

# Universidad de Huelva

Departamento de Física Aplicada



## Estudio de las reacciones inducidas por núcleos halo a energías cercanas a la barrera de Coulomb

Memoria para optar al grado de doctor  
presentada por:

**Luis Armando Acosta Sánchez**

Fecha de lectura: 5 de noviembre de 2009

Bajo la dirección de los doctores:

Ismael Martel Bravo  
Francisco Pérez Bernal

**Huelva, 2010**

ISBN: 978-84-92944-62-0

D.L.: H 91-2010

**ESTUDIO DE LAS REACCIONES  
INDUCIDAS POR NÚCLEOS HALO  
A ENERGÍAS CERCANAS  
A LA BARRERA DE COULOMB**

**Luis Armando Acosta Sánchez**

Tesis Doctoral

Huelva, Octubre de 2009.





**Universidad  
de Huelva**

**UNIVERSIDAD DE HUELVA**  
**Facultad de Ciencias Experimentales**  
**Departamento de Física Aplicada**

**Estudio de las Reacciones Inducidas por  
Núcleos Halo a Energías Cercanas a la Barrera  
de Coulomb**

**Luis Armando Acosta Sánchez**

Tesis Doctoral

**DIRECTORES:**

**Ismael Martel Bravo**

**Francisco Pérez Bernal**

Huelva, Octubre 2009.



---

## Agradecimientos

Nunca pensé que mi vida cambiaría de manera tan radical al salir de México. Este exilio ha estado lleno de pérdidas con las que no contaba y que han hecho dolorosa la lejanía. He intentado de muchas maneras aliviar las desgracias que me acontecieron, pero en verdad ha sido difícil vivir con ello.

Finalmente con esta Memoria se termina esta etapa, y espero que con ello las cosas tiendan a mejor. No puedo decir nada malo de mi vida por España, porque de este lado todo ha sido perfecto. He conocido personas maravillosas y visitado lugares encantadores. A todas esas personas que han estado a mi lado en los momentos buenos y malos, les agradezco infinitamente su apoyo y amistad.

Quiero agradecer primeramente a mis padres, quienes a pesar de la adversidad, no dejaron en ningún momento de estar conmigo. Mamá, me hubiera gustado que siguieras por aquí para celebrar conmigo, pero el destino decidió separarnos todavía más. Donde quiera que estés quiero que sepas lo mucho que te sigo extrañando y que me cuesta mucho seguir adelante sin ti. Cada cosa que haga seguirá siendo en tu honor. Papá, sé que no te ha sido fácil. El tiempo que me dueres haré lo posible para que te sientas orgulloso de mí, igual o más de lo que yo estoy de ti. Gracias a ambos por darle un sentido a mi vida.

Agradezco también a mis hermanos por suplir del todo mi ausencia y cargar en sus espaldas las responsabilidades que tuve que dejar en casa. Espero que la vida nos lleve por caminos comunes y les prometo que siempre contarán conmigo. Le doy gracias también al resto de mi familia por su apoyo, particularmente a mi tía Yolanda, quien nunca dejó de apoyarme, a mi tía Socorro, quien sigue preocupándose por mí y a mi tía Maricela, quien siempre me tiene presente.

Por otro lado, agradezco a mis mentores en México por darme toda su confianza y empujar a mi lado para que cruzara el Atlántico, cargado de sus consejos, apoyo y amistad. Gracias Dres. Eduardo Andrade, Javier Miranda, Marcelo Lugo y Pilar Ortega. Gracias Profesores Román Tejeda, Miguel Rocha y Giraldo Murillo. Gracias a mi querida UNAM por brindarme bases tan sólidas en mi vida profesional y personal.

Agradezco además infinitamente al Dr. Ismael Martel Bravo por haber confiado en mí, por ser un bastión incansable y por haberme enseñado tantas cosas en tan poco tiempo. Gracias Jefe, prometo no defraudarte y llevar

---

nuestro trabajo hasta donde se pueda llegar. Gracias también al Dr. Francisco Pérez Bernal, que me ha salvado la vida mil veces en este difícil camino europeo, con su amplia sabiduría y su control de las cosas. En realidad los admiro y siento un gran compromiso al trabajar con ustedes.

Me gustaría agradecer también al Dr. Angel Sánchez por toda su ayuda, su tiempo y principalmente por ser tan bueno conmigo. Gracias brother por tanta paciencia, por los buenos momentos y por considerarme parte de tu familia. Gracias también al Dr. Antonio Moro por todo su apoyo y disposición, sin duda eres una persona que se agradece tener del otro lado del ordenador, gracias por tu tiempo Antonio. Gracias al Dr. Marcos Álvarez por aquellos primeros días en los que compartimos tantas experiencias, seguimos abordo querido Marquino. Gracias también al Dr. Daniel Galaviz por todo su apoyo en el análisis presentado en este trabajo.

Special thanks to Krzysztof Rusek for all his help during my stay in Warsaw, in the experiments and here in Huelva. Thanks a lot Krzysztof for your friendship. Thanks to Matko Milin, Đuro Miljanić and the Croatian team for a very nice week working in Zagreb and for the nice time in the experiments at Louvain-la-Neuve. I must also thank Ivan Mukha, Allesia Di Pietro, Agatino Muzumarra, Pier Paolo Figuera, Nicolas de Séréville, Enrico Farnea and Marco Mazzocco. Thanks to the ISOLDE staff and CRC staff. Thanks to the collaborations from GSI and TRIUMF Labs. Finally, I want to thank Giuseppe Verde and the CHIMERA team for the nice summer period at the Catania Lab.

Quiero agradecer también muy especialmente a la Dra. Carmen Angulo por sus enseñanzas, sus consejos y su amistad. Gracias Carmen por tantas tardes bonitas en las frías tierras belgas y gracias también al Dr. Pierre Des-couvemont.

A todos los investigadores que han estado a mi alrededor durante más de cuatro años, en universidades, laboratorios e institutos. Simplemente gracias a Olof Tengblad y María José G. Borge por su apoyo y amistad. Gracias a Joaquín Gómez Camacho, José Espino, María Victoria Andrés, Enrique Casarejos, Lola Cortina, Luis Mario Fraile, Geles Ontalba, Javier García, Enrique de Miguel, Juan Pedro Bolivar, Mar Gallego y Juan Angel Labrador.

Gracias al Dr. Elí Aguilera, al Dr. Enrique Martínez y, en general, a todo el equipo del Acelerador del ININ, por la excelente estancia en el laboratorio de Ocoyoacac, México.

---

A todos los integrantes del Super-GEM, mil gracias por su apoyo, su enseñanza y amistad, son todos admirables: gracias José Enrique por las clases y el apoyo técnico, gracias Miguel por las tardes y noches alegres, gracias Pepe y Mario por las tertulias de la comida, gracias José por los momentos de experimento, gracias Osiris y Mariano por traer con ustedes un pedazo de mi cielo y, principalmente, gracias Rafa Berjillos por ser tan buen amigo, tan buen compañero y por hacerme tan vivible la estadía en tu provincia. Gracias también a Felipe y a Iñaki por tantos instantes felices y por supuesto, gracias a super Eva por toda su ayuda y cariño.

A todas las personas que me han brindado su amistad en la Universidad, en Huelva, Sevilla, Madrid y en el resto de Europa: Gracias Miguel eres el mejor compadre, Martín eres un super amigo querido gringo. Gracias a Dario, Esther (y a los amigos de los cursos de doctorado), Esmeraldas, Faustine, Jan, Juan y Anne, Cinta, Isras, Marco, Dani, Caro, Ramona, Pedro, Fer, Dani y a los demás compañeros que han rondado la sala de becarios. Gracias a Belén, Ana, Rafa y al Procope, Felipe “er gitano”, al LoneStar y demás amigos. A Maricarmen Talavera por su amistad y confianza, y al resto del equipo de Jornaleros.

Gracias al Dr. Pepe Mas, por tanto favor, tanta amistad y tantos buenos momentos. Gracias a la Dra. Lourdes Velo por vivir en mi misma frecuencia y hacerme reír y, especialmente, Mil gracias a mi querida Pau por convivir serenamente con mis demonios, regalarme tantos y tantos momentos dichosos y simplemente por quererme como soy. Te quiero mucho, Corazón. Te agradezco a ti, a tu familia y a tus amigos por adoptar a este mexicano.

Gracias a mi banda de México que no ha dejado un instante de preocuparse por mí: Victor (gracias a ti y a tu familia), Gaby, Sergio, Charbel, Tochy, Bebo, Genaro, Gerardo, Guajazos, Beto, Iván, Paquito, Sele, Quique, a los Macacos AC, Rodrigo, Carlos, Isabel, KBK, Federico, Carla, Yogui, Lecus, Coach, Verónica, Ana, Grissi, Praxx, Ivonne, Claudia, Lety, Gabo, Yareni (gracias por el asilo madrileño), Juan, Julio y... la lista es interminable.

Gracias particularmente a la familia Castañón Chalico por tantos años de amistad. Gracias Dr. Castañón por toda su ayuda, siempre estará en mi memoria. Gracias señora Susana por considerarme parte de la familia. Gracias a mi gran amigo Luis (El Chali) por compartir alegrías y tristezas y estar un poco más cerca que el resto de personas queridas. Gracias también a Sheila por toda su nobleza y amistad. Gracias a Beto Quintero y a su familia por

---

echarme la mano tantas veces. Gracias a Gabriel Miranda (Maese) y familia por los favores y por los años de amistad.

Gracias finalmente a la Universidad de Huelva, al XI Plan Propio de Investigación y a los proyectos DINEX y FINURA del Ministerio Español de Educación y Ciencia y gracias a España por hacerme sentir desde hace más de cuatro años como si estuviera en casa.

Gracias de verdad a todos y si me olvidé de alguien, es porque mi memoria empeora con los años.

*Dedicado a José Luis Ricardo Acosta Cortés, mi querido padre.*

*A la Memoria de  
Ana María Reyna Sánchez González  
y  
Fernando Castañón Núñez.*

*A mis hermanos, Rikis y Arely.*

*A Pau.*

*Kick out the gloom,  
kick out the blues.  
Tear out the pages with all the bad news.  
Pull down the mirrors and pull down the walls,  
tear up the stairs and tear up the floors.  
Oh just burn down the house!  
Burn down the street!  
Turn everything red and the dream is complete,  
with the sound of your world  
going up in fire.  
It's a perfect day to throw back your head  
and kiss it all goodbye*

*R. Smith et al. Wish-1992*



---

## Prólogo

La presente memoria muestra los resultados de dos experimentos de dispersión de núcleos exóticos y su posterior análisis. En particular los núcleos con halo  ${}^6\text{He}$  y  ${}^{11}\text{Be}$ .

Dichos experimentos fueron realizados en diferentes laboratorios. El primero se desarrolló en diciembre de 2005 en el Centre de Recherches du Cyclotron de la Universidad Católica de Louvain-la-Neuve (Bélgica). En él se irradió un blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  con un haz de  ${}^6\text{He}$  a 22 MeV con el propósito de obtener datos experimentales de los procesos de dispersión de este núcleo, en un rango angular amplio. En segundo lugar, se realizó un experimento en las instalaciones de REX-ISOLDE-CERN en Ginebra (Suiza), durante el mes de noviembre de 2006. En este caso, se hizo colisionar un haz de  ${}^{11}\text{Be}$  contra blancos de  ${}^{120}\text{Sn}$  y  ${}^{197}\text{Au}$  a 32 MeV, con propósitos similares a los del experimento antes mencionado, esto es, realizar un análisis detallado de los canales resultantes de la reacción.

Ambos experimentos, además de referirse a la dispersión de núcleos con halo de neutrones (halo de un neutrón en el caso del  ${}^{11}\text{Be}$  y de dos neutrones en el caso del  ${}^6\text{He}$ ), se realizaron a energías en torno a la barrera Coulombiana de cada sistema. En esta región de transición, la débil ligadura de los núcleos en cuestión provoca una variación en el comportamiento de los núcleos halo con respecto a sus símiles estables.

A partir de los datos obtenidos, se presenta el análisis de la dispersión elástica, para el caso del  ${}^6\text{He}$ , y cuasielástica, para el caso del  ${}^{11}\text{Be}$ . En ambos experimentos se obtuvo también el canal correspondiente a la ruptura de los núcleos estudiados; esto es, la producción de núcleos de  ${}^4\text{He}$  provenientes de la ruptura del  ${}^6\text{He}$ , y núcleos de  ${}^{10}\text{Be}$  resultantes de la ruptura del  ${}^{11}\text{Be}$ , al impactar el haz con los respectivos blancos utilizados en cada experimento.

Ambos experimentos son el fruto de la colaboración entre diversos centros y universidades, tanto españoles como del resto de Europa. Los sistemas de detección utilizados en ellos forman parte de diversos proyectos, los cuales han sido generados para el estudio de reacciones nucleares a energías de transición.

A continuación se muestra una breve descripción de la información plasmada en cada uno de los capítulos de la presente memoria.

---

El primer capítulo es una introducción al estudio de los núcleos exóticos, haciendo énfasis en los núcleos con halo y, particularmente, en el  ${}^6\text{He}$  y el  ${}^{11}\text{Be}$ . Por otro lado, este capítulo describe someramente los sistemas de obtención de haces, la electrónica y los sistemas de adquisición de datos que se usaron para realizar los distintos experimentos, así como los laboratorios en los que se desarrollaron.

El capítulo dos, establece *grosso modo*, los fundamentos teóricos que rigen el estudio de la dispersión de núcleos, y los modelos empleados para su descripción, particularmente aquellos que se utilizan para el análisis teórico de los datos experimentales presentados en la presente memoria.

A partir del tercer capítulo se realiza una división, para describir en primera instancia, el experimento de dispersión de  ${}^6\text{He}$ : las características del dispositivo experimental utilizado, la geometría establecida y los detalles técnicos. El ordenamiento y procesamiento de los datos obtenidos, también se muestra en este capítulo.

La parte medular del estudio de la dispersión de los núcleos de  ${}^6\text{He}$  se presenta en el cuarto capítulo, donde se recorre paso a paso el camino que se siguió para conseguir el análisis completo de los datos obtenidos. Se describen las correcciones que tuvieron que realizarse y las consideraciones que se tomaron en cuenta para, finalmente, mostrar los resultados experimentales obtenidos.

Para la dispersión de  ${}^6\text{He}$  la sección eficaz diferencial elástica se presenta dividida entre la sección eficaz diferencial de Rutherford, la cual también fue medida experimentalmente usando un haz de iones de  ${}^4\text{He}$  a 12 MeV. Los eventos de ruptura, se presentan en razón de los eventos elásticos.

Los dos cocientes obtenidos son mostrados como función del ángulo de dispersión en el Sistema de referencia del Centro de Masas para el caso del canal elástico y en el Sistema de Referencia del Laboratorio tratándose del canal de ruptura, dentro de un intervalo angular de  $13^\circ$  a  $170^\circ$ .

Junto con los resultados obtenidos se presentan también la comparación con resultados de otro experimento, además de cálculos teóricos análogos a cada proceso. Con esta combinación de información experimental y teórica se realizó el análisis correspondiente.

El quinto capítulo comienza con la descripción del segundo experimento

---

considerado en este trabajo: la dispersión de  $^{11}\text{Be}$ . Este capítulo es análogo al capítulo 3, para este núclido. En él se describen las características del experimento, la geometría de detección y el procesamiento de datos, obviando aquellos aspectos comunes que hayan sido descritos con detalle en el tercer capítulo.

De manera secuencial, en el capítulo 6 se presenta la descripción pormenorizada del análisis del experimento de dispersión de núcleos de  $^{11}\text{Be}$ , así como los resultados obtenidos. De igual manera que en el anterior, en este capítulo obviamos descripciones de situaciones semejantes a las del estudio del primer experimento, que se hayan considerado en el capítulo 4.

En el caso de este núclido se presenta la sección eficaz diferencial cuasielástica dividida entre la sección eficaz diferencial de Rutherford, la cual fue medida durante el experimento utilizando un haz de  $^{12}\text{C}$  impactando en  $^{120}\text{Sn}$  a 27 MeV de energía. Los resultados se presentan en función del ángulo de dispersión en un intervalo angular de  $14^\circ$  a  $43^\circ$  en el Sistema de Referencia del Centro de Masas. Los eventos de ruptura se presentan divididos entre el canal cuasielástico dentro del mismo intervalo angular en el Sistema de referencia del Laboratorio.

Además de los datos mencionados, también se presentan los referentes a la sección eficaz diferencial de la suma del canal cuasielástico y el canal de ruptura para un intervalo angular más amplio ( $14^\circ$ - $88^\circ$ ), divididos entre aquellos mencionados en el párrafo anterior utilizados como patrón de Rutherford.

Respetando el formato propuesto, para cada una de las curvas experimentales obtenidas, se realizaron también, calculos teóricos para su descripción. En el caso de los datos relacionados con la suma del canal cuasielástico y el canal de ruptura, se muestra además, su comparación con datos experimentales existentes en la literatura.

En el séptimo y último capítulo, se presenta un resumen en el que se describe el desarrollo del análisis de ambos experimentos, mencionando los aspectos más importantes de cada uno para, posteriormente, establecer conclusiones del estudio de cada reacción por separado, finalizando con una sección de conclusiones generales en las que se engloban los resultados semejantes. En esta capítulo también se discuten futuros análisis y detalles por cubrir, todo ello relacionado con la dispersión de núcleos con halo a energías cercanas a la barrera Coulombiana.



# Índice general

<b>Índice</b>	<b>IV</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Los núcleos halo . . . . .	2
1.2. Reacciones de núcleos con halo . . . . .	5
1.3. El núcleo halo ${}^6\text{He}$ . . . . .	6
1.3.1. Antecedentes . . . . .	6
1.3.2. Características del ${}^6\text{He}$ . . . . .	7
1.4. El núcleo halo ${}^{11}\text{Be}$ . . . . .	8
1.4.1. Antecedentes . . . . .	8
1.4.2. Características del ${}^{11}\text{Be}$ . . . . .	11
1.5. Antecedentes experimentales . . . . .	13
1.6. Técnicas de producción de haces de núcleos exóticos . . . . .	15
1.6.1. Aceleradores de Partículas . . . . .	15
1.6.2. Fuente de iones del CRC, Bélgica . . . . .	17
1.6.3. Blancos y fuentes de iones de ISOLDE-CERN, Suiza . . . . .	18
1.6.4. Sistemas de detección . . . . .	21
1.6.5. Electrónica y sistemas de Adquisición de datos . . . . .	24
<b>2. Reacciones nucleares</b>	<b>29</b>
2.1. Introducción . . . . .	29
2.2. El modelo óptico . . . . .	32
2.2.1. Aplicación práctica del modelo óptico . . . . .	34
2.3. Cálculo de canales acoplados con el continuo discretizado . . . . .	36
<b>3. Estudio de la dispersión de <math>{}^6\text{He}</math> en <math>{}^{208}\text{Pb}</math> a 22 MeV</b>	<b>37</b>
3.1. Introducción . . . . .	37
3.2. Desarrollo experimental . . . . .	38
3.3. Consideraciones para el análisis . . . . .	39
3.4. Dispositivo experimental . . . . .	40
3.4.1. Geometría de detección . . . . .	40

## ÍNDICE GENERAL

---

3.4.2.	Análisis RBS del blanco de $^{208}\text{Pb}$ utilizado en el experimento . . . . .	43
3.4.3.	Cadena electrónica analógica . . . . .	45
3.4.4.	Cadena lógica y digitalización . . . . .	46
<b>4.</b>	<b>Tratamiento de datos de la dispersión de <math>^6\text{He}</math> y su interpretación teórica</b>	<b>51</b>
4.1.	Adquisición de datos . . . . .	51
4.2.	Análisis espectroscópico . . . . .	53
4.3.	Procedimiento de análisis del experimento . . . . .	54
4.4.	Eficiencia de detección y normalización de los resultados experimentales . . . . .	57
4.5.	Cálculo del cociente de la sección eficaz elástica . . . . .	60
4.5.1.	Corrección referente a la eficiencia de la cadena electrónica . . . . .	61
4.5.2.	Comprobación de la eficiencia de la cadena electrónica para los telescopios laterales . . . . .	64
4.5.3.	Corrección por desalineamiento del haz . . . . .	66
4.6.	Medida de la contribución del canal de ruptura en $^4\text{He}$ . . . . .	71
4.7.	Interpretación teórica de los resultados del experimento . . . . .	79
4.7.1.	Distribución angular elástica . . . . .	79
4.7.2.	Canal de ruptura en $^4\text{He}$ . . . . .	81
<b>5.</b>	<b>Estudio de la dispersión de <math>^{11}\text{Be}</math> en <math>^{120}\text{Sn}</math> y <math>^{197}\text{Au}</math> a 32 MeV</b>	<b>85</b>
5.1.	Introducción . . . . .	85
5.2.	Desarrollo experimental . . . . .	86
5.3.	Consideraciones para el análisis . . . . .	87
5.3.1.	Dispositivo experimental . . . . .	87
5.3.2.	Geometría de detección . . . . .	88
5.3.3.	Cadena electrónica analógica . . . . .	91
5.3.4.	Cadena lógica y digitalización . . . . .	92
<b>6.</b>	<b>Tratamiento de datos de la dispersión de <math>^{11}\text{Be}</math> y su interpretación teórica</b>	<b>97</b>
6.1.	Adquisición de datos . . . . .	97
6.2.	Análisis espectroscópico . . . . .	98
6.3.	Procedimiento de análisis del experimento . . . . .	99
6.3.1.	Método de análisis por píxeles . . . . .	100
6.4.	Eficiencia de detección y normalización de los resultados experimentales . . . . .	103
6.5.	Obtención del cociente de la sección eficaz cuasielástica . . . . .	104

6.5.1.	Consideraciones para el sistema de detección . . . . .	104
6.5.2.	Comportamiento de la dispersión en los detectores de- lanteros . . . . .	106
6.5.3.	Dispersión en el telescopio lateral . . . . .	111
6.5.4.	Constantes de normalización . . . . .	115
6.6.	Medida de la contribución del canal de ruptura en $^{10}\text{Be}$ . . . . .	116
6.7.	Interpretación teórica de los resultados del experimento . . . . .	118
6.7.1.	Distribución angular cuasielástica . . . . .	118
6.7.2.	Distribución angular del canal cuasielástico + ruptura .	121
6.7.3.	Canal de ruptura en $^{10}\text{Be}$ . . . . .	122
<b>7.</b>	<b>Resumen y conclusiones</b>	<b>125</b>
7.1.	Resumen . . . . .	125
7.1.1.	$^6\text{He} + ^{208}\text{Pb}$ a 22 MeV . . . . .	126
7.1.2.	$^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ a 32 MeV . . . . .	127
7.2.	Conclusiones . . . . .	129
7.2.1.	Dispersión del núclido $^6\text{He}$ en torno a la barrera de Coulomb . . . . .	129
7.2.2.	Dispersión del núclido $^{11}\text{Be}$ en torno a la barrera de Coulomb . . . . .	130
7.3.	Conclusiones generales . . . . .	132
<b>7.</b>	<b>Summary and conclusions</b>	<b>135</b>
7.1.	Summary . . . . .	135
7.1.1.	$^6\text{He} + ^{208}\text{Pb}$ at 22 MeV . . . . .	136
7.1.2.	$^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ at 32 MeV . . . . .	137
7.2.	Conclusions . . . . .	138
7.2.1.	$^6\text{He}$ scattering around the Coulomb barrier . . . . .	138
7.2.2.	$^{11}\text{Be}$ Scattering around the Coulomb barrier . . . . .	140
7.3.	General conclusions . . . . .	142
<b>A.</b>	<b>Características de los sistemas de detección de los experi- mentos PH215 e IS444</b>	<b>145</b>
A.1.	Telescopios del sistema CD . . . . .	145
A.1.1.	Sistema de detectores PAD-E . . . . .	145
A.1.2.	Sistema de detectores SSD- $\Delta E$ . . . . .	146
A.2.	Telescopios PAD-DSSSD . . . . .	146
A.2.1.	Detectores PAD-E . . . . .	146
A.2.2.	Detectores DSSSD- $\Delta E$ . . . . .	146

## ÍNDICE GENERAL

---

<b>B. Resultados experimentales</b>	<b>149</b>
B.1. Resultados para el canal elástico del PH215 . . . . .	150
B.2. Resultados para el canal de ruptura del PH215 . . . . .	151
B.3. Resultados para el canal cuasielástico del IS444 . . . . .	152
B.4. Resultados para el canal de ruptura del IS444 . . . . .	152
B.5. Resultados para el canal cuasielástico + ruptura del IS444 . .	153
<b>Bibliografía</b>	<b>154</b>

# 1

## Introducción

En la última década se ha conseguido un gran desarrollo en la producción de haces de alta intensidad de isótopos radiactivos débilmente ligados, tanto ricos en protones como en neutrones. Dentro de estos extraños especímenes destacan aquellos que exhiben el llamado “halo de neutrones”, en los cuales, un agrupamiento de materia nuclear central e inerte (*core*) se acompaña de uno o dos neutrones extra, apenas ligados, formando una distribución neutrónica de gran extensión espacial.

El presente trabajo se centra en el análisis de la dispersión elástica de dos núcleos halo, estudiados en sendos experimentos realizados en distintos laboratorios. Dicha dispersión elástica se estudia a una energía cercana a la barrera de Coulomb. Esta es una región de suma importancia, por las peculiaridades que muestran los núcleos con halo, con respecto a los núcleos estables.

Los núcleos halo seleccionados como objeto de este estudio son el  ${}^6\text{He}$  y el  ${}^{11}\text{Be}$ . Si bien cada uno de ellos tiene propiedades diferentes, ambos comparten la característica de presentar un halo, de dos neutrones en el caso del  ${}^6\text{He}$  y de un neutrón en el caso del  ${}^{11}\text{Be}$ . Considerando esta situación, el estudio de dichos núcleos es de sumo interés en intervalos de energía en torno a la barrera Coulombiana, ya que la presencia del halo implicará una situación muy diferente a la de los núcleos estables con la misma  $Z$  (el  ${}^4\text{He}$  y el  ${}^{10}\text{Be}$ , respectivamente).

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

Considerando la importancia de comparar los resultados obtenidos para los distintos experimentos realizados, en este trabajo se planteará el análisis de cada núcleo por separado, convergiendo cuando los resultados sean similares, y haciendo especial énfasis en aquellos detalles que diferencien los dos casos.

Preludiando el momento en el que los distintos análisis y resultados sean presentados, haremos en el presente capítulo un recorrido introductorio a través de los diversos estudios relacionados con este tipo de núcleos. Haremos también una descripción de los sistemas de obtención de haces radiactivos existentes, detallando especialmente los sistemas usados en los laboratorios en los que los experimentos en cuestión fueron realizados. Por último, presentaremos los sistemas electrónicos y de adquisición que comúnmente se utilizan para el estudio experimental de haces estables y radiactivos, en el intervalo de energías intermedias (menores de 100 MeV).

### 1.1. Los núcleos halo

En núcleos cercanos a la línea de goteo (*dripline*), la energía de separación de los últimos nucleones puede llegar a ser extremadamente pequeña. Comparada con la energía típica de 6 a 8 MeV de los núcleos estables, muchos núcleos en esta región tienen una energía de ligadura de uno o de dos nucleones, inferior a 1 MeV. La distribución de densidad neutrónica en muchos de estos núcleos muestra una cola extremadamente larga, llamada “halo de neutrones”. Aunque la densidad del halo es muy baja, afecta fuertemente la sección eficaz de reacción para multitud de procesos. Esto deriva en propiedades peculiares para este tipo de núcleos, que se conocen como núcleos halo [1]. Por su ausencia en la Tierra, debido a su inestabilidad, este tipo de núcleos es un subgrupo de los llamados núcleos exóticos. Dichos núcleos juegan, en muchos casos, un papel muy importante en procesos astrofísicos [2].

El halo de neutrones se forma en núcleos ricos en neutrones, con una energía de separación muy pequeña para el último o últimos neutrones. La presencia de un halo de neutrones puede identificarse por una gran extensión de la distribución de densidad y, por tanto, un radio nuclear mayor al normal. Esto conlleva a que la distribución de momento para el último neutrón sea estrecha, lo que se deduce del principio de incertidumbre de Heisenberg: el hecho de que la distribución en coordenadas espaciales sea amplia, implica

## 1.1. LOS NÚCLEOS HALO

un rango de momento estrecho.

Un incremento súbito del radio de interacción puede observarse en la Fig. 1.1 para  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  y  $^{17}\text{Ne}$ . Ejemplos de distribuciones estrechas de momento observadas experimentalmente para  $^{11}\text{Li}$  y  $^{11}\text{Be}$  se muestran en la Figura 1.2 [3].

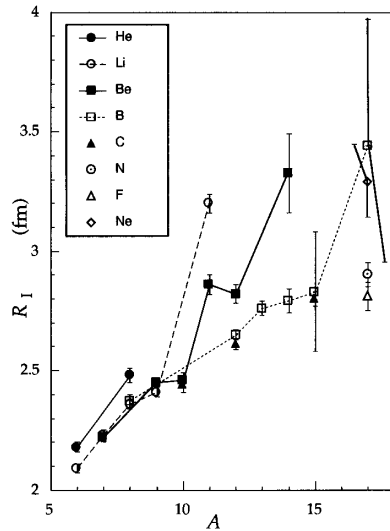


Figura 1.1: Radio de interacción de núcleos ligeros determinado a partir de la sección eficaz de interacción. El radio de interacción ( $R_I$ ) está definido por  $\sigma_I = \pi[R_I(P) + R_I(B)]^2$ , donde  $P$  y  $B$  denotan el proyectil y el blanco, respectivamente. Los incrementos repentinos de los radios en cuestión se observan para núcleos cercanos a la línea de goteo neutrónica (gráfico tomado de [1]).

Muchos de estos núcleos se han descrito según una configuración de tres cuerpos, la cual consta de dos neutrones libres girando alrededor de un núcleo o centro (*core*). La configuración de tres cuerpos de estos sistemas hace muy complicado su estudio teórico. Debido a esto, se han desarrollado diferentes aproximaciones para su descripción [4]. En algunos núcleos con un sólo neutrón en el halo, como en el caso del  $^{11}\text{Be}$ , a pesar de tratarse de un problema de dos cuerpos, el sistema se complica por la presencia de grados de libertad, como la excitación del núcleo y la geometría deformada del *core* de  $^{10}\text{Be}$ .

El interés de los núcleos halo reside tanto en su estructura nuclear como en sus peculiaridades frente a reacciones con otros núcleos. Aunque su carácter radiactivo dificulta su estudio, el conocimiento de su estructura se determina en gran medida por el análisis de sus mecanismos de reacción.

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

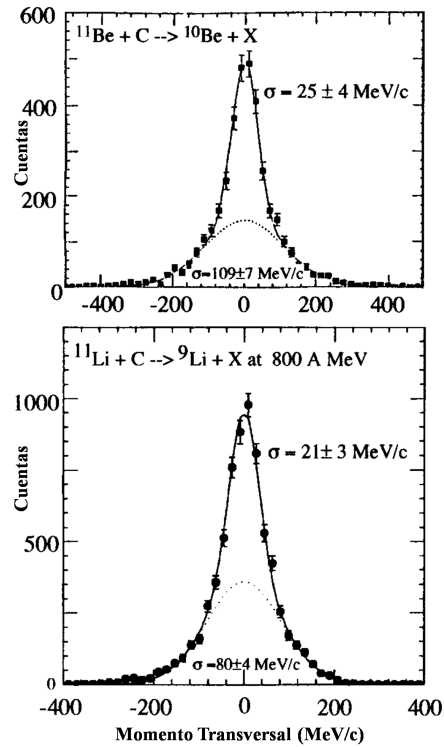


Figura 1.2: Distribuciones transversales de momento para fragmentos de proyectiles de núcleos con halo de neutrones (tomada de [1]). La distribución estrecha de  $\sim 20 \text{ MeV}c^{-1}$  (equivalente a una separación de  $\sim 10 \text{ fm}$ ) muestra que las distribuciones de densidad de los últimos neutrones tienen colas largas.

Los núcleos con halo presentan además, otras dos características importantes [5]:

- Debido a que la separación entre los centros de masa y de carga es mayor que la habitual en otros núcleos, pueden aparecer transiciones dipolares eléctricas que necesiten poca energía para ser excitadas, lo cual puede derivar en la aparición de la llamada resonancia dipolar gigante suave (distinta de la conocida resonancia dipolar gigante). También son posibles mecanismos de ruptura directa.
- Pueden aparecer efectos causados por la agrupación de nucleones (*clustering*), asociados a la complejidad inherente a la interacción a tres cuerpos.

Es factible diferenciar los núcleos halo en razón de los nucleones que estos

## 1.2. REACCIONES DE NÚCLEOS CON HALO

---

presenten en el halo (o nucleones de valencia). De acuerdo con esto, aparece un conjunto de núcleos con halo de dos neutrones, denominados “núcleos borromeos”, entre los cuales se encuentran el  ${}^6\text{He}$  y el  ${}^{11}\text{Li}$ . Estos núcleos presentan la singularidad de que todos sus posibles subsistemas de dos cuerpos son no ligados [6]. Por otra parte, cabe señalar que la existencia de halos con dos nucleones ofrece la oportunidad de estudiar la interacción nucleón-nucleón en estado cuasilibre y, en particular, la interacción de apareamiento. El caso del  ${}^6\text{He}$  es especialmente apropiado, puesto que los dos nucleones del halo son neutrones y, por tanto, no interfiere la interacción Coulombiana.

Al tratarse de núcleos poco ligados, los núcleos halo tienen pocos o ningún estado excitado ligado. Esto implica que para estudiar su estructura no pueden usarse técnicas tradicionales de espectroscopía gamma. En lugar de ello, el estudio experimental se lleva a cabo mediante desintegración  $\beta$  o midiendo la distribución angular de los productos de la colisión en experimentos de dispersión.

En la dispersión de núcleos halo, se presentan efectos de distorsión debidos al campo nuclear y Coulombiano del núcleo blanco. Este efecto está presente en la dispersión de cualquier núcleo, pero en el caso de los núcleos con halo es muy intenso [7, 8]. Entre las aproximaciones al estudio de este fenómeno están los modelos semiclásicos, el modelo óptico con el uso de potenciales de polarización y los cálculos de canales acoplados con discretización del continuo (CDCC). Este último tipo de descripción considera explícitamente la naturaleza compuesta del núcleo halo (core + nucleones en el halo).

Una descripción rigurosa del problema de varios cuerpos ha de tratar de la misma forma las interacciones entre los diferentes cuerpos que forman el proyectil y la de cada uno de éstos con el blanco. Algunos formalismos, como el de Faddeev, intenta resolver el problema partiendo de este punto, pero su aplicación práctica es técnicamente compleja.

## 1.2. Reacciones de núcleos con halo

Un núcleo exótico que contenga nucleones débilmente ligados, tendrá frecuentemente un único estado ligado. Un núcleo halo que se emplee como proyectil en una reacción puede presentar diversos procesos. Algunos efectos relevantes que se espera medir e interpretar son los siguientes [9]:

1. Los mecanismos de excitación Coulombiana y nuclear, y sus combinaciones coherentes.

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

2. La posible dispersión inelástica del núcleo halo y/o la excitación de los núcleos que componen el blanco dispersor.
3. La descripción de la dinámica de ruptura del halo de neutrones.

En la actualidad existen muchos aspectos teóricos referentes a la estructura y dinámica de los núcleos halo por aclarar, por lo que los experimentos son generalmente diseñados para potenciar ciertas contribuciones y minimizar las restantes. Por ejemplo, las mediciones de fragmentación Coulombiana son desarrolladas frecuentemente a altas energías y en ángulos  $< 90^\circ$  para minimizar efectos de interferencia nuclear.

Para poder obtener descripciones teóricas de los resultados experimentales son necesarias generalmente muchas aproximaciones. Por tanto, antes de realizar un experimento, es particularmente importante determinar qué tipo de efectos son los que se quieren estudiar, evitando así incluir contribuciones de otros procesos.

### 1.3. El núcleo halo ${}^6\text{He}$

#### 1.3.1. Antecedentes

En la última década el estudio de la estructura del  ${}^6\text{He}$  (Fig. 1.3) ha despertado particular interés. En 1993, el análisis teórico reveló que los dos neutrones de valencia del  ${}^6\text{He}$  pueden estar fuertemente acoplados para formar un par di-neutrón, fuera del núcleo de  ${}^4\text{He}$ , o bien ser una pareja separada de dicho núcleo para formar una configuración en forma de puro (*cigar-like*) [10]. Más tarde, en 1997, algunos investigadores indicaron que debería considerarse también el agrupamiento tritón-tritón [11]. Recientemente se han llevado a cabo varios experimentos centrados en el estudio de la estructura del  ${}^6\text{He}$ . En concreto, los experimentos de dispersión elástica son de interés para obtener el potencial óptico, el cual describiremos en el siguiente capítulo por su importancia en este tipo de análisis.

La dispersión elástica del  ${}^6\text{He}$  por un blanco de protones a varias energías se ha medido en distintos laboratorios [12], mientras que la dispersión con blancos más complejos es más escasa. En trabajos recientes se ha realizado la colisión de  ${}^6\text{He}$  con blancos radiactivos para el estudio de canales de reacción múltiples [13].

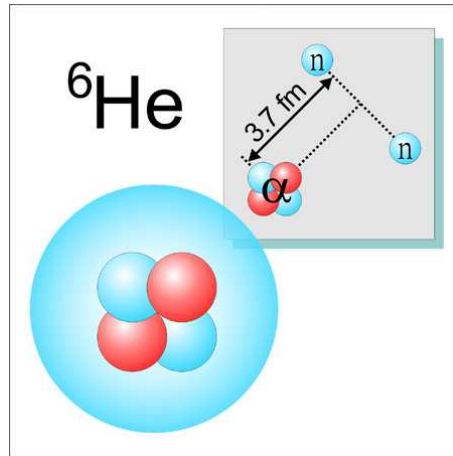


Figura 1.3: Esquema representativo del núcleo de  ${}^6\text{He}$ .

	${}^4\text{Li}$	${}^5\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Li}$	${}^{10}\text{Li}$	${}^{11}\text{Li}$
	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^5\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^7\text{He}$	${}^8\text{He}$	${}^9\text{He}$	${}^{10}\text{He}$
	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^4\text{H}$	${}^5\text{H}$	${}^6\text{H}$		
		${}^1\text{n}$						

**Semivida** →

- Estable
- Muy corta
- >10 años
- >1 minuto

Figura 1.4: Tabla de núclidos en la zona del  ${}^6\text{He}$ . (Fragmento tomado de [14]).

