00207	-0,10	204	0,00200	-0,02
173	0,00216	-0,10	205	0,00200	-0,04
174	0,00217	-0,12	206	0,00204	0,00
175	0,00213	-0,08	207	0,00207	-0,04
176	0,00209	-0,06	208	0,00203	-0,10
177	0,00213	-0,04	209	0,00200	-0,02
178	0,00201	-0,03	210	0,00200	-0,06
179	0,00210	-0,04	211	0,00205	-0,05
180	0,00202	-0,04	212	0,00193	-0,03
181	0,00197	-0,02	213	0,00204	-0,09
182	0,00203	-0,07	214	0,00201	-0,05
183	0,00205	-0,03	215	0,00205	-0,10
184	0,00203	-0,01	216	0,00195	-0,03
185	0,00214	-0,04	217	0,00208	-0,05
186	0,00205	-0,01	218	0,00205	-0,05
187	0,00208	-0,03	219	0,00205	-0,01
188	0,00206	-0,03	220	0,00201	-0,04
189	0,00204	0,01	221	0,00202	-0,06
190	0,00209	0,00	222	0,00208	-0,05
191	0,00217	-0,09	223	0,00211	-0,10
224	0,00507	0,15	226	0,00474	0,35
225	0,00443	0,43	227	0,00528	0,39

Apéndice B

Datos experimentales de sucesos detectados

Tal y como se explica en la sección (3.7) del texto, las secciones eficaces experimentales se obtienen haciendo uso del cociente entre el número de sucesos de ruptura a partículas α (N_{bu}) y el de número de sucesos elásticos (N_{elas}) en cada una de las bandas del telescopio DINEX. Para más detalle ver la mencionada sección (3.7).

En este apéndice se muestran en forma de tablas los valores de N_{bu} y N_{elas} medidos experimentalmente para cada banda del detector DINEX para todas las energías de haz de ${}^6\text{He}$.

Tabla B.1: En la tabla se muestra el número de cuentas detectadas en cada una de las 64 bandas que forman el telescopio DINEX, tanto la parte elástica (${}^6\text{He}$) como la de ruptura (${}^4\text{He}$) para 14 MeV.

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 14 MeV					
n° strip	N_{elas}	N_{bu}	n° strip	N_{elas}	N_{bu}
160	617	58	192	0	51
161	739	82	193	528	66
162	932	84	194	619	53
163	1009	97	195	659	61
164	1110	113	196	538	70
165	1261	118	197	830	78
166	1276	120	198	873	90
167	1334	133	199	927	111
168	1306	127	200	704	87
169	1420	126	201	1443	154
170	1526	129	202	1270	138
171	1537	135	203	1415	149
172	1408	136	204	0	87
173	1490	131	205	1576	142
174	1468	113	206	1463	124
175	0	0	207	0	0
176	653	70	208	658	75
177	721	84	209	769	90
178	842	90	210	937	98
179	1046	102	211	995	114
180	1096	108	212	1134	130
181	1179	109	213	1190	126
182	1243	109	214	1285	143
183	1341	119	215	1376	134
184	1268	118	216	1333	127
185	1290	147	217	1454	141
186	1258	109	218	1463	136
187	0	122	219	1509	154
188	0	99	220	1055	122
189	0	109	221	1490	154
190	0	101	222	1517	105
191	0	82	223	1471	134

Tabla B.2: En la tabla se muestra el número de cuentas detectadas en cada una de las 64 bandas individuales que forman el telescopio DINEX, tanto la parte elástica (${}^6\text{He}$) como la de ruptura (${}^4\text{He}$) para 16 MeV.

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 16 MeV					
n° strip	N_{elas}	N_{bu}	n° strip	N_{elas}	N_{bu}
160	576	192	192	369	128
161	700	212	193	512	167
162	877	206	194	556	169
163	925	259	195	591	174
164	1035	288	196	571	201
165	1159	305	197	742	201
166	1241	327	198	835	243
167	1237	312	199	882	244
168	1286	330	200	877	300
169	1337	317	201	1376	393
170	1477	346	202	1322	346
171	1498	312	203	1432	339
172	1475	329	204	0	318
173	1431	341	205	1534	320
174	1478	296	206	1491	326
175	1468	329	207	1569	329
176	618	162	208	565	172
177	759	191	209	666	217
178	835	274	210	869	265
179	1015	298	211	967	276
180	1066	265	212	1080	298
181	1169	324	213	1177	362
182	1188	330	214	1214	335
183	1264	301	215	1294	336
184	1221	305	216	1310	328
185	1241	364	217	1377	331
186	1263	338	218	1387	356
187	1297	272	219	1414	330
188	1301	302	220	1324	329
189	1368	326	221	1430	318
190	1388	300	222	1413	331
191	1117	266	223	1341	329

Tabla B.3: En la tabla se muestra el número de cuentas detectadas en cada una de las 64 bandas individuales que forman el telescopio DINEX, tanto la parte elástica (${}^6\text{He}$) como la de ruptura (${}^4\text{He}$) para 18 MeV.

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 18 MeV					
n° strip	N_{elas}	N_{bu}	n° strip	N_{elas}	N_{bu}
160	231	203	192	106	100
161	255	235	193	143	165
162	306	296	194	154	190
163	328	265	195	183	200
164	349	318	196	180	193
165	407	347	197	251	217
166	438	358	198	252	219
167	451	388	199	323	232
168	497	402	200	316	305
169	480	369	201	476	372
170	577	393	202	485	376
171	526	390	203	556	369
172	560	410	204	350	278
173	606	380	205	532	350
174	599	412	206	557	347
175	571	359	207	594	341
176	178	189	208	217	205
177	279	237	209	272	235
178	296	272	210	333	255
179	339	279	211	332	293
180	384	344	212	407	329
181	396	337	213	389	371
182	455	345	214	493	362
183	452	365	215	451	385
184	439	351	216	498	358
185	481	335	217	467	400
186	441	351	218	540	366
187	471	336	219	548	361
188	495	318	220	536	392
189	490	287	221	588	385
190	518	302	222	610	373
191	427	242	223	515	294

Tabla B.4: En la tabla se muestra el número de cuentas detectadas en cada una de las 64 bandas individuales que forman el telescopio DINEX, tanto la parte elástica (${}^6\text{He}$) como la de ruptura (${}^4\text{He}$) para 22 MeV.