En núcleos inestables débilmente ligados, el canal de fragmentación es relevante para el estudio de su estructura y el acoplamiento a otros canales de reacción. Tratándose de la transferencia de nucleones, aunque se han llevado a cabo algunos experimentos con proyectiles de  ${}^6\text{He}$ , las conclusiones concernientes a su estructura interna son aún controvertidas.

### 1.3.2. Características del ${}^6\text{He}$

El núcleo exótico  ${}^6\text{He}$  está localizado en la zona de núcleos ligeros de la tabla de núclidos, como puede verse en la Figura 1.4. Se considera un

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

Dato	$R_{rms}$ (fm)	$R_{rms}$ (fm) núcleo	Separación (fm) $\alpha - 2n$	Separación (fm) $n - n$
exp	$2.30 \pm 0.07^a$	$1.88 \pm 0.12^a$	$3.36 \pm 0.39^b$	$5.9 \pm 1.20^c$
teor	$2.47^d$	$1.90^e$	$3.9-4.3^f$	$4.5-4.9^f$

Tabla 1.1: Valores experimentales y teóricos relativos al núcleo halo  ${}^6\text{He}$ .

<sup>a</sup>Ref [15] (2001); <sup>b</sup>Ref [16] (1999); <sup>c</sup>Ref [17] (2000); <sup>d</sup>Ref [18] (1997);  
<sup>e</sup>Ref [19] (1991); <sup>f</sup>Ref [20] (2001).

núcleo halo, compuesto por una partícula alfa y dos neutrones (Fig. 1.3). Las distancias de separación de ambos neutrones y el radio del halo han sido medidos indirectamente y también se han conseguido mediante cálculos teóricos. Los valores obtenidos en ambos casos se muestran en la Tabla 1.1, donde podemos observar una distancia de separación entre *core* y neutrones del halo de 3.36 fm y una separación entre dichos neutrones de 5.9 fm.

El esquema de niveles conocido para el  ${}^6\text{He}$ , se muestra en la Figura 1.5. Como puede apreciarse en la figura, sólo la resonancia  $2^+$  a una energía  $E_x = 1.8$  MeV está determinada con detalle.

El  ${}^6\text{He}$  tiene una energía de separación para dos neutrones de 0.973 MeV, carece de estados excitados ligados y tiene una semivida de  $806.7 \pm 1.5$  ms. Se desintegra por emisión  $\beta^-$  (99.9% de los casos) al núcleo  ${}^6\text{Li}$ .

## 1.4. El núcleo halo ${}^{11}\text{Be}$

### 1.4.1. Antecedentes

A principios de los años 80 el estudio de los isótopos de núcleos ligeros cobra gran interés debido a la posibilidad de su producción, por medio de reacciones, en los laboratorios existentes. En 1980 se determina la desintegración  $\beta$  del  ${}^{11}\text{Be}$  en  ${}^{11}\text{B}$  con lo que, dos años más tarde, se replantea el esquema de desintegración de dicho núcleo [22]. En 1983 se determina un valor extremadamente elevado de la transición  $E1$  para este núclido [23], lo que indica un fuerte acoplamiento de su estado excitado a 320 keV ( $J=1/2^-$ ), con el estado fundamental ( $J=1/2^+$ ).

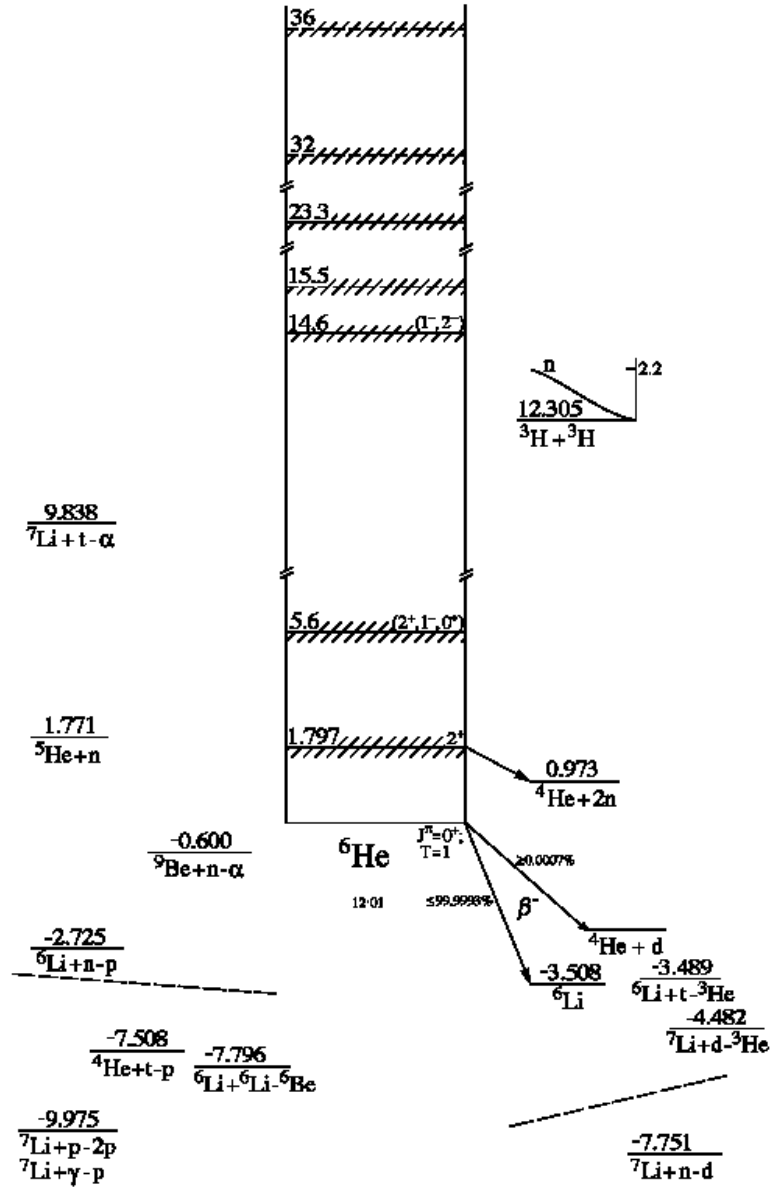


Figura 1.5: Esquema de niveles y resonancias del núcleo  $^6\text{He}$  (tomada de [21]). Los valores de energía están dados en MeV, con el estado fundamental como origen. Los niveles particularmente anchos se muestran con rayas diagonales. En aquellos niveles para los cuales  $J$ ,  $\pi$  y  $T$  no están bien establecidos la estimación aparece entre paréntesis.

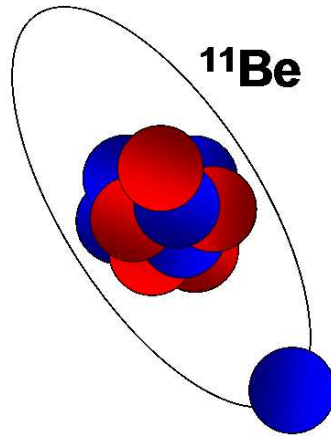


Figura 1.6: Esquema representativo del núcleo de  $^{11}\text{Be}$ .

Durante la década de los 90 se presentaron mediciones de masa efectiva, energía de ligadura, y desintegración  $\beta$  del  $^{11}\text{Be}$  [24], además de las primeras pruebas experimentales de la presencia de un halo, señalado por un radio de interacción muy diferente al del  $^{10}\text{Be}$ . Dichos estudios se realizaron, principalmente, midiendo la sección eficaz de la reacción de  $^{11}\text{Be}$  con  $^{12}\text{C}$  a energías altas [25, 26].

La sección eficaz de diversas reacciones relacionadas con  $^{11}\text{Be}$  se ha obtenido en varios experimentos, pero sólo a energías elevadas ( $> 100$  MeV). El interés por conocer mejor su estructura ha llevado a realizar diversos experimentos usando blancos ligeros como el carbono [27]. Con ello se ha conseguido medir las secciones eficaces de los productos de la ruptura del  $^{11}\text{Be}$ . Por otro lado, la fragmentación de este núcleo también se ha medido utilizando blancos pesados, como el plomo [28], con lo que se ha conseguido distinguir entre la ruptura nuclear y la Coulombiana.

En el caso de las secciones eficaces elástica e inelástica, existe poca información acerca de este núcleo, lo que se debe a su difícil producción a energías bajas. Actualmente, el estudio realizado por Mazzocco *et. al.* [29, 30] en el laboratorio japonés de RIKEN [31] y el que se incluye en esta memoria, son los únicos trabajos existentes en la bibliografía en los que se lleven a cabo mediciones relacionadas con estos canales.

$^8\text{B}$	$^9\text{B}$	$^{10}\text{B}$	$^{11}\text{B}$	$^{12}\text{B}$	$^{13}\text{B}$	$^{14}\text{B}$	$^{15}\text{B}$
$^7\text{Be}$	$^8\text{Be}$	$^9\text{Be}$	$^{10}\text{Be}$	$^{11}\text{Be}$	$^{12}\text{Be}$	$^{13}\text{Be}$	$^{14}\text{Be}$
$^6\text{Li}$	$^7\text{Li}$	$^8\text{Li}$	$^9\text{Li}$	$^{10}\text{Li}$	$^{11}\text{Li}$		

■ **Estable**  
■ **Muy corta**  
■ **> 10<sup>5</sup> años**  
■ **> 10 días**

**Semivida →**

Figura 1.7: Tabla de núclidos en la zona del  $^{11}\text{Be}$ . (Fragmento tomado de [14]).

### 1.4.2. Características del $^{11}\text{Be}$

El núcleo exótico  $^{11}\text{Be}$  está localizado también en la zona de núcleos ligeros de la tabla de núclidos, (Fig. 1.7). Se le considera un núcleo halo, compuesto por un *core* de  $^{10}\text{Be}$  y un neutrón (Fig. 1.6). A diferencia del  $^6\text{He}$ , una característica especial del  $^{11}\text{Be}$  es la presencia de un estado excitado ( $J^\pi = 1/2^-$ ) de baja energía, el cual está fuertemente acoplado al estado fundamental ( $J^\pi = 1/2^+$ ), a través de la excitación  $E1$ . Un problema de importancia es estudiar ambos estados para así obtener información sobre la probabilidad de excitación inelástica.

Algunas características de importancia acerca del  $^{11}\text{Be}$  se muestran a continuación:

- Semivida:  $T_{1/2} = 13.8 \text{ s}$  [14].
- Energía de separación del neutrón:  $S_n = 504(6) \text{ keV}$  [27].
- $r_{r.m.s} = 10 \%$  mayor que el sistemático [32].
- Energía de desintegración  $\beta$ :  $Q_\beta = 11505.986 \text{ keV}$  [14].
- Energía del estado excitado:  $E_{1/2^-} = 320 \text{ keV}$  [23].
- Energía de desintegración  $\beta+\alpha$ :  $Q_{\beta+\alpha} = 2841 \text{ keV}$  [14].

Como puede observarse en el esquema de niveles de la Figura 1.8, el  $^{11}\text{Be}$  se desintegra por emisión  $\beta$  al estado fundamental del  $^{11}\text{B}$  (con una razón de desintegración del 54.7%). El porcentaje restante puebla estados excitados, también por emisión  $\beta$ . Un 3.1% de las veces se desintegra mediante un proceso  $\beta+\alpha$  en  $^7\text{Li}$ .

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

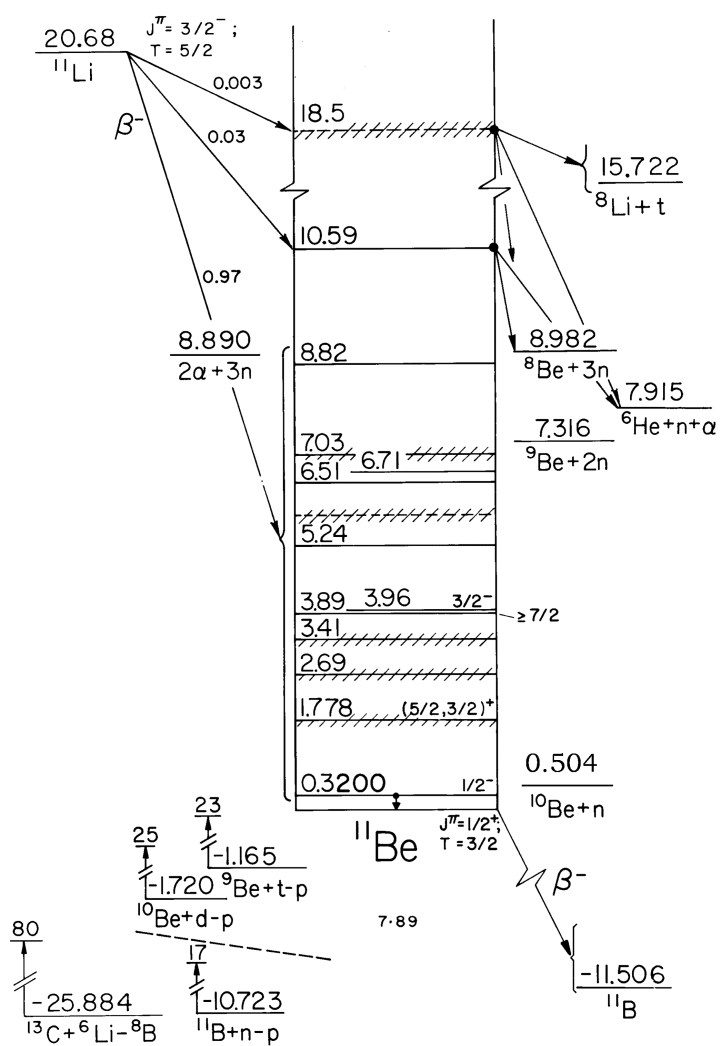


Figura 1.8: Esquema de niveles y resonancias del núcleo  $^{11}\text{Be}$  (tomado de [21]). Son apreciables la desintegración  $\beta$  en  $^{11}\text{B}$ , la resonancia  $^{10}\text{Be} + n$  a 504 keV y el estado excitado  $1/2^-$  a 320 keV.

## 1.5. Antecedentes experimentales

Desde finales de los años ochenta se han venido realizando experimentos con núcleos halo, gracias a que una serie de laboratorios ha desarrollado diversas técnicas para la producción de los mismos. En el continente europeo los principales son: REX-ISOLDE en el CERN Ginebra (Suiza), CRC Louvain-la-Neuve (Bélgica), FLNR Dubna (Rusia), GSI Darmstadt (Alemania) y GANIL, Caen (Francia). En el resto del mundo también se presta mucha atención a este tipo de estudios experimentales. Cabe destacar laboratorios americanos como ARGONNE en Illinois (E.E.U.U.), NSCL en Michigan (E.E.U.U.), TRIUMF en Vancouver (Canadá) y RIBRAS en Sao Paulo (Brasil). En el continente asiático se pueden llevar a cabo experimentos con haces exóticos en RIKEN, Saytama (Japón). Muchos de estos laboratorios se encuentran en proceso de expansión, con el fin de acceder a regiones más exóticas de la carta de núclidos. Tal es el caso de GANIL (Fig. 1.9), con el proyecto SPIRAL-2 y del GSI, (Fig. 1.10) dentro del proyecto FAIR.

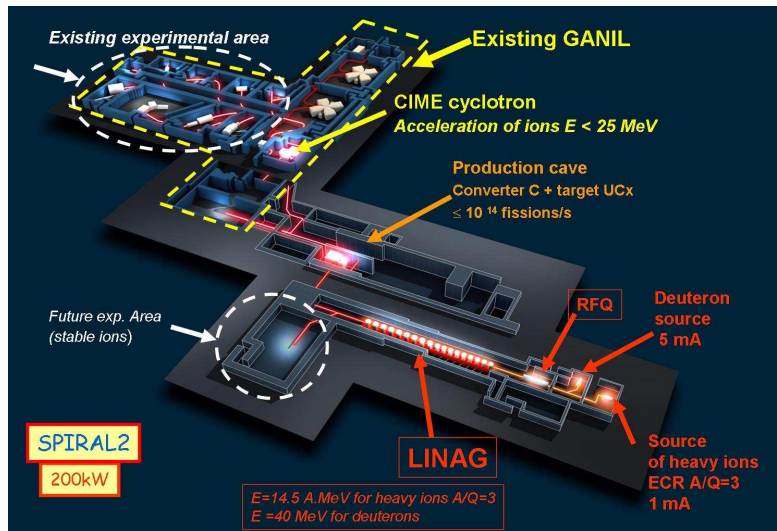


Figura 1.9: Esquema de las instalaciones de GANIL (Caen, Francia). En la figura se muestra la parte existente junto al proyecto en construcción: SPIRAL-2.

En las dos últimas décadas se han conseguido importantes resultados en experimentos realizados con núcleos halo. A continuación son listados algunos de los más relevantes.

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

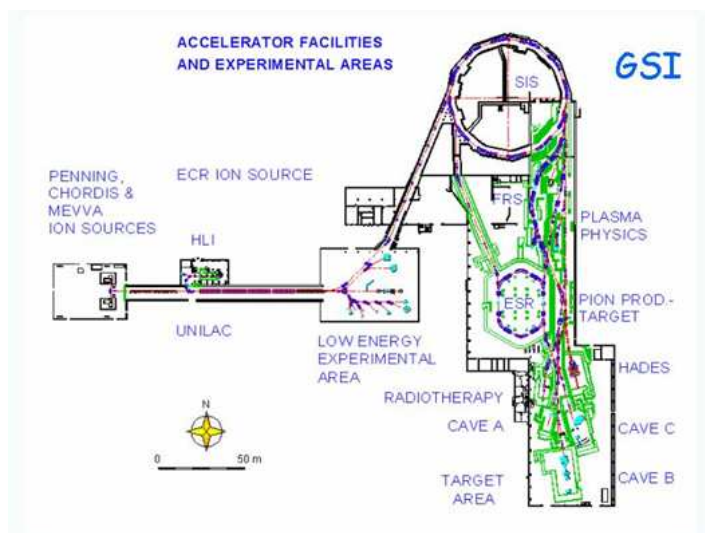


Figura 1.10: Esquema de las instalaciones del GSI en Darmstadt, Alemania.

- **Secciones Eficaces.** Para los núcleos  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^6\text{He}$  y, en menor medida,  $^8\text{He}$ , se han medido secciones eficaces de reacción anormalmente grandes en comparación con las de núcleos estables. Esto implica considerar a estos núcleos como sistemas con una gran extensión espacial [33, 34].
- **Distribuciones de momento en reacciones de fragmentación con blancos ligeros.** Las mediciones de estas distribuciones con haces de  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  o  $^6\text{He}$  son muy estrechas en comparación con las obtenidas para núcleos estables. Esta distribución de momento está relacionada directamente con la distribución de densidad del proyectil, de forma que, conforme se estrecha la distribución de momento, es mayor la extensión espacial del proyectil [35].
- **Disociación Coulombiana en la dispersión con blancos pesados.** Se ha observado una probabilidad de ruptura Coulombiana elevada, con una contribución nuclear mucho mayor que la esperada en la interacción con blancos pesados. Esto indica que los centros de carga y de masa no coinciden en estos núcleos, facilitándose así el proceso de ruptura por acción de la repulsión Coulombiana con el blanco [36].

## 1.6. TÉCNICAS DE PRODUCCIÓN DE HACES DE NÚCLEOS EXÓTICOS

---

- **Dispersión elástica.** El comportamiento de la sección eficaz elástica a energías muy por debajo de la barrera Coulombiana es sensiblemente distinto a la pura dispersión de Rutherford. Esto subraya la débil ligadura de los nucleones del proyectil, que puede sufrir tanto ruptura como procesos de excitación y desexcitación virtual entre el estado fundamental y aquellos estados excitados fuertemente acoplados con el mismo durante la dispersión [37].
- **Emisión  $\beta$ .** En relación con este proceso se han estudiado los núclidos  ${}^6,8\text{He}$  y  ${}^9,11\text{Li}$ . La desintegración  $\beta$  tiene lugar cuando  $S_{2n}$  es menor de 3 MeV y ha sido vista sólo para los dos neutrones en el halo de los núcleos  ${}^6\text{He}$  y  ${}^{11}\text{Li}$  [38]. Para el caso del halo, la extensión espacial anormalmente grande y la estructura cercana a la de una sola partícula, conducen a otras desintegraciones beta “exóticas” [39, 40].
- **Procesos de fusión.** Algunos autores señalan que el aumento en la sección eficaz de fusión a energías ligeramente por debajo de la barrera no se puede entender en términos de penetración de la misma por efecto túnel. Este fenómeno puede entenderse como una resonancia dipolar suave que aparece en el contexto de los núcleos con halo. Sin embargo, no existe un acuerdo general en este sentido, pues por otra parte aparecerían canales de ruptura que actuarían en sentido opuesto [41, 42].

## 1.6. Técnicas de producción de haces de núcleos exóticos

El desarrollo de dispositivos experimentales para la producción de núcleos exóticos ha crecido notablemente durante la última década, así como la concepción de detectores capaces de percibir las interacciones de dichos núcleos. A continuación se describen brevemente los dispositivos experimentales fundamentales empleados en la obtención de los datos analizados en este trabajo.

### 1.6.1. Aceleradores de Partículas

Un elemento necesario para el estudio de núcleos exóticos, es un laboratorio que cuente con un acelerador de energías en torno a los 10 MeV como

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

mínimo. Todos los laboratorios mencionados en la sección 1.5 cuentan con máquinas de estas características. En particular haremos mención de los laboratorios relacionados con nuestra investigación. Tal es el caso del Centre de Recherches du Cyclotron (CRC) de Louvain-la-Neuve (Bélgica) y del Radioactive beam EXperiment at ISOLDE (REX-ISOLDE) del CERN en Ginebra (Suiza).

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 aceleración de núcleos ligeros (generalmente protones) a energías muy altas (del orden de 100 MeV/u), para después hacerlos colisionar contra un blanco de gran espesor. Este proceso genera núcleos exóticos en reposo que, después de ser ionizados, son extraídos y post-acelerados en una segunda etapa. El resultado es un haz exótico a la salida de una línea de haz. En la Figura 1.11 se muestran esquemáticamente las etapas de la técnica ISOL en el acelerador del Centre de Recherches du Cyclotron (CRC) de la Universidad Católica de Louvain-la-Neuve, Bélgica.

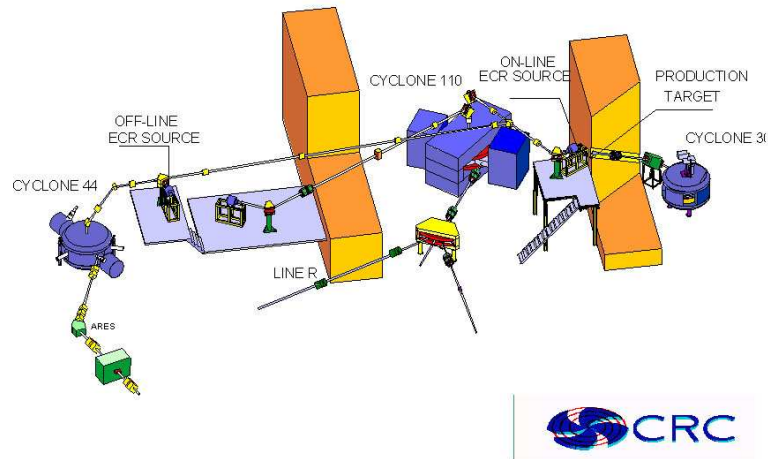


Figura 1.11: Diagrama esquemático de las etapas de producción y aceleración de núcleos exóticos del Laboratorio Centre de Recherches du Cyclotron (CRC) de la Universidad Católica de Louvain-la-Neuve (Louvain-la-Neuve, Bélgica) [43].

La misma técnica de producción es utilizada en las instalaciones de REX-ISOLDE (Fig. 1.12). En este caso, el blanco productor es ubicado en el haz externo de protones PSB del CERN, el cual tiene una energía de 1.0 a 1.4 GeV

## 1.6. TÉCNICAS DE PRODUCCIÓN DE HACES DE NÚCLEOS EXÓTICOS

y una intensidad de alrededor de  $2 \mu\text{A}$ . Los iones producidos son acelerados mediante un campo eléctrico el cual separa en masa y los direcciona hacia las diversas líneas experimentales. Hasta ahora más de 600 isótopos de más de 60 elementos ( $Z=2$  a 88) se han producido en ISOLDE, con semividas del orden de ms, e intensidades por encima de  $10^{11}$  iones por segundo. A través del

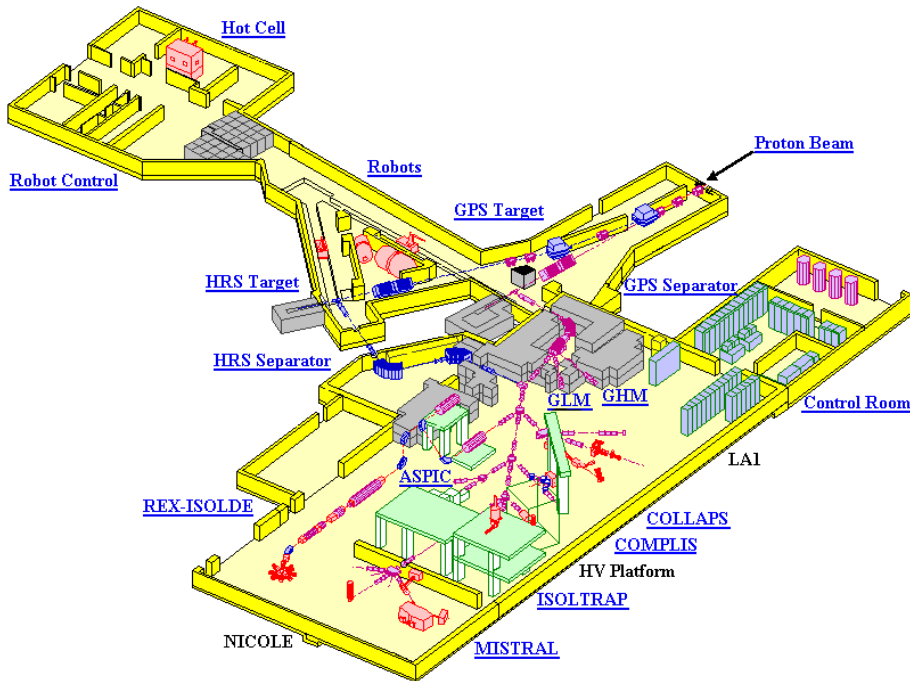


Figura 1.12: Diagrama esquemático de las etapas de producción y aceleración de núcleos exóticos de ISOLDE y sus diversas líneas experimentales, en el CERN (Ginebra, Suiza) [44].

acelerador lineal y productor de carga de REX-ISOLDE (Fig. 1.13), ha sido posible la investigación en reacciones de transferencia y excitación Coulombiana de especies nucleares exóticas. REX-ISOLDE corrientemente produce energías de hasta  $3.1 \text{ MeV/u}$  hacia las distintas líneas experimentales.

### 1.6.2. Fuente de iones del CRC, Bélgica

La fuente de iones usada en este laboratorio, es del tipo ECR (Electron Cyclotron Resonance) [45]. Esta fuente recibe constantemente los átomos producidos en el blanco primario, que está siendo irradiado por un haz. El blanco se elige según la especie que se quiere producir. La corriente de haz utilizada es aproximadamente de  $200 \mu\text{A}$ , alcanzando así temperaturas de unos

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

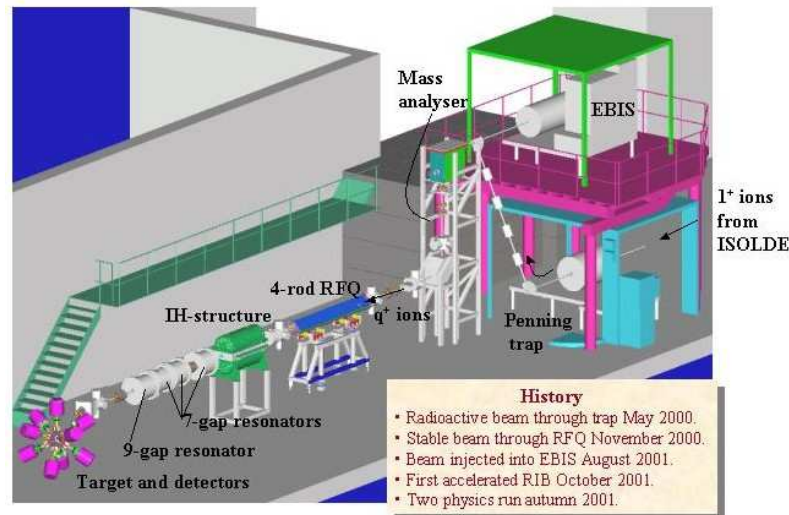


Figura 1.13: Diagrama esquemático de ISOLDE y las etapas de la post-aceleración en REX-ISOLDE en las instalaciones del CERN (Ginebra, Suiza) [44].

2000°C. En estas condiciones el blanco tiene que permanecer encapsulado herméticamente, para evitar la evaporación del mismo. La cápsula utilizada está cerrada por una tapa fina de grafito de 45 mm de diámetro y 0.5 mm de grosor, minimizando así la pérdida de energía del haz. El material es muy resistente a variaciones de temperatura producidas durante la transición de fase sólido-líquido del blanco, además de ser básicamente transparente a las especies radiactivas que se generan. Un esquema del blanco productor del CRC se muestra en la Fig 1.14.

De la interacción entre haz primario y blanco, se tomarán las especies generadas para ser ionizadas en la segunda etapa del sistema.

### 1.6.3. Blancos y fuentes de iones de ISOLDE-CERN, Suiza

Las componentes utilizadas en el separador de isótopos *on-line* son el blanco primario y la fuente de iones. El blanco debería garantizar una rápida liberación de los núcleos radiactivos producidos a partir del material que lo constituye. La combinación con la fuente de iones debe hacer que se produzca un haz de iones el cual preferentemente debiera contener sólo isótopos de un elemento químico. El desarrollo de esta técnica experimental es un campo de la Radioquímica y la Física de interfaces. La colaboración de ISOLDE

## 1.6. TÉCNICAS DE PRODUCCIÓN DE HACES DE NÚCLEOS EXÓTICOS

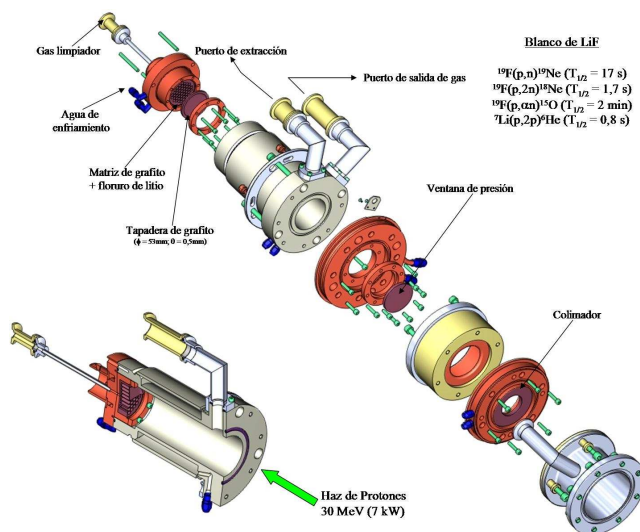


Figura 1.14: Blanco productor de  ${}^6\text{He}$  compuesto de fluoruro de litio (LiF), usado en el acelerador del CRC Louvain-la-Neuve, Bélgica (proporcionada por el laboratorio).

ha desarrollado muchas combinaciones fuente-ion-blanco diferentes, las cuales han permitido a los usuarios facilitar el estudio de radioisótopos de más de 60 elementos diferentes. Los elementos para los cuales existen haces disponibles hoy en día en la línea de REX-ISOLDE están indicados en la tabla periódica de la Figura 1.15.

Algunos de los blancos usados en ISOLDE consisten en metales licuados y mantenidos a temperaturas alrededor de  $700^\circ\text{C}$  y subiendo hasta  $1400^\circ\text{C}$ . Tales blancos se caracterizan por un tiempo elevado de emisión de los isótopos producidos, con un tiempo típico de desprendimiento de alrededor de los 30 s. Se pueden obtener tiempos de emisión más rápidos, del orden del segundo o menos, si el material del blanco, en forma de polvo metálico compactado, se emplea a temperaturas superiores a los  $2000^\circ\text{C}$ . Se ha observado un decrecimiento en el tiempo esperado de desprendimiento debido al efecto de “onda de choque” del haz de protones pulsado. Tiempos característicos de emisión por debajo de las décimas de segundo pueden ser alcanzados para los blancos más rápidos.

Corrientemente hay tres diferentes tipos de fuentes de iones en uso en ISOLDE:

- Fuente de ionización superficial

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

1																	2
H																	He
3	4											5	6	7	8	9	10
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
11	12											13	14	15	16	17	18
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
55	56	57	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
87	88	89	104	105	106	107	108	109	110	111	112						
Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt									

58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Figura 1.15: Los elementos en amarillo son aquellos de los cuales es posible producir hoy en día, haces de partículas de ciertos isótopos en REX-ISOLDE. La información de cuales isótopos y con qué corriente se generan, puede encontrarse en [44].

- Fuente de iones de plasma
- Fuente de iones láser

La fuente de ionización superficial (Fig. 1.16) es el sistema más simple para ionizar átomos producidos en el blanco. El ionizador consta sólo de un tubo de metal (“línea”), por ejemplo tántalo o tungsteno, el cual tiene una función de trabajo más alta que el átomo que debe ser ionizado. Dependiendo del material de línea éste puede ser calentado hasta 2400°C. Estas fuentes se han usado en combinación con la mayoría de los diferentes materiales blanco.

La fuente de ionización de plasma (Fig. 1.17(a)) es usada para ionizar elementos que no pueden ser ionizados por superficie. El plasma se produce por una mezcla de gas (típicamente Ar y Xe) que es ionizada por electrones siendo acelerados entre la línea de transferencia y el electrodo de extracción, alimentando una tensión del ánodo de unos 130 V. Para la optimización de este proceso se usa un campo magnético adicional (SRCMAG). La fuente de plasma también se ha usado en combinación con la mayoría de los blancos primarios.

## 1.6. TÉCNICAS DE PRODUCCIÓN DE HACES DE NÚCLEOS EXÓTICOS

---

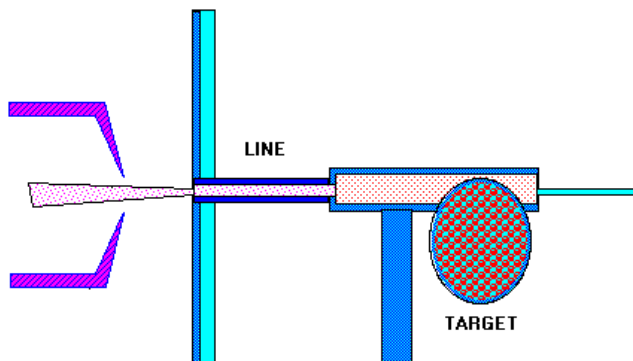


Figura 1.16: Fuente de ionización superficial de ISOLDE.

Para la producción de isótopos de gases nobles el dispositivo se ha modificado de forma que la línea de transferencia entre el blanco y el plasma del gas se enfría por un flujo continuo de agua, quedando atrapados en las paredes de la línea los elementos menos volátiles, reduciendo así la contaminación isobárica. Esta fuente fría se muestra en la Figura 1.17(b)).

La fuente de iones Láser RILIS (por sus siglas en inglés “Resonance Ionization Laser Ion Source”) crea iones dentro de una fuente de ionización superficial (como la mostrada en la Fig. 1.16) en una cavidad caliente. Mediante la acción del láser, se alcanzan estados de carga mayores. La selectividad está dada por el cociente de la eficiencia de ionización del láser sobre la eficiencia de ionización superficial, dependiendo por ello de los potenciales de ionización de los átomos.

### 1.6.4. Sistemas de detección

Si consideramos a los haces de núcleos exóticos como un chorro de partículas cargadas, para su detección podemos optar por el uso de materiales capaces de recolectar la carga generada al interactuar con dichas partículas. Esta característica la presentan materiales con propiedades semiconductoras, como es el caso del silicio y el germanio [46]. El efecto del paso de una partícula cargada a través de un material semiconductor, es la producción de pares electrón-hueco a lo largo de la trayectoria.

Un detector, de silicio o germanio, se compone de dos zonas acopladas. Una de ellas está favorecida en electrones (lado-n), la otra en huecos (lado-p),

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

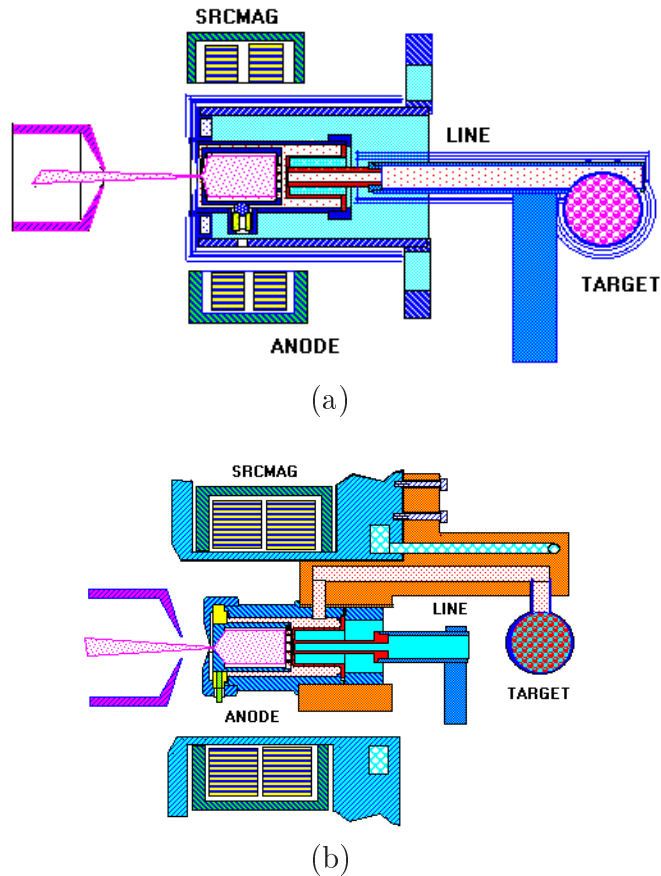


Figura 1.17: Fuente de iones de Plasma. (a) Con línea de transferencia caliente y (b) Con línea de transferencia en frío.

de modo que en la unión p-n se tiene un campo eléctrico permanente en una región de algunas micras (región de depleción). Normalmente la región p está altamente dopada y la n débilmente dopada. De este modo, el campo eléctrico se extiende a toda la zona n. Cuando una partícula incide en el material, los pares electrón-hueco se mueven a través del campo eléctrico. La región de depleción puede aumentar aplicando una diferencia de potencial entre las placas, de modo que el número de portadores generados sea suficiente para producir una señal detectable.