${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ 22 MeV					
n° strip	N_{elas}	N_{bu}	n° strip	N_{elas}	N_{bu}
160	27	173	192	9	107
161	31	217	193	12	146
162	27	265	194	20	152
163	41	292	195	20	178
164	42	329	196	34	157
165	51	328	197	30	191
166	65	385	198	27	238
167	58	410	199	42	230
168	55	364	200	41	324
169	74	367	201	77	378
170	47	420	202	82	340
171	63	409	203	82	368
172	94	422	204	61	284
173	87	392	205	69	359
174	67	420	206	64	359
175	62	292	207	65	305
176	29	181	208	12	179
177	27	187	209	25	227
178	32	261	210	44	283
179	48	275	211	37	319
180	45	262	212	40	313
181	32	262	213	49	338
182	49	331	214	48	368
183	54	267	215	71	366
184	36	231	216	59	377
185	53	255	217	78	364
186	67	262	218	65	381
187	48	264	219	72	361
188	51	267	220	63	380
189	55	255	221	86	391
190	64	239	222	84	357
191	31	141	223	72	278

Apéndice C

Niveles para el ^{210}Pb

En este apéndice se muestra el proceso seguido para el cálculo de los estados *doorway* de la estructura del ^{210}Pb utilizados en los cálculos de transferencia al continuo de la reacción $(^4\text{He} + 2n) + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^4\text{He} + (2n + ^{208}\text{Pb})$ desarrollados esta tesis doctoral.

Como se muestra en la sección (4.2.2), estos estados se construyen haciendo uso de la condición del *Crude Shell Model* (CSM) [CHA87], que nos proporciona una forma simple de calcular la energía de estados de 2 partículas relativas a un núcleo con capa cerrada (en nuestro caso las dos partículas son dos neutrones y el núcleo con capa cerrada es el ^{208}Pb):

$$E_x(A + 2, (j_1 j_2)_J) = E_x(A + 1, j_1) + E_x(A + 1, j_2) + \langle j_1 j_2 | V_{res} | j_1 j_2 \rangle + E_{pair} \quad (\text{C.1})$$

en esta expresión j_1 y j_2 son los estados monoparticulares del núcleo con número atómico $A+1$ (^{209}Pb) y E_{pair} es la diferencia de energías de ligadura de los tres núcleos involucrados en el cálculo:

$$E_{pair}(n, n) = B(A, g.s) + B(A + 2, g.s) - 2B(A + 1, g.s) = 1,2489 \text{MeV} \quad (\text{C.2})$$

y el término residual $\langle j_1 j_2 | V_{res} | j_1 j_2 \rangle$ se aproxima a cero.

Utilizando los estados monoparticulares del ^{209}Pb de la tabla (C.1) obtenidos de ([JOH87]) construimos las combinaciones de estados de dos en dos; teniendo los estados resultantes un spin J con valores entre $\|j_1 - j_2\|$ y $j_1 + j_2$, y siendo su paridad la resultante de hacer $\pi = (-1)^{l_1} \times (-1)^{l_2}$.

En la tabla (C.2) se muestran los estados resultantes, siendo el valor de la última columna E_{1+2} la suma de las energías de los estados particulares, por lo que para

Tabla C.1: Energías de los estados mono particulares E_{nlj} en ^{209}Pb . La columna de la izquierda especifica los números cuánticos principal, orbital y el momento angular total. En la columna de la derecha se listan los valores experimentales de la energía de excitación. Información tomada de [JOH87].

estado monoparticular del ^{209}Pb	spin	paridad (π)	Energía de Excitación, E_x (MeV)
2g 9/2	9/2	1	0.00
1i 11/2	11/2	1	0.78
1j 15/2	15/2	-1	1.43
3d 5/2	5/2	1	1.57
4s 1/2	1/2	1	2.04
2g 7/2	7/2	1	2.50
3d 3/2	3/2	1	2.54

obtener el resultado final de la energía de excitación de los estados *doorway* del ^{210}Pb mostrados en la tabla (4.1) del capítulo (4) sólo falta sumar el valor de la energía de enlace $E_{pair}(n, n)$.

Conviene recordar que los valores del momento angular orbital de se corresponden con $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, \dots$ para $l = s, p, d, e, f, g, h, i, j, k, \dots$

Tabla C.2: Combinación de estados monoparticulares del ^{209}Pb que intervienen en la formación de los estados *doorway* del ^{210}Pb con sus características de spin y energía de excitación. En la primera columna se muestra el estado del ^{210}Pb al que contribuye la combinación, y en la última columna se muestra la suma de energías de los estados monoparticulares de ^{209}Pb .

spín total J (^{210}Pb)	spin j_1 ^{209}Pb	spin j_2 ^{209}Pb	E_1 ^{209}Pb	E_2 ^{209}Pb	E_{1+2} ^{210}Pb
0^+	9/2	9/2	0	0	0
	11/2	11/2	0.78	0.78	1.56
	15/2	15/2	1.43	1.43	2.86
	5/2	5/2	1.57	1.57	3.14
	1/2	1/2	2.04	2.04	4.08
	7/2	7/2	2.50	2.50	5.00
	3/2	3/2	2.54	2.54	5.08
	Media =				
2^+	9/2	9/2	0	0	0
	9/2	11/2	0	0.78	0.78