Además de los detectores basados en materiales semiconductores, existen en la actualidad detectores de diamante [48], que están siendo desarrollados debido a que dicho material presenta un tiempo de reacción mucho menor al del silicio. Dicha característica puede ser muy útil en experimentos relacio-

## 1.6. TÉCNICAS DE PRODUCCIÓN DE HACES DE NÚCLEOS EXÓTICOS

---

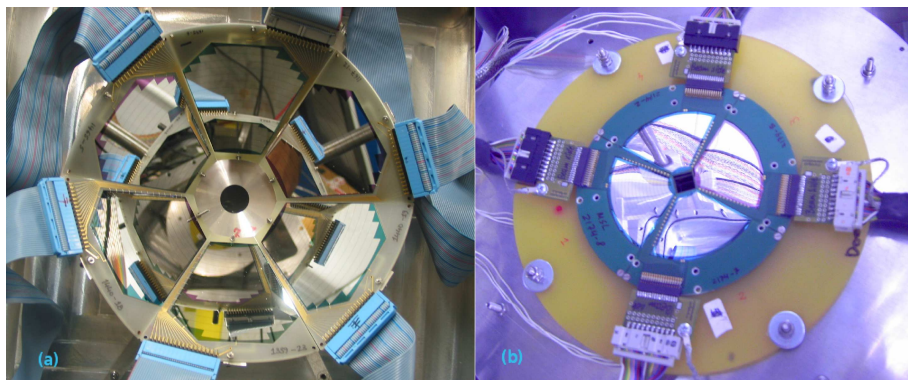


Figura 1.18: Ejemplos de Detectores SSD (Silicon Strip Detector). (a) Detectores en configuración tipo LAMP, Línea R (CRC, Bélgica) (b) Configuración de detectores de cuatro sectores en forma de CD (Compact Disk), Proyecto DINEX [47], sistema portátil.

nados con la técnica de tiempo de vuelo a corta distancia [49].

Para el caso concreto de estudios con núcleos exóticos, se han desarrollado muchos tipos de detectores. En general, los haces de núcleos radiactivos tienen una intensidad de entre  $10^5$  y  $10^6$  pps, varios órdenes de magnitud menor que la de haces de núcleos estables. Por ello es importante que los detectores utilizados cubran un amplio ángulo sólido, permitiendo al mismo tiempo obtener información de la posición de impacto de la partícula detectada. Así pues, el desarrollo de detectores de silicio<sup>1</sup> debe tomar en cuenta estas condiciones.

Algunos laboratorios han desarrollado sus propios detectores, y con el auge de éstos, han surgido algunas empresas que se dedican a la creación y desarrollo de detectores de este tipo [50]. Los detectores divididos en tiras o segmentos, son muy empleados en experimentos que involucran haces exóticos donde se pretende obtener distribuciones angulares de los productos resultantes de las colisiones. También se emplean para hacer seguimiento o trazado de los núcleos en distintas localizaciones de los montajes experimentales [51, 52].

Estos detectores son conocidos como SSD (Silicon Strip Detector). Una

---

<sup>1</sup>Una descripción cuantitativa acerca de las características de los detectores de radiación ionizante utilizados en los experimentos analizados en este trabajo, puede revisarse en el Apéndice A.

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

serie de microtiras puede componer un sólo detector, y cada una de éstas es, en sí misma un microdetector, capaz de funcionar unitariamente. Las configuraciones de microtiras pueden variar en forma y tamaño. De este modo, existen en el mercado detectores SSD con las tiras alineadas en un cuadrado, o describiendo sectores circulares. Existen versiones de estos detectores en los que ambas caras generan una señal (double-sided), hablamos entonces de detectores DSSSD. En la Figura 1.18 se muestran dos ejemplos de detectores SSD. La forma de colocar los detectores puede variar dependiendo del experimento.

El tamaño de un detector también es variado, pueden ser de algunos centímetros de largo y ancho, o incluso pertenecer a una configuración de mayores dimensiones. Estos últimos suelen estar montados permanentemente en la línea de investigación de un laboratorio. Como ejemplos podemos mencionar a los sistemas CHIMERA, HYNDRA e ISIS [53]. Los primeros pueden sin embargo, montarse y desmontarse con facilidad, ya sea para cambiar su configuración, para ser utilizados en distintos laboratorios o para ser examinados, tal es el caso de los sistemas LEDA y DINEX por mencionar algunos [47, 54]. El rango dinámico de detección puede variar desde algunos MeV hasta cientos de MeV.

### 1.6.5. Electrónica y sistemas de Adquisición de datos

Los diferentes pulsos generados a la llegada de partículas cargadas a la superficie activa de un detector semiconductor son muy débiles, dada la escasa carga generada. En el caso del silicio, la energía necesaria para producir un par electrón-hueco en sí, es de aproximadamente 3.6 eV (incluyendo la excitación fonónica), por lo que típicamente se crean unos 100 electrones por  $\mu\text{m}$  para partículas con mínima ionización. Por esta causa, es necesario contar con un sistema electrónico capaz de amplificar esta señal de tensión.

La primera etapa del sistema corresponde a un preamplificador, que transforma la señal de carga en una señal de tensión. Esta nueva señal preamplificada llega a un amplificador que, además de incrementar el tamaño de la tensión a la salida, le brinda una forma determinada a la señal preamplificada. La combinación entre amplificadores y preamplificadores es fundamental para el tratamiento de señales producidas en los detectores.

Debido a la importancia de esta parte en la cadena de detección, existen diversos tipos de preamplificadores y amplificadores específicos para el estu-

## 1.6. TÉCNICAS DE PRODUCCIÓN DE HACES DE NÚCLEOS EXÓTICOS

dio experimental de partículas. Algunos laboratorios, como GANIL [55], han desarrollado sus propios sistemas. Además, algunas empresas como Mesytec [56], cuentan con muchos modelos de sistemas de amplificación con características específicas. En la actualidad, sistemas integrados de poco peso y tamaño son capaces de manejar muchas señales de manera independiente (Fig. 1.19).



Figura 1.19: Esquema representativo de los diversos componentes de la cadena electrónica y digital utilizada corrientemente en un experimento de detección de partículas cargadas. En la imagen pueden apreciarse ejemplos de Preamplificadores y Amplificadores de Mesytec, además de tarjetas ADC's y TDC's de la empresa CAEN.

Las señales amplificadas son tratadas por una serie de módulos lógicos, con los que se realizan diversas coincidencias para conseguir un ordenamiento coherente de las señales. Esta parte del proceso se conoce como cadena lógica. Algunas de las cosas que pueden hacerse en esta parte del proceso son: las combinaciones con las señales de diferentes detectores, la coincidencia entre señales o el retraso de alguna de ellas, definir los eventos generados, los eventos aceptados y la división del conteo de ciertos eventos, por mencionar algunos ejemplos.

Una vez superada la cadena lógica, las señales analógicas resultantes de-

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

ben ser digitalizadas para poder ser tratadas en un sistema de cómputo. Esta tarea la lleva a cabo la última parte del sistema de detección: la adquisición de datos (DAQ).

Generalmente, la señal amplificada es enviada a una tarjeta electrónica que es capaz de transformarla en información digital. Este tipo de tarjetas se conocen como ADC's (*Analog/Digital Converter*, ver Fig. 1.19). Su diseño es sofisticado, por lo que empresas especializadas como la compañía CAEN [57], se encargan de su desarrollo, venta y distribución.

Una serie de tarjetas puede utilizarse al mismo tiempo, y cada una de ellas tratará la señal de uno o más detectores. La nueva señal digital es procesada por un ordenador que almacena la información. Para la visualización, existen muchas aplicaciones desarrolladas con el fin de precisar la mayor cantidad de detalles posible y facilitar el análisis de los datos. En general, los paquetes suelen presentar la información en histogramas, donde los pulsos digitales recibidos de acuerdo con la magnitud de la señal de tensión aparecen en el eje de abscisas, y el número de eventos de la misma amplitud se observa en el eje de ordenadas.

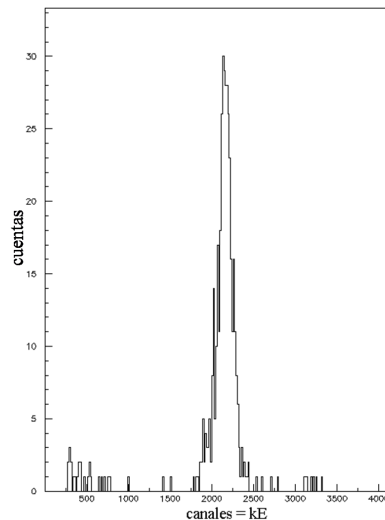


Figura 1.20: Histograma de energías típico de un experimento. En el eje de las abscisas se observan canales (relacionados con la energía). En el eje de las ordenadas se establece el número de cuentas.

El producto final es un gráfico conocido como espectro de energía o de am-

## 1.6. TÉCNICAS DE PRODUCCIÓN DE HACES DE NÚCLEOS EXÓTICOS

---

plitud de pulsos (Fig. 1.20). También pueden procesarse digitalmente señales temporales y contadores. La Figura 1.19 muestra un esquema que incluye todas las partes de la cadena electrónica-digital.

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

# 2

## Reacciones nucleares

### 2.1. Introducción

Si hacemos colisionar dos núcleos podemos esperar la acción de dos fuerzas relevantes: la fuerza Coulombiana, repulsiva y de largo alcance ( $\sim \text{\AA}$ ), y la fuerza nuclear, de muy corto alcance ( $\sim \text{fm}$ ), pero mucho más intensa que la primera.

Algunas de las características básicas de las reacciones entre iones pesados pueden entenderse en términos de un potencial central de interacción,  $V(r)$ , entre los centros de masa de los dos núcleos participantes en la colisión. Dicho potencial consta de una parte repulsiva Coulombiana y de otra parte nuclear, que representa un promedio de la interacción entre los nucleones de los diferentes núcleos colisionantes. Este potencial  $V(r)$  para el momento angular  $l = 0$ , presenta un máximo en lo que se conoce como la barrera Coulombiana (Fig. 2.1) [58].

Para que la fuerza nuclear entre en juego, los núcleos colisionantes deben llegar a aproximarse lo suficiente. En particular, deben superar la barrera Coulombiana. La barrera centrífuga también juega un importante papel, para el caso de momentos angulares no nulos [58, 59].

Existen diversas maneras de estimar la altura de la barrera Coulombiana

## CAPÍTULO 2. REACCIONES NUCLEARES

---

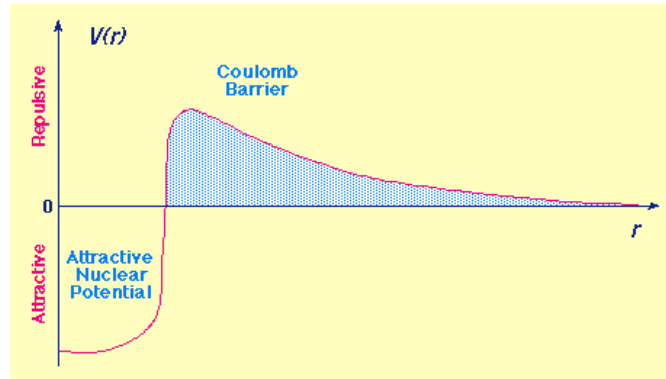


Figura 2.1: La barrera Coulombiana.

para una reacción. Habitualmente se realizan ajustes de las secciones eficaces diferenciales elásticas experimentales de acuerdo a un modelo teórico en el que se emplea un potencial de interacción núcleo-núcleo,  $V(r)$ , con varios parámetros ajustables.

Cuando se consigue el mejor ajuste de dichos parámetros se habrá determinado completamente el potencial. Con esto podemos calcular de un modo fenomenológico el radio  $r_b$  en el que se localiza la barrera Coulombiana, considerando la condición de máximo

$$\left. \frac{dV(r)}{dr} \right|_{r=r_b, l=0} = 0 \quad (2.1)$$

con lo que la altura de la barrera tendrá un valor  $E_b = V(r_b)$ . Esta manera de estimar  $E_b$  depende de la forma que adopte el potencial nuclear.

Por otro lado, también es posible estimar de modo empírico el valor de  $E_b$  utilizando secciones eficaces diferenciales elásticas experimentales a distintas energías. De esta forma,  $E_b$  sería aquella energía de colisión expresada en el Centro de Masas a la cual el cociente de la sección eficaz diferencial elástica experimental entre la sección eficaz diferencial elástica de Rutherford en  $\theta = 180^\circ$ , cambia con la energía un 25 % su valor. Este procedimiento se inspira en el concepto del radio de absorción fuerte proveniente del formalismo de la matriz  $\mathbf{S}$  [58].

Considerando así dos núcleos colisionantes, que la barrera Coulombiana sea superada o no, dependerá únicamente de la energía a la que se produzca la colisión. Dicho de esta forma, podemos esperar tres situaciones distintas:

## 2.1. INTRODUCCIÓN

---

que se esté por debajo, en torno, o por encima de la barrera. Algunos efectos relevantes para cada situación son los siguientes [60]:

- **Caso I.** Cuando se está muy por debajo de la barrera de Coulomb no se exploran regiones donde las fuerzas nucleares tienen una magnitud apreciable. Estas regiones sólo son accesibles por *efecto túnel* (penetración de la barrera). Este efecto disminuye en forma exponencial conforme aumenta la región prohibida clásicamente que se debe atravesar. La interpretación de los datos experimentales para colisiones de este tipo, desembocó en el estudio de la llamada excitación Coulombiana o electromagnética. En ella, el núcleo sólo exhibe sus propiedades electromagnéticas, esto es, las probabilidades de transición reducidas,  $B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f)$ , a través de los elementos de matriz de los momentos multipolares electromagnéticos. En estas condiciones el núcleo blanco se excita a los niveles colectivos en torno al estado fundamental [61]. Para proyectiles poco ligados aparece la llamada ruptura Coulombiana, además de otros efectos asociados a la distorsión del proyectil. Para el caso de los núcleos con halo, las fuerzas nuclear y Coulombiana contribuyen a la ruptura [36, 37, 62]. Como consecuencia de esto, la sección eficaz diferencial elástica, muestra un comportamiento sensiblemente distinto al de la sección eficaz diferencial elástica de Rutherford, incluso para energías muy por debajo de la barrera de Coulomb. En el caso del  ${}^6\text{He}$  y el  ${}^{11}\text{Be}$ , dada su baja energía de ligadura, es de esperar que en experimentos de dispersión elástica la excitación Coulombiana tenga un efecto considerable.
- **Caso II.** La región de energías en torno a la barrera es de transición, predominando los efectos de interferencia entre fuerzas Coulombiana y nuclear [63, 64]. Para su interpretación se debe discernir entre procesos generados por la excitación Coulombiana y otros tipos de procesos, como la transferencia o la fusión. Por otro lado, la sección eficaz diferencial elástica presenta un comportamiento característico de caída suave para este caso (Fig. 2.2), lo que se conoce como dispersión de Fresnel [58]. En esta región suelen aparecer también oscilaciones conocidas como el arcoiris nuclear (“rainbow”), debidas al intercambio entre ambos potenciales (el nuclear y el Coulombiano).
- **Caso III.** Por encima de la barrera son predominantes los efectos causados por las fuerzas nucleares, acentuándose además, los efectos cuánticos de difracción [65, 66]. Aparecen también reacciones inelásticas profundas y la sección eficaz diferencial elástica presenta un comportamiento oscilante, que se conoce como dispersión elástica de Fraunhofer

## CAPÍTULO 2. REACCIONES NUCLEARES

---

[58]. En la Figura 2.3, se muestran algunos ejemplos de curvas obtenidas con esta forma característica para choques inelásticos.

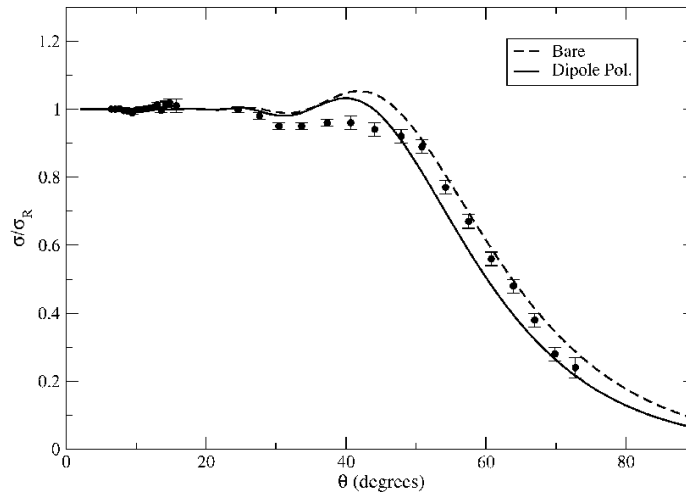


Figura 2.2: Cociente de la sección eficaz elástica tipo Fresnel sobre la sección eficaz de Rutherford en cálculos teóricos (tomada de [67]). Las medidas experimentales corresponden a la dispersión de  ${}^6\text{He}$  en  ${}^{208}\text{Pb}$  a una energía de 27 MeV (lab).

### 2.2. El modelo óptico

Este es uno de los modelos más simples y más usados para describir la dispersión elástica de los núcleos.

La interacción de dos núcleos (incluso si uno de ellos es un simple nucleón) es un problema complicado de muchos cuerpos. Para describir la dispersión elástica, el modelo óptico pretende reemplazar este problema por uno mucho más simple de dos cuerpos sin estructura interactuando por medio de un potencial complejo  $U$ . La parte real del potencial describe, básicamente, el cambio de la trayectoria producido por la interacción nuclear, mientras que la parte compleja simula la pérdida de flujo del canal elástico por la presencia de reacciones nucleares.

Este potencial modelo asume generalmente una dependencia de la distancia  $r$  entre los centros de masa de los dos núcleos (y si fuera el caso, una

## 2.2. EL MODELO ÓPTICO

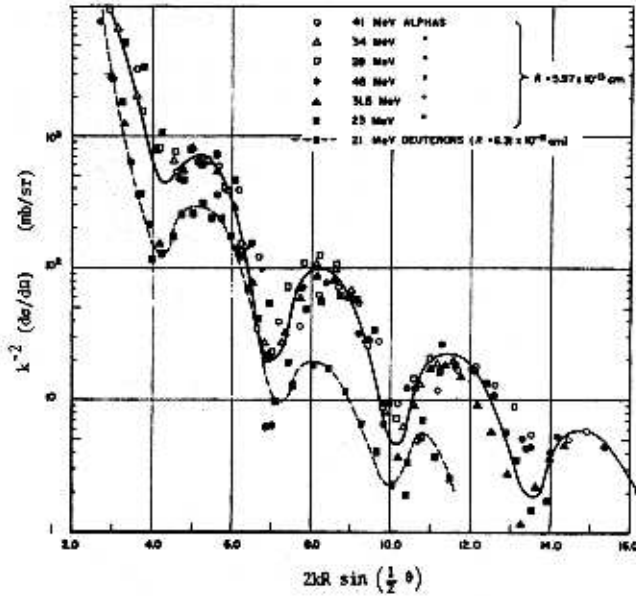


Figura 2.3: Ejemplos de secciones eficaces diferenciales para dispersión inelástica (de tipo Fraunhofer) cuando existe una absorción fuerte (tomada de [68]).

posible dependencia en los espines y momentos angulares orbitales de éstos) y de la energía de la colisión. Para un nucleón incidente sobre un núcleo, el significado físico del potencial óptico  $U$  es análogo al potencial del modelo de capas<sup>1</sup> para un núcleo en la frontera de energía negativa. Existe sin embargo una diferencia importante: siempre que la dispersión inelástica sea posible, habrá una pérdida en el flujo del canal elástico. Por lo tanto, el potencial óptico debe ser absorbente.

La dependencia con la energía de la colisión surge debido a que la importancia de los distintos mecanismos de reacción depende de la velocidad relativa de la colisión, así como a efectos asociados a la no localidad del potencial de interacción. Otros efectos no locales se manifiestan en una dependencia con el momento angular, como el caso de la transferencia al continuo.

La analogía entre el modelo óptico con la dispersión de las ondas de luz por refracción en una esfera (de aquí el nombre de “óptico”), es por lo que algún tiempo a este modelo se le llamó “modelo de la bola de cristal” (*crystal ball model*). Las propiedades de absorción requeridas llevaron a referirse al

<sup>1</sup>Un desarrollo extenso de este modelo, puede encontrarse en la referencia [68], se omite del texto sin pérdida de generalidad, por no ser fundamental para nuestro análisis.

## CAPÍTULO 2. REACCIONES NUCLEARES

---

modelo como de “bola de cristal nublosa” (*cloudy crystal ball*). El uso de un potencial complejo es análogo a la introducción de un índice de refracción complejo para la propagación de la luz a través de un medio absorbente.

### 2.2.1. Aplicación práctica del modelo óptico

En el modelo óptico el potencial de interacción entre dos núcleos puede expresarse como:

$$U = V_C(r) + V_N(r, E). \quad (2.2)$$

El término  $V_C(r)$  corresponde al término monopolar de la interacción Coulombiana entre las distribuciones colisionantes

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{Z_p Z_t e^2}{R} \left( 3 - \frac{r^2}{R^2} \right) & \text{if } r \leq R; \\ \frac{Z_p Z_t e^2}{r} & \text{if } r \geq R \end{cases} \quad (2.3)$$

$$R = R_1 + R_2 = r_c (A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}}). \quad (2.4)$$

donde  $r$  es la separación entre los centros de masa del proyectil y el blanco,  $R$ , es la suma de los radios nucleares y,  $r_c$  es el radio reducido Coulombiano.  $A_p$  y  $Z_p$  el número de masa y carga del proyectil y,  $A_t$  y  $Z_t$  los del blanco. El potencial  $V_C(r)$  considera la extensión espacial de las distribuciones de carga del proyectil y el blanco [68, 69]. Típicamente  $r_c \approx 1.3$  fm.

El segundo sumando de la ecuación (2.2) podemos escribirlo de la siguiente manera:

$$V_N(r, E) = \Delta V(r, E) + iW(r, E) \quad (2.5)$$

La forma funcional más usada para establecer el potencial de la ecuación (2.5) es la siguiente:

$$V_N(r, E) = -V f(r, R, a) - iW f(r, R', a') - iW_D g(r, R', a'), \quad (2.6)$$

donde  $f$  es el factor de forma de Woods-Saxon<sup>2</sup>, y se define como:

$$f(r, R, a) = (e^x + 1)^{-1}, \quad x = \frac{r - R}{a} \quad (2.7)$$

En el origen,  $f(r = 0) \approx (\exp(-R/a) + 1)^{-1}$  ( $\approx 1$  normalmente si  $R \gg a$ ), mientras  $f = \frac{1}{2}$  en  $r = R$ . Más aún,  $f$  cae de 9/10 a 1/10 sobre una distancia

---

<sup>2</sup>Originalmente introducido por Eckard, este factor de forma es generalmente citado como “Woods-Saxon” o “Saxon” cuando se usa para potenciales ópticos. La misma forma es usada frecuentemente para describir distribuciones de carga o masa; en este contexto se le llama usualmente una distribución de Fermi [68].

## 2.2. EL MODELO ÓPTICO

de  $4.4a$  centrada en  $r = R$ ; la variable  $a$  representa la difusividad. El primer término imaginario de la ecuación (2.6) presenta la misma forma, pero con ciertas diferencias para el radio  $R'$  y la difusividad superficial  $a'$ . El segundo término imaginario está asociado a un pico de absorción en la superficie nuclear, y suele expresarse como la derivada del primer término:

$$g(r, R', a') = 4a(d/dr)f(r, R, a) \quad (2.8)$$

Estas formas se ilustran en la Figura 2.4. A las constantes  $V$  y  $W$  se les conoce como las profundidades real e imaginaria, y a los potenciales correspondientes se les denomina términos de volumen; mientras que el potencial asociado a  $W_D$  se conoce como el término de superficie. Adicionalmente, si la partícula tiene espín, se puede sumar un término de acoplamiento espín-órbita,  $g_{so}(r)\vec{L} \cdot \vec{S}$ .

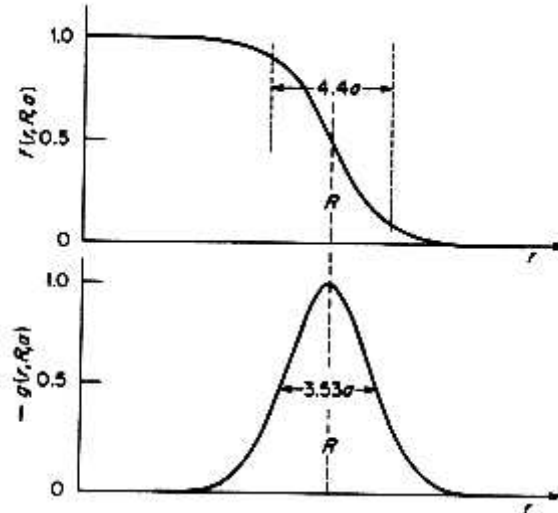


Figura 2.4: El factor de forma de Woods-Saxon (ecuación (2.7)), y su derivada, (ecuación (2.8)), usados para los potenciales del modelo óptico. La figura está dibujada para  $R/a \approx 9$ , que corresponde al potencial para un nucleón en un núcleo  $A \sim 100$ .

Los radios  $R$  y  $R'$  nos indican, *grosso modo*, el alcance del potencial. Una forma frecuente de estimar el radio  $R$  es utilizando la relación de la ecuación (2.3), con  $r_c \approx 1.2$  fm.

### 2.3. Cálculo de canales acoplados con el continuo discretizado

Uno de los métodos usados para describir el comportamiento de las secciones eficaces como función del ángulo de dispersión, es el Cálculo de Canales Acoplados con el Continuo Discretizado (CDCC por sus siglas en inglés). El método de CDCC se desarrolló originalmente para el estudio del efecto de ruptura de deuterón en el proceso de dispersión elástica [70], y juega un importante papel en el estudio de reacciones de núcleos ligeros débilmente ligados [71].

El interés de un cálculo CDCC reside en que permite estudiar por separado las contribuciones de los diversos canales participantes en la colisión entre proyectil y blanco, incluyendo los efectos del continuo nuclear.

En el formalismo de los canales acoplados, se tratan las excitaciones del proyectil en el continuo (*breakup*) discretizando el continuo en una serie de cuadrantes (*bins*). Estos bins forman un espacio modelo truncado para los movimientos relativos de los fragmentos del proyectil y están a su vez, truncados para una energía relativa y un momento angular máximos. Cada estado de bin está representado por una función de onda de cuadrado integrable, que se construye como una suma pesada de los estados de dispersión contenidos dentro del bin.

El CDCC utiliza el acoplamiento de varias funciones de onda, una para cada canal de reacción y, generalmente, se emplean en el cálculo potenciales del tipo Woods-Saxon. Los canales de diversas reacciones con núcleos halo para distintas energías, han sido representados exitosamente con cálculos CDCC. Tal es el caso del breakup de  $^8\text{B}$  [72] y  $^{11}\text{Be}$  [73, 74] y el canal elástico del  $^6\text{He}$  [71], por mencionar algunos ejemplos.

Diversas consideraciones teóricas para la construcción de un modelo de CDCC y de los estados discretizados pueden encontrarse en la referencia [72], donde los cálculos finales son para  $^8\text{B}$  a diferentes energías. Para el análisis teórico de los resultados presentados en este trabajo se realizan cálculos similares, además de cálculos más simples de Canales Acoplados (CC por sus siglas en inglés).

# 3

## Estudio de la dispersión de ${}^6\text{He}$ en ${}^{208}\text{Pb}$ a 22 MeV

### 3.1. Introducción

En este trabajo investigamos características de sistemas de uno y dos neutrones en el halo. Para este estudio se realizaron dos experimentos en distintos laboratorios. En ambos casos, el estudio se dedica a la dispersión de núcleos halo a energías en torno a la barrera de Coulomb.

Considerando las diferencias existentes entre ambos experimentos, realizaremos la descripción de cada uno por separado para, en la parte final del trabajo, obtener conclusiones generales en las que podamos relacionar los dos experimentos. Sin embargo, existen similitudes específicas en el desarrollo de los dos experimentos. Por tal motivo, para evitar repeticiones innecesarias en ciertos procesos, haremos en este primer análisis una descripción más profunda de ciertos aspectos, para después simplemente citarlos cuando estos sean similares en la descripción del segundo experimento.

El primer experimento a describir, fue aprobado por el comité científico (PAC) del Laboratorio CRC de Louvain-la-Neuve, Bélgica, en enero de 2004, fue llevado a cabo en diciembre del mismo año y se denominó PH215 [75]. Este experimento consistió en hacer colisionar iones de  ${}^6\text{He}$  contra un blanco

## CAPÍTULO 3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ EN ${}^{208}\text{Pb}$ A 22 MEV

---

de  ${}^{208}\text{Pb}$  a una energía de 22 MeV.

Los resultados obtenidos a partir del análisis de dicho experimento se presentarán en el capítulo siguiente.

### 3.2. Desarrollo experimental

El experimento PH215 tenía los siguientes objetivos fundamentales:

- Obtener los parámetros del potencial nuclear óptico para el sistema  ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$  y su variación con la energía de colisión<sup>1</sup>.
- Estudiar el efecto de la polarizabilidad dipolar en la dispersión elástica y la validez de las relaciones de dispersión que ligan las partes real e imaginaria del potencial óptico nuclear.

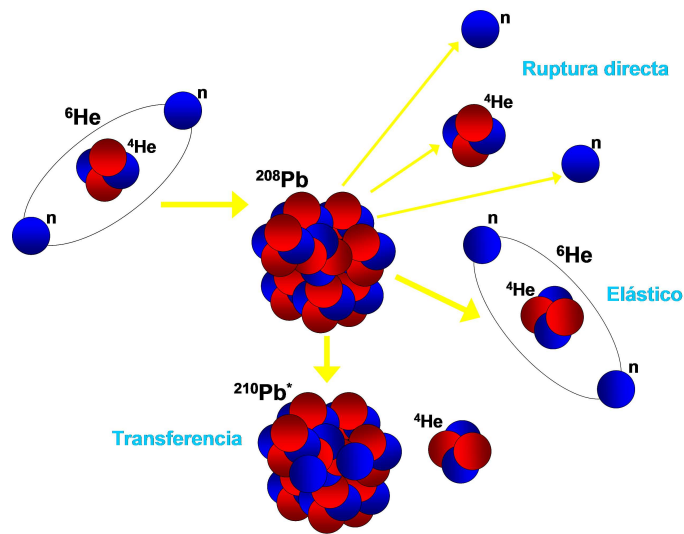


Figura 3.1: Colisión entre  ${}^6\text{He}$  y  ${}^{208}\text{Pb}$ , y los productos consecuentes.

Los mecanismos de reacción más relevantes para la propuesta se representan esquemáticamente en la Figura 3.1. Durante el proceso de colisión  ${}^6\text{He}$

---

<sup>1</sup>A pesar de que la propuesta planteaba la realización de la colisión a varias energías distintas, debido al escaso tiempo de haz aprobado, sólo se pudo medir a la energía de 22 MeV.

### 3.3. CONSIDERACIONES PARA EL ANÁLISIS

---

+  $^{208}\text{Pb}$  pueden generarse, entre otros productos, núcleos de  $^4\text{He}$  y  $^6\text{He}$ .

Los núcleos de  $^4\text{He}$  pueden producirse en dos tipos de reacciones: por ruptura directa (*breakup*), donde los dos neutrones se separan del núcleo de  $^4\text{He}$ , y por transferencia de uno o dos neutrones al núcleo de  $^{208}\text{Pb}$ , formándose  $^{209,210}\text{Pb}$  en su estado fundamental o en un estado excitado. Nótese que el núcleo  $^5\text{He}$  no es ligado, luego la pérdida de un neutrón arroja núcleos de  $^4\text{He}$  en el canal de salida. Los núcleos de  $^6\text{He}$  se producen cuando la colisión es elástica, en cuyo caso los núcleos de  $^6\text{He}$  y  $^{208}\text{Pb}$  no absorben energía durante el proceso. En el caso del  $^6\text{He}$  es de extrema importancia el acoplamiento o excitación virtual al continuo (excitación sin ruptura).

### 3.3. Consideraciones para el análisis

La dispersión elástica puede analizarse asumiendo la validez del modelo óptico. En este contexto, el potencial empleado en este trabajo para describir la interacción entre los núcleos de  $^6\text{He}$  con el blanco pesado de  $^{208}\text{Pb}$ , es la suma del potencial monopolar Coulombiano, un potencial de polarización dipolar Coulombiano y un potencial fenomenológico nuclear:

- El potencial monopolar Coulombiano viene determinado por las cargas de los núcleos en cuestión. Este parámetro depende sólo del radio reducido Coulombiano, el cual se determina por el tamaño de los núcleos incidentes, y no afecta significativamente a las secciones eficaces (ver sección 2.2.1).
- El potencial de polarización dipolar Coulombiana describe el efecto en el continuo de estados de acoplamiento y fragmentación (*breakup*) debidos a la fuerza dipolar Coulombiana. Este es un potencial complejo, de largo alcance y dependiente de la energía de colisión. Se determina a partir de los valores de la distribución  $B(E1)$  del núcleo proyectil [76].
- El potencial fenomenológico incluye el término “directo” de la interacción nuclear entre proyectil y blanco, y da cuenta de los efectos dinámicos de los estados de acoplamiento (como el acoplamiento cuadrupolar Coulombiano), de *breakup*, y de interferencia nuclear y Coulombiana. Este potencial puede ser introducido usando un factor de forma Woods-Saxon con tres parámetros libres (profundidad, radio y difusividad (sec. 2.2.1)).

El análisis en términos de relaciones de dispersión será entonces similar al desarrollado previamente para  $^{6,7}\text{Li}$  dispersado en  $^{208}\text{Pb}$  [77, 78].

### 3.4. Dispositivo experimental

Para el desarrollo de este experimento se ensambló un dispositivo de cierta complejidad. El sistema de detectores CD DINEX<sup>2</sup> [47] del Grupo de Estructura de la Materia de la Universidad de Huelva, se montó en el interior de la cámara de reacción diseñada especialmente para dicho sistema, la cual fue acoplada a la línea de haz R, que se encuentra instalada en el Centre de Recherches du Cyclotron (CRC) de Lovain-la-Neuve, Bélgica [43]. El acoplamiento de cámara y línea de haz, puede observarse en la Figura 3.2.

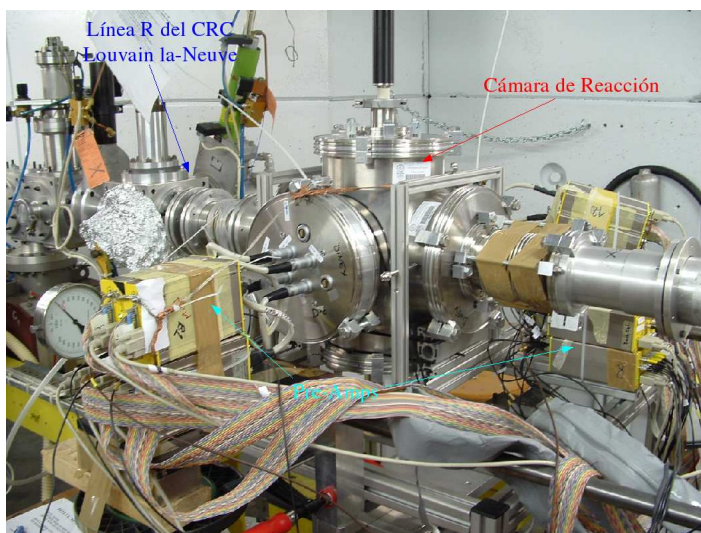


Figura 3.2: Línea de investigación R del CRC de Louvain-la-Neuve (Bélgica) y la cámara de reacción DINEX, parte del sistema experimental utilizado en el PH215.

A continuación se realizará una descripción de las partes componentes del dispositivo experimental.

#### 3.4.1. Geometría de detección

En el experimento se pretendía medir la dispersión elástica de  ${}^6\text{He}$  en  ${}^{208}\text{Pb}$  a 22 MeV dentro de un amplio intervalo angular de medición. Para conseguirlo, se estableció el sistema de detección mostrado en la Figura 3.3.

---

<sup>2</sup>Dispositivo de detección de partículas cargadas diseñado por el Grupo de Estructura de la Materia de la Universidad de Huelva. La cámara de reacción se manufacturó en Mantenimientos y Montajes Onubenses. El nombre proviene del proyecto al que fue asignado: Dispersión de Núcleos Exóticos (DINEX).

### 3.4. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

En la figura se aprecia que el conjunto de detectores está montado sobre una estructura que va acoplada a una brida. Una vez montados y conectados fuera de la cámara de reacción, la brida se fijó a ésta.

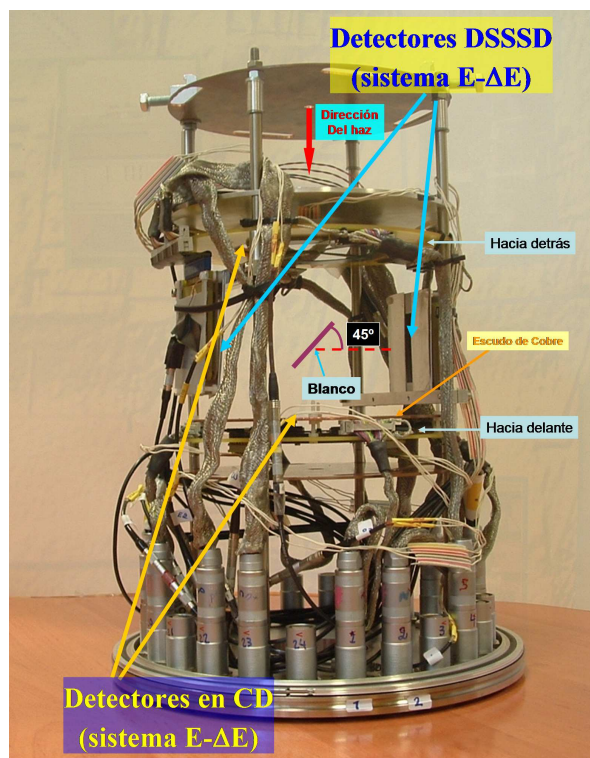


Figura 3.3: Geometría de detección utilizada en el PH215. Las posiciones de los detectores en CD y los DSSSD son mostradas con respecto al haz incidente.