spín total J (^{210}Pb)	spin j_1 ^{209}Pb	spin j_2 ^{209}Pb	E_1 ^{209}Pb	E_2 ^{209}Pb	E_{1+2} ^{210}Pb
	9/2	5/2	0	1.57	1.57
	9/2	7/2	0	2.50	2.50
	9/2	3/2	0	2.54	2.54
	11/2	11/2	0.78	0.78	1.56
	11/2	7/2	0.78	2.50	3.28
	11/2	3/2	0.78	2.54	3.32
	15/2	15/2	1.43	1.43	2.86
	5/2	5/2	1.57	1.57	3.14
	5/2	1/2	1.57	2.04	3.61
	5/2	7/2	1.57	2.50	4.07
	5/2	3/2	1.57	2.54	4.11
	1/2	3/2	2.04	2.54	4.58
	7/2	7/2	2.50	2.50	5.00
	7/2	3/2	2.50	2.54	5.04
	3/2	3/2	2.54	2.54	5.08
	Media =				3.12
4 ⁺	9/2	9/2	0	0	0
	9/2	11/2	0	0.78	0.78
	9/2	5/2	0	1.57	1.57
	9/2	1/2	0	2.04	2.04
	9/2	7/2	0	2.50	2.50
	9/2	3/2	0	2.54	2.54
	11/2	11/2	0.78	0.78	1.56
	11/2	5/2	0.78	1.57	2.35
	11/2	7/2	0.78	2.50	3.28
	11/2	3/2	0.78	2.54	3.32
	15/2	15/2	1.43	1.43	2.86
	5/2	5/2	1.57	1.57	3.14
	5/2	7/2	1.57	2.5	4.07
	5/2	3/2	1.57	2.54	4.11
	1/2	7/2	2.04	2.50	4.54
	7/2	7/2	2.50	2.50	5.00
	7/2	3/2	2.50	2.54	5.04
	Media =				2.87
6 ⁺	9/2	9/2	0	0	0
	9/2	11/2	0	0.78	0.78
	9/2	5/2	0	1.57	1.57
	9/2	7/2	0	2.50	2.50
	9/2	3/2	0	2.54	2.54

spín total J (^{210}Pb)	spin j_1 ^{209}Pb	spin j_2 ^{209}Pb	E_1 ^{209}Pb	E_2 ^{209}Pb	E_{1+2} ^{210}Pb
	11/2	11/2	0.78	0.78	1.56
	11/2	5/2	0.78	1.57	2.35
	11/2	1/2	0.78	2.04	2.82
	11/2	7/2	0.78	2.50	3.28
	11/2	3/2	0.78	2.54	3.32
	15/2	15/2	1.43	1.43	2.86
	5/2	7/2	1.57	2.50	4.07
	7/2	7/2	2.50	2.50	5
Media =					2.52
8 ⁺	9/2	9/2	0	0	0
	9/2	11/2	0	0.78	0.78
	9/2	7/2	0	2.50	2.50
	11/2	11/2	0.78	0.78	1.56
	11/2	5/2	0.78	1.57	2.35
	11/2	7/2	0.78	2.50	3.28
	15/2	15/2	1.43	1.43	2.86
	15/2	5/2	1.43	1.57	3
	15/2	1/2	1.43	2.04	3.47
	15/2	7/2	1.43	2.50	3.93
	15/2	3/2	1.43	2.54	3.97
Media =					2.52
10 ⁺	9/2	11/2	0	0.78	0.78
	11/2	11/2	0.78	0.78	1.56
	15/2	15/2	1.43	1.43	2.86
Media =					1.73
12 ⁺	15/2	15/2	1.43	1.43	2.86
3 ⁻	9/2	15/2	0	1.43	1.43
	11/2	15/2	0.78	1.43	2.21
Media =					1.82
5 ⁻	9/2	15/2	0	1.43	1.43
	11/2	15/2	0.78	1.43	2.21
	15/2	5/2	1.43	1.57	3.0
	15/2	7/2	1.43	2.5	3.93
	3/2	15/2	2.54	1.43	3.97
Media =					2.91

Apéndice D

Transformación de la sección eficaz del sistema de Centro de Masas al sistema Laboratorio

Tal y como se vio en el capítulo de análisis de resultados necesitamos transformar la sección eficaz de reacción del sistema de Centro de Masas (CM) al Sistema Laboratorio (L). La sección eficaz es función de la energía y del ángulo, por lo que en forma diferencial, la transformación que queremos realizar es:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right|_{CM} \rightarrow \left. \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right|_L \quad (D.1)$$

En el sistema de Centro de Masas, la reacción $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ ocurre según lo representado en la figura (D.1).

En nuestro caso estamos interesados en la sección eficaz de la partícula α (partícula 3 en la figura) ya que es el observable que hemos medido. Además, nuestra reacción es inclusiva porque no observamos los dos neutrones de valencia del ${}^6\text{He}$, así que, para la descripción cinemática haremos la suposición de que estos dos neutrones salen junto con el ${}^{208}\text{Pb}$ (partícula 4).

La transformación de un sistema de coordenadas a otro se realiza mediante el Jacobiano de la transformada de coordenadas, esto es

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right|_{CM} = J(CM \rightarrow LAB) \left. \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right|_L \quad (D.2)$$

Dicho Jacobiano proviene de la siguiente condición para la sección eficaz diferencial: $\sigma_L(E_L, \theta_L) dE_L d\Omega_L = \sigma_{cm}(E_{cm}, \theta_{cm}) dE_{cm} d\Omega_{cm}$. Además el ángulo azimutal

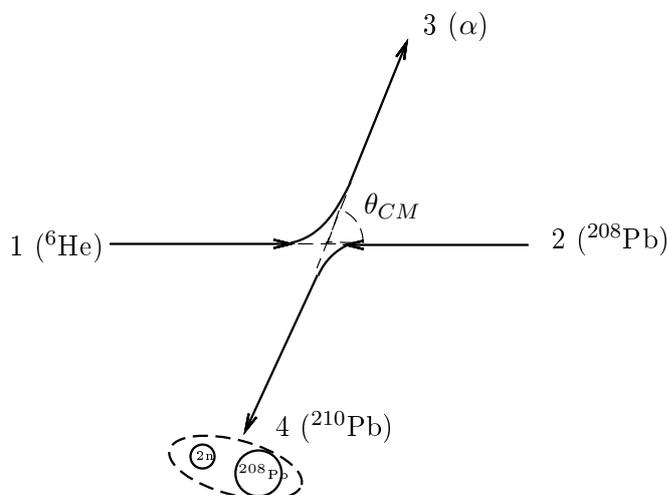


Figura D.1: Representación de una reacción $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ en el sistema de referencia del Centro de Masas.