El sistema de detectores de silicio en forma de CD DINEX fue colocado como se muestra en la Figura 3.4. El dispositivo montado se alineó con la trayectoria del haz, quedando los CD's perpendiculares al mismo y siendo atravesados por éste en el centro. Este tipo de configuración cuenta con cuatro sectores (cuadrantes) independientes, de forma tal que al unirse forman un disco, semejante a un disco compacto. Cada cuadrante se divide en dos partes: un detector de silicio (conocido también como "detector PAD") grueso de  $500 \mu\text{m}$  de espesor y, delante de éste, un detector delgado SSD (Silicon Strip Detector) de  $40 \mu\text{m}$  de espesor, el cual está dividido en 16 microtiras de  $2 \text{ mm}$  de ancho cada una. Al detector grueso se le llama detector E, y al detector delgado  $\Delta\text{E}$ . El conjunto de ambos detectores forma un telescopio, de forma tal que tenemos 16 micro-telescopios por cuadrante (considerando

### CAPÍTULO 3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ EN ${}^{208}\text{Pb}$ A 22 MEV

---

que cada microtira funciona como un detector individual). La información proporcionada por cada telescopio permite la interpretación directa de los resultados, así como la discriminación angular en energía, en masa y en carga de las partículas incidentes.

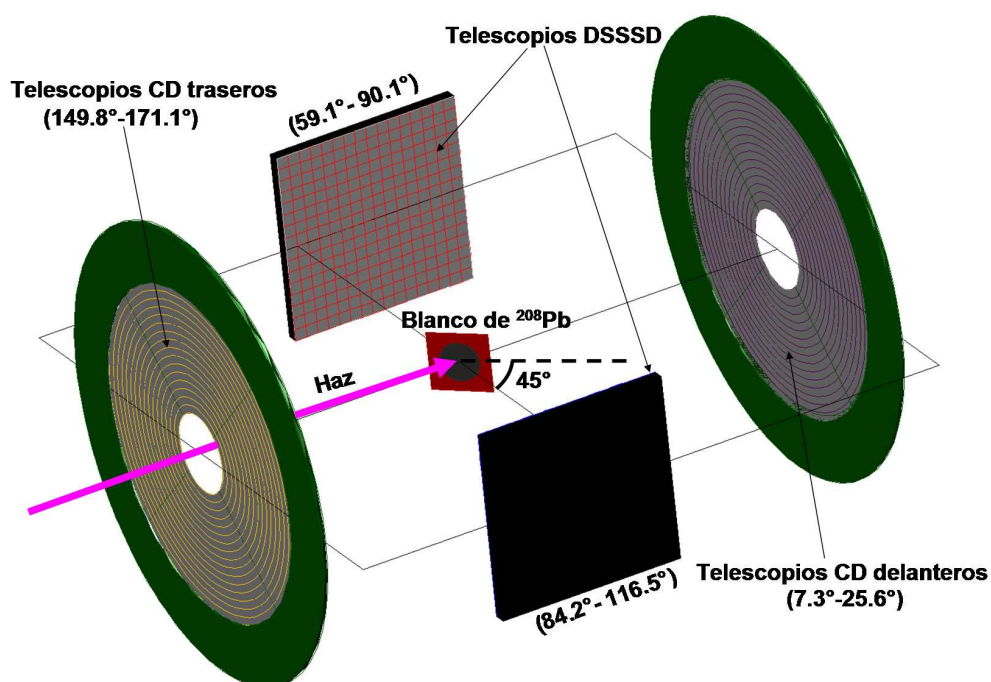


Figura 3.4: Representación esquemática de la geometría de detección utilizada en el PH215. En la figura se muestra el intervalo angular cubierto, así como el ángulo de inclinación del blanco utilizado.

El sistema de detectores CD cubrió un intervalo angular hacia delante<sup>3</sup> de  $13.8^\circ$  a  $25.6^\circ$  y hacia atrás de  $149.8^\circ$  a  $171.1^\circ$ , en el Sistema de Referencia del Laboratorio (SRL o LAB). La configuración final tiene un hueco cuadrado en el centro de ambos CD's de 1 cm de lado que permite el paso del haz incidente.

---

<sup>3</sup>En realidad el detector hacia delante cubría un intervalo angular de  $7.3^\circ$ - $25.6^\circ$ , pero las primeras 5 microtiras del conjunto de telescopios fueron anuladas por una máscara de cobre, la cual fue colocada sobre éstas para evitar que la alta corriente de haz hacia delante las dañara.

### 3.4. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

---

A los lados del blanco, y en dirección paralela al haz incidente, se colocaron dos telescopios cuadrangulares del Grupo de Investigación de Reacciones Nucleares del IEM-CSIC de Madrid. En este caso, el detector E era un detector PAD de silicio con un espesor de  $1500\ \mu\text{m}$  y el  $\Delta E$  un detector DSSSD (Double-Sided Silicon Strip Detector) de  $60\ \mu\text{m}$ . Cada detector DSSSD cuenta con dos caras divididas en 16 microtiras de 3 mm de anchura que conforman detectores independientes, en direcciones horizontal y vertical respectivamente. La información angular en  $\theta$ , la proporcionan las microtiras en dirección perpendicular al haz, en este caso las microtiras de la cara N.

La combinación de ambos telescopios cuadrangulares PAD-DSSSD, que también llamaremos “telescopios DSSSD” por simplicidad, cubrió intervalos angulares de  $59.1^\circ$ - $90.1^\circ$  y de  $84.2^\circ$ - $116.5^\circ$  en el SRL, respectivamente.

Una descripción más específica de los detectores utilizados en este experimento puede verse en el Apéndice A.

La geometría del sistema descrito, combinando los dos tipos de detectores mencionados abarcaba un amplio intervalo angular, necesario para investigar la dependencia con la energía de los parámetros del modelo óptico alrededor de la barrera Coulombiana.

El blanco de  $^{208}\text{Pb}$  fue colocado a  $45^\circ$  respecto a la línea formada por el haz, para permitir que los telescopios colocados en torno a  $90^\circ$ , recibieran las partículas dispersadas. Este hecho era de suma importancia para el experimento, ya que no existen mediciones en la literatura conocida relacionadas con esta región angular.

#### 3.4.2. Análisis RBS del blanco de $^{208}\text{Pb}$ utilizado en el experimento

Para comprobar la pureza de los blancos a utilizar en un experimento de dispersión elástica, es recomendable hacer un análisis de los blancos a utilizar. Una de las Técnicas Analíticas de Origen Nuclear (TAON) [79] más eficaces para ello es el RBS (Rutherford Back Scattering) [80], en donde un haz estable se hace incidir sobre el blanco, a cierta energía, de forma tal que las partículas retrodispersadas por el blanco sean detectadas a cierto ángulo. Mediante una simulación del espectro generado, se consigue obtener información acerca de la composición elemental y el espesor del blanco. Algunos resultados relacionados con esta técnica de análisis pueden consultarse en las

### CAPÍTULO 3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ EN ${}^{208}\text{Pb}$ A 22 MEV

---

Referencias [81, 82].

Para el blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  utilizado en el PH215 se realizó un análisis RBS posterior al experimento, en el acelerador TANDEM Pelletron del Centro Nacional de Aceleradores de Sevilla [83], para comprobar la pureza y el espesor del mismo. El espectro obtenido se muestra en la Figura 3.5 y los parámetros experimentales utilizados en el análisis se muestran en la Tabla 3.1.

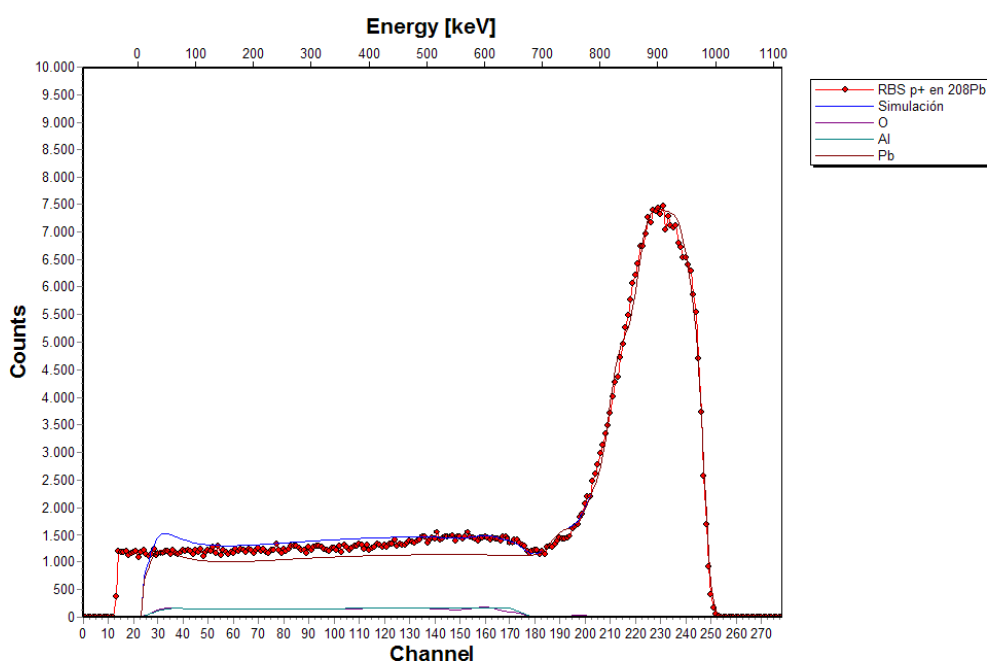


Figura 3.5: Espectro RBS (línea y puntos en rojo) obtenido a partir de bombardear el blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  utilizado en el experimento PH215, con un haz de protones de 1 MeV. La línea azul muestra la simulación del espectro para la obtención de parámetros de importancia, como el espesor y la composición del blanco. El resto de líneas muestra la contribución a la dispersión de cada elemento componente por separado.

De la simulación obtenida a partir del espectro RBS de la Figura 3.5 se desprende un espesor del blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  de  $1.12 \text{ mg/cm}^2$ . Debido probablemente al tiempo que el blanco permaneció en la cámara de irradiación, se encontró una contaminación de oxígeno en las capas superficiales de un 50 %. La parte interna del blanco muestra, según el espectro RBS, una constitución de Pb del 100 %.

### 3.4. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Proyectil	Energía	$\theta$ de Detec.	Carga	Resol. del Detector
H <sup>+</sup>	1000 keV	165°	8.3E9 part*st	25 keV

Tabla 3.1: **Parámetros experimentales utilizados en el análisis RBS del blanco de <sup>208</sup>Pb empleado en el PH215.**

#### 3.4.3. Cadena electrónica analógica

En esta sección describiremos, paso a paso, la cadena electrónica del experimento; esto es, las conexiones y dispositivos que existen entre detectores y sistema de adquisición.

Cada detector tiene un conector a través del cual es alimentado, al mismo tiempo que transmite las señales de carga que produce la ionización generada por las partículas incidentes. Una serie de cables se conectan a los conectores de cada detector y a su vez, a conectores pasamuros colocados en las bridas de la cámara. La señal eléctrica, generada en el interior de la cámara en condiciones de alto vacío, es así recogida fuera de ésta, a presión atmosférica.

La señal proveniente de los pasamuros se conecta directamente a la entrada de un preamplificador, también llamado “previo”. La presencia de microtiras en los detectores  $\Delta E$  nos obligó a utilizar como previos, módulos de electrónica integrada. Por tal motivo, se utilizaron para tales detectores preamplificadores Mesytec modelo MPR-16, ajustados a un rango de 0 a 25 MeV. Cada uno de estos previos tiene la capacidad de recibir 16 señales diferentes, además de poder polarizar al detector. Considerando que todos los  $\Delta E$  están segmentados en 16 microtiras, para cada uno de ellos fue necesario un MPR-16.

Las salidas de cada previo se conectaron a un amplificador STM-16 Mesytec. Este tipo de dispositivo puede recibir 16 señales diferentes a través de un cable plano de pares cruzados, y es totalmente compatible con los modelos de previos utilizados. Cuenta con ganancia ajustable en un rango de 1 a 3 (valores dependientes del modelo) y un sistema de filtros que controla la generación de la salida de disparo (*trigger*). Existe además la posibilidad de fijar un umbral ajustable manualmente. Con este dispositivo, también llamado “*shaper*”, se amplifica la señal recibida en un intervalo de 2 hasta 10 V a la salida, y se le da forma gaussiana con anchura de 1  $\mu$ s.

## CAPÍTULO 3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ EN ${}^{208}\text{Pb}$ A 22 MEV

---

Los detectores E se conectaron a módulos Mesytec del modelo MSI-8. Cada uno de estos dispositivos es capaz de operar ocho señales individuales, funcionando simultáneamente como preamplificador, amplificador y modulador de forma (*shaper*). Con dos de estos dispositivos se controlaron las señales de los detectores PAD en los CD's y en los telescopios cuadrangulares.

Cabe mencionar por su importancia, que en el PH215 se incluyó una señal de pulsos (*pulser*) positiva en cada uno de los detectores utilizados.

La Tabla 3.2 muestra con detalle, el número y modelos de dispositivos de amplificación usados en el experimento.

Tipo de módulo	Número de módulos utilizados
MPR-16	11 (7 para los CD's y 4 para los DSSSD)
MSI-8	2 (para las 10 señales de los detectores E)
STM-16	11 (para todos los $\Delta E$ )
Pulser (TENELEC)	En todos los detectores (salvo las caras N* de los DSSSD)

Tabla 3.2: **Tipo y número de módulos utilizados en la cadena electrónica analógica del PH215.** \*La cara N se refiere a la parte de los detectores DSSSD cuya señal preamplificada tiene polaridad distinta a la del resto de detectores. Por tal motivo no pudo usarse la misma señal de pulsos en las microtiras de dicha cara.

### 3.4.4. Cadena lógica y digitalización

Las señales de cada amplificador se conectaron a un sistema de adquisición de datos. Para el experimento PH215 se utilizó una serie de módulos ADC's (Analog/Digital Converter) de la marca CAEN modelo V785. La señal de disparo se manipula de forma tal que vaya acoplada dentro de una señal de onda cuadrada auxiliar, conocida como "GATE". Con el GATE incluido, la señal de *trigger* es anexada también a los ADC's. Las señales de disparo se introducen simultáneamente en una cadena electrónica que lleva a cabo una serie de operaciones lógicas además de comprobar las coincidencias requeridas.

En términos generales, se construye un sistema "no paralizabile", lo que quiere decir que se manipulan las señales de forma tal que se evita un paro en el sistema por algún tipo de saturación de entrada de eventos. Esto se

### 3.4. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

---

consigue imponiendo la condición de *VETO* después de que el primer evento llega a la adquisición. Durante un intervalo temporal, la adquisición estará ocupada (*BUSY*), y no permitirá la entrada de información hasta que se limpie la entrada para recibir un nuevo evento. Todas estas condiciones lógicas están gobernadas por las propias señales producidas por las partículas que inciden en los detectores, y suelen estar en coincidencia con algún parámetro independiente del dispositivo experimental, pero en sincronía con el acelerador. Esta señal permitirá que los eventos registrados, siempre estén relacionados con la producción del haz incidente. En nuestro caso particular se utilizó una señal de Radio Frecuencia producida por el ciclotrón en el CRC de Louvain-la-Neuve.

Las señales aceptadas en los ADC se controlaron con el módulo TRIVA3, el cual gestiona la señal de *trigger*, para finalmente ser recibidas en el módulo RIO8062. Estos dos módulos corresponden a un tipo de sistema de adquisición denominado MBS (*Multi Brach System*) [84, 85]. El último módulo se encarga de procesar la información, registrarla y enviarla vía ethernet al disco duro de un ordenador. La información obtenida se monitorizó con el programa GO4 [86] versión 2.8.0, desde otro ordenador.

La Tabla 3.3 muestra el orden en el que se almacenaron y monitorizaron las señales correspondientes a los detectores del experimento. Por otro lado, en la Tabla 3.4 se muestran las señales referentes a otros dispositivos digitales, también empleados en el experimento: scalers (CAEN, modelo V830) y TDC's (*Time Digital Converter*, CAEN modelo V775). Estas últimas se incluye generalmente en los experimentos para tener controlados parámetros de conteo y tiempo específicos.

Un esquema del dispositivo de implementación de la señal de disparo del sistema de adquisición de datos (*main trigger*), utilizado en el experimento PH215, se muestra en las Figura 3.6.

El análisis de los resultados obtenidos en el experimento y su interpretación teórica, se presentarán en el siguiente capítulo.

**CAPÍTULO 3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE  ${}^6\text{He}$  EN  ${}^{208}\text{Pb}$  A 22 MEV**

---

Señal	Etiqueta	Tipo y posición
Detector E1	adc1	PAD-CD hacia delante
Detector E2	adc2	PAD-CD hacia delante
Detector E3	adc3	PAD-CD hacia delante
Detector E4	adc4	PAD-CD hacia delante
Detector E5	adc5	PAD-CD hacia atrás
Detector E6	adc6	PAD-CD hacia atrás
Detector E7	adc7	PAD-CD hacia atrás
Detector E8	adc8	PAD-CD hacia atrás
Detector E12	adc12	PAD lateral (ángulos mayores)
Detector E14	adc14	PAD lateral (ángulos menores)
Detector $\Delta E1$	adc33-adc48	SSD-CD hacia delante
Detector $\Delta E2$	adc49-adc64	SSD-CD hacia delante
Detector $\Delta E3$	adc65-adc80	SSD-CD hacia delante
Detector $\Delta E4$	adc81-adc96	SSD-CD hacia delante
Detector $\Delta E5$	adc97-adc112	SSD-CD hacia atrás
Detector $\Delta E6$	adc113-adc128	SSD-CD hacia atrás
Detector $\Delta E7$	adc129-adc144	SSD-CD hacia atrás
Detector $\Delta E11$	adc161-adc176	DSSSD P- $x$
Detector $\Delta E12$	adc177-adc192	DSSSD N- $y$ lateral (ángulos mayores)
Detector $\Delta E14$	adc193-adc208	DSSSD P- $x$
Detector $\Delta E13$	adc209-adc224	DSSSD N- $y$ lateral (ángulos menores)

Tabla 3.3: **Tabla de identificación de señales del experimento PH215.** Las coordenadas  $[x, y]$  en los DSSSD se refieren a la dirección de las microtiras con respecto al plano de la reacción, siendo  $x$  las microtiras paralelas al plano e  $y$  las ortogonales al mismo.

### 3.4. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

---

Tipo de señal	Etiqueta	Referencia
Scaler Ch 1	sca1	Telescopio 1 (E1- $\Delta$ E1)
Scaler Ch 2	sca2	Telescopio 2 (E2- $\Delta$ E2)
Scaler Ch 3	sca3	Telescopio 3 (E3- $\Delta$ E3)
Scaler Ch 4	sca4	Telescopio 4 (E4- $\Delta$ E4)
Scaler Ch 5	sca5	Telescopio 5 (E5- $\Delta$ E5)
Scaler Ch 6	sca6	Telescopio 6 (E6- $\Delta$ E6)
Scaler Ch 7	sca7	Telescopio 7 (E7- $\Delta$ E7)
Scaler Ch 8	sca8	Telescopio 12 (E12- $\Delta$ E12)
Scaler Ch 9	sca9	Telescopio 14 (E14- $\Delta$ E14)
Scaler Ch 10	sca10	Telescopio 11 (E12- $\Delta$ E11)
Scaler Ch 11	sca11	Telescopio 13 (E14- $\Delta$ E13)
Scaler Ch 12	sca12	triggers totales
Scaler Ch 13	sca13	triggers aceptados
Scaler Ch 14	sca14	Reloj
Scaler Ch 15	sca15	Pulser
TDC Ch 1	tdc1	Telescopio 1 (E1- $\Delta$ E1)
TDC Ch 2	tdc2	Telescopio 2 (E2- $\Delta$ E2)
TDC Ch 3	tdc3	Telescopio 3 (E3- $\Delta$ E3)
TDC Ch 4	tdc4	Telescopio 4 (E4- $\Delta$ E4)
TDC Ch 5	tdc5	Telescopio 5 (E5- $\Delta$ E5)
TDC Ch 6	tdc6	Telescopio 6 (E6- $\Delta$ E6)
TDC Ch 7	tdc7	Telescopio 7 (E7- $\Delta$ E7)
TDC Ch 8	tdc8	Telescopio 12 (E12- $\Delta$ E12)
TDC Ch 9	tdc9	Telescopio 14 (E14- $\Delta$ E14)
TDC Ch 10	tdc10	Telescopio 11 (E12- $\Delta$ E11)
TDC Ch 11	tdc11	Telescopio 13 (E14- $\Delta$ E13)
TDC Ch 15	tdc15	señal de Radio Frecuencia

Tabla 3.4: **Tabla de identificación de señales para el scaler y el TDC del experimento PH215.** Estas señales se refieren a parámetros de conteo y de tiempo, importantes para el experimento.

CAPÍTULO 3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE  ${}^6\text{He}$  EN  ${}^{208}\text{Pb}$  A 22 MEV

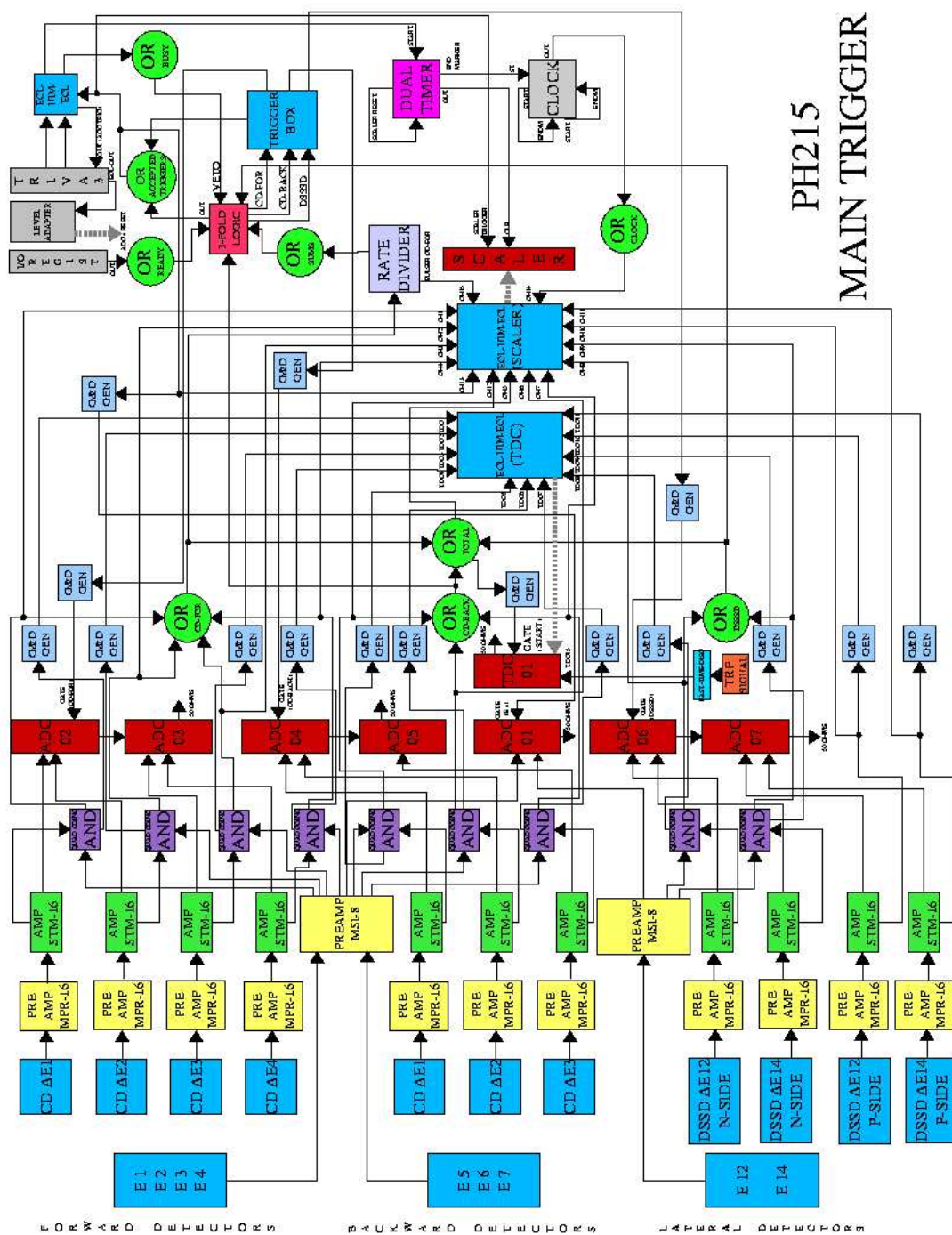


Figura 3.6: Diagrama esquemático del dispositivo de implementación de la señal de disparo del sistema de adquisición de datos (*main trigger*), para el experimento PH215.

# 4

## Tratamiento de datos de la dispersión de ${}^6\text{He}$ y su interpretación teórica

### 4.1. Adquisición de datos

En este capítulo describiremos el tratamiento que se le dio a los datos del experimento PH215. Estos datos provienen de las señales depositadas en los detectores por las partículas resultantes de las colisiones entre proyectiles del haz y núcleos del blanco.

El experimento comenzó usando un haz estable, cuyo interés principal era tener una referencia experimental para la sección eficaz diferencial de Rutherford. Esta rutina se sigue para obtener un patrón de mediciones conocido, que sirva como normalización para los datos que se tomaron para el haz exótico. Con esta técnica se consigue eliminar la dependencia del ángulo sólido en el cálculo de la sección eficaz diferencial elástica. El proceso es sumamente eficaz si no cambia la posición de los detectores en el dispositivo experimental y si se trabaja con la misma cadena electrónica en todo momento.

De este modo, para el PH215 se utilizó un haz patrón de  ${}^4\text{He}$  contra el blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  a 12 MeV. La energía se estableció por debajo de la barrera

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

Coulombiana ( $\sim 18$  MeV), asegurando así que la sección eficaz diferencial elástica se comporte esencialmente como la sección eficaz diferencial de Rutherford.

A continuación, el haz de núcleos halo utilizado en el experimento fue de  ${}^6\text{He}$  a 22 MeV, el cual se hizo impactar contra el mismo blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  que se había bombardeado con alfas. Esta colisión conforma el objeto de estudio de la propuesta experimental.

La información relacionada con las diversas colisiones se almacenó en ficheros de datos de acuerdo con las etiquetas mostradas en las Tablas 3.3 y 3.4 del capítulo anterior, utilizando un sistema automatizado que guarda en disco un fichero, cada cierto tiempo. Estos ficheros son comúnmente llamados tramos o *runs*. Esta metodología permite aislar de la adquisición aquellos instantes en los que se detecten fallos durante la toma de datos.

Durante cada *run* se registró un fichero de datos que contiene la información colectada por los telescopios. En la Tabla 4.1 pueden observarse las características referentes al número de runs archivados y detalles de las reacciones realizadas en el experimento.

proyectil	energía [MeV]	blanco	espesor [mg/cm <sup>2</sup> ]	No. de runs archivados	tiempo [hrs]
${}^4\text{He}$	12.0	${}^{208}\text{Pb}$	1.12	56	28.0
${}^6\text{He}$	22.0	${}^{208}\text{Pb}$	1.12	63	31.5

Tabla 4.1: Características de los proyectiles, blanco y almacenamiento de datos del experimento PH215.

Los *runs* almacenados contienen toda la información referente a los eventos procesados en ADC's, TDC's y scaler; considerando esto, un sólo *run* puede ocupar desde 10 hasta 500 MB. El tamaño del fichero depende de la corriente del haz ( $2 \times 10^5$  pps, para el haz exótico), el número de señales, el tiempo de medida y el ruido electrónico.

El almacenamiento se llevó a cabo en formato lmd (list-mode data), que es el estándar de adquisición MBS [84], tratándose de ficheros de datos. Para el análisis, cada fichero fue convertido al formato Ntupla [87], un tipo de fichero que reordena los datos de un *run* en columnas que representan las variables usadas (adc1, adc2, etc) y en filas, donde cada fila representa un

## 4.2. ANÁLISIS ESPECTROSCÓPICO

---

evento. De esta forma, no es necesario almacenar histogramas, pues se cuenta con una matriz en la que se pueden combinar los eventos referentes a cada variable con los de cualquier otra.

Las Ntuplas son preparadas precisamente para que el paquete PAW++ [88] desarrollado en el CERN, pueda leer su contenido y de esta forma visualizar los datos almacenados. El paquete contiene diversos comandos que pueden usarse para crear los histogramas necesarios. El análisis se realizó utilizando las MACROS [89] desarrolladas para la optimización de los datos resultantes del Sistema-DINEX.

### 4.2. Análisis espectroscópico

Para obtener la información relevante es necesario separar los diferentes canales de reacción. Para ello se emplean los telescopios de partículas. Si queremos entender su funcionamiento, podemos considerar la ecuación de Bethe-Bloch [46]. Esta ecuación relaciona la pérdida de energía  $\Delta E$  de una partícula con energía  $E_t$ , número atómico  $Z$  y masa  $m$  al atravesar un material de espesor  $\Delta x$ . En una primera aproximación podemos escribir:

$$\Delta E \cong C \frac{mZ^2}{E_t} \Delta x. \quad (4.1)$$

Al impactar una partícula en un telescopio podemos expresar la energía total como  $E_t = \alpha ch_E + \beta ch_{\Delta E}$ , donde  $\alpha ch_E$  es la energía  $E$  depositada en el detector grueso y  $\beta ch_{\Delta E}$  la energía  $\Delta E$  depositada en el detector delgado. La variable “ $ch$ ” se refiere al canal en el espectro de amplitud de pulsos obtenido para cada señal colectada (ver Fig 1.20). Los valores  $\alpha$  y  $\beta$ , son constantes que deben ajustarse para cada detector y se usan para optimizar la dispersión estadística del pico elástico. Su origen está en la diferencia de ganancias de las cadenas electrónicas de los detectores  $E$  y  $\Delta E$ . Estos valores pueden determinarse mediante la calibración de cada detector.

De esta forma, podemos expresar la ecuación (4.1) de la siguiente forma:

$$\Delta E = C \frac{mZ^2}{E + \Delta E} \Delta x. \quad (4.2)$$

Con esto encontramos una relación directa entre la energía depositada en el detector grueso y en el detector delgado, y la relación de éstas con el

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

número atómico  $Z$  y la masa  $m$  de las partículas colisionantes.

Para la separación de partículas se construyen histogramas bidimensionales que relacionan los eventos de un detector  $\Delta E$  con su respectivo detector  $E$ . Este tipo de gráficos es conocido como “espectros  $E-\Delta E$  o espectros de masas”, y son muy útiles para el estudio de secciones eficaces. La herramienta PAW++ permite construir este tipo de espectros y obtener la información relevante, separando las regiones de  $(Z,m)$  diferentes.

Cabe mencionar que las partículas estudiadas a las energías que se ponen en juego en el experimento tratado, no pueden atravesar por completo el telescopio, es decir, que son frenadas en el detector  $E$ . Al asegurarnos de que esto pase, tendremos la certeza de que estamos midiendo la energía total de la partícula producida después de la colisión.

En los histogramas bidimensionales generados con PAW++, la información del detector  $\Delta E$  corresponde al eje de abscisas y la suma  $E+\Delta E$  al eje de ordenadas. En la Figura 4.1 puede verse un ejemplo de los espectros usados para el análisis del experimento, en el cual se señalan zonas de interés para el mismo. Espectros de este tipo se construyeron para todas las secciones de detección incluidas en el dispositivo experimental.

### 4.3. Procedimiento de análisis del experimento

Para conseguir que la información observada en los espectros nos sea de utilidad, es necesario establecer un método para integrarla, esto es, sumar los eventos en las regiones de interés del espectro. A continuación, describiremos el proceso de análisis llevado a cabo para el experimento PH215.

Como se puede ver en la Figura 4.1, las zonas de interés en el PH215 pueden verse fácilmente, al menos en los detectores delanteros. No ocurre lo mismo con los detectores traseros. En ellos, dado el reducido número de cuentas, los eventos elásticos son apenas perceptibles para *runs* individuales. Por esta razón, se recurrió a realizar la suma de espectros por telescopio para 10 *runs*. Estas sumas incluyen todas las microtiras para cada una de las tres secciones<sup>1</sup>. Así, se construyeron 9 espectros “suma”, correspondientes a cada uno de los telescopios utilizados. Ejemplos de estos espectros se muestran en

---

<sup>1</sup>Si bien estos espectros no tienen sentido para sumar los datos del experimento, era importante construirlos, para tener una idea clara de las zonas de integración a considerar.

### 4.3. PROCEDIMIENTO DE ANÁLISIS DEL EXPERIMENTO

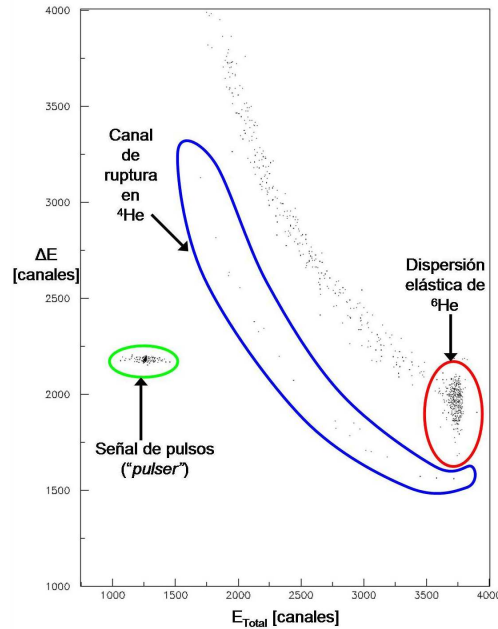


Figura 4.1: Ejemplo de un espectro de masas "E- $\Delta E$ " utilizado para el análisis del experimento PH215. En éste se señalan los canales de interés. El espectro bidimensional E- $\Delta E$  (1 run) mostrado corresponde a una microtira a  $20^\circ$  (LAB).

la Figura 4.2.

A partir de estos espectros, se construyeron las siguientes regiones de integración:

- Eventos elásticos para el haz de  ${}^6\text{He}$  (para todos los detectores).
- Eventos elásticos para el haz de  ${}^4\text{He}$  (para todos los detectores).
- Eventos de ruptura, para el haz de  ${}^6\text{He}$  (para todos los detectores).
- Señal de pulsos, para ambos haces (para detectores hacia delante y detrás<sup>2</sup>).

Utilizando un serie de subrutinas en lenguaje FORTRAN, y macros que implican diversas combinaciones de las mismas, fue posible integrar las zonas

---

<sup>2</sup>No fue posible añadir el pulser a los detectores laterales, debido a dificultades presentadas durante el experimento. Sin embargo, se contó con señal de pulsos en las caras P de dichos detectores cuyo interés se explicará más adelante

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

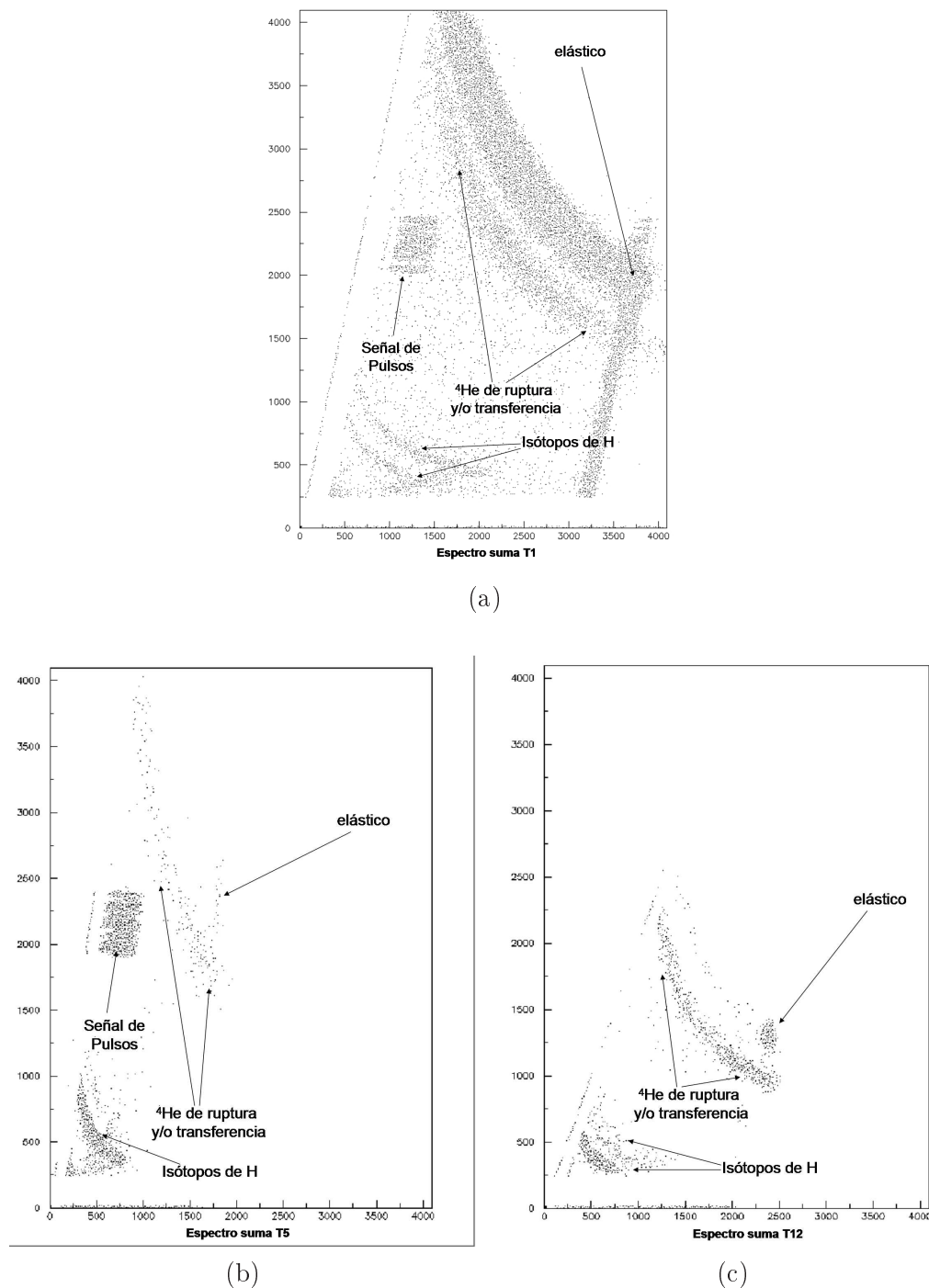


Figura 4.2: Ejemplos de los espectros “suma” generados para establecer las ventanas de selección en el caso de los *runs* del haz de  $^6\text{He}$ . (a) Para el Telescopio 1 (delantero), (b) para el Telescopio 5 (trasero) y (c) para el Telescopio 12 (lateral). Un sistema equivalente se usó también para los datos provenientes del haz de  $^4\text{He}$ .