es igual en ambos sistemas de referencia, $\varphi_L = \varphi_{cm}$, lo que implica que:

$$\frac{d\Omega_L}{d\Omega_{cm}} = \frac{d(\cos \theta_L)}{d(\cos \theta_{cm})} \quad (D.3)$$

Teniendo esto en cuenta, el Jacobiano de la transformación de coordenadas del sistema de referencia del Centro de Masas al sistema Laboratorio, está formado por las derivadas parciales siguientes

$$J(CM \rightarrow LAB) = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_L}{\partial E_{cm}} & \frac{\partial E_L}{\partial(\cos \theta_{cm})} \\ \frac{\partial(\cos \theta_L)}{\partial E_{cm}} & \frac{\partial(\cos \theta_L)}{\partial(\cos \theta_{cm})} \end{vmatrix} \quad (D.4)$$

Para obtener las relaciones entre la energía y el ángulo de una partícula (E_{cm}, θ_{cm}) en el sistema Centro de Masas y la energía y ángulo de esa misma partícula en el sistema laboratorio (E_L, θ_L) podemos acudir a algún texto generalista, como por ejemplo [SAT80].

Para hacer más sencilla la relación entre las magnitudes en Centro de Masas y en Laboratorio se define una nueva variable x como

$$x = \left[\frac{m_1 m_3 E_i}{m_2 m_4 E_f} \right]^{1/2} \quad (D.5)$$

donde m_1, m_2, m_3, m_4 son las masas de las partículas 1,2,3 y 4. $E_i = E_{cm}^i$ es la energía cinética inicial del centro de masas y $E_f = E_{cm}^f$ la energía cinética final.

Con esta nueva variable, las relaciones entre el ángulo y energía en CM y LAB para la partícula 3 (nuestras α) se expresan como [SAT80]

$$\cos \theta_L = \frac{x + \cos \theta_{cm}}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm})^{1/2}} \quad (D.6)$$

$$E_L^3 = E_3^{cm} (1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm}) = \frac{A}{x^2} (1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm}) \quad (D.7)$$

donde hemos sustituido

$$E_3^{cm} = \frac{m_4}{m_3 + m_4} E_f = \frac{m_4}{m_3 + m_4} \frac{m_1 m_3}{m_2 m_4} \frac{E_i}{x^2} \equiv \frac{A}{x^2} \quad (D.8)$$

y definido A del siguiente modo

$$A = \frac{m_1 m_3}{(m_3 + m_4) m_2} E_i \quad (D.9)$$

Como hemos definido una nueva variable x que sustituye a la energía, debemos reescribir el Jacobiano en función de esta variable

$$J(CM \rightarrow LAB) = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_L}{\partial x} & \frac{\partial E_L}{\partial(\cos \theta_{cm})} \\ \frac{\partial(\cos \theta_L)}{\partial x} & \frac{\partial(\cos \theta_L)}{\partial(\cos \theta_{cm})} \end{vmatrix} \quad (D.10)$$

Para hacer el cambio de variable $E_{cm} \rightarrow x$ necesitaremos saber la derivada de la primera respecto de la segunda,

$$\frac{dE_{cm}}{dx} = \frac{m_1 m_3}{m_2 m_4} E_i \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{x^2} \right) \equiv -\frac{B}{x^3} \quad (D.11)$$

donde hemos definido el término B como

$$B = +\frac{2m_1 m_3}{m_2 m_4} E_i \quad (D.12)$$

Ahora ya podemos calcular las derivadas parciales que aparecen en el Jacobiano (D.10):

$$\frac{\partial \cos \theta_L}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{(x + \cos \theta_{cm})}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm})^{1/2}} \right\} = \frac{1 - \cos^2 \theta_{cm}}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm})^{3/2}} \quad (D.13)$$

$$\frac{\partial \cos \theta_L}{\partial \cos \theta_{cm}} = \frac{\partial}{\partial \cos \theta_{cm}} \left\{ \frac{(x + \cos \theta_{cm})}{(1 + x + 2x \cos \theta_{cm})^{1/2}} \right\} = \frac{1 + x \cos \theta_{cm}}{(1 + x + 2x \cos \theta_{cm})^{3/2}} \quad (\text{D.14})$$

$$\frac{\partial E_L}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{A}{x^2} (1 + x + 2x \cos \theta_{cm}) \right\} = -\frac{2A}{x^3} (1 + x \cos \theta_{cm}) \quad (\text{D.15})$$

$$\frac{\partial E_L}{\partial \cos \theta_{cm}} = \frac{\partial}{\partial \cos \theta_{cm}} \left\{ \frac{A}{x^2} (1 + x + 2x \cos \theta_{cm}) \right\} = \frac{2A}{x} \quad (\text{D.16})$$

Con estos resultados podemos calcular ya el Jacobiano de la transformación de coordenadas, que vale:

$$J = \frac{\partial E_L}{\partial x} \frac{\partial(\cos \theta_L)}{\partial \cos \theta_{cm}} - \frac{\partial E_L}{\partial \cos \theta_{cm}} \frac{\partial(\cos \theta_L)}{\partial x}$$

$$J = -\frac{2A}{x^3} \frac{(1 + 2x^2 + 2x \cos \theta_{cm} - x^2 \cos^2 \theta_{cm})}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm})^{3/2}} \quad (\text{D.17})$$

Como hemos hecho el cambio de variable $E_{cm} \rightarrow x$ tenemos que

$$\frac{\partial E_L}{\partial E_{cm}} = \frac{\partial E_L}{\partial x} \frac{dx}{dE_{cm}} \quad (\text{D.18})$$

hay que multiplicar J por la inversa de (D.18), utilizando (D.11)

$$\left(\frac{dE_{cm}}{dx} \right)^{-1} = -\frac{x^3}{B} \quad (\text{D.19})$$

Así, utilizando (D.19) la expresión anterior del Jacobiano resulta

$$J = \frac{2A}{B} \frac{(1 + 2x^2 + 2x \cos \theta_{cm} - x^2 \cos^2 \theta_{cm})}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm})^{3/2}} \quad (\text{D.20})$$

además, utilizando de las expresiones (D.9) y (D.12) que nos dan A y B calculamos

$$\frac{2A}{B} = \frac{m_4}{m_3 + m_4} \quad (\text{D.21})$$

haciendo uso de (D.21) y sustituyendo en (D.20) obtenemos la expresión final del Jacobiano que estamos buscando

$$J = \frac{m_4}{m_3 + m_4} \frac{(1 + 2x^2 + 2x \cos \theta_{cm} - x^2 \cos^2 \theta_{cm})}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm})^{3/2}} \equiv \frac{\partial(E_L, \Omega_L)}{\partial(E_{cm}, \Omega_{cm})} \quad (\text{D.22})$$

con x definida por (D.5).

Bibliografia

- [AGU00] E.F. Aguilera, et al., Phys. Rev. Lett. 84, 5058, (2000)
- [ALE00] D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, V.Z. Goldberg, A. Grünschlob, M. Hellström, J. Holeczek, R. Holzmann, B. Jonson, J.V. Kratz, G. Kraus, R. Kullessa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, T. Leth, K. Markenroth, M. Meister, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, B. Petersen, M. Pfützner, A. Ritcher, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, W. Schwab, H. Simon, M.H. Smedberg, M. Steiner, J. Stroth, A. Surowiec, T. Suzuki, O. Tengblad, M.V. Zhukov, Nucl. Phys. A 669, 51, (2000)
- [ALK02] G.D. Alkhazov, A.V. Dobrovolsky, P. Egelhof, H. Geissel, H. Irnich, A.V. Khanzadeev, G.A. Korolev, A.A. Lobodenko, G. Münzenberg, M. Mutterer, S.R. Neumaier, W. Schwab, D.M. Seliverstov, T. Suzuki, A.A. Vorobyov, Nucl. Phys. A 712, 269, (2002)
- [AND94] M.V. Andres et al, Nucl. Phys A 579, 273, (1994)
- [AUD03] G. Audi, A.M. Wapstra y C. Thibault, Nucl. Phys. A 729, 337, (2003)
- [AUS87] N. Austern, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Kawai, G. Rawitscher, M. Yahiro, Phys. Rep. 154, 125, (1987)
- [AUS89] N. Austern et al., Physics Review Letters 63, 2649, (1989)
- [AUS96] N. Austern et al., Phys. Rev. C 53, 314, (1996)
- [AUM99] T. Aumann, D. Aleksandrov, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, V.Z. Goldberg, M. Golovkov, A. Grünschlob, M. Hellström, K. Hencken, J. Holeczek, R. Holzmann, B. Jonson, A.A. Korshenninikov, J.V. Kratz, G. Kraus, R. Kullessa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, T. Leth, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, B. Petersen, M. Pfützner, A.

- Richter, K. Riisager, C. Schrieder, W. Schwab, H. Simon, M.H. Smedberg, M. Steiner, J. Stroth, A. Surowiec, T. Suzuki, O. Tengblad, M.V. Zhukov, Phys. Rev. C 59, 1252, (1999)
- [BAC08] Bachelet et al., Physics Review Letters 100, 1825011, (2008)
- [BAN98] P. Banerjee, I.J. Thompson and J.A. Tostevin, Phys. Rev. C 58, 1042, (1998)
- [BAR74] A.R. Barnett, J.S. Lilley, Phys. Rev. C 9, 2010, (1974)
- [BAF85] N.C. Barford, Experimental measurements: precision, error and thruth, Second Edition, John Wiley Sons, Great Britain, 1985.
- [BAU98] C. Barué et al., Rev. Sci. Instrum. V69 No. 2 (1998)
- [BAU76] G. Baur, D. Trautmann, Phys. Rep. 25, 293, (1976)
- [BAY82] B.F. Bayman, J. Chen, Phys. Rev. C 26, 1509, (1982)
- [BYC04] J.P. Bychowski et al. Phys. Rev. Lett. B 596, 26 (2004)
- [BJE36] T. Bjerger, K.J. Borgström, Nature 138, 400, (1936)
- [BON01] A. Bonaccorso, G.F. Bertsch, Phys. Rev. C 63, 044604, (2001)
- [BOR01] M.J.G. Borge, O. Tengblad, M.V. Andrés, J.M. Espino, J. Gómez-Camacho, I. Martel-Bravo, F. Pérez-Bernal, A. Sánchez, C. Angulo, G. Tabacaru, P. Vann Duppen, M. Gulino, M. Huyse, N. Clarke, M. Freer, M. Lattuada, C. Spitaleri, S. Cherubini, Proposal to the PAC of the Cyclotron Research Centre, Louvain-la-Neuve, Belgium, (2001)
- [BOR08] M.J.G Borge y Alfredo Poves, Revista Española de Física, Enero-Marzo, 2008
- [CER02] CERN-CN Division CERN Program Library Office. Physics Analysis Workstation
- [CHA87] T.U. Chan, M. Agard, J.F. Bruandet and C. Morand, Phys. Rev. C 19, 244, (1987)
- [CHA00] R. Chatterjee, P. Banerjee and R. Shyam, Nucl. Phys. A 675, 477, (2000)
- [CHA00] R. Chatterjee, P. Banerjee, R. Shyam, Nucl. Phys. A 675, 477, (2000)
- [CHU98] L.V. Chulkov, Nuovo Cimento 111A, 791, (1998)