#### 4.4. EFICIENCIA DE DETECCIÓN Y NORMALIZACIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

de interés citadas. El proceso de integración para cada uno de los telescopios implicados, fue el siguiente:

- Se establecieron regiones de integración en los espectros “suma” mediante el uso de una subrutina que genera ventanas de selección<sup>3</sup>.
- Se elaboró una macro que grafica un espectro  $\Delta E$  vs.  $E_{total}$  y enmarca las ventanas de selección previamente definidas. El siguiente paso en la macro es proyectar sobre el eje de abscisas la región cubierta por las ventanas de selección. Un ejemplo de las ventanas generadas y sus proyecciones puede verse en la Figura 4.3. Los espectros unidimensionales generados, se integran usando una nueva subrutina que, además, almacena el resultado de cada integración en un fichero de datos.
- Cuando el proceso para una microtira termina, la macro hace lo mismo con la siguiente, hasta haber analizado todos los espectros de un telescopio. En este caso, la misma macro se usó para integrar los eventos dentro de las ventanas de cada sección de telescopios: para los cuatro telescopios delanteros, para los tres traseros y para los dos telescopios laterales. Al terminar con un *run*, la macro lo cierra y llama a otro para realizar nuevamente el mismo proceso. De este modo se genera un fichero de datos para cada uno de los *runs* involucrados, donde cada columna corresponde a una ventana de selección y cada hilera a una microtira.
- Con otro programa se sumaron las hileras de datos relacionadas con la misma microtira para cada región integrada. Finalmente, se obtiene un fichero de datos para cada sección de telescopios en el que cada columna corresponde a los datos totales por microtira de cada ventana de selección.

De este modo, se cuenta al final con un fichero de datos para cada sección de detección (delante, detrás y lateral) y para cada uno de los haces usados. Con estos seis ficheros se da inicio al análisis de los datos del experimento.

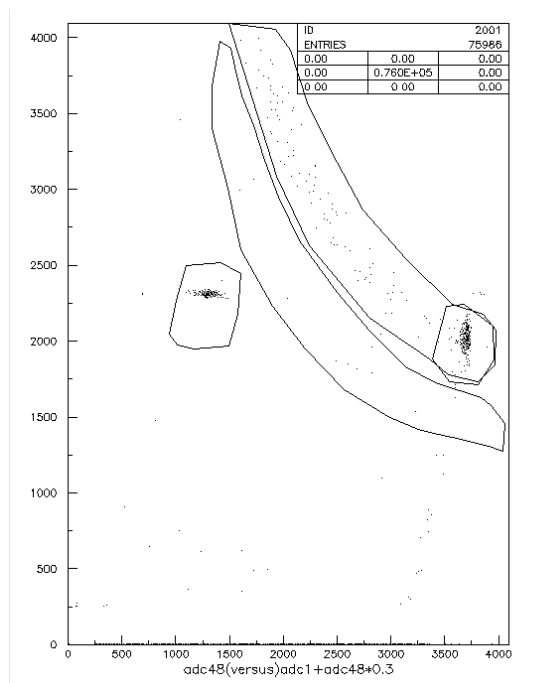
#### 4.4. Eficiencia de detección y normalización de los resultados experimentales

La eficiencia de los sistemas de detección depende directamente de tres parámetros: la eficiencia intrínseca de los detectores, factores geométricos y

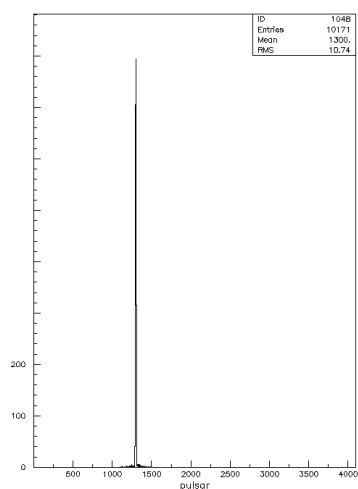
---

<sup>3</sup>Llamamos “ventana de selección” al área delimitada por una serie de puntos que encierra cierta región del espectro (Fig. 4.3).

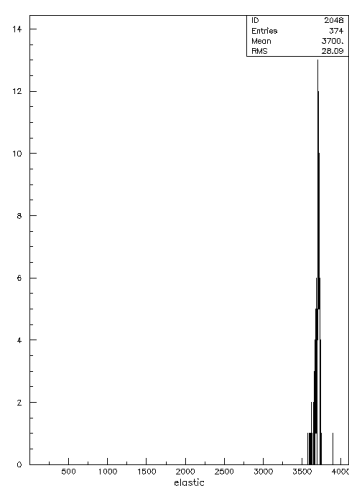
## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA



(a) Ventanas de selección en un espectro de masas



(b) Proyección en el eje X de la ventana de pulser.



(c) Proyección en el eje X de la ventana del elástico.

Figura 4.3: Ejemplos de ventanas de selección y proyecciones generadas a partir de ellas. (a) Ventanas de selección para el espectro  $E-\Delta E$  del Telescopio 1 microtira 48 en el *run* 170 de  ${}^6\text{He}$ . (b) Proyección de la ventana de pulser y (c) Proyección de la ventana del elástico. Ambos picos corresponden a las cuentas que se hallan en las regiones encerradas por las respectivas ventanas en (a).

#### 4.4. EFICIENCIA DE DETECCIÓN Y NORMALIZACIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

la eficiencia de la cadena electrónica.

En el caso de los detectores de silicio se puede asumir una eficiencia intrínseca del 100 % al detectar partículas cargadas.

Considerando que se tomaron datos con haces distintos, normalizamos la dispersión del haz exótico ( ${}^6\text{He}$ ) con el haz estable ( ${}^4\text{He}$ ) para el PH215, ya que esta última se obtuvo en un régimen de dispersión de Rutherford.

Utilizando dobles cocientes, los cuales explicaremos a continuación, se consigue eliminar posibles errores sistemáticos derivados de inexactitudes en la evaluación del ángulo sólido subtendido por los detectores desde el blanco. Esto conlleva a la eliminación de la contribución geométrica a la eficiencia de detección, siempre y cuando ésta no cambie a lo largo del experimento.

Llamamos  $N_e$  al número de partículas del haz estable dispersado por un blanco puntual, que impactan en un detector situado en un ángulo de observación  $\theta_C$ . Si la energía cinética del haz es  $E$ , y consideramos las partículas en un régimen de dispersión elástica de Rutherford entonces:

$$N_e(\theta_C) = \left( \frac{d\sigma(\theta_C, E)}{d\Omega(\theta_C)} \right)_{Ruth,e} T_e I_e \Delta\Omega(\theta_C) t_e, \quad (4.3)$$

donde la etiqueta  $e$  indica magnitudes relacionadas con el haz estable, y el subíndice  $Ruth$  indica que se trata de la sección eficaz diferencial de Rutherford.  $T$  es el coeficiente de transmisión del haz a lo largo de la línea,  $I$  la intensidad del haz,  $\Delta\Omega(\theta_C)$  la contribución de ángulo sólido y  $t$  el tiempo de medición. Además, podemos realizar la siguiente aproximación:

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \left( \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega(\theta)} \right)_{Ruth,e} d\Omega(\theta) \simeq \left( \frac{d\sigma(\theta_C, E)}{d\Omega(\theta_C)} \right)_{Ruth,e} \Delta\Omega(\theta_C), \quad (4.4)$$

siendo  $\theta_1$  y  $\theta_2$  los límites angulares del detector y  $\theta_C$  el centroide del detector.

Análogamente, para el haz de núcleos exóticos tendremos:

$$N_h(\theta_C) = \left( \frac{d\sigma(\theta_C, E)}{d\Omega(\theta_C)} \right)_{elast,h} T_h I_h \Delta\Omega(\theta_C) t_h, \quad (4.5)$$

donde el subíndice  $h$  se refiere al núcleo halo en cuestión y el subíndice  $elast$  a la dispersión elástica o cuasielástica del mismo.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

Si dividimos la ecuación (4.5) entre la ecuación (4.3) y reordenando por parámetros similares, obtenemos

$$\frac{\left(\frac{d\sigma(\theta_C, E)}{d\Omega(\theta_C)}\right)_{\text{elast},h}}{\left(\frac{d\sigma(\theta_C, E)}{d\Omega(\theta_C)}\right)_{\text{Ruth},e}} = \frac{N_h(\theta_C) T_h I_h \Delta\Omega(\theta_C) t_h}{N_e(\theta_C) T_e I_e \Delta\Omega(\theta_C) t_e}, \quad (4.6)$$

quedando finalmente el doble cociente expresado como

$$\frac{d\sigma(\theta_C, E)_{\text{elast}}^h}{d\sigma(\theta_C, E)_{\text{Ruth}}^e} = K \cdot \frac{N_h(\theta_C)}{N_e(\theta_C)}, \quad (4.7)$$

donde  $K$  es una constante global independiente del ángulo  $\theta_C$ , cuyo valor se determinará en secciones posteriores.

### 4.5. Cálculo del cociente de la sección eficaz elástica

Considerando lo establecido en la ec. (4.7) de la sección anterior, sólo resta calcular los cocientes resultantes para los datos del experimento. Tenemos entonces que dividir la columna de cuentas elásticas obtenidas de los ficheros de  ${}^6\text{He}$  entre las obtenidas de los ficheros de  ${}^4\text{He}$ .

Posteriormente, considerando que en razón angular, los Telescopios 1, 2, 3 y 4 (hacia delante) deberían presentar resultados similares para cada microtira que conforme un anillo de detección<sup>4</sup>, podemos promediar los cocientes de cada sector correspondientes a un mismo anillo. Lo mismo tendría que ocurrir con los anillos de los Telescopios 5, 6 y 7 (traseros).

Los detectores laterales actúan de forma independiente, y cada microtira en ellos representa un valor único. Hechas las consideraciones anteriores se procedió como sigue:

- Cálculo de los cocientes, para todos los telescopios.

---

<sup>4</sup>El sistema de CD se compone de 16 anillos concéntricos que son formados por las microtiras equivalentes de cada uno de los cuatro telescopios. Si el sistema de detección está correctamente alineado con el haz, la  $n$ -ésima microtira de un cuadrante, debería dar resultados idénticos (salvo fluctuaciones estadísticas) a las microtiras equivalentes en los otros tres telescopios.

## 4.5. CÁLCULO DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ ELÁSTICA

---

- Eliminación de los telescopios que funcionaron de forma anómala o que no presentaron señal<sup>5</sup>
- Cálculo de los promedios correspondientes para cada anillo.
- Cálculo de las incertidumbres de medición.
- Cálculo geométrico de la distribución angular para cada microtira, de acuerdo a las distancias establecidas en el dispositivo experimental.
- Obtención de la gráfica de la distribución angular de la dispersión elástica.

La gráfica obtenida se muestra en la Figura 4.4, donde se observa el cociente de los eventos elásticos entre los eventos de Rutherford en función del ángulo de dispersión, en una primera aproximación.

Como es fácil de apreciar, la gráfica está muy lejos de lo que esperamos (que sería similar al gráfico representado en la Figura 2.2 para energías en torno a la barrera de Coulomb). Esto se debe a que existen correcciones que hasta ahora no hemos considerado. Existen tres factores a tomar en cuenta: la contribución de la eficiencia de la cadena electrónica, la normalización de los datos provenientes de los detectores laterales y la corrección por desalineamiento del haz. De estos tres factores hablaremos en los siguientes apartados.

### 4.5.1. Corrección referente a la eficiencia de la cadena electrónica

Un factor importante para el ajuste de los cocientes obtenidos a partir del manejo de los datos experimentales es la eficiencia de la cadena electrónica. En el PH215 se incluyó dentro de la señal recibida un pulso constante en frecuencia y tensión: la señal del generador de pulsos (*pulser*). Esta señal no tiene nada que ver con los pulsos de la colisión, pero sirve como referencia para la eficiencia de la cadena electrónica. Como su frecuencia no varía en el tiempo, se espera que en todos los ADC's se reciba el mismo número de eventos de pulser. Si esto ocurre, podemos decir que todos ellos mantienen la misma eficiencia electrónica.

---

<sup>5</sup>En el caso de los detectores delanteros, se excluyeron las 5 primeras microtiras, considerando que un escudo de cobre fue puesto sobre de ellas para evitar que la intensidad del haz en esta zona pudiera dañarlas. Otras microtiras en diversos detectores simplemente no mostraron señal, o presentaban una señal anómala, por estar dañadas o tener una mala conexión. Estas últimas también se excluyeron del análisis.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

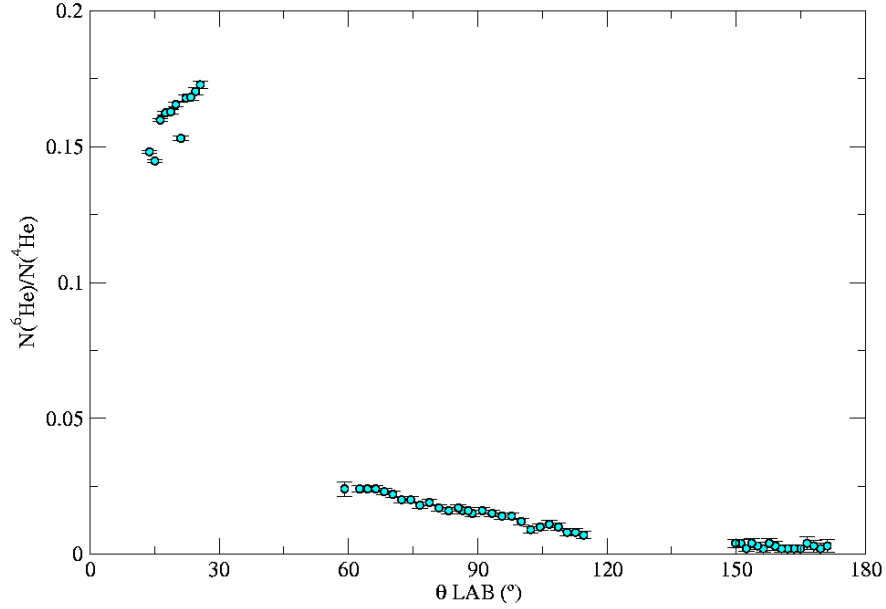


Figura 4.4: Medidas de la sección eficaz elástica entre la sección eficaz de Rutherford en función del ángulo de dispersión (LAB). Primera aproximación.

En este caso, para los datos correspondientes al haz de  ${}^6\text{He}$ , el pulser se mantiene constante en todos los detectores. No sucede lo mismo con los datos de  ${}^4\text{He}$ , en donde los eventos de pulser eran diferentes entre los detectores delanteros y los traseros. Por este motivo, fue necesario realizar la corrección por señales de pulser para los eventos elásticos de este haz.

Esta corrección se expresa como sigue:

$$C_{p,i} = \frac{N_{p,i}}{Pulser_{max}}. \quad (4.8)$$

Donde  $N_{p,i}$  se refiere a las cuentas de pulser en la  $i$ -ésima microtira,  $Pulser_{max}$  es el dato en el cual tengamos el mayor número de eventos del pulser, en este caso fue para el adc113, un detector hacia detrás. El inverso del valor  $C_{p,i}$  obtenido para los eventos de pulser en cada microtira, se multiplicará por su correspondiente  $N_i$ , de los eventos elásticos de  ${}^4\text{He}$ .

## 4.5. CÁLCULO DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ ELÁSTICA

---

El nuevo cociente corregido queda entonces:

$$\frac{d\sigma(\theta_C, E)_{elast}^{(6He)}}{d\sigma(\theta_C, E)_{Ruth}^\alpha} = K \frac{N_{i^{6He}}}{\left(\frac{1}{C_{p,i}}\right) N_{i^{4He}}} \quad (4.9)$$

Es de suma importancia señalar que esta corrección sólo pudo hacerse con los detectores delanteros y traseros, pues como ya se mencionó, no fue posible incluir una señal de pulser en los detectores laterales.

La nueva distribución obtenida con esta corrección se muestra en la Figura 4.5. Si comparamos este gráfico con el de la Figura 4.4, es apreciable una sensible variación para los puntos correspondientes a la sección delantera. Esto se debe a que se utilizó un divisor de tasa (*rate-divider*) durante la toma de datos del haz de alfas. Con este dispositivo se consigue disminuir por un cierto factor el conteo de eventos hacia adelante, evitando así que el GATE que da lectura al ADC, se sature con éstos por completo, e impida aceptar los eventos recibidos en telescopios ubicados a ángulos mayores.

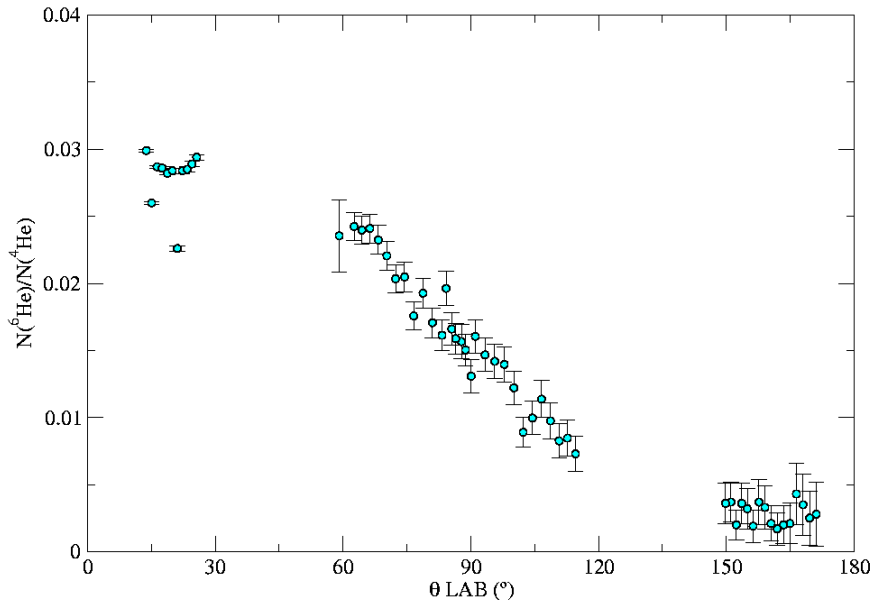


Figura 4.5: Gráfica de la sección eficaz elástica, una vez tomada en cuenta la eficiencia de la cadena electrónica (corrección por *pulser*).

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

De acuerdo con la corrección realizada con la señal de pulsos, este factor tiene un valor promedio de 6.24, lo que significa que el número de eventos en el CD delantero, es 6.24-veces mayor que el integrado a partir del espectro de masas.

Para comprobar si la estabilidad en la eficiencia electrónica en los detectores laterales es válida, se realizó el procedimiento mostrado en la siguiente sección.

### 4.5.2. Comprobación de la eficiencia de la cadena electrónica para los telescopios laterales

Como se mencionó antes, en el PH215 no se contaba con una señal de pulsos en la cara N de los detectores laterales, que nos permitiera corregir la eficiencia en la cadena electrónica en sus microtiras. Sin embargo, sí se incluyó una señal de pulsos en la cara P de dichos detectores.

Si bien esta señal no puede usarse para corregir cada una de las microtiras en la cara N, sí podemos comprobar que la eficiencia es constante en el detector. Esto lo conseguimos integrando el canal elástico y la señal de pulsos en dicha cara.

La integral total del canal elástico en la cara N, debería ser igual a la integral del mismo canal en la cara P. Con esto nos aseguramos de que ambas caras están siendo activadas por el mismo número de eventos.

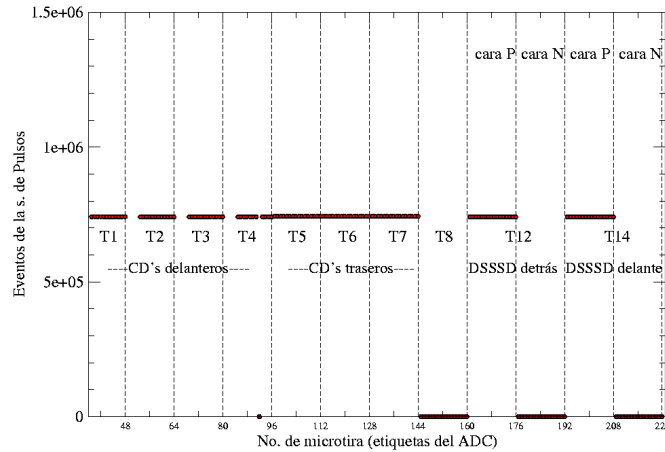
Al realizar esta operación, comprobamos con éxito que la contribución de ambos canales era la misma en ambas caras, para cada detector y para cada uno de los diferentes haces ( ${}^6\text{He}$  y  ${}^4\text{He}$ ).

Realizado lo anterior, se procedió a observar el comportamiento de la señal de pulsos en ambos detectores y para ambos haces. Las gráficas de la Figura 4.6, muestran los eventos de *pulser* de los detectores laterales para ambos haces y su comparación con la señal integrada en los telescopios de los CD's.

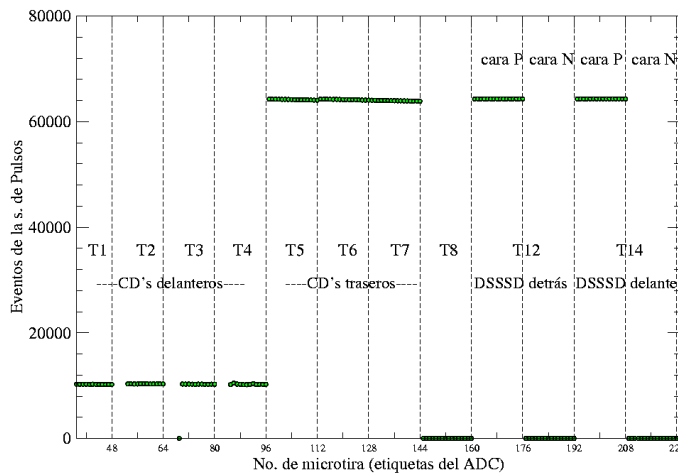
En las Fig. 4.6b podemos observar claramente el factor de diferencia debido a la inclusión del *rate-divider* (comentado en la sección anterior) en la cadena electrónica de los detectores delanteros con respecto a los restantes,

## 4.5. CÁLCULO DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ ELÁSTICA

---



(a)



(b)

Figura 4.6: Gráficas de los eventos obtenidos de la señal de pulsos en todos los telescopios, durante la toma de datos de ambos haces:  ${}^6\text{He}$  en (a) y  ${}^4\text{He}$  en (b). Como se puede observar en (a), la señal de pulsos es constante en todos los detectores para el haz de  ${}^6\text{He}$ , por lo que podemos decir que en este caso, la cadena electrónica muestra la misma eficiencia en cada uno de ellos. Por otro lado, mirando los eventos de la señal de pulsos para el haz de  ${}^4\text{He}$  en (b), es notable la diferencia entre los detectores delanteros y los restantes, ya que en la gráfica no se ha incluido el factor de corrección del *rate-divider*. Ambas gráficas demuestran la linealidad entre los eventos de la señal de pulsos para los telescopios laterales y traseros.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

para el haz de  ${}^4\text{He}$ . Por otro lado, ambas gráficas muestran que los eventos de *pulser* en los detectores laterales son prácticamente iguales a los integrados en los detectores traseros.

Cuantitativamente, se realizó un promedio de las señales de pulser para todas las microtiras P de los detectores laterales, motivado principalmente por la estabilidad presentada en todas ellas. La diferencia entre esta constante y el promedio de eventos de pulsos de los detectores hacia detrás es tan sólo del 0.3%. A pesar de ser una diferencia tan pequeña, se incluyó la constante promediada como factor de corrección de las microtiras en la cara N de ambos detectores (siendo éstas las de interés real para el experimento), utilizando el método de la sección anterior, con el mismo valor para  $Pulser_{max}$  y un valor constante de 64295 eventos de pulser para cada una de las microtiras de la cara mencionada.

El resultado obtenido después de realizar esta corrección se muestra en la Figura 4.7. Como se esperaba, la diferencia es prácticamente imperceptible si comparamos con los resultados de la Figura 4.5, con la ventaja de que ahora estamos seguros de que la posición de los puntos en la gráfica, pertenecientes a los telescopios laterales, es consistente con los puntos provenientes de los telescopios en CD.

### 4.5.3. Corrección por desalineamiento del haz

El gráfico de la Figura 4.7 muestra una distribución angular aceptable, al menos en la forma. Sin embargo, existen algunos puntos en la sección angular del CD hacia delante que parecen fuera de la distribución. Esto puede deberse a cierta desalineación en el haz que impacta en el blanco.

Observando las curvas mostradas en la Figura 4.8 se puede deducir una diferencia entre las contribuciones de cada telescopio. Más aún, sectorialmente, el número de cuentas en los Telescopios 1 y 4 es mayor para los ángulos más pequeños, en comparación con los Telescopios 2 y 3. Con esta apreciación podemos decir que el haz está desalineado con respecto al centro del blanco, lo que produce una dispersión desigual en los diferentes sectores del detector de CD. Esto puede ser la causa de que la sección eficaz elástica en esta zona angular muestre puntos discrepantes<sup>6</sup>, aún después de corregir con la señal de pulser y promediar en cada anillo.

---

<sup>6</sup>En esta zona angular, la sección eficaz diferencial elástica debería ser igual a la de Rutherford, por lo que todos los puntos deberían comportarse como una constante.

## 4.5. CÁLCULO DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ ELÁSTICA

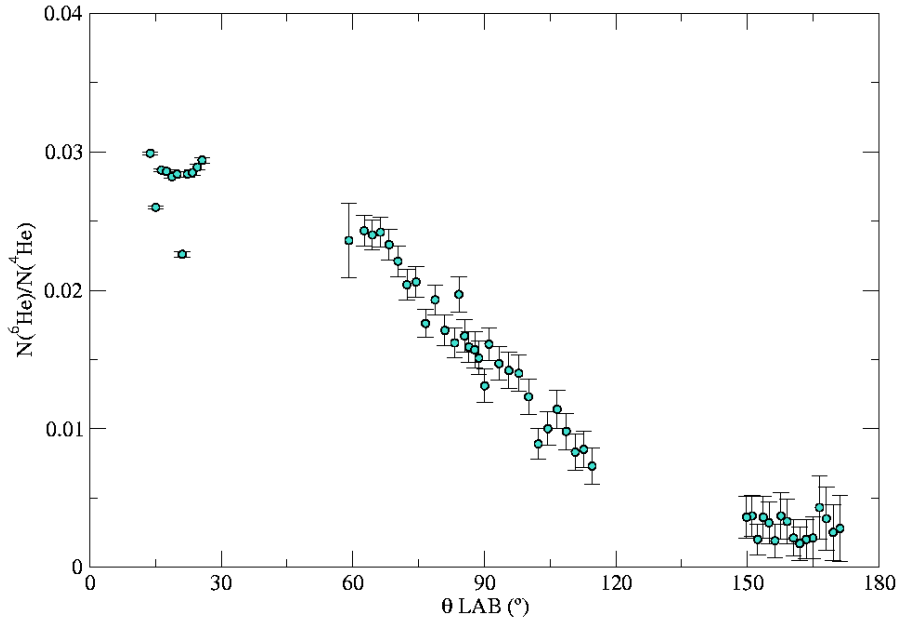


Figura 4.7: Sección eficaz elástica en función del ángulo de dispersión, añadiendo la corrección obtenida a partir de la señal de pulsos integrada en la caras P de los detectores laterales. La diferencia entre este gráfico y el mostrado en la Figura 4.5 es prácticamente imperceptible, ya que los detectores laterales presentan el mismo factor de corrección que los detectores hacia detrás, con respecto a los detectores delanteros.

Para corregir este problema, se usó un programa de ajuste por desalineación [90], el cual fue diseñado en FORTRAN para corregir el mismo problema en un experimento anterior a éste. Todos los detalles de este programa pueden encontrarse en [91], aquí mencionaremos sólo su funcionamiento a grandes rasgos.

El programa divide el blanco en un plano coordenado, y a partir de conocer la geometría del experimento, las partículas colisionantes y la energía del haz, se encarga de calcular el punto en el que debió pegar el haz de acuerdo al número de cuentas  $N_i$  de cada microtira- $i$ . Con este punto prueba, el programa calcula una constante de corrección para cada  $N_i$ , a la vez que propone un nuevo ángulo de dispersión, en el Sistema de Referencia del Centro de Masa (SRCM o CM). Este nuevo ángulo corresponde a suponer que el haz impactó

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

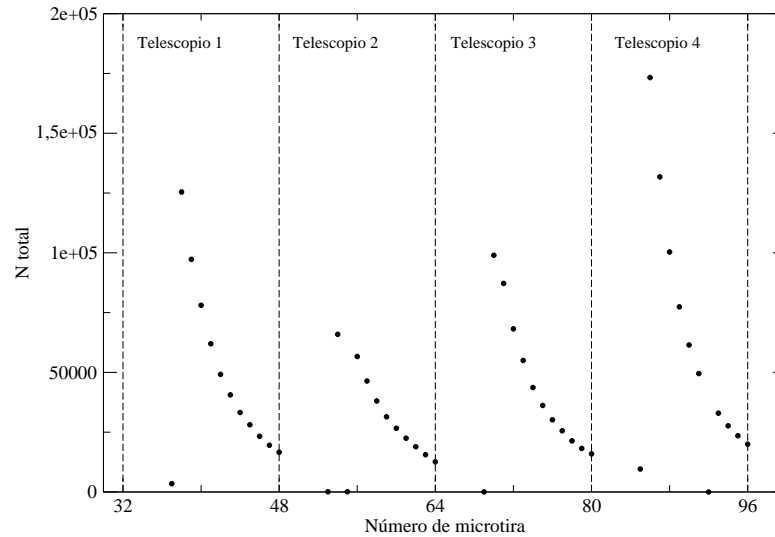


Figura 4.8: Curvas de las cuentas totales para cada sector en los telescopios delanteros. Las líneas punteadas dividen cada uno de los cuatro telescopios. Idealmente, estas curvas deberían ser similares. El conteo mayor en los Telescopios 1 y 4 denota una desalineación en el haz al golpear el blanco.

en el punto prueba y se dispersó desde éste hacia las microtiras, consiguiendo alinear así el haz. La Figura 4.9 muestra un esquema que ayuda a entender este procedimiento.

La salida que arroja el programa, cuenta con una columna con los nuevos ángulos en el SRCM, otra con los cocientes de las secciones eficaces alineadas entre la sección de Rutherford para los mismos parámetros y una tercera columna con la incertidumbre calculada para los datos corregidos.

El programa se ajustó para hacer la misma corrección en ángulos delanteros de los datos de  ${}^6\text{He}$  y los de  ${}^4\text{He}$ .

Los datos corregidos son el producto del número de eventos elásticos  $N_i$  entre el producto de la sección eficaz diferencial de Rutherford (que el programa calcula para cada ángulo obtenido) por el ángulo sólido  $\Delta\Omega_i$ , multiplicados por una constante  $A_i$ .

De esta forma, la relación de los datos corregidos en un nuevo cociente

## 4.5. CÁLCULO DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ ELÁSTICA

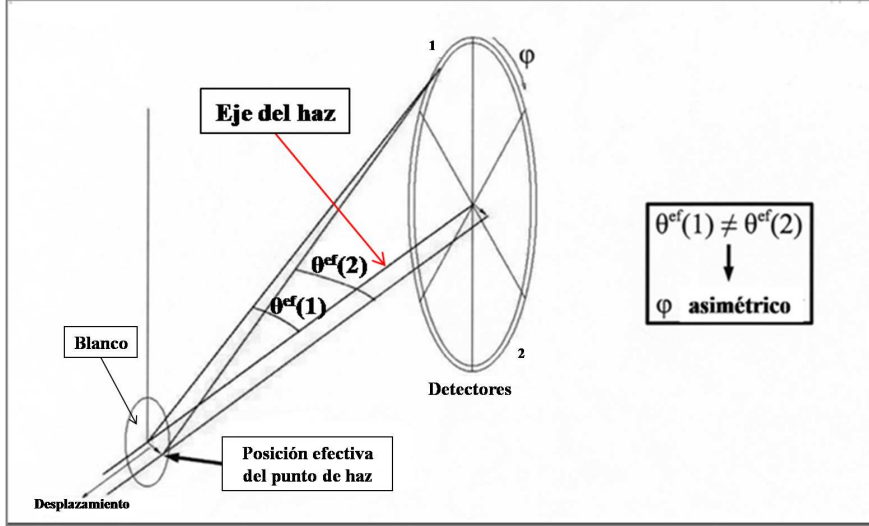


Figura 4.9: La figura muestra esquemáticamente un ejemplo de la desalineación del haz. Este esquema ilustra el algoritmo utilizado para corrección por desalineación.

puede entenderse como:

$$\frac{\frac{N_{6He} A_i^{6He}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(i)\right)_{Ruth} \Delta\Omega_{i^{6He}}}}{\frac{N_{4He} A_i^{4He}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(i)\right)_{Ruth} \Delta\Omega_{i^{4He}}}} = K \frac{N_{6He} A_i^{6He}}{N_{4He} A_i^{4He}}. \quad (4.10)$$

En esta expresión la sección de Rutherford se cancela, y las constantes  $A_i$  serán calculadas por el programa para cada microtira- $i$ . El proceso se repite para ambos haces. El valor de  $\theta$  será ahora el calculado a partir del punto prueba en el SRCM, para cada microtira de cada detector. Para tener un solo ángulo por anillo, se promediaron los valores arrojados por el programa para cada microtira dentro del anillo correspondiente.

El gráfico de la Figura 4.10 muestra el resultado obtenido con esta tercera corrección de la sección eficaz diferencial. En éste se incluye la constante  $K$  (ec. (4.7)), calculada en base al promedio de los valores obtenidos para ángulos hacia delante. La constante  $K$  debe ser un valor tal que, al multiplicar por ésta los valores de los cocientes obtenidos y corregidos, particularmente en la zona de ángulos menores de  $20^\circ$ , el resultado se encuentre en torno a la unidad (considerando la igualdad entre la sección elástica en cuestión y la sección experimental de Rutherford en esta zona angular). El valor obtenido para la constante  $K$  es  $34.755 \pm 0.333$ .

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

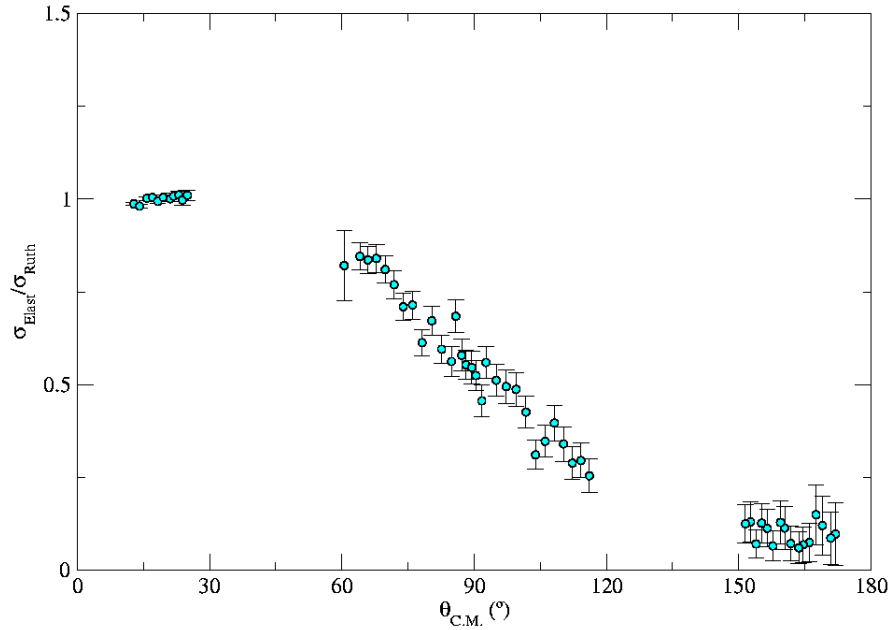


Figura 4.10: Gráfica de la sección eficaz elástica corregida por el desalineamiento del haz en los detectores delanteros. La curva presenta además las correcciones por señal de pulsos y la constante de normalización  $K$ .

Además de añadir la constante de ajuste a 1, los datos de la Figura 4.10 se presenta en el SRCM, para mantener una relación de validez entre los datos corregidos por el programa de alineación y el resto de ellos. La nueva curva presenta una optimización satisfactoria de los datos referentes a ángulos pequeños.

Ahora, podemos realizar una comparación con los datos obtenidos para 22 MeV en [92] provenientes del experimento PH189 [93], realizado un año y medio antes en el mismo laboratorio, en condiciones muy similares a las del experimento en cuestión. Los resultados de éste fueron obtenidos con una configuración distinta de detección, para un intervalo angular de  $19.64^\circ$  a  $60.64^\circ$  hacia delante, y uno de  $133.90^\circ$  a  $154.51^\circ$  para ángulos hacia detrás, usando el mismo haz y el mismo blanco que en el PH215. El análisis del PH189 se encuentra explicado con profundidad en la referencia [91].

La comparación entre las dos series de datos, puede apreciarse en la gráfica mostrada en la Figura 4.11.

## 4.6. MEDIDA DE LA CONTRIBUCIÓN DEL CANAL DE RUPTURA EN ${}^4\text{He}$

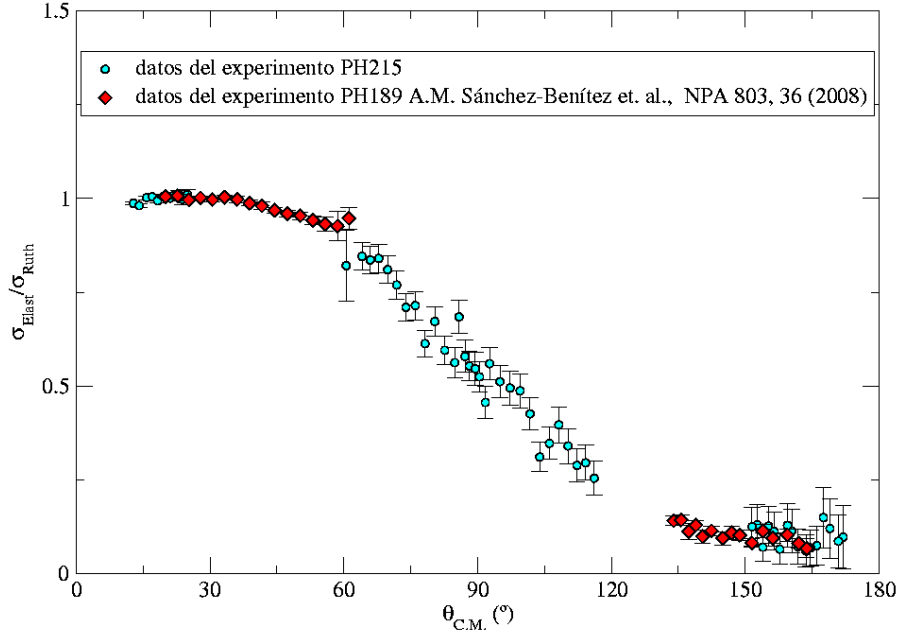


Figura 4.11: Comparación entre los datos de los experimentos PH189 [92] y PH215, de la dispersión elástica de  ${}^6\text{He}$  en  ${}^{208}\text{Pb}$  a 22 MeV.