- [CHU05] L.V. Chulkov, F. Aksouh, A. Bleile, O.V. Bochkarev, D. Cortina-Gil, A.V. Dobrovolsky, P. Egelhof, H. Geissel, M. Hellström, N.B. Isaev, O.A. Kiselev, B.G. Komkov, M. Matos, F.N. Moroz, G. Münzenberg, M. Mutterer, V.A. Mylnikov, S.R. Neumaier, V.N. Pribora, D.M. Seliverstov, L.O. Sergeev, A. Shrivastava, K. Sümmerer, S.Yu. Torilov, H. Weick, M. Winkler, V.I. Yatsoura, Nucl. Phys. A 759, 43, (2005)
- [COR97] A. Corbis, D. Federov, A.S. Jensen, Phys. Rev. Lett. 79, 2411, (1997)
- [DAE80] W.W. Daehnick, J.D. Childs and Z. Vrcelj, Phys. Rev. C 21, 2253, (1980)
- [DAN91] B.V. Danilin, M.V. Zhukov, A.A. Korshennikov, y L.V. Chulkov, Sov. J. Nucl. Phys., 45, (1991)
- [DAN93] B.V. Danilin, M.V. Zhukov, J.S. Vaagen, J.M. Bang, Phys. Lett. B 302, 329, (1993)
- [DAN97] B.V. Danilin, J.S. Vaagen, S.N. Ershov, H. Heiberg-Andersen, I.J. Thompson, M.V. Zhukov, Phys. Rev. C 55, R577, (1997)
- [DAN98] B.V. Danilin, I.J. Thompson, M.V. Zhukov, J.S. Vaagen, Nucl. Phys. A 632, 383, (1998)
- [DAN05] B.V. Danilin, S.N. Ershov, J.S. Vaagen, Phys. Rev. C 71, 057301, (2005)
- [DAR90] D. Darquennes et al., Phys. Rev. C 42, 12804 (1990)
- [DAV00] T. Davinson, W. Bradfield-Smith, S. Cherubini, A. DiPietro, W. Galster, A.M. Laird, P. Leleux, A. Ninane, A. N. Ostrowski, A.C. Shotter, J. Vervier, P. J. Woods, Nucl. Instr. Meth. A 454, 350-358, (2000)
- [DEC91] P. Decroock et al., Nucl. Instr. and Meth. B58, 252, (1991)
- [DEY05] P.A. DeYoung, et al., Phys. Rev. C 71, 051601, (2005)
- [DOB02] A.V. Dobrovolsky, G.D. Alkhasov, M.N. Andronenko, A. Bauchet, P. Egelhof, S. Fritz, H. Geissel, C. Gross, A.V. Khanzadeev, G.A. Korolev, G. Kraus, A.A. Lobodenko, G. Münzenberg, M. Mutterer, S.R. Neumaier, T. Schäfer, C. Scheidenberger, D.M. Seliverstov, T. Suzuki, N.A. Timofeev, A.A. Voroyov, V.T. Yatsoura, Preprint PNPI-2457, Gatchina, 2002
- [ESB97] H. Esbensen, G. Bertsch, y K. Henchen, Phys. Rev. C 56, 3054, (1997)

- [ESC07] D. Escrig, A.M. Sánchez-Benitez, A.M. Moro, M.A.G. Álvarez, M.V. Andrés, C. Angulo, M.J.G. Borge, J. Cabrera, S. Cherubini, P. Demaret, J.M. Espino, P. Figuera, M. Freer, J. E. García-Ramos, J. Gómez-Camacho, M. Gulino, O.R. Kakuee, I. Martel, C. Metelko, F. Pérez-Bernal, J. Rahighi, K. Rusek, D. Smirnov, O. Tengblad y V Ziman, Nucl. Phys. A, 792, 2-17, (2007)
- [EGE01] P. Egelhof and IKAR Collaboration. Progress in Particle and Nuclear Physics, 46, 307-316, (2001)
- [EGE02] P. Egelhof, G.D. Alkhazov, M.N. Andronenko, A. Bauchet, A.V. Dobrovolsky, S. Fritz, G.E. Gavrilov, H. Geissel, C. Gross, A.V. Khanzadeev, G.A. Korolev, G. Krauss, A.A. Lobodenko, G. Münzenberg, M. Mutterer, S.R. Neumaier, T. Schäfer, C. Scheidenberger, D.M. Seliverstov, N.A. Timofeev, A.A. Vorobyov, V.I. Yatsoura, Eur. Phys. J. A 15, 27, (2002)
- [EHU08] <http://www.sc.ehu.es/sweb/fisica/cuantica/dispersion1/dispersion1.htm>
- [FAD60] L.D. Fadeev, JETP39, 1459, (1960)
- [FEN76] D.H. Feng, T. Udagawa, Nucl. Phys. A 274, 276, (1976)
- [FIR96] R.B. Firestone, Table of Isotopes, John Willey Sons, 8th edition, 1996
- [FOR02] C. Forssén, V.D. Efros, M.V. Zhukov, Nucl. Phys. A 697, 639, (2002)
- [FRO79] H. Frohlich, T. Shimoda, M. Ishihara, K. Nagatani, T. Udagawa, T. Tamura, Phys. Rev. Lett. 42, 1518, (1979)
- [GAE97] M. Gaelens et al., Nucl. Instr. and Meth. B126, 125, (1997)
- [GAE99] M. Gaelens, M. Loiselet y G. Ryckewaert, AIP CP475, 302, (1999)
- [GIO05] L. Giotet al., Phys. Rev. C 71, 064311, (2005)
- [HAN87] P.G. Hansen, B. Jonson, Europhys. News 4, 409, (1987)
- [HUE09] <http://www.uhu.es/gem/dinex/dinex.htm>
- [IMA04] N. Imai et al., Phys. Rev. Lett. 92, 062501, (2004)
- [JEN01] A.S. Jensen, M.V. Zhukov, Nucl. Phys. A 693, 411-423, (2001)
- [JEP06] H.B. Jeppesen et al., Phys. Lett. B 642, 449, (2006)
- [JOH87] C. H. Jhonson, D. J. Horen and C. Mahaux, Phys. Rev. C 36, 2252, (1987)