Los datos de ambos experimentos son compatibles y coinciden considerando las barras de incertidumbre. Con estos resultados, podemos realizar comparaciones con cálculos teóricos<sup>7</sup>.

## 4.6. Medida de la contribución del canal de ruptura en ${}^4\text{He}$

Del PH215 se analizó, además del canal elástico, el canal de ruptura o *breakup*. En caso concreto, los eventos correspondientes a partículas alfa (núcleos de  ${}^4\text{He}$ ), las cuales se generan por núcleos de  ${}^6\text{He}$  que pierden los neutrones del halo. Estos eventos pueden verse en la ventana de selección mostrada en la Figura 4.1.

<sup>7</sup>Los valores numéricos de los datos mostrados en la gráfica de la Figura 4.11, referentes al experimento PH215 pueden encontrarse en el Apéndice B.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

En este caso, notamos detalles discrepantes en los telescopios laterales:

Por un lado, el Telescopio 12 muestra una separación en la distribución de alfas de ruptura, esto es, que la distribución se divide en dos partes. Esta separación no se observa en el Telescopio 14. La diferenciación entre las contribuciones puede observarse con claridad en la Figura 4.12.

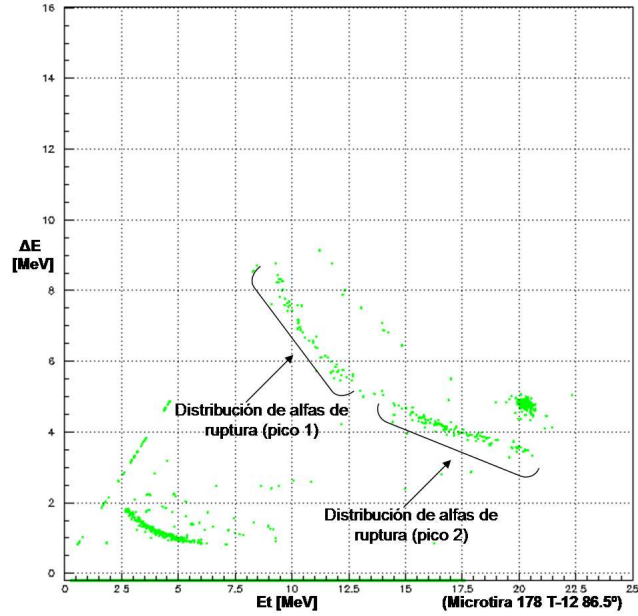
Para poder entender con claridad la aparición de dos distribuciones en el Telescopio 12, realizamos con más detenimiento el análisis de éste. Así, generamos histogramas calibrados en energía de dicho telescopio en los que proyectamos la contribución total de eventos de  ${}^4\text{He}$ , aumentando el bin de energía a 0.5 MeV/bin. Con este tratamiento es posible observar la separación entre las dos contribuciones a simple vista, e incluso integrarlas dentro del mismo histograma, ya que en la proyección se observan como dos picos separados. En la Figura 4.13 se muestran los histogramas obtenidos para la realización del análisis antes comentado.

En los histogramas obtenidos podemos observar dos picos: el primero aparece entre 9 y 13.5 MeV y el segundo entre 13.5 y 21 MeV, por tanto la distribución de más baja energía presenta una anchura promedio de 4.5 MeV, mientras que el pico de mayor energía de 7.5 MeV. El corte a 9 MeV se debe al umbral de energía en el que las partículas alfa pueden penetrar el primer detector ( $\Delta E$ ), cuyo espesor era de 60  $\mu\text{m}$ .

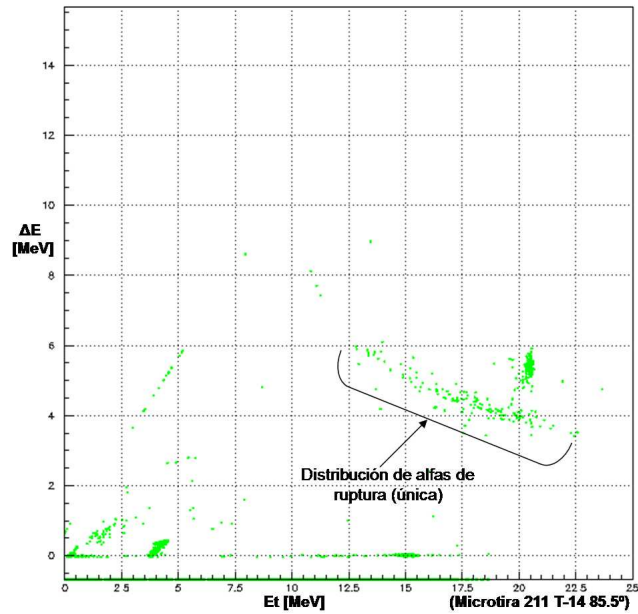
A partir de las distribuciones resultantes, pudimos caracterizar ambos picos, comprobando que el de mayor energía corresponde al que aparece en el otro telescopio. Por otro lado, el pico restante podría deberse a diversos procesos, como el de transferencia de un neutrón. Para corroborar esta hipótesis usamos cálculos cinemáticos, comprobando que la distribución en cuestión no podía asociarse a ningún proceso relacionado con la reacción estudiada.

Una vez determinado que el pico de bajas energías debería corresponder a un proceso distinto a los de ruptura del  ${}^6\text{He}$  en el blanco de plomo, estas alfas deberían provenir de otra reacción. Realizando cálculos cinemáticos encontramos que la ruptura de  ${}^6\text{He}$  en  ${}^{16}\text{O}$  arroja una distribución en torno a los 10 MeV, la región de energía donde se ubica el pico en cuestión. Esto puede tener sentido considerando cierta oxidación en el blanco, lo cual es consistente con el estudio mostrado en la sección 3.4.2. Con esta hipótesis, deberíamos observar el mismo pico en el Telescopio 14. La razón por la cual éste no aparece en dicho telescopio puede ser debido a que cierta fracción del haz (la posible causante del pico ajeno a la reacción) está impactando en el

#### 4.6. MEDIDA DE LA CONTRIBUCIÓN DEL CANAL DE RUPTURA EN $^4\text{He}$



(a)



(b)

Figura 4.12: Espectros de masa calibrados en energía de dos microfiras pertenecientes a cada uno de los telescopios laterales (Telescopios 12 en (a) y 14 en (b)). En (a) observamos dos contribuciones visiblemente separadas en el canal de ruptura en  $^4\text{He}$ . En (b) aparece sólo una contribución para el mismo canal. Los ángulos de dispersión entre las microfiras sólo difieren en un grado. El pico de más baja energía en el Telescopio 12, no está relacionado con la ruptura de  $^6\text{He}$  en el blanco de plomo.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

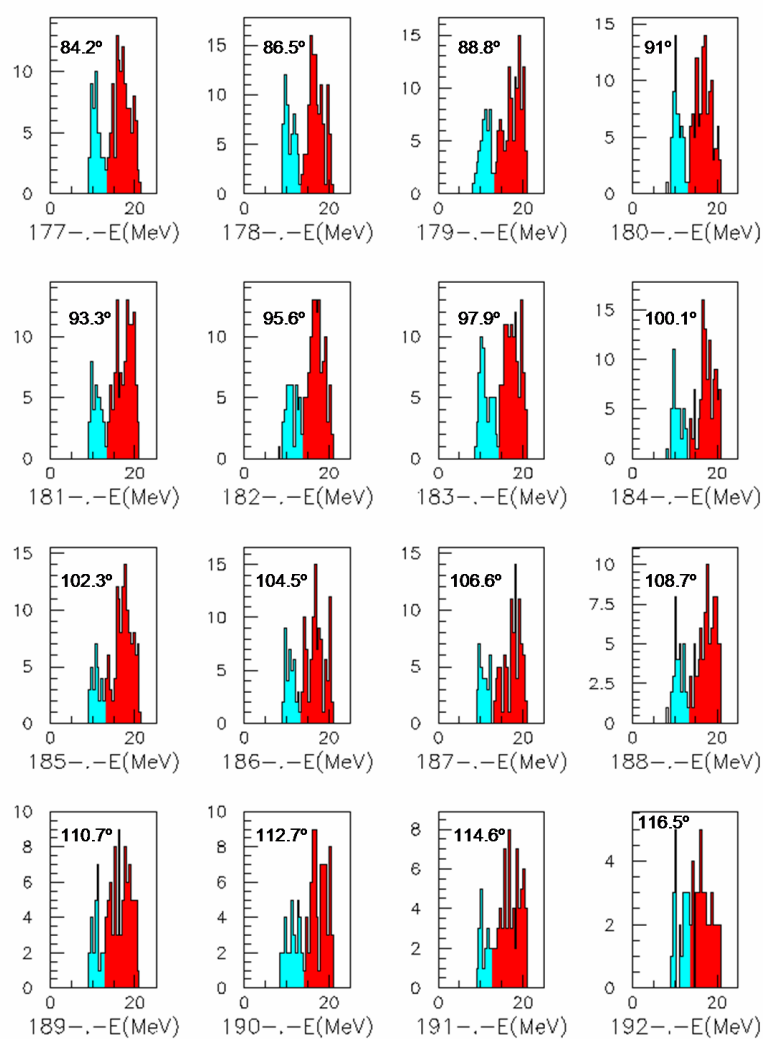


Figura 4.13: Histogramas calibrados de eventos *vs* energía total, de las 16 microtiras pertenecientes al Telescopio 12 lateral ( $84.2^\circ$ - $16.5^\circ$  LAB). Estos histogramas pertenecen a la proyección en el eje *X* del canal de ruptura. En cada uno de ellos es posible observar dos picos. El número en la parte inferior de cada histograma, se refiere a la etiqueta asignada en el experimento a cada microtira.

#### 4.6. MEDIDA DE LA CONTRIBUCIÓN DEL CANAL DE RUPTURA EN ${}^4\text{He}$

---

soporte del blanco, siendo totalmente frenada en éste, evitando la dispersión hacia delante. Considerando que el blanco estaba inclinado  $45^\circ$  con respecto a la dirección del haz, podemos suponer que la dispersión anomala solo afecta a los telescopios colocados a ángulos mayores.

Para fortalecer esta hipótesis revisamos los telescopios del CD colocado hacia detrás. Como se muestra en el espectro de la Figura 4.14 también en estos telescopios observamos dos distribuciones separables de partículas alfa. Con este resultado podemos excluir el pico de  ${}^4\text{He}$  de bajas energías del análisis de los datos de ruptura.

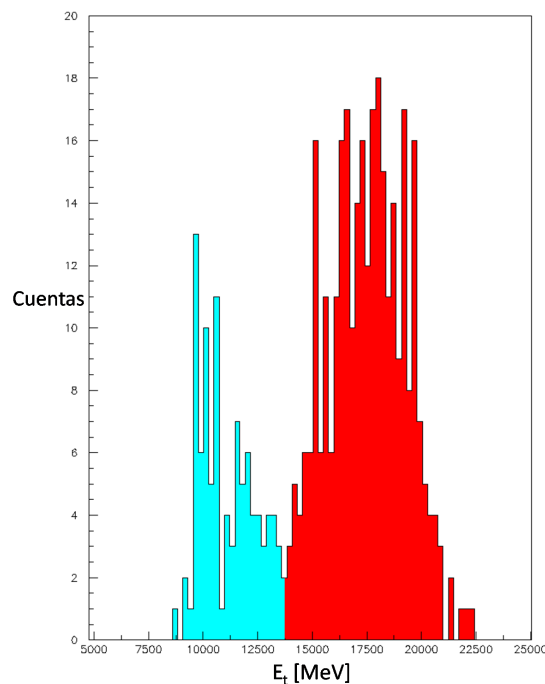


Figura 4.14: Eventos de ruptura en función de la energía total para uno de los telescopios traseros (T7). El espectro muestra la clara separación entre el pico proveniente de la reacción estudiada y aquel provocado por la dispersión de  ${}^6\text{He}$  en el borde del blanco de plomo. El espectro corresponde a la suma de todas las microtiras del telescopio calibradas en energía, ya que para una sola microtira es difícil apreciar la separación entre picos debido a la disminución en la estadística. En los otros dos telescopios traseros (T5 y T6) se aprecia el mismo efecto.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

En los telescopios delanteros ocurre una situación distinta, ya que la estadística relacionada con los núcleos de  ${}^4\text{He}$  es mucho mayor a la esperada y no resulta simple separar en distintas contribuciones como sucede en el resto de telescopios. Para apreciar lo que pasa en estos telescopios decidimos generar un espectro de la energía total de los eventos de  ${}^4\text{He}$  en función del ángulo de dispersión. Con este espectro es posible observar el comportamiento de dichos núcleos.

El espectro mencionado se muestra en la Figura 4.15 para uno de los telescopios delanteros (T3). En la figura se observa como parte de los eventos de  ${}^4\text{He}$  provienen directamente del haz, es decir, que los núcleos de  ${}^6\text{He}$  se fragmentan en los colimadores colocados justo antes del sistema de detección, produciendo núcleos de  ${}^4\text{He}$  que impactan en los detectores delanteros sin haber sido dispersados por el blanco. Estos eventos contaminantes pueden provenir incluso de la dispersión del haz con el escudo de cobre utilizado para proteger las primeras microtiras de los telescopios en cuestión.

En recientes experimentos [94, 95] realizados en el mismo laboratorio en mayo y junio de 2008, hemos apreciado una contribución de  ${}^6\text{He}$  y  ${}^4\text{He}$  a energías por debajo del pico elástico en los espectros, la cual desaparecía al quitar los colimadores. Esta situación apoya la idea de que parte del haz está siendo dispersada directamente por éstos.

Los colores en la Figura 4.15 representan los eventos en el telescopio, siendo la zona verde que forma una sección circular, dispersión ajena a la reacción estudiada, ya que aparece con una distribución de energía que decrece rápidamente conforme  $\theta$  aumenta. Se puede ver también un ligero remanente del elástico que no puede ser separado en su totalidad de los eventos de ruptura,, además de una franja que aparece a energía mayor a la de la reacción, cuyo comportamiento, similar al de la zona verde antes mencionada, sugiere que también proviene de la dispersión en agentes externos al blanco.

La situación observada hace complicado obtener una integración razonable del canal de ruptura, por lo que nos restringimos a la zona en la que no se observa una situación anómala, esto ocurre entre la línea elástica y la zona color verde. Si bien estos eventos tienen una mayor probabilidad de considerarse como el canal de reacción, no podemos asegurar que correspondan al total o que estén libres de contaminantes. Por tal motivo, los mostraremos dentro de los resultados pero sin considerarlos íntegramente como el canal de ruptura en los telescopios delanteros.

#### 4.6. MEDIDA DE LA CONTRIBUCIÓN DEL CANAL DE RUPTURA EN ${}^4\text{He}$

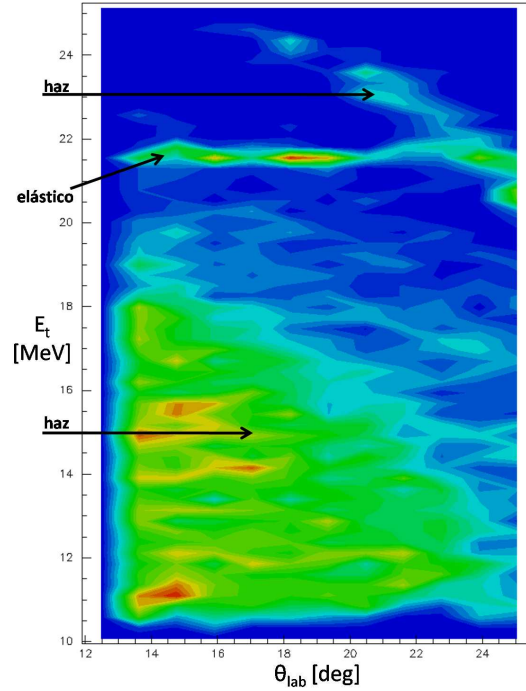


Figura 4.15: Espectro de la energía total en función del ángulo de dispersión en el SRL, para uno de los telescopios delanteros (T3). La graduación de color representa el número de eventos de  ${}^4\text{He}$  registrados en el telescopio. Las regiones descritas muestran que la mayoría de eventos de ruptura no pertenecen a la dispersión del haz en el blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$ , complicando la integración de los eventos que verdaderamente pertenecen al canal de ruptura estudiado.

Después de realizar el análisis del canal de ruptura para cada sección de detección, calculamos el cociente de eventos de *breakup* entre eventos elásticos en función del ángulo de dispersión en el SRL. Los resultados se muestra en la Figura 4.16. En este gráfico no se incluye ninguna corrección, pues estamos utilizando directamente los números provenientes de un mismo espectro para el haz de  ${}^6\text{He}$ . Sin embargo, si se usaron las técnicas de promedio en anillo y cálculo estadístico de incertidumbres para los datos en cuestión. La Figura 4.16 también muestra los datos de *breakup* obtenidos para la misma energía en [96] provenientes del experimento PH189, con el cual realizamos comparaciones entre las secciones eficaces elásticas, en el apartado anterior.

La comparación entre los eventos de *breakup* en alfas de los experimentos

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

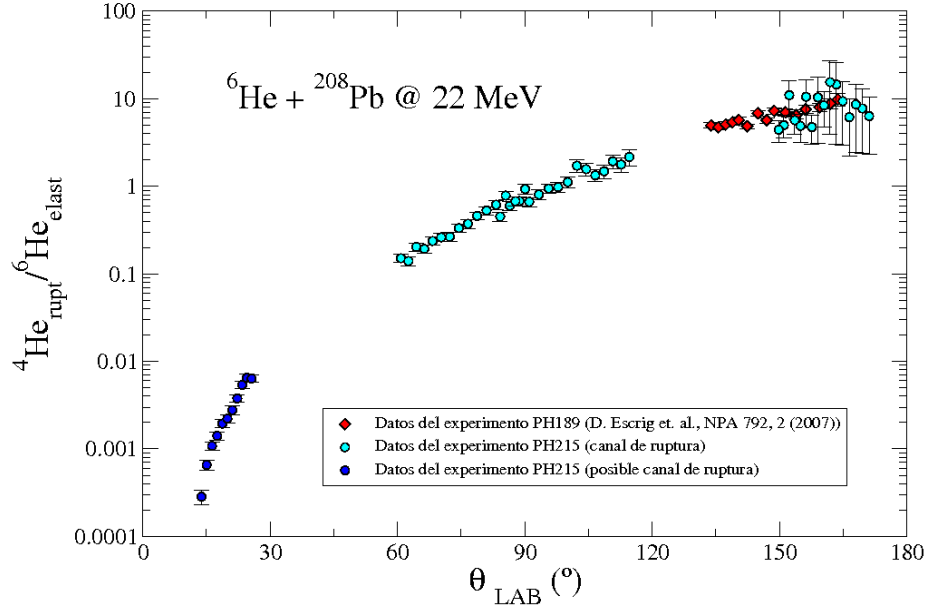


Figura 4.16: Cociente de eventos de ruptura en  ${}^4\text{He}$  entre eventos elásticos de  ${}^6\text{He}$  y su comparación directa con datos del publicados en [96].

PH215 y el PH189 nos dice que, al menos para ángulos hacia detrás, ambos conjuntos de datos coinciden<sup>8</sup>. En el PH189 no se midieron eventos de *breakup* hacia adelante ni para ángulos intermedios, por tal motivo, no podemos comparar los datos para estos ángulos.

Los resultados mostrados en las gráficas de las secciones relacionadas con el experimento PH215 pueden consultarse en el Apéndice B.

Algunos cálculos teóricos realizados recientemente para los canales analizados experimentalmente, serán mostrados en la siguiente sección.

<sup>8</sup>Los valores numéricos de los datos mostrados en la gráfica de la Figura 4.16, referentes al experimento PH215 pueden encontrarse en el Apéndice B.

## 4.7. Interpretación teórica de los resultados del experimento

Para el experimento PH215 diversos cálculos teóricos se han desarrollado [97], con el objeto de reproducir los resultados experimentales de las secciones eficaces obtenidas para los distintos canales. Este tipo de cálculos depende de los planteamientos mostrados en el capítulo II, y para su obtención se utilizan diversos códigos informáticos asociados a los modelos teóricos presentados en dicho capítulo.

### 4.7.1. Distribución angular elástica

La Figura 4.17 muestra los resultados proporcionados por tres cálculos de canales acoplados (CC) diferentes, realizados para la descripción teórica de los eventos elásticos experimentales.

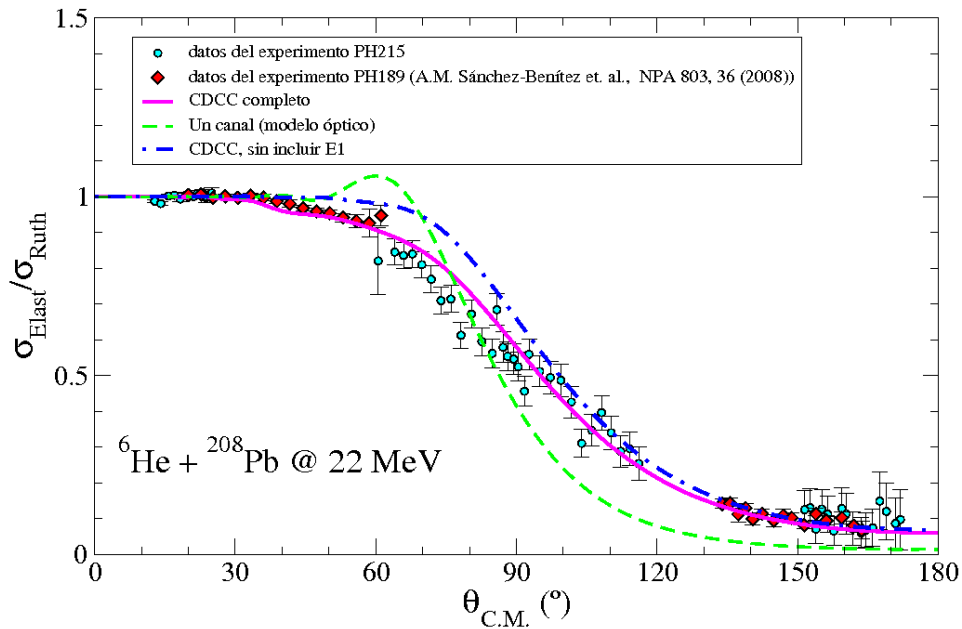


Figura 4.17: Datos de la sección eficaz elástica sobre la de Rutherford en función del ángulo de dispersión en el SRCM. Resultados experimentales del PH189 y el PH215 y cálculos teóricos desarrollados para su descripción.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

En el gráfico se muestran además los datos pertenecientes al experimento PH215 (círculos) y los del experimento PH189 (rombos).

En estos cálculos se empleó un modelo  $\alpha+{}^2n$  de  ${}^6\text{He}$  [71], suponiendo el espín del agrupamiento de dineutrón igual a cero. El potencial que une a los dos componentes es de la forma Woods-Saxon. Todas las interacciones fueron derivadas de los potenciales de modelo óptico que describen la dispersión elástica de partículas  $\alpha$  y deuterones. Los cálculos fueron realizados por medio del código de cómputo FRESCO, versión 18 [98].

La línea verde de segmentos es el cálculo de CC de la sección eficaz elástica que incluye únicamente el canal elástico. Esto equivale, por tanto, a un cálculo de modelo óptico. En este caso, el canal de ruptura y los demás procesos de la reacción se engloban en la parte de absorción del potencial. Por la combinación de los potenciales nuclear y Coulombiano, un efecto de arcoiris es notable en la zona intermedia (ángulos entre  $50^\circ$  y  $75^\circ$ ). La caída es suave pero contundente, debido a que el cálculo supone una diferencia notable entre los eventos elásticos y la sección de Rutherford conforme el ángulo crece.

La línea azul de segmentos y puntos, corresponde a un cálculo de canales acoplados con el continuo discretizado (CDCC). En este cálculo se acopla el canal elástico (línea de segmentos) con el canal de ruptura del  ${}^6\text{He}$ . Esto elimina casi por completo el efecto de arcoiris y suaviza la caída de la curva en gran medida, ajustándose a los datos experimentales para ángulos hacia detrás.

La línea continua violeta es un CDCC completo, que engloba los canales elástico y de ruptura más un tercer canal, el referente a la contribución del acoplamiento dipolar al continuo. Esto hace que se incluya la distribución de intensidad  $B(E1)$  en el potencial, con lo que se amplía el rango de absorción, suprimiendo totalmente el arcoiris de Coulomb en la distribución angular elástica.

Este último es un cálculo totalmente consistente con los datos obtenidos en los experimentos PH189 y PH215. Esto demuestra, por un lado, que se ha llegado a un correcto tratamiento de los datos experimentales y, por otro, la necesidad de incluir los canales de ruptura y acoplamiento dipolar, para obtener una descripción teórica adecuada de la distribución angular de la sección eficaz elástica.

## 4.7. INTERPRETACIÓN TEÓRICA DE LOS RESULTADOS DEL EXPERIMENTO

### 4.7.2. Canal de ruptura en ${}^4\text{He}$

La Figura 4.18 muestra los resultados de cálculos teóricos proporcionados por la colaboración PH215 para la descripción del canal de ruptura en alfas, junto a los datos experimentales resultantes de los experimentos PH189 y PH215.

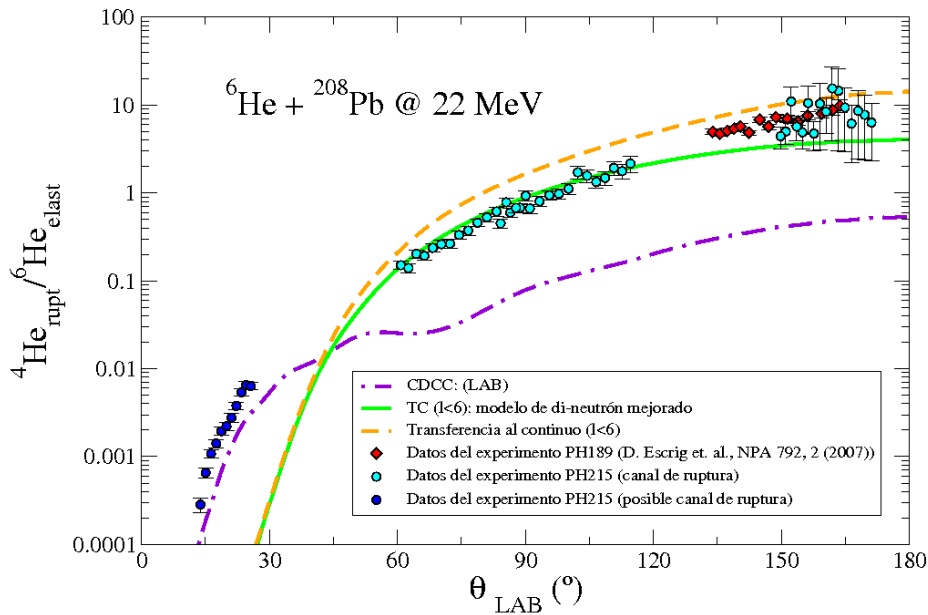


Figura 4.18: Datos de la razón de eventos de *breakup* entre eventos elásticos en función del ángulo de dispersión en el SRL. Resultados experimentales del PH189 y el PH215 y cálculos teóricos desarrollados para su descripción.

Para el canal de ruptura, se realizaron tres cálculos:

El primero (línea de segmentos anaranjada) es un cálculo preliminar de transferencia al continuo (TC) realizado con la aproximación DWBA [99], y describe razonablemente la parte de los detectores hacia detrás. Para detectores hacia delante, el cálculo predice una cantidad mucho menor de partículas que la observada en el experimento. En el cálculo se usaron seis ondas parciales para el movimiento relativo de  $2n\text{-Pb}$ . Considerando que la región de ángulos hacia delante requiere energías de excitación alta y muchas ondas parciales de dineutrón-blanco, se podría pensar que este cálculo puede

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

mejorarse incluyendo un mayor número de ondas parciales para lograr la convergencia.

El segundo (línea violeta de segmentos y puntos) es un cálculo de CDCC en el SRL usando con FRESCO el código de Jeff Tostevin [72] de amplitudes de dispersión.

El cálculo de CDCC se aproxima a la curva experimental en la zona de ángulos hacia delante, sin embargo, subestima el resto de valores obtenidos. Esto puede deberse a que el cálculo se refiere únicamente a la sección eficaz de ruptura directa, sin considerar los eventos de transferencia.

Un tercer cálculo de TC se muestra también en la Figura 4.18 (línea verde continua). En este cálculo se consideró a la energía  $S_{2n}$  como un parámetro, que se ajusta para simular de la mejor manera posible las características del  ${}^6\text{He}$ , manteniendo simultáneamente, la simplicidad de un modelo de dineutrón. Haciendo esto, la función de onda dineutrón-alfa es mucho más parecida a la que se obtiene en un modelo realista de tres cuerpos.

Con este cambio en la energía de separación, las intensidades de acoplamiento dipolar y cuadrupolar entre el estado fundamental y los estados del continuo son más cercanas a las obtenidas usando un modelo de tres cuerpos de  ${}^6\text{He}$  [100]. El cálculo muestra para ángulos intermedios un aceptable acuerdo con el cociente experimental. Para ángulos hacia detrás el cálculo subestima los datos, lo que puede deberse a deficiencias del modelo de dineutrón, e incluso a la existencia de *breakup* no elástico (es decir, *breakup* acompañado de excitación del blanco) que no se incluyó en el cálculo. Nuevamente, la parte de ángulos delanteros queda fuera del alcance de la curva.

Por otra parte, utilizando los espectros calibrados en energía para el Telescopio 14, realizamos un histograma de la distribución de energía para el canal de ruptura en un intervalo angular entre  $80^\circ$ - $90^\circ$ . Los resultados son mostrados en la Figura 4.19, donde también incluimos el cálculo TC correspondiente<sup>9</sup>. Como se puede apreciar en la figura, existe una correspondencia notable entre los datos obtenidos y el cálculo realizado. Esto nos dice que el efecto mayoritario en esta región angular es la transferencia de neutrones al blanco, siendo las partículas alfa remanentes, aceleradas con respecto a la

---

<sup>9</sup>El cálculo fue multiplicado por una constante de 2.4 para conseguir la coincidencia en altura con los resultados experimentales. La diferencia sólo se debe a factores de normalización y no afecta al razonamiento de la comparación.

## 4.7. INTERPRETACIÓN TEÓRICA DE LOS RESULTADOS DEL EXPERIMENTO

velocidad del haz. Estos resultados son consistentes con los presentados en [96] para ángulos entre  $140^\circ$ - $160^\circ$ , con lo que podemos concluir que la ruptura en alfas para la mayor parte del rango angular se debe a procesos de transferencia.

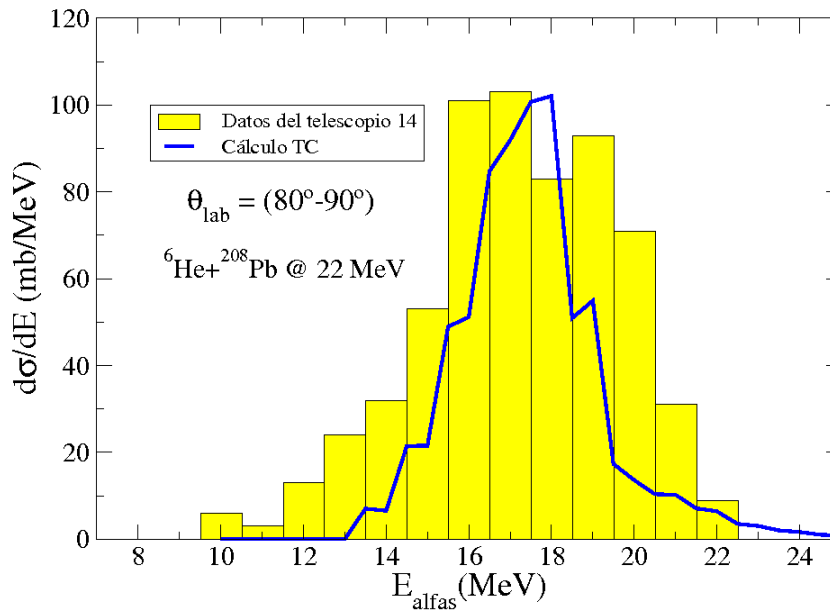


Figura 4.19: Distribución de energía del canal de alfas de ruptura en el intervalo angular  $80^\circ$ - $90^\circ$  (LAB). La comparación de los datos resultantes con un cálculo de TC (línea continua) demuestra que a la energía empleada, el proceso gobernante es el de transferencia de dos neutrones al blanco dispersor.

Las conclusiones generadas a partir del análisis aquí mostrado se presentarán en el capítulo 7, una vez descrito el tratamiento experimental y los resultados del segundo experimento, aquel referente a la dispersión de núcleos de  ${}^{11}\text{Be}$ , en los dos siguientes capítulos.

## CAPÍTULO 4. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE ${}^6\text{He}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

# 5

## Estudio de la dispersión de $^{11}\text{Be}$ en $^{120}\text{Sn}$ y $^{197}\text{Au}$ a 32 MeV

### 5.1. Introducción

En los dos capítulos anteriores hemos mostrado el análisis del experimento PH215. En los siguientes capítulos realizaremos la descripción del experimento relacionado con la dispersión de  $^{11}\text{Be}$ , un núcleo con halo compuesto de un solo neutrón. Este experimento, al igual que el PH215, se realizó a una energía en torno a la barrera Coulombiana, para el caso de la dispersión con el blanco de  $^{120}\text{Sn}$ .

Las similitudes existentes entre ambos experimentos han sido profundizadas en el análisis presentado en los capítulos mencionados, por lo que, cuando sea necesario en este segundo análisis, se citarán secciones específicas del experimento antes descrito, para evitar redundar en este nuevo desarrollo.

El segundo experimento, conocido con la clave IS444, vino de una propuesta [101] presentada en enero de 2006 al comité científico de REX-ISOLDE-CERN en Ginebra, Suiza. Ante su aprobación, el experimento se realizó en las instalaciones del laboratorio mencionado, durante el mes de noviembre del mismo año. Para este caso, se usó un haz de  $^{11}\text{Be}$  para bombardear blancos de  $^{120}\text{Sn}$  y  $^{197}\text{Au}$  a 32 MeV de energía.

## CAPÍTULO 5. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ EN $^{120}\text{Sn}$ Y $^{197}\text{Au}$ A 32 MEV

---

Los resultados obtenidos a partir del análisis de dicho experimento y las conclusiones que de éstos se desprendan, se presentarán en los capítulos subsiguientes, para finalmente obtener conclusiones generales, donde se engloben las relaciones existentes entre los dos experimentos aquí presentados.

### 5.2. Desarrollo experimental

En el caso del experimento IS444 los objetivos perseguidos eran los siguientes:

- Estudiar el efecto del neutrón halo en los mecanismos de reacción, esperando observar desviaciones de la sección eficaz elástica con respecto a la sección de Rutherford, incluso a energías debajo de la barrera, debido al efecto de la polarizabilidad dipolar.
- Observar además la excitación inelástica del estado fundamental  $1/2^+$  al estado excitado  $1/2^-$  (ver Fig. 1.8).
- Obtener las secciones eficaces de los canales de reacción de transferencia de un neutrón y de ruptura.
- Obtener información de la distribución  $B(E1)$  en el continuo de baja energía del  $^{11}\text{Be}$ .

En la Figura 5.1 pueden observarse los mecanismos de reacción trascendentes para este estudio, de  $^{11}\text{Be}$  impactando un blanco de  $^{120}\text{Sn}$ . A diferencia del  $^6\text{He}$ , el  $^{11}\text{Be}$  cuenta con un estado excitado  $1/2^-$  a baja energía, fuertemente ligado al estado fundamental a través de la excitación  $E1$ , con lo que, uno de los canales de interés en la reacción es el de dispersión inelástica. Por lo tanto, entre los productos importantes de la colisión, tendremos  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Be}^*$  y  $^{10}\text{Be}$ .

De la misma manera que los núcleos de  $^4\text{He}$  en el PH215, los núcleos en este caso de  $^{10}\text{Be}$  pueden producirse ya sea, por ruptura directa o por transferencia de un neutrón a los núcleos del blanco de  $^{120}\text{Sn}$ , formando  $^{121}\text{Sn}^*$  en alguno de sus estados excitados. El  $^{10}\text{Be}$  presenta una alta deformación, lo que conlleva a la aparición de otros efectos.

Los núcleos de  $^{11}\text{Be}$  se producirán en la dispersión elástica, y los de  $^{11}\text{Be}^*$  en la dispersión inelástica. De este modo, la suma de estas dos contribuciones, se conoce como dispersión cuasielástica de  $^{11}\text{Be}$ .

## 5.3. CONSIDERACIONES PARA EL ANÁLISIS

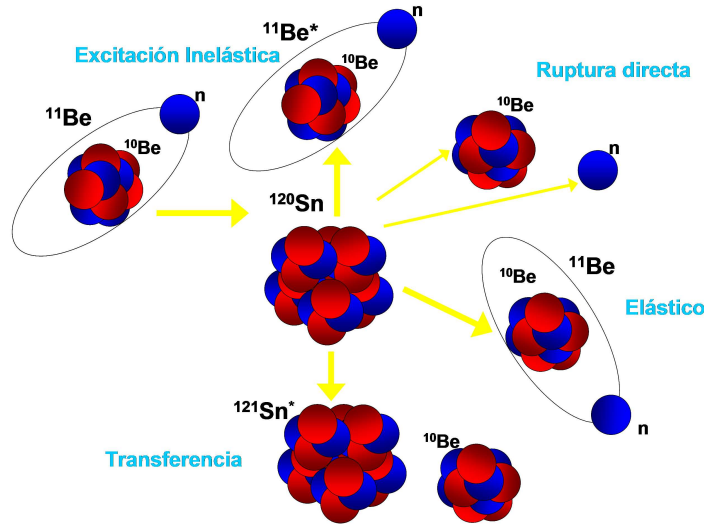


Figura 5.1: Colisión entre  $^{11}\text{Be}$  y  $^{120}\text{Sn}$ , y los productos consecuentes.

### 5.3. Consideraciones para el análisis

En este caso, de la misma forma que para el experimento anterior, la dispersión elástica puede analizarse asumiendo la validez del modelo óptico. En dicho modelo, el potencial que describe la interacción entre el núcleo  $^{11}\text{Be}$  con el blanco pesado  $^{120}\text{Sn}$ , sería la suma del potencial monopolar Coulombiano, un potencial de polarización dipolar Coulombiano y un potencial fenomenológico nuclear. Estos agentes participantes se han descrito con mayor profundidad en la sección 3.3.