- [JOA87] C.J. Joachain, *Quantum Collision Theory*, North-Holland, Amsterdam, (1987)
- [JON04] B. Jonson, *Phys. Rep.* 389, 1, (2004)
- [KAK03] O.R. Kakuee, J. Rahighi, A.M. Sánchez-Benitez, M.V. Andrés, S. Cherubini, T. Davinson, W. Galster, J. Gómez-Camacho, A.M. Laird, M.Lamehi-Rachti, I. Martel, A.C. Shotter, W.B. Smith, J. Vervier, P.J.Woods, *Nucl. Pjys. A* 728, 339, (2003)
- [KEE96] N. Keekey, K. Rusek, *Phys. Lett. B* 375, 9 (1996)
- [KEE03] N. Keekey, J.M. Cook, K.W. Kemper, B.T. Roeder, W.D. Weintraub, F. Marechal, K. Rusek, *Phys. Rev. C* 68, 054601, (2003)
- [KHA96] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin, *Phys. Rev. C* 54, 1843, (1996)
- [KHA96b] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin, *Phys. Rev. Lett.* 76, 3903, (1996)
- [KOL98] J.J. Kolata et al., *Phys. Rev. Lett.* 81, 4580 (1998)
- [KOR00] B. Kornilovich, National Technical University, Ukraine. Comunicación privada.
- [KLU02] H.J. Kluge, *Nucl. Phys. A* 701, 495c, (2002)
- [LEO87] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1987
- [LOV98] R.G. Lovas, R.J. Liotta, A. Insolia, K. Varga, y D.S. Delion, *Phys. Rep.* 154, (1998)
- [MAC03] R.S. Mackintosh, K. Rusek, *Phys. Rev. C.* 67, 034607, (2003)
- [MAC04] R.S. Mackintosh, N. Keeley, *Phys. Rev. C* 70, 024604, (2004)
- [MAR00] F.M. Marqués, M. Labiche, N.A. Orr, J.C. Angélique, L. Axelsson, B. Benoit, C.U. Bergmann, M.J.G. Borge, W.N. Catford, S.P.G. Chappell, N.M. Clarke, G. Costa, N. Curtis, A. D'Arrigo, E. de Góes Brennand, F. de Oliveira Santos, O. Dorvaux, G. Fazio, M. Freer, B.R. Fulton, G. Giardina, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, F. Hanappe, B. Heusch, B. Jonson, C. Le Brun, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, M.J. Lopes, K. Markenroth, A.C. Mueller, T. Nilsson, L. Stuttgé, *Physics Letters B* 476, 219, (2000)
- [MAT06] T. Matsumoto, T. Egami, K. Ogata, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Yahiro, *Phys. Rev. C* 73, 051602, (2006)

- [MAT04] T. Matsumoto, E. Hiyama, K. Ogata, Y. Iseri, M. Kamimura, S. Chiba, M. Yahiro, Phys. Rev. C 70, 061601, (2004)
- [MIL00] D. Miljanic, M. Milin, M. Aliotta, S. Cherubini, T. Davinson, A. Di Prieto, P. Figuera, M. Gaelens, W. Galster, M. Loiselet, A. Ninane, A.N. Ostrowski, G. Ryckewaert, A. C. Shotton, N. Soic, C. Spitaleri, Nucl. Instr. and Meth. A 447, 544-547, (2000)
- [MOR03] A.M. Moro, R. Crespo, H. García-Martínez, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, J. Gomez-Camacho, F.M. Nunes, Phys. Rev. C 68, 034614, (2003)
- [MOR06] A.M. Moro, F.M. Nunes, Nucl. Phys. A 767, 138-154, (2006)
- [MOR06b] A.M. Moro, F.M. Nunes, J. Gómez-Camacho, Interplay between direct breakup and transfer to the continuum, TNET Workshop, Surrey, UK, April 2006
- [MOR07] A.M. Moro, K. Rusek, J.M. Arias, J. Gomez-Camacho y M. Rodríguez-Gallardo, Phys. Rev. C 75, 064607, (2007)
- [NAV04] A. Navin, V. Tripathi, Y. Blumenfeld, V. Nanal, C. Simenel, J.M. Casandjian, G. de France, R. Raabe, D. Bazin, A. Chatterjee, M. Dasgupta, S. Kailas, R.C. Lemmon, K. Mahata, R.G. Pillay, E.C. Pollacco, K. Ramachandran, M. Rejmund, A. Shivastava, J.L. Sida, E. Tryggestad, Phys. Rev. C 70, 044601, (2004)
- [NEU93] P. von Neumann-Cosel, P. Schenk, U. Fister, T.K. Trelle and R. Jahn, Phys. Rev. C 47, 1027, (1993)
- [NEM02] S.R. Neumaier, G.D. Alkhasov, M.N. Andronenko, A.V. Dobrovolsky, P. Egelhof, G.E. Gavrilov, H. Geissel, H. Irnich, A.V. Khanzadeev, G.A. Korolev, A.A. Lobodenko, G. Münzenberg, M. Mutterer, W. Schwab, D.M. Seliverstov, T. Suzuki, N.A. Timofeev, A.A. Vorobyov, V.I. Yatsoura, Nucl. Phys. A 172, 247, (2002)
- [NUC00] <http://nucldata.nuclear.lu.se/database/masses/>
- [OZA01] A. Ozawa, O. Bochkarev, L. Chulkov, D. Cortina, H. Geissel, M. Hellström, M. Ivanov, R. Janik, K. Kimura, T. Kobayashi, A.A. Korshennikov, G. Münzenberg, F. Nickel, Y. Ogawa, A.A. Ogloblin, M. Pfützner, V. Pribora, H. Simon, B. Sitar, P. Strmen, K. Sümmerer, T. Suzuki, I. Tanihata, M. Winkler, K. Yoshida, Nucl. Phys. A 691, 599, (2001)
- [OZA02] A. Ozawa, T. Suzuki, I. Tanihata, Nucl. Phys. A 693, 32, (2002)

- [PER03] F. Perez-Bernal, I. Martel, J.M. Arias and J. Gómez-Camacho, *Phys. Rev. A* 67, 052108, (2003)
- [PIE04] A. Di Pietro, et al., *Phys. Rev. C* 69, 044613, (2004)
- [PUS96] A. Pushkin, B. Jonson, M.V. Zhukov, *J. Phys. G* 22, L95, (1996)
- [RAA01] R. Raabe, Tesis Doctoral, Universidad Católica de Lovaina, Lovaina, Bélgica, (2001)
- [RAA04] R. Raabe, J.L. Sida, J.L. Charvet, N. Alamanos, C. Angulo, J.M. Casandjian, S. Courtin, A. Drouart, D.J.C. Durand, P. Figuera, A. Gillibert, S. Heinrich, C. Jouanne, V. Lapoux, A. Lepine-Szily, A. Musumarra, L. Nalpas, D. Pierroutsakou, M. Romoli, K. Rusek, M. Trotta, *Nature (London)* 431, 823, (2004)
- [RII00] K. Riisager, D.V. Fedorov, A.S. Jensen, *Europhys. Lett.* 49, 35, (2000)
- [RUS01] K. Rusek, K.W. Kemper, R. Wolski, *Phys. Rev. C* 64, 044602, (2001)
- [RUS03] K. Rusek, N. Keekey, K.W. Kemper, R. Raabe, *Phys. Rev. C* 67, 041604, (2003)
- [RUS04] K. Rusek, N. Alamanos, N. Keeley, V. Lapoux, A. Pakou, *Phys. Rev. C* 70, 014603, (2004)
- [RUS05] K. Rusek, I. Martel, J. Gomez-Camacho, A.M. Moro, R. Raabe, *Phys. Rev. C* 72, 037603, (2005)
- [SAK82] Y. Sakuragi, M. Yahiro, M.Kamimura, *Prog. Theor. Phys.* 68, 322, (1982)
- [SAK87] Y. Sakuragi, *Phys. Rev. C* 35, 2161, (1987)
- [SAN08] A.M. Sánchez-Benítez, D. Escrig, M.A.G. Álvarez, M.V. Andrés, C. Angulo, M.J.G. Borge, J. Cabrera, S. Cherubini, J.M. Espino, P. Figuera, M. Freer, J.E. García-Ramos, J. Gómez-Camacho, M. Gulino, O.R. Kakuee, I. Martel, C. Metelco, A.M.Moro, J. Rahighi, K. Rusek, D. Smirnov, O. Tengblad, P. Van Duppen, V. Ziman, *Nuc. Phys. A* 803, 30, (2008)
- [SAN05t] A.M. Sánchez-Benítez, Tesis Doctoral, Dpto. Física Aplicada de la Universidad de Huelva, 2005.
- [SAN05] A.M. Sánchez-Benítez, D. Escrig, M.A.G. Álvarez, M.V. Andrés, C. Angulo, M.J.G. Borge, J. Cabrera, S. Cherubini, J.M. Espino, P. Figuera, M. Freer, J.E. García-Ramos, J. Gómez-Camacho, M. Gulino, O.R. Kakuee, I. Martel,

- C. Metelco, A.M.Moro, J. Rahighi, K. Rusek, D. Smirnov, O. Tengblad, P. Van Duppen, V. Ziman, *J. Phys. G* 31, S1953, (2005)
- [SAT83] G.R Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, (1983)
- [SAT80] G.R Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, The MacMillan Press, (1980)
- [SMI08] M. Smith, M. Brodeur, T. Brunner, S. Ettenauer, A. Lapierre, R. Ringle, V.L. Ryjkov, F. Ames, P. Bricault, G.W.F. Drake, P. Delheij, D. Lunney, F. Sarazin, J. Dilling, *Phys. Rev. Lett.* 101, 202501, (2008)
- [SUZ08] T. Suzuki y T. Otsuka, *Phys. Rev. Lett.* 78, 061301 (R), (2008)
- [SZM00] R. Szmytkowski y B. Zywica-Mozejko, *Phys. Rev. A* 62, 812, (2000)
- [TAN85] I. Tanihata et al, *Phys. Rev. Lett.* 55, 2676, (1985)
- [TAN85] I. Tanihata et al, *Phys. Lett. B* 160, 380, (1985)
- [TBN03] Table of nuclear structure, <http://ie.lbl.gov/toi2003/>
- [THO88] I.J. Thompson, *Computer Physics Reports* 7, 167, (1988)
- [THO04] I.J. Thompson, F.M. Nunes y B.V. Danilin, *Comp. Phys. Commun.* 161, 87, (2004)
- [TIL02] D. R. Tilley, C. M. Cheves, J.L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu, and H. R. Weller, *Nuc. Phys. A* 708, 3, (2002)
- [UDA89] T. Udagawa, Y. Lee, T. Tamura, *Phys. Rev. C* 39, 47, (1989)
- [VAN92] P. Van Duppen et al., *Nucl. Instr. Meth. B* 70, 393, (1992)
- [VIN70] C.M. Vincent, H.T. Fortune, *Phys. Rev. C* 2, 782, (1970)
- [WIL66] K. Wildermuth, W. McClure, *Springer Tracts in Modern Physics*, vol. 41, edited by G. Hohlen (Springer, New York), (1966)
- [WUR97] J. Wurzer and H.M. Hofmann, *Physical Review C*, 688, (1997)
- [YAH86] M. Yahiro, Y. Iseri, H. Kameyama, M. Kamimura, M. Kawai, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 89, 32, (1986)
- [ZHA93] Zhakovetal, *Phys. Rep.* 231, 151, (1993)

- [ZHU93] M.V. Zhukov, B. V. Danilin, D.V. Fedorov, J.M. Bang, I.J. Thompson y J.S. Vaagen, *Phys. Rep.* 231, 151, (1993)
- [ZHU01] M.V. Zhukov., *Nuc. Phys. A* 689, 257, (2001)
- [ZIE85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack y U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, Nueva York, 1985