#### 5.3.1. Dispositivo experimental

Considerando las condiciones especiales requeridas para medir la dispersión de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{120}\text{Sn}$ , para el experimento IS444 se diseñó un sistema combinando detectores del proyecto DINEX de la Universidad de Huelva y del IEM-CSIC de Madrid para formar 6 telescopios cuadrangulares PAD-DSSSD<sup>1</sup>, similares a los usados para ángulos laterales en el PH215.

El sistema fue montado dentro de una cámara de reacción cúbica, acoplada a una de las líneas de haz del Laboratorio REX-ISOLDE-CERN, en

<sup>1</sup>Como se hizo en el experimento antes descrito, en este caso llamaremos también “telescopios DSSSD” a los telescopios cuadrangulares PAD-DSSSD, por simplicidad, a lo largo del texto.

## CAPÍTULO 5. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ EN $^{120}\text{Sn}$ Y $^{197}\text{Au}$ A 32 MEV

---

Ginebra. La cámara utilizada puede observarse en la Figura 5.2.

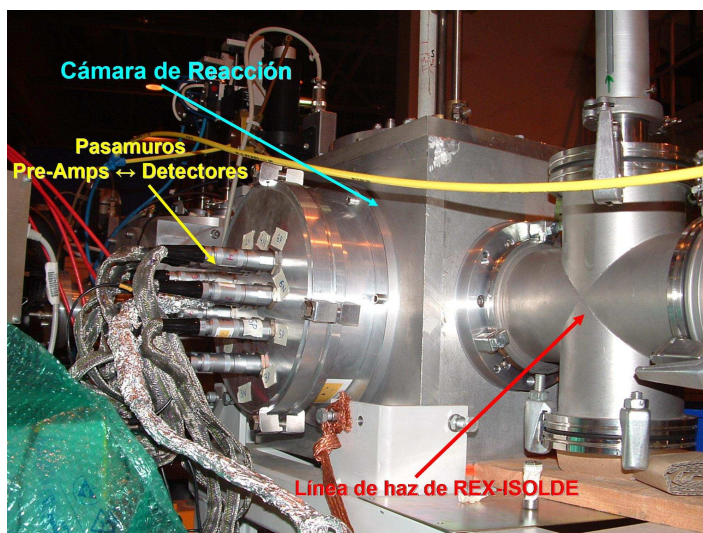


Figura 5.2: Cámara de reacción utilizada en el experimento IS444, conectada a una de las líneas de investigación del Laboratorio REX-ISOLDE-CERN de Ginebra, Suiza.

### 5.3.2. Geometría de detección

Los 6 telescopios se montaron como se muestra en las Figuras 5.3 y 5.4. Tanto en la parte delantera como en la trasera se colocaron 2 telescopios inclinados  $32^\circ$  con respecto a la perpendicular al haz, en posiciones simétricas, con lo que se consigue observar en el análisis, la alineación del haz incidente. Los dos telescopios restantes se colocaron en posición paralela a la dirección del haz, uno frente al otro (aunque a distancias distintas y sin ser simétricos con respecto al plano del blanco). Con éstos se cubrieron los ángulos laterales.

En conjunto, los telescopios abarcaron un rango angular en el SRL: hacia delante de  $9^\circ$  a  $40^\circ$ , hacia detrás de  $108^\circ$  a  $158^\circ$  e intermedio de  $50^\circ$  a  $90^\circ$  y de  $62^\circ$  a  $97^\circ$ .

En este experimento, a diferencia del PH215, fue muy importante considerar las posibilidades de combinación entre ambas caras de los detectores DSSSD. Como ya se ha descrito, estas caras están subdivididas en microtiras cuya dirección es perpendicular en una cara con respecto a las microtiras

### 5.3. CONSIDERACIONES PARA EL ANÁLISIS

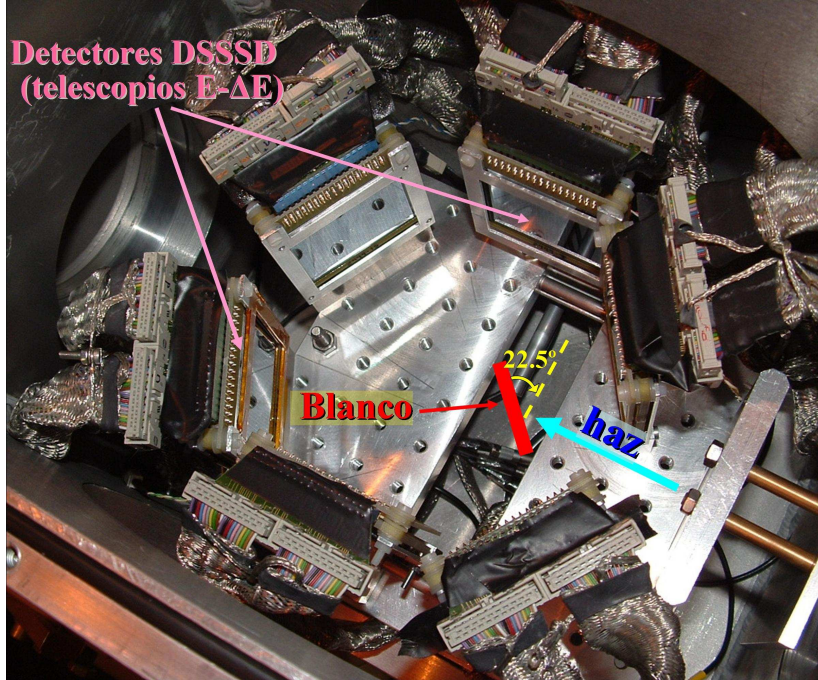


Figura 5.3: Geometría de detección utilizada en el experimento IS444. Las posiciones de los telescopios DSSSD se muestran con respecto al haz incidente (Vista superior).

de la otra. De este modo y de acuerdo a como fueron montados los detectores en el IS444, tenemos microtiras en la superficie frontal del detector, perpendiculares al plano de reacción (lado P o *front side*); a su vez, tenemos también microtiras paralelas al plano de reacción en la superficie trasera del detector (lado N o *rare side*). El plano completo combinando las microtiras de ambas caras constituye una cuadrícula de 256 píxeles en cada detector, donde cada píxel puede considerarse como un detector independiente, con un ángulo  $\theta$  y un ángulo sólido  $\Omega$  particulares. La información de cada píxel, puede obtenerse realizando una coincidencia entre microtiras. Este y otros mecanismos de obtención de información para el análisis, se explicarán en el siguiente capítulo.

De esta manera, al dividir el detector en píxeles mejoramos la resolución en energía de la señal obtenida. Este detalle es de suma importancia en este experimento, ya que los productos de los canales de reacción relevantes, tienen energías próximas.

## CAPÍTULO 5. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ EN $^{120}\text{Sn}$ Y $^{197}\text{Au}$ A 32 MEV

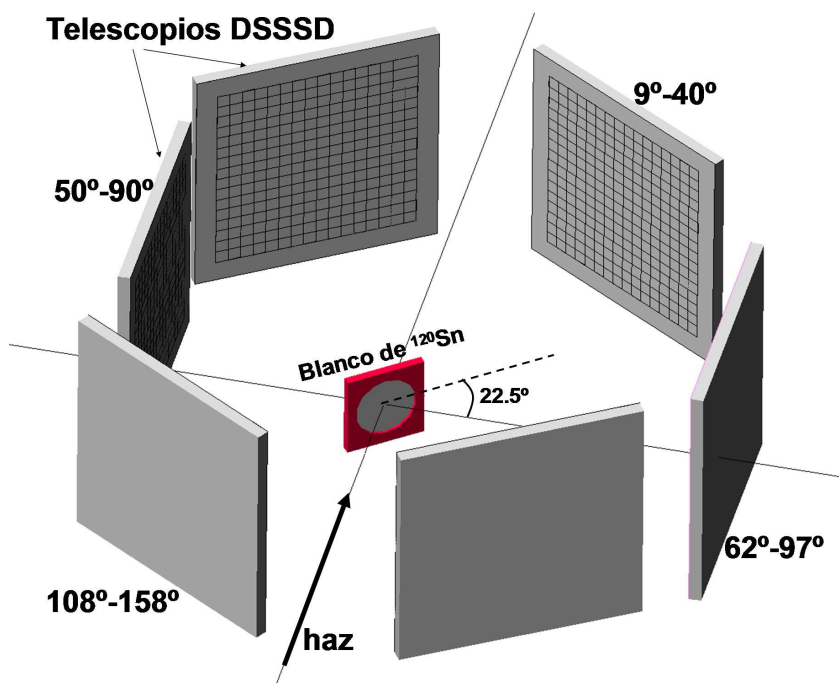


Figura 5.4: Representación esquemática de la geometría de detección utilizada en el experimento IS444. En la figura se muestra el intervalo angular cubierto, así como el ángulo de inclinación del blanco de  $^{120}\text{Sn}$ .

Los detectores DSSSD usados como detectores  $\Delta E$ , tenían los siguientes espesores:

- i)* Hacia delante  $44 \mu\text{m}$ .
- ii)* Laterales  $42 \mu\text{m}$ .
- iii)* Hacia detrás  $44 \mu\text{m}$ .

Por su parte, los detectores PAD usados como detectores E para todos los telescopios, tenían un espesor de  $1500 \mu\text{m}$  en promedio<sup>2</sup>.

Una descripción más específica de los detectores utilizados en este experimento puede verse en el Apéndice A.

<sup>2</sup>El interés de ser incisivos en los espesores de los detectores  $\Delta E$  a diferencia de los detectores E, radica en lo mucho que  $1 \mu\text{m}$  puede significar para que la partícula incidente atraviese o no, el detector delgado. De acuerdo a la cinemática del sistema, estábamos en el límite de espesor en los  $\Delta E$ . De aquí la importancia de poner los  $\Delta E$  más delgados cubriendo ángulos mayores.

## 5.3. CONSIDERACIONES PARA EL ANÁLISIS

---

El blanco se colocó a  $22.5^\circ$  con respecto a la línea perpendicular a la dirección del haz, para de esta forma poder medir la dispersión en torno a  $90^\circ$ . Este ángulo de inclinación del blanco, fue el máximo permitido debido a la reducida geometría en el interior de la cámara.<sup>3</sup>

### 5.3.3. Cadena electrónica analógica

Las características esenciales de la cadena electrónica analógica de este experimento son prácticamente las mismas que las expuestas en la sección 3.4.3, relacionadas con el experimento PH215. Por este motivo, en esta sección tan sólo profundizaremos en los detalles en las que el presente experimento difiera del anteriormente descrito.

La señal proveniente de los 12 detectores se conecta directamente a la entrada de un preamplificador (previo). La presencia de microtiras en ambas caras de los detectores  $\Delta E$  nos obligó a utilizar como previos los modelos de Mesytec, combinando el modelo MPR-16 con el modelo MPR-64, ajustados a un rango dinámico de 0 a 25 MeV y de 10 a 100 MeV respectivamente. El MPR-64 es un dispositivo que combina cuatro MPR-16 en un solo módulo. La ventaja de tener agrupados en un solo módulo los preamplificadores, es que se reduce el ruido electrónico en la señal de salida preamplificada de los detectores.

Los detectores  $\Delta E$  están segmentados en 16 microtiras y cuentan con dos planos de detección, por ello para la preamplificación de las 32 señales de cada DSSSD se necesita el equivalente a dos módulos MPR-16. Las salidas de cada previo se conectaron a amplificadores STM-16.

Los detectores E se conectaron a un módulo Mesytec, modelo MSI-8.

La Tabla 5.1 muestra con detalle el número y modelos de dispositivos de amplificación usados en cada uno de los experimentos.

---

<sup>3</sup>Para el blanco de  $^{197}\text{Au}$ , la geometría interna de la cámara permitió la inclinación a  $45^\circ$ , con respecto a la dirección del haz. La diferencia en estos ángulos, no tendría por qué afectar a los resultados del experimento, aunque sí al ángulo sólido de los detectores laterales. Esto se pensó durante el experimento, por lo que se hicieron medidas a efecto de calibración con distintos haces, para los dos diferentes ángulos de inclinación en el blanco.

## CAPÍTULO 5. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ EN $^{120}\text{Sn}$ Y $^{197}\text{Au}$ A 32 MEV

---

Tipo de módulo	Número de módulos utilizados
MPR-16	4 (detectores traseros)
MPR-64	2 (detectores delanteros y laterales)
MSI-8	1 (para las 6 señales de los detectores E)
STM-16	12 (para todos los $\Delta E$ )

Tabla 5.1: **Tipo y número de módulos utilizados en la cadena electrónica analógica del experimento IS444.**

### 5.3.4. Cadena lógica y digitalización

Las condiciones de la cadena lógica y el sistema de adquisición para este experimento, son análogas a las descritas para el PH215. El funcionamiento de esta parte del sistema puede consultarse en la sección 3.4.4.

Considerando la diferencia entre laboratorios, para el caso del IS444, la señal de sincronía del acelerador de REX-ISOLDE usada para definir los eventos reales se tomó del LINAC, el cual está acoplado a la línea experimental.

El sistema de adquisición fue del tipo estándar VME (descrito también en la sección 3.4.4), controlado con un software MBS. La monitorización de los datos procesados se realizó con el programa GO4 [86] versión 3.2.0.

La Tabla 5.2 muestra el orden en el que se almacenaron y monitorizaron las señales correspondientes a los detectores del experimento IS444. Por otro lado, en la Tabla 5.3 se muestra las señales referentes a otros dispositivos digitales también empleados en el experimento: scalers y TDC's<sup>4</sup>.

Un esquema del dispositivo de implementación de la señal de disparo del sistema de adquisición de datos (*main trigger*), utilizado en el experimento IS444, se muestra en la Figura 5.5.

El análisis de los resultados obtenidos en el experimento y su interpretación teórica, se presentarán en el siguiente capítulo.

---

<sup>4</sup>Los modelos utilizados fueron los mismos que los empleados en el experimento PH215, mencionados en el capítulo 3.

### 5.3. CONSIDERACIONES PARA EL ANÁLISIS

---

Señal	Etiqueta	Tipo y posición
Detector $\Delta E1$	adc1-adc16	DSSSD P- $y$ hacia delante
Detector $\Delta E1$	adc17-adc32	DSSSD N- $x$ hacia delante
Detector $\Delta E2$	adc33-adc48	DSSSD P- $y$ hacia delante
Detector $\Delta E2$	adc49-adc64	DSSSD N- $x$ hacia delante
Detector $\Delta E3$	adc65-adc80	DSSSD P- $y$ lateral (ángulos menores)
Detector $\Delta E3$	adc81-adc96	DSSSD N- $x$ lateral (ángulos menores)
Detector $\Delta E4$	adc97-adc112	DSSSD P- $y$ lateral (ángulos mayores)
Detector $\Delta E4$	adc113-adc128	DSSSD N- $x$ lateral (ángulos mayores)
Detector $\Delta E5$	adc129-adc144	DSSSD P- $y$ hacia detrás
Detector $\Delta E5$	adc145-adc160	DSSSD N- $x$ hacia detrás
Detector $\Delta E6$	adc161-adc176	DSSSD P- $y$ hacia detrás
Detector $\Delta E6$	adc177-adc192	DSSSD N- $x$ hacia detrás
Detector E1	adc193	PAD hacia delante
Detector E6	adc194	PAD hacia delante
Detector E3	adc195	PAD hacia delante
Detector E4	adc196	PAD hacia delante
Detector E5	adc197	PAD hacia atrás
Detector E2	adc198	PAD hacia atrás

Tabla 5.2: **Tabla de identificación de señales del experimento IS444.** Las coordenadas en los DSSSD  $[x, y]$  se refieren a la dirección de las microtiras con respecto al plano de la reacción, siendo  $x$  las microtiras paralelas al plano e  $y$  las ortogonales al mismo.

**CAPÍTULO 5. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE  $^{11}\text{Be}$  EN  $^{120}\text{Sn}$   
Y  $^{197}\text{Au}$  A 32 MEV**

---

Tipo de señal	Etiqueta	Referencia
Scaler Ch 0	sca0	señal de trigger
Scaler Ch 1	sca1	Reloj
Scaler Ch 2	sca2	señal de EBIS
Scaler Ch 3	sca3	OR total
Scaler Ch 4	sca4	triggers aceptados
Scaler Ch 5	sca1	$\Delta E1$
Scaler Ch 6	sca2	$\Delta E2$
Scaler Ch 7	sca3	$\Delta E3$
Scaler Ch 8	sca4	$\Delta E4$
Scaler Ch 9	sca5	$\Delta E5$
Scaler Ch 10	sca6	$\Delta E6$
Scaler Ch 11	sca6	rate divider $\Delta E5$
Scaler Ch 12	sca6	rate divider $\Delta E6$
TDC Ch 1-32	tdc1-tdc32	$\Delta E1$
TDC Ch 33-64	tdc33-tdc64	$\Delta E2$
TDC Ch 65-96	tdc65-tdc96	$\Delta E3$
TDC Ch 97-128	tdc97-tdc128	$\Delta E4$
TDC Ch 129-160	tdc129-tdc160	$\Delta E5$
TDC Ch 161-192	tdc161-tdc192	$\Delta E6$

Tabla 5.3: **Tabla de identificación de señales para el Scaler y el TDC del experimento IS444.** Estas señales (de tiempo y de conteo) representan observables referentes al comportamiento de los detectores  $\Delta E$ , así como algunos otros parámetros de escala importantes para el experimento.

### 5.3. CONSIDERACIONES PARA EL ANÁLISIS

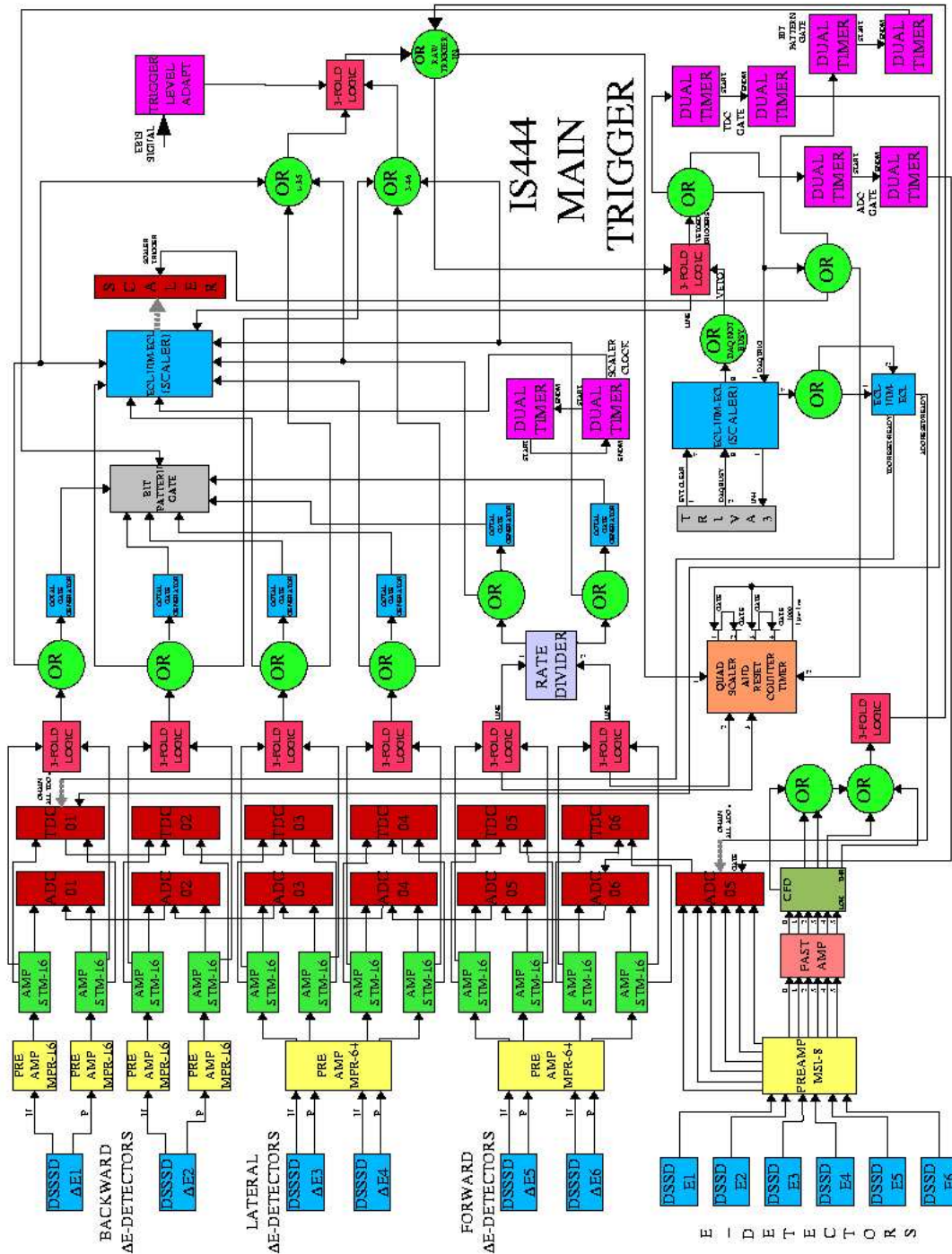


Figura 5.5: Diagrama Esquemático del dispositivo de implementación de la señal de disparo del sistema de adquisición de datos (*main trigger*), utilizado en el experimento IS444.

**CAPÍTULO 5. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE  $^{11}\text{Be}$  EN  $^{120}\text{Sn}$   
Y  $^{197}\text{Au}$  A 32 MEV**

---

# 6

## Tratamiento de datos de la dispersión de $^{11}\text{Be}$ y su interpretación teórica

### 6.1. Adquisición de datos

En este capítulo describiremos el tratamiento que se le dio a los datos del experimento IS444, del cual podemos mencionar las siguientes interacciones:

Se usaron haces estables diversos como patrones de normalización a Rutherford (ver cap. 4, sección 4.1), considerando los cambios realizados en el ángulo de inclinación de los blancos utilizados.

Partiendo de lo anterior, se usó un haz de  $^{10}\text{Be}$  a 29.4 MeV, impactando contra un blanco de  $^{197}\text{Au}$ ; además de un haz de  $^{12}\text{C}$  a 27.5 MeV sobre un blanco de  $^{120}\text{Sn}$ . Para dichas colisiones, la energía se estableció por debajo de la Barrera Coulombiana, asegurando así que la sección eficaz diferencial elástica se comporte como la de Rutherford para ángulos menores de  $30^\circ$ .

Por otro lado, se llevó a cabo la colisión entre un haz exótico de  $^{11}\text{Be}$  y blancos de  $^{120}\text{Sn}$  y  $^{197}\text{Au}$  a 32 MeV de energía. La interacción del haz con los blancos mencionados conforma el objeto de estudio de la propuesta experi-

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

mental.

La descripción del almacenamiento de datos es análoga a la explicada con detalle en el capítulo 4 (sección 4.1) para el experimento PH215, tomando como referencia las etiquetas de las Tablas 5.2 y 5.3 mostradas en el capítulo anterior.

En la Tabla 6.1 pueden verse algunas características acerca del número de ficheros de datos adquiridos (*runs*), además de los detalles de las reacciones realizadas durante el experimento.

proyector	energía [MeV]	blanco	espesor [mg/cm <sup>2</sup> ]	No. de runs archivados	tiempo [hrs]
$^{10}\text{Be}$	29.4	$^{197}\text{Au}$	0.32	5	1.7
$^{11}\text{Be}$	32.0	$^{197}\text{Au}$	0.32	27	15.7
$^{11}\text{Be}$	32.0	$^{120}\text{Sn}$	3.50	23	22.6
$^{12}\text{C}$	27.5	$^{120}\text{Sn}$	3.50	6	5.6

Tabla 6.1: Características de los proyectiles, blancos y almacenamiento de datos del experimento IS444.

Los ficheros de datos fueron almacenados en el formato lmd y transformados al formato Ntupla para su posterior análisis con el programa PAW++ (ver detalles en sección 4.1).

### 6.2. Análisis espectroscópico

Lo concerniente al análisis espectroscópico de los datos del experimento IS444 es totalmente análogo a lo explicado con profundidad en la sección 4.2 para el experimento PH215. De igual manera en este experimento, se construyeron telescopios para poder realizar espectros de masa E- $\Delta E$  a partir de los cuales se puede obtener la separación en masa y carga de las partículas detectadas.

En la Figura 6.1 puede verse un ejemplo de los espectros usados para el análisis del experimento, en el cual se señalan zonas de interés para el mismo. Espectros de este tipo se construyeron para todas las secciones de detección incluidas en el dispositivo experimental.

### 6.3. PROCEDIMIENTO DE ANÁLISIS DEL EXPERIMENTO

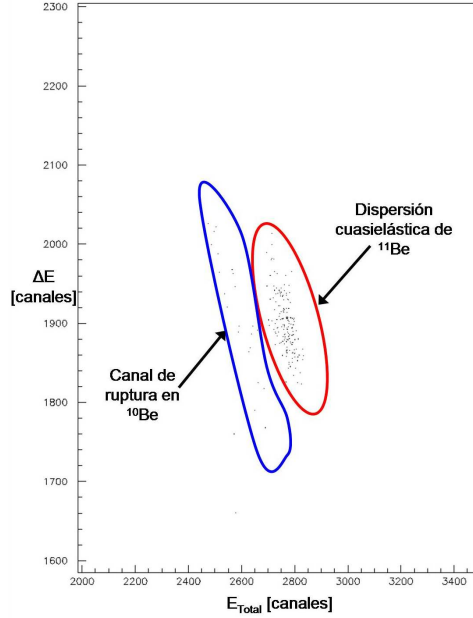


Figura 6.1: Ejemplo de un espectro de masa E- $\Delta E$  utilizado para el análisis del experimento IS444. En el espectro se señalan los canales de interés. El espectro bidimensional E- $\Delta E$  (23 runs acumulados) mostrado corresponde a un píxel a  $34^\circ$  (LAB).

### 6.3. Procedimiento de análisis del experimento

Para conseguir que la información observada en los espectros nos sea de utilidad, es necesario establecer un método para integrarla, esto es, sumar los eventos en las regiones de interés del espectro. A continuación describiremos el proceso llevado para el análisis del experimento IS444.

Debido a la baja corriente de haz en el experimento IS444 ( $2 \times 10^4$  pps, en el mejor de los casos, para el haz exótico), no todos los telescopios utilizados se consideraron para el análisis.

Realizando un muestreo de todos los telescopios, notamos que no se contaba con suficiente estadística en los detectores traseros (detalle que se atribuye además, a la baja sección eficaz para ángulos mayores de  $90^\circ$ ). Por otra parte, uno de los detectores laterales estaba desfavorecido en posición y con cierta sombra provocada por el porta-blancos.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

Esta situación redujo la estadística registrada, haciendo de interés el análisis en sólo tres de los telescopios: Los semejantes hacia delante y uno de los laterales (T5, T6 y T3 según las etiquetas asignadas).

A pesar de no conseguir suficiente estadística en todos los telescopios, la información obtenida es muy valiosa, ya que el haz de  $^{11}\text{Be}$  es muy difícil de producir, y apenas existen datos publicados relacionados con la dispersión de éste núcleo.

Considerando lo anterior, procedimos al ordenamiento de los datos obtenidos, centrándonos en los telescopios con estadística.

Debido a que en todo momento el número de runs guardados no es demasiado grande, y estos a su vez tampoco presentaban un tamaño excesivo, agrupamos los runs de cuatro en cuatro en ficheros Ntupla, considerando en todo momento obtener Ntuplas de un tamaño en torno a los 600 MegaBytes, reduciendo así el número final de ficheros para cada haz, consiguiendo con esto facilitar el análisis.

Para tener una idea clara de las zonas de interés, realizamos ficheros suma, pero esta vez totalmente reales, a diferencia de los usados para el experimento PH215, pues el manejo de información era más dinámico. Con estos ficheros podríamos aislar los eventos elásticos de los inelásticos y de ruptura.

Desafortunadamente, como se muestra en la Figura 6.2, con estos ficheros no es posible separar los diferentes canales de reacción, así tenemos combinados en un sólo pico los eventos elásticos, inelásticos y de ruptura. Con este precedente tuvimos que ir más lejos, aprovechando las ventajas de los detectores DSSSD.

### 6.3.1. Método de análisis por píxeles

Considerando ambas superficies de los detectores DSSSD es posible construir electrónicamente un plano coordinado combinando las microtiras verticales del lado P con las horizontales del lado N. Con esto conseguimos observar la información depositada por las partículas entrantes en pequeños cuadros o píxeles de 3x3 mm.

La ventaja de usar esta técnica, es que aumentamos nuestra resolución angular 16 veces con respecto a una sola microtira. Así, siguiendo este méto-

### 6.3. PROCEDIMIENTO DE ANÁLISIS DEL EXPERIMENTO

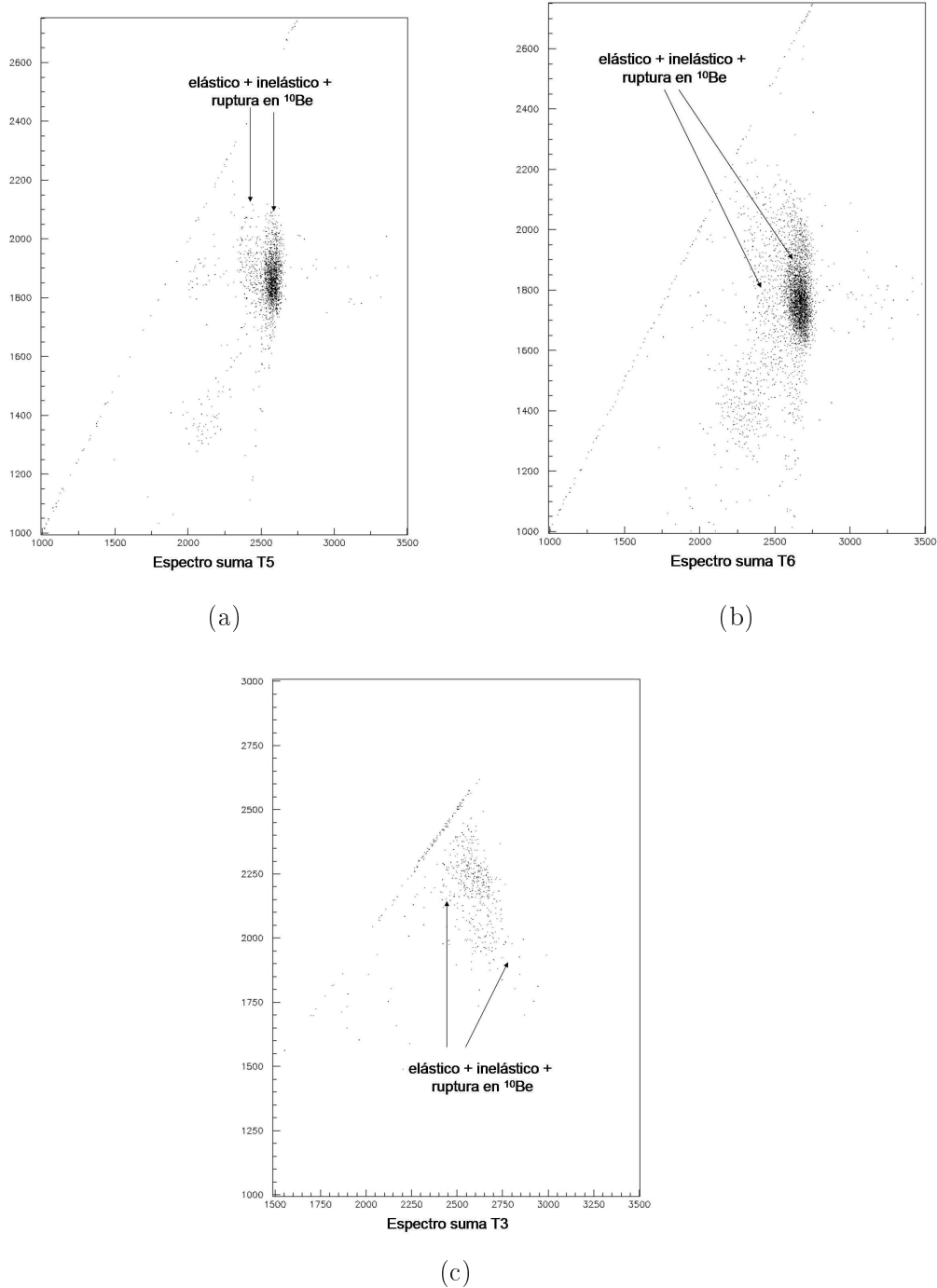


Figura 6.2: Ejemplos de los espectros “suma” totales ( $\Delta E$  vs.  $E$ ) generados en primera instancia para establecer las ventanas de selección, en el caso de los *runs* del haz de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{120}\text{Sn}$ . (a) Para el Telescopio 5 (delantero), (b) para el Telescopio 6 (delantero) y (c) para el Telescopio 3 (lateral). Como se aprecia en las tres figuras, con esta metodología no es posible separar los diversos canales de reacción.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

do, tendremos 256 píxeles dentro de cada detector, siendo cada uno de ellos un detector individual con un ángulo  $\theta$  propio. El precio a pagar, es aumentar radicalmente el número de histogramas a analizar y la disminución de estadística en cada uno.

Al utilizar el método de los píxeles nos fue posible separar el canal de ruptura de la reacción. Sin embargo, la resolución no fue suficiente como para separar el estado excitado del  $^{11}\text{Be}$ , por lo que, en lugar de obtener la contribución del canal elástico, se obtuvo finalmente la del canal cuasielástico. Los canales observables y la diferencia entre usar píxeles en lugar de microtiras se muestran en la Figura 6.3.

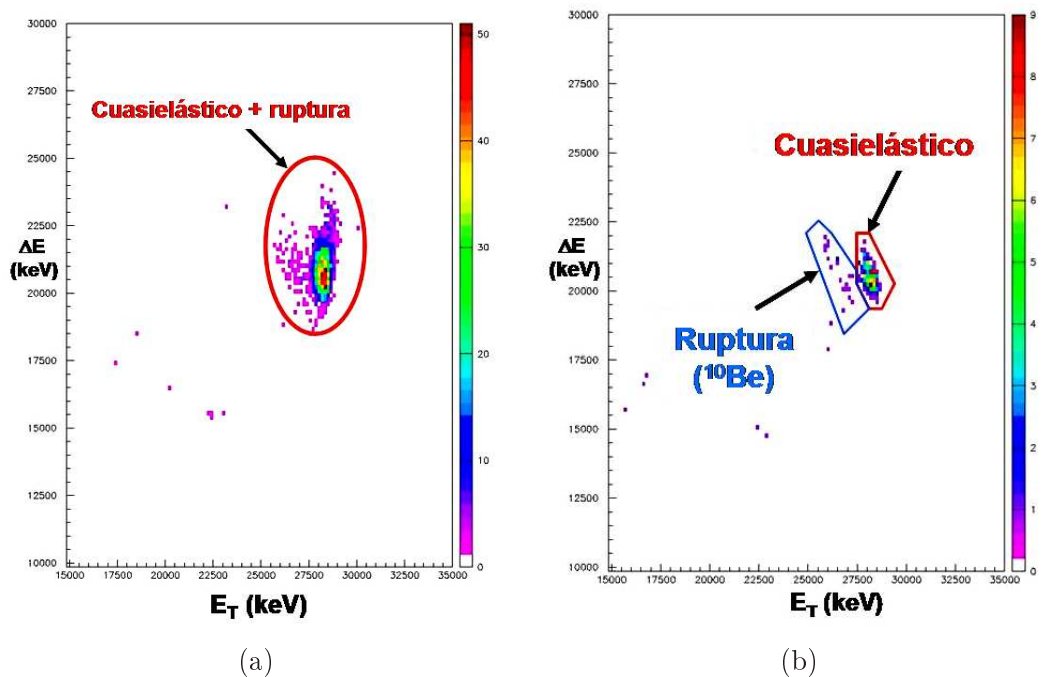


Figura 6.3: Comparación entre dos histogramas E- $\Delta E$  pertenecientes a los *runs* obtenidos para el haz de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{120}\text{Sn}$ . En (a) se observa el histograma para toda la microtira 11-P del Telescopio 5 hacia delante, sin que se note diferencia entre los canales de reacción; Por otro lado en (b) puede verse el histograma resultante de la coincidencia entre la microtira 11-P y la 08-N formando un píxel, para el mismo telescopio. En este caso, se puede observar a simple vista la separación entre el canal cuasielástico y el de ruptura.

Tomando en cuenta lo anterior, para el análisis del experimento IS444 se

## 6.4. EFICIENCIA DE DETECCIÓN Y NORMALIZACIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

consideraron las siguientes regiones de integración:

- Eventos cuasielásticos para el haz de  $^{11}\text{Be}$ .
- Eventos elásticos para el haz de  $^{10}\text{Be}$ .
- Eventos elásticos para el haz de  $^{12}\text{C}$ .
- Eventos de ruptura, para el haz de  $^{11}\text{Be}$ .

El procedimiento en lo que respecta al ordenamiento de los datos es prácticamente el mismo que el utilizado en el experimento PH215, detallado en la sección 4.3, salvo que en este caso, para localizar con mayor precisión los eventos relacionados con todos los canales, se realizaron ventanas para cada uno de los píxeles en cada detector y para cada reacción contemplada. Eso nos da un total de 2560 ventanas de selección.

Este detalle hace más lento el análisis, pero al final brinda la certeza de que se están considerando eventos que realmente pertenecen a la reacción y canal en cuestión, tomando en cuenta que la estadística colectada fue escasa.

## 6.4. Eficiencia de detección y normalización de los resultados experimentales

La eficiencia de los sistemas de detección depende directamente de tres parámetros: la eficiencia intrínseca de los detectores, factores geométricos y la eficiencia de la cadena electrónica.

En el caso de los detectores de silicio se puede asumir una eficiencia intrínseca del 100 % al detectar partículas cargadas.

Considerando que se tomaron datos con haces distintos, normalizamos la dispersión del haz exótico ( $^{11}\text{Be}$ ) con la de los haces estables ( $^{10}\text{Be}$  y  $^{12}\text{C}$ ), ya que esta última se obtuvo en un régimen de dispersión de Rutherford.

Utilizando dobles cocientes, los cuales ya han sido explicados en el capítulo 4 sección 4.4, se consigue eliminar posibles errores sistemáticos derivados de inexactitudes en la evaluación del ángulo sólido subtendido por los detectores desde el blanco. Lo que conlleva a la eliminación de la contribución geométrica a la eficiencia de detección, siempre y cuando ésta no cambie a lo largo del experimento.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

### 6.5. Obtención del cociente de la sección eficaz cuasielástica

A pesar de haber medido  $^{11}\text{Be}$  en  $^{197}\text{Au}$  y  $^{120}\text{Sn}$ , en este trabajo nos centraremos en los datos referentes al estaño, ya que el  $^{120}\text{Sn}$  no presenta estados excitados entre 0 y 1000 keV para la reacción en juego, con lo que podemos estar seguros de que los canales en los espectros sólo conciernen al  $^{11}\text{Be}$ .

En primera instancia, se realizó la comparación entre la estadística del Telescopio 5 y el 6, considerando que se montaron en posiciones semejantes para así medir los mismos ángulos. La Figura 6.4 muestra la comparación entre los eventos de cada telescopio. En esta gráfica se puede apreciar cierta desalineación en el haz. Por este hecho, y considerando que no es posible usar el mismo programa de alineamiento que en el experimento PH215 (véase sección 4.5.3), debido a la inclinación en los detectores, su forma cuadrangular y su estructura en píxeles, realizaremos un análisis preliminar utilizando sólo un telescopio.

Para esta primera aproximación, se decidió utilizar los datos obtenidos en el Telescopio número 5, ya que los espectros obtenidos lucen más limpios en lo que respecta a ruido electrónico, en comparación con lo que puede observarse en el Telescopio 6.

#### 6.5.1. Consideraciones para el sistema de detección

Hasta este punto, hemos reducido nuestro análisis a los datos obtenidos en dos detectores, dentro de un intervalo angular de 10 a 90 grados. Sin embargo, considerando que el análisis realizado se basó en el uso de píxeles, para cada canal medido existen 256 micro-detectores a analizar. El tratamiento de éstos tuvo que hacerse tomando en cuenta ciertas consideraciones.

La primera de ellas es tomar en cuenta que, para cada píxel, tendremos un ángulo de dispersión propio. Si nos centramos en el plano de la reacción, podemos establecer un origen. Así, podemos dividir al detector en dos caras semejantes: Partiendo de la microtira 9-N a la 16-N y haciendo lo mismo de la 8-N a la 1-N. En estos dos planos, tendremos una situación idéntica, ya que sólo variamos en el plano acimutal hacia arriba del detector o hacia abajo. Con esto, los ángulos barridos en los píxeles formados haciendo la combinación de la microtira 8-N y todas las microtiras P's serán los mismos que los ángulos barridos por la microtira 9-N y todas las P's. Esta situación se repite

## 6.5. OBTENCIÓN DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ CUASIELÁSTICA

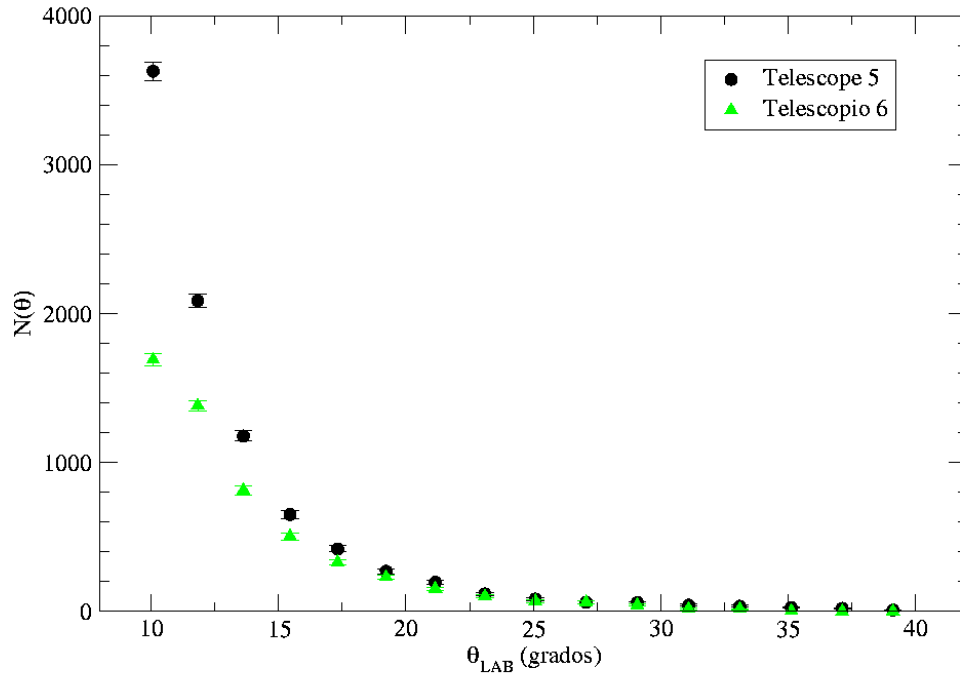


Figura 6.4: Comparación entre los eventos de los Telescopios 5 y 6 hacia delante del sistema utilizado en el IS444 (microtira central No. 8-N en coincidencia con cada una de las microtiras P según el ángulo de dispersión). Con esta gráfica podemos observar que existe cierta desalineación en el haz.

para los píxeles en las microtiras 10-N con 7-N, 11-N con 6-N, 12-N con 5-N, 13-N con 4-N, 14-N con 3-N, 15-N con 2-N y 16-N con 1-N. La Figura 6.5 muestra estas semejanzas con mayor claridad.

La simetría entre microtiras N, nos permite reducir la distribución angular a la mitad de píxeles en el detector. De este modo, ahora sólo resta calcular el ángulo correspondiente a 128 píxeles, para lo cual, es necesario tomar en cuenta nuevas consideraciones.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

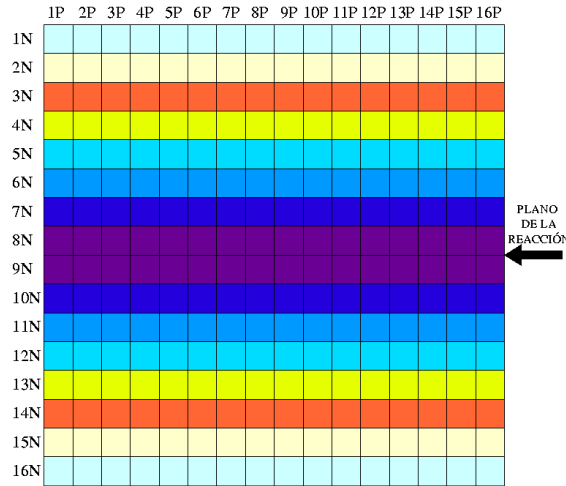


Figura 6.5: Esquema frontal de un detector DSSSD. Los colores muestran las microtiras semejantes en posición, con respecto al plano del haz. Cada uno de los 16 píxeles que conforman una microtira  $N$ , tiene su semejante en la microtira del mismo color. El ángulo de dispersión estará determinado por su posición en el plano vertical.

### 6.5.2. Comportamiento de la dispersión en los detectores delanteros

Después de haber reducido el plano de detección a la mitad, tenemos que pensar también en el comportamiento de la dispersión en los detectores delanteros. A diferencia de los telescopios en CD del experimento PH215, los telescopios usados en el IS444 estaban ubicados a un ángulo de  $32^\circ$  con respecto a la dirección perpendicular del haz, además de tener forma cuadrangular. Cuando una partícula es dispersada en el blanco y lanzada hacia cualquier punto del detector, esta llevará un cierto ángulo de dispersión  $\theta$ . En el plano frontal a la dispersión, para cada  $\theta$  tendríamos una circunferencia descrita por la dispersión del haz. Esta circunferencia puede aproximarse como una diferencial espacial en uno de los anillos formado por las microtiras semejantes en los 4 sectores de un detector de CD.

En el caso de los DSSSD cuadrangulares, la situación sería la misma (a pesar de no contar con microtiras que formen anillos), salvo que al estar girado cierto ángulo en este experimento, en lugar de circunferencias, el halo de partículas dispersadas formará una parábola al intersectar con el detector,

## 6.5. OBTENCIÓN DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ CUASIELÁSTICA

---

para cada  $\theta$ .

Un ejemplo de como se vería la dispersión en la superficie de los detectores delanteros para el experimento IS444 se muestra en la Figura 6.6.

Dentro del plano del detector, las partículas dispersadas describirán parábolas para cada valor de  $\theta$ . Esta situación muestra la imposibilidad de promediar una microtira P para un sólo ángulo. La Figura 6.7 muestra un ejemplo numérico de los ángulos de dispersión distribuidos en parábolas.

La situación hasta aquí mostrada nos obliga a utilizar un método de análisis específico en esta zona angular. Dicho método se desarrolló entonces de la siguiente manera:

- Para cada píxel componente del telescopio delantero seleccionado (Telescopio 5) se calculó geoméricamente el ángulo central.
- Basados en lo explicado en la sección anterior, se promediaron los píxeles en microtiras N semejantes (ver Figura 6.5). Este tratamiento arroja un total de 128 valores con un ángulo particular.
- Por último, se agruparon estos valores de acuerdo a su proximidad angular en conjuntos de 7 puntos (considerando que la mitad del detector son 7 microtiras horizontales, excluyendo los datos pertenecientes a las microtiras 16N y 1N, en las cuales se registró estadística despreciable, debido a un posible efecto de sombra), lo que asemeja a haber considerado los puntos concurrentes a alguna de las parábolas mostradas en la Figura 6.6.

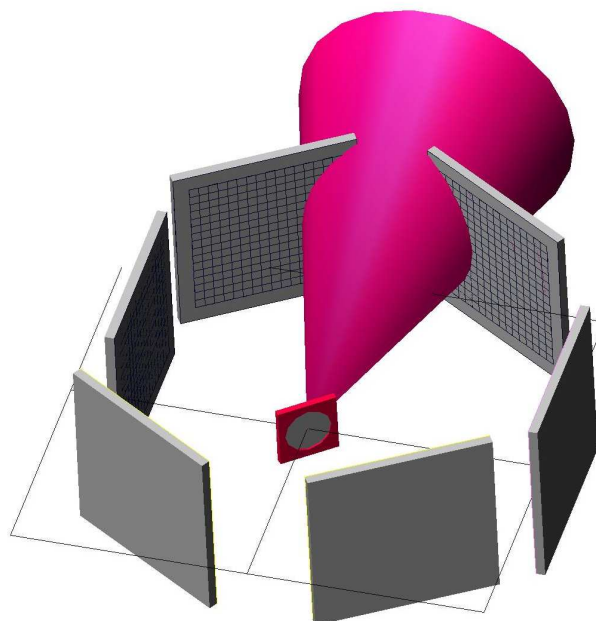
Finalmente contaremos con los 16 puntos que se esperarían si el análisis pudiera realizarse promediando cada una de las microtiras verticales.

Los eventos obtenidos para cada píxel una vez integrado el canal cuasielástico en el Telescopio 5, para los datos obtenidos de las reacciones de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{120}\text{Sn}$  a 32 MeV y  $^{12}\text{C}$  en  $^{120}\text{Sn}$  a 27 MeV, son mostrados en la Figura 6.8. En estas gráficas se aprecia con detalle la semejanza entre microtiras horizontales.

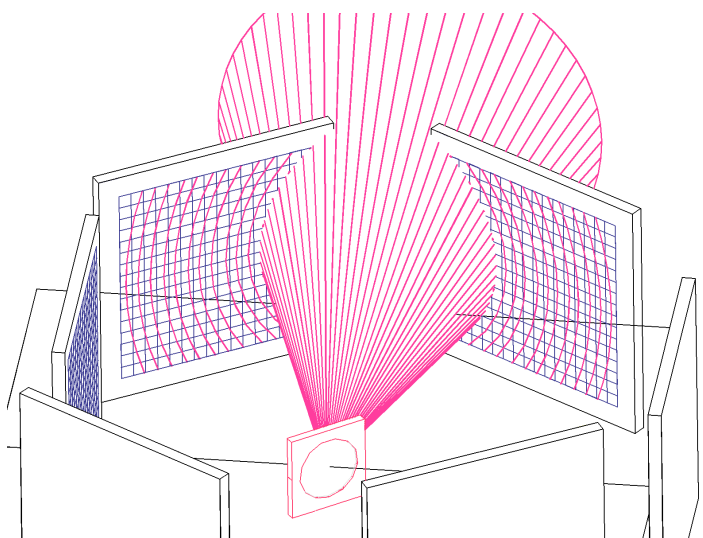
Cabe aclarar que decidimos realizar el análisis usando los datos de  $^{12}\text{C}$  como haz estable en lugar de utilizar los datos del haz de  $^{10}\text{Be}$ , ya que la estadística obtenida para este haz es mucho mayor, además de presentar las

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---



(a)



(b)

Figura 6.6: Representación gráfica de la dispersión en los detectores delanteros del experimento IS444. (a) El cono de color esquematiza la dispersión del haz en el blanco. Al impactar una partícula dispersada a un mismo ángulo  $\theta$  en el detector, esta describirá una curva parabólica, dentro del plano descrito por el detector. (b) El esquema muestra un cono similar al de (a), pero esta vez acompañado de una serie de parábolas en los detectores delanteros, donde cada una de éstas, pertenece a un ángulo  $\theta$  en particular.

## 6.5. OBTENCIÓN DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ CUASIELÁSTICA

---

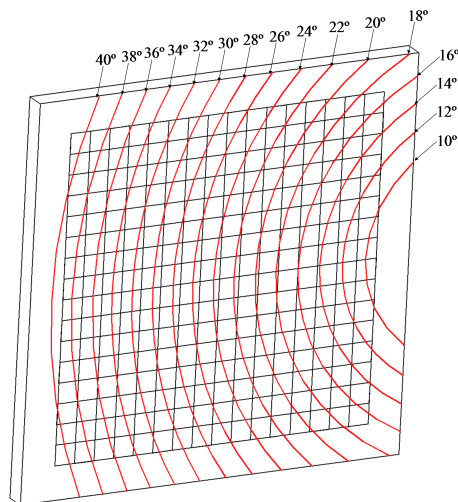


Figura 6.7: Esquema de las parábolas correspondientes a la dispersión entre  $10^\circ$  y  $40^\circ$  aumentando de dos en dos. La excentricidad de las parábolas varía conforme el ángulo aumenta. Sin embargo, en ningún caso puede promediarse para una sola microtira vertical.

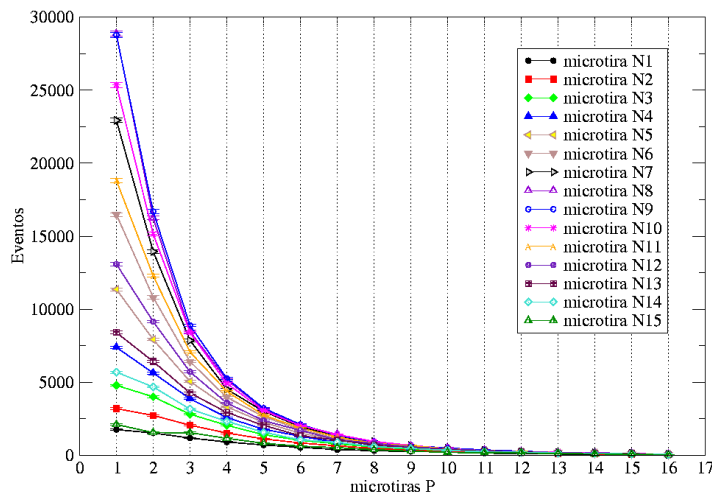
mismas condiciones en la inclinación y tipo de blanco, que los datos referentes al  $^{11}\text{Be}$ .

El cociente entre las contribuciones de cada uno de los píxeles de los gráficos mostrados en la Figura 6.8 ( $^{11}\text{Be}_{\text{gelast}}/^{12}\text{C}_{\text{elast}}$ ), puede verse en la Figura 6.9. En la gráfica se muestran el total de ellos en función del ángulo de dispersión calculado geoméricamente en el SRL.

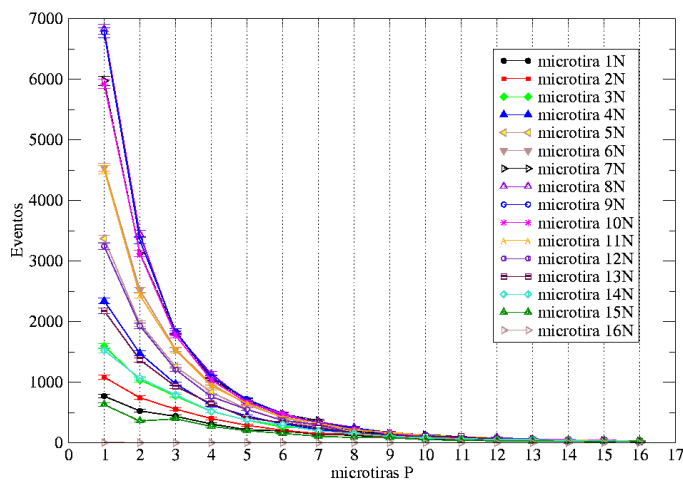
Observando dicha figura, notamos dos zonas donde los cocientes muestran una separación inusual del resto de datos (al principio y al final del eje de abscisas). Este efecto se debe a que los datos en cuestión pertenecen a las microtiras inicial y final. En estas microtiras, ocurre un efecto orilla, que hace que la estadística no sea la esperada. Esto es a causa principalmente de dos factores: Por un lado, la dispersión en el marco metálico que protege al detector puede producir un conteo diferente de eventos en esta zona; otro factor es que, debido a la inclinación del telescopio, las partículas incidentes pueden disparar el primer detector ( $\Delta E$ ), pero no el segundo (E).

En la Figura 6.10 se muestra el promedio de los datos en función del ángulo de dispersión (también promediado como ya se comentó anteriormente)

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA



(a) Eventos cuasielásticos por píxel de la reacción  $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$  a 32 MeV



(b) Eventos elásticos por píxel de la reacción  $^{12}\text{C} + ^{120}\text{Sn}$  a 29 MeV

Figura 6.8: Eventos por píxel del canal cuasielástico y elástico del haz de  $^{11}\text{Be}$  en (a) y el haz de  $^{12}\text{C}$  en (b) para el Telescopio 5 (hacia delante). Los eventos por píxel están en función de las microtiras “P” del detector  $\Delta E$ . Cada una de las series de datos en los gráficos, representa a las microtiras horizontales “N”. Así, se tienen 16 puntos N para cada microtira P, llegando al total de 256 píxeles. El comportamiento de las microtiras semejantes descrito en la sección anterior (Fig. 6.5) puede mirarse a simple vista, ya que éstas muestran cantidades de eventos muy similares.

## 6.5. OBTENCIÓN DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ CUASIELÁSTICA

---

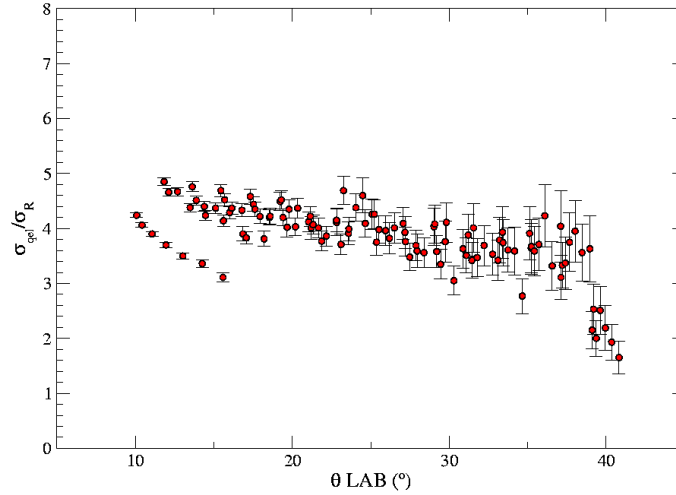


Figura 6.9: Cociente de la dispersión cuasielástica de  $^{11}\text{Be}$  a 32 MeV sobre  $^{12}\text{C}$ , en función del ángulo de dispersión (LAB), para cada uno de los pares de píxeles semejantes. Los conjuntos en los extremos de la serie de datos muestran una clara separación del resto, debido a efectos de orilla en las microtiras 1P y 16P.

en el SRL, excluyendo los cocientes pertenecientes a la primera y a la última microtiras, con lo que se obtienen 14 puntos.

### 6.5.3. Dispersión en el telescopio lateral

Como se comentó en secciones anteriores, sólo encontramos estadística considerable en uno de los telescopios laterales, en concreto el Telescopio 3. Para realizar el análisis de este telescopio, es posible realizar la integración de cada microtira, asignando un ángulo de dispersión  $\theta$  promedio, ya que, a pesar de encontrar el mismo fenómeno de la formación de parábolas en la intersección del haz con la superficie de detección, las parábolas en este detector tienen una excentricidad enorme, lo que las hace aproximarse a una recta. Al final, la detección en forma parabólica sobre la cara del detector es despreciable, y entonces se puede integrar para un sólo ángulo (usamos el ángulo descrito por el punto medio de cada microtira en dirección vertical, calculado en la intersección del detector con el plano de la reacción) en cada una de las microtiras verticales. El comportamiento de las curvas parabólicas en este detector, puede mirarse en la Figura 6.11.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

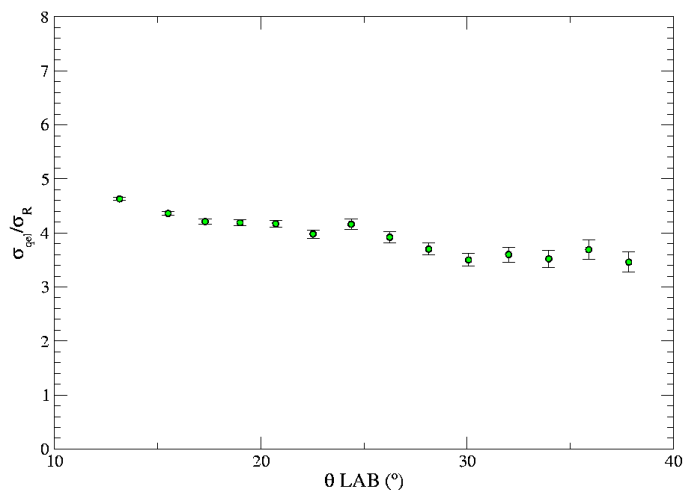


Figura 6.10: Cociente de la dispersión cuasielástica de  $^{11}\text{Be}$  a 32 MeV sobre  $^{12}\text{C}$ , en función del ángulo de dispersión (LAB).

Cabe mencionar que sucede la misma situación en los telescopios laterales del experimento PH215 (cap. 4), las parábolas para ese caso, son incluso, más abiertas. Por tal motivo, obviamos la integración de cada microtira entera, sin necesidad de utilizar píxeles.

A pesar de contar con la ventaja de poder integrar cada microtira de forma independiente, en este caso también se utilizó el método de integración por píxeles, para mejorar la resolución del detector y poder así aislar los canales de interés. La diferencia es que en este caso tenemos 16 ángulos para cada uno de valores promediados a partir de los 16 píxeles que forman un microtira vertical. Con esta consideración, enfocamos el análisis en las 4 microtiras N centrales (osea 7, 8, 9, y 10N), ya que el resto de la cara del detector no presenta una diferencia apreciable en la estadística y resulta imposible realizar un análisis individual debido al bajo nivel de ésta.

Así, realizamos espectros de masa  $E-\Delta E$  agrupando 4 píxeles centrales N, en cada una de las microtiras P. Al observar estos espectros, en el caso del haz de  $^{11}\text{Be}$ , notamos que existe un corte en la dispersión observada. Los canales cuasielástico y de ruptura aparecen incompletos en cada uno de los espectros generados. Este problema ocurre debido a que, a partir de cierta energía, las partículas de  $^{11}\text{Be}$  y  $^{10}\text{Be}$  no consiguen atravesar el detector delgado, y depositan el total de su energía en éste. Al realizar la coincidencia entre los dos

## 6.5. OBTENCIÓN DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ CUASIELÁSTICA

---

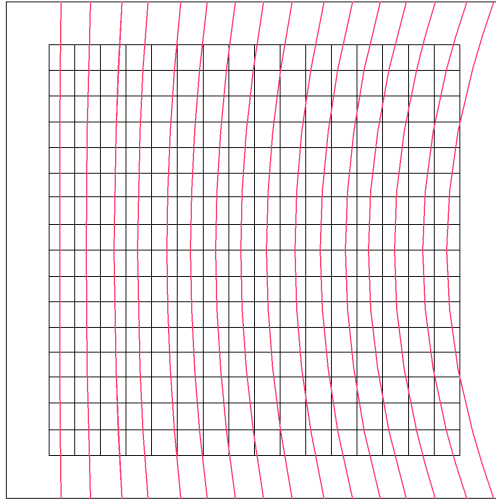


Figura 6.11: Esquema de las parábolas correspondientes al Telescopio 3, ubicado entre  $50^\circ$  y  $90^\circ$ . La excentricidad en las parábolas aumenta debido a la posición del telescopio. Con esto podemos considerar un sólo ángulo central para cada microtira vertical. En los detectores laterales del PH215 ocurre lo mismo, por lo que obviamos la integración de la microtira entera para un ángulo único, sin necesidad de usar píxeles.

detectores para producir el espectro de masa, los distintos canales aparecen incompletos, con lo que una integración eficiente no es posible. El fenómeno descrito puede observarse en el ejemplo de la Figura 6.12.

Con este hecho, no es posible separar el canal de ruptura del cuasielástico. Sin embargo, realizamos la suma estadística de los dos detectores ( $E+\Delta E$ ) calibrados en energía, para de esta manera obtener histogramas unidimensionales de los eventos dispersados (cuasielástico+ruptura) en función de la energía total. Este proceso se realizó para cada una de las 16 microtiras P, puntualizando el análisis en las 4 microtiras N centrales. Un ejemplo de los histogramas obtenidos se muestra en la Figura 6.13. El pico observado en ellos se integró para obtener así, la sección eficaz del total de eventos detectados del canal cuasielástico sumado con el canal de ruptura.

El mismo proceso se realizó para los eventos elásticos de  $^{12}\text{C}$  obtenidos en el telescopio analizado. Para los runs adquiridos con este haz, se incluyó un divisor de tasa (*rate-divider*) en los detectores hacia delante, para evitar que los eventos dispersados en estos saturaran los eventos aceptados por

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

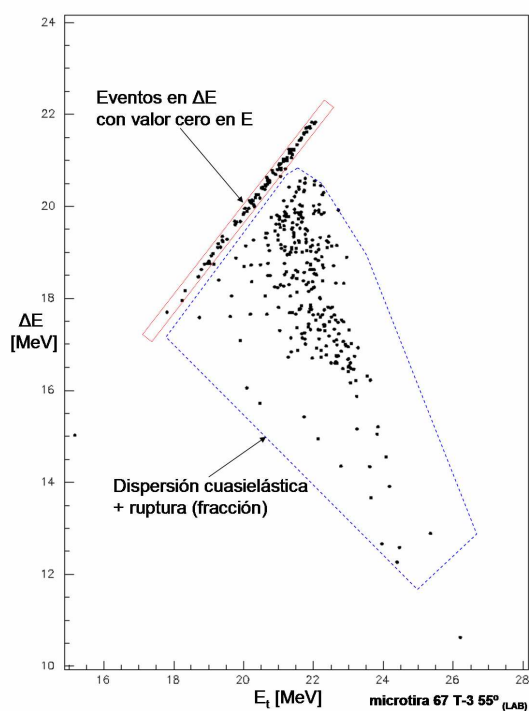


Figura 6.12: Espectro  $\Delta E$  vs.  $E_t$  para las 4 microtiras centrales N pertenecientes a la microtira 67P ( $55^\circ$ ) del Telescopio 3. En la figura es visible la dispersión de  $^{11}\text{Be}$ , aunque sólo una fracción, ya que parte de los eventos se frenaron en el primer detector ( $\Delta E$ ). Este fenómeno explica que un corte sea apreciado entre la dispersión y los eventos nulos (aquellos eventos que dispararon el detector delgado, pero no el grueso) que tienen valor cero en el detector E. Esta espesa nube de ceros confirma la teoría de que parte de los eventos reales, fueron frenados en el  $\Delta E$ , imposibilitando la integración total de los canales en cuestión.

## 6.5. OBTENCIÓN DEL COCIENTE DE LA SECCIÓN EFICAZ CUASIELÁSTICA

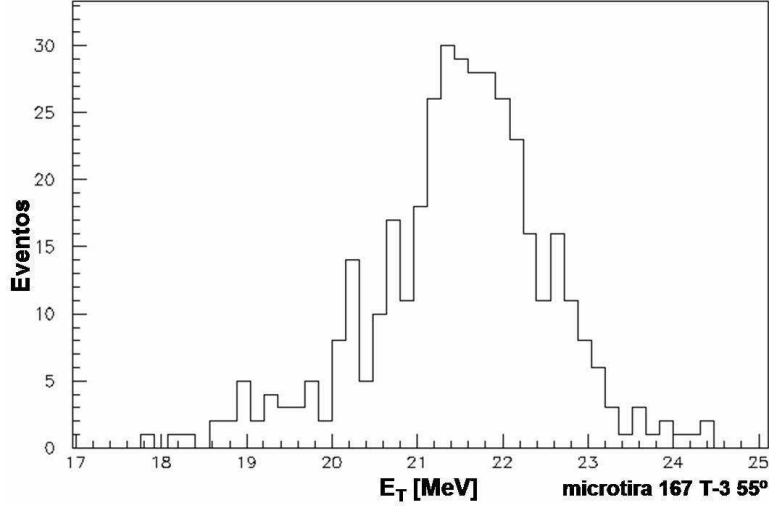


Figura 6.13: Histograma unidimensional de los eventos de la dispersión de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{120}\text{Sn}$  (canal cuasielástico + canal de ruptura) a 32 MeV, en función de la energía total ( $E+\Delta E$ ), para las 4 microtiras centrales N en coincidencia con la microtira 67-P ( $\theta_{lab} = 55^\circ$ ) del Telescopio 3. El pico mostrado en el gráfico, incluye el total de los eventos cuasielásticos y los eventos de ruptura.

el sistema de adquisición. De esta manera, por cada 10 eventos en la parte delantera, la adquisición sólo leyó 1. Este detalle tiene que considerarse, al momento de normalizar los datos experimentales.

Al obtener ambas partidas de datos, se prosiguió a calcular los cocientes de la sección eficaz diferencial cuasielástica+ruptura entre la sección elástica ( $^{11}\text{Be}/^{12}\text{C}$ ) para el Telescopio 3 en función del ángulo de dispersión. La gráfica con los datos obtenidos puede verse en la Figura 6.14.

### 6.5.4. Constantes de normalización

Para normalizar los datos experimentales tratados en las dos secciones anteriores, se realizó el promedio de los cocientes obtenidos para ángulos entre 13 y 20 grados. Con ello se obtuvo una constante de normalización de 0.239(5), considerando que en esta zona, el comportamiento de la dispersión es puramente de Rutherford. Multiplicando los datos obtenidos para el canal cuasielástico del Telescopio 5, obtenemos la gráfica mostrada en la Figura 6.15, en la que reportamos el ángulo de dispersión  $\theta$  en el SRCM.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

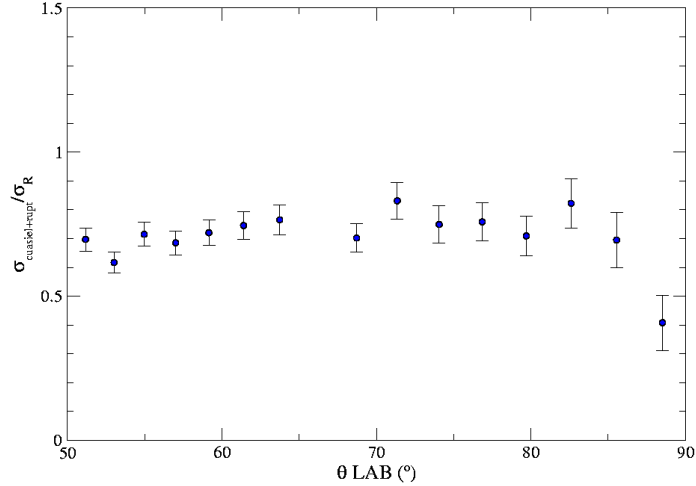


Figura 6.14: Cociente de la dispersión del canal cuasielástico+ruptura de  $^{11}\text{Be}$  a 32 MeV sobre  $^{12}\text{C}$ , en función del ángulo de dispersión (LAB).

Para el caso del Telescopio 3, utilizando la misma constante, además de multiplicar por el factor 10 del *rate-divider* comentado en la sección anterior, obtenemos los datos de la Figura 6.16, en la que incluimos la dispersión del Telescopio 5 (cuasielástico+ruptura<sup>1</sup>), para tener una idea clara del comportamiento de la dispersión en un intervalo angular más amplio. Dichos datos se presentan en el SRCM, para ser coherentes con la figura anterior.

### 6.6. Medida de la contribución del canal de ruptura en $^{10}\text{Be}$

Para el experimento IS444 fue posible separar el canal de ruptura o *breakup* del cuasielástico, esto es, los eventos resultantes de la fragmentación de los núcleos de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{10}\text{Be}$ , al menos en uno de los telescopios hacia delante<sup>2</sup>. Estos eventos pueden verse en la ventana de selección mostrada en la Figura

---

<sup>1</sup>Esto implica simplemente, sumar a los datos de la Figura 6.8 los obtenidos para el canal de ruptura, píxel a píxel, repitiendo el mismo proceso de cálculo de cocientes mencionado en la sección correspondiente al análisis del Telescopio 5. Los datos obtenidos para el canal de ruptura, se mostrarán en la siguiente sección.

<sup>2</sup>El Telescopio 5, analizado en la sección 6.5.2.

## 6.6. MEDIDA DE LA CONTRIBUCIÓN DEL CANAL DE RUPTURA EN $^{10}\text{Be}$

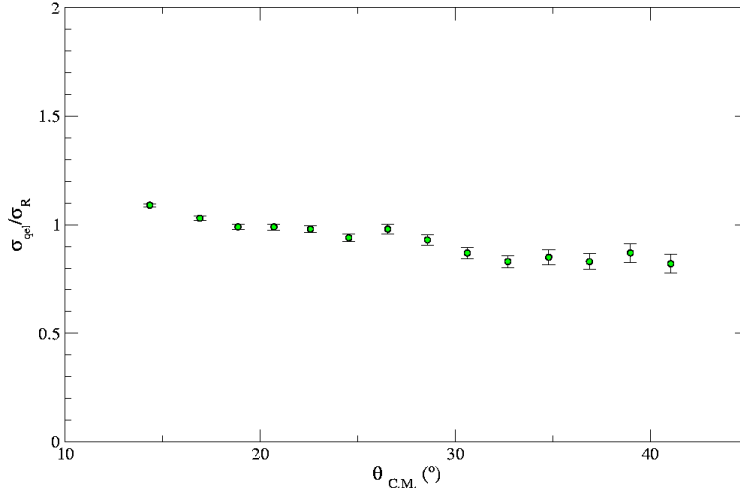


Figura 6.15: Cociente normalizado de la dispersión cuasielástica de  $^{11}\text{Be}$  a 32 MeV sobre  $^{12}\text{C}$ , en función del ángulo de dispersión en el SRCM.

6.3b.

Con los datos experimentales de este canal, se realizó el mismo procedimiento de análisis mostrado en la sección 4.6, para obtener cocientes de eventos de ruptura entre eventos cuasielásticos. Ninguna otra corrección es necesaria en este caso, ya que todos los datos pertenecen al mismo haz. Los cocientes de ruptura/cuasielástico para la reacción de  $^{11}\text{Be}+^{120}\text{Sn}$  a 32 MeV en función del ángulo de dispersión  $\theta_{\text{lab}}$  entre  $13^{\circ}$  y  $40^{\circ}$  se muestran en la gráfica de la Figura 6.17.

Cabe mencionar que para ninguno de los resultados del presente experimento, se cuenta con datos de experimentos anteriores en la literatura para su comparación, por lo que dichos resultados son totalmente nuevos.

Los datos mostrados en las gráficas de las secciones relacionadas con el experimento IS444 pueden consultarse en el Apéndice B.

Con lo mostrado hasta el momento, damos por terminado el volumen de resultados experimentales a presentarse en este trabajo. En la siguiente sección mostraremos un análisis teórico de los resultados obtenidos en este experimento.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

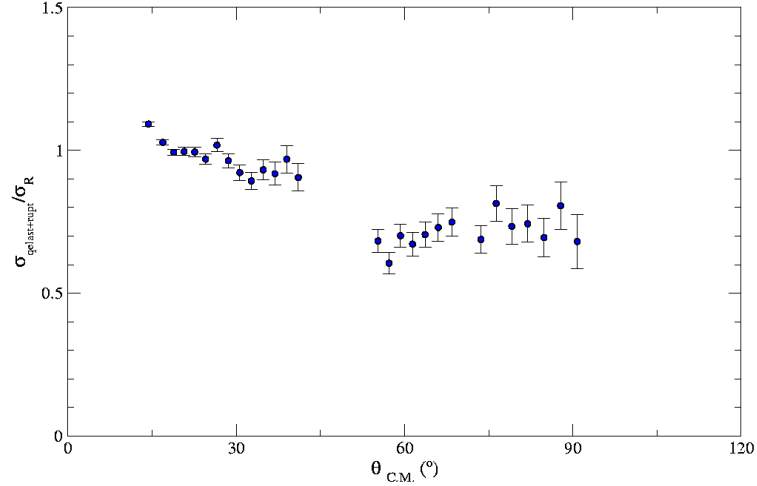


Figura 6.16: Cociente normalizado de la dispersión del canal cuasielástico+ruptura de  $^{11}\text{Be}$  a 32 MeV sobre  $^{12}\text{C}$ , en función del ángulo de dispersión en el SRCM.

### 6.7. Interpretación teórica de los resultados del experimento

De igual manera que para el experimento PH215 (cap. 4), para el experimento IS444, diversos cálculos teóricos [97] se han desarrollado con el propósito de reproducir los resultados experimentales de las secciones eficaces obtenidas para distintos canales. Este tipo de cálculos depende de los planteamientos mostrados en el capítulo II, y para su obtención se utilizan diversos códigos informáticos asociados a los modelos teóricos presentados en dicho capítulo.

#### 6.7.1. Distribución angular cuasielástica

La Figura 6.18 muestra los resultados de cuatro cálculos teóricos proporcionados por la colaboración IS444, realizados para la descripción de los eventos cuasielásticos obtenidos del experimento IS444. Todos los cálculos fueron desarrollados por medio del código FRESCO [98], siendo tres de ellos de canales acoplados (CC) y el restante incluyendo la discretización del continuo (CDCC).

Los cálculos CC se generaron usando un modelo vibracional simple del

## 6.7. INTERPRETACIÓN TEÓRICA DE LOS RESULTADOS DEL EXPERIMENTO

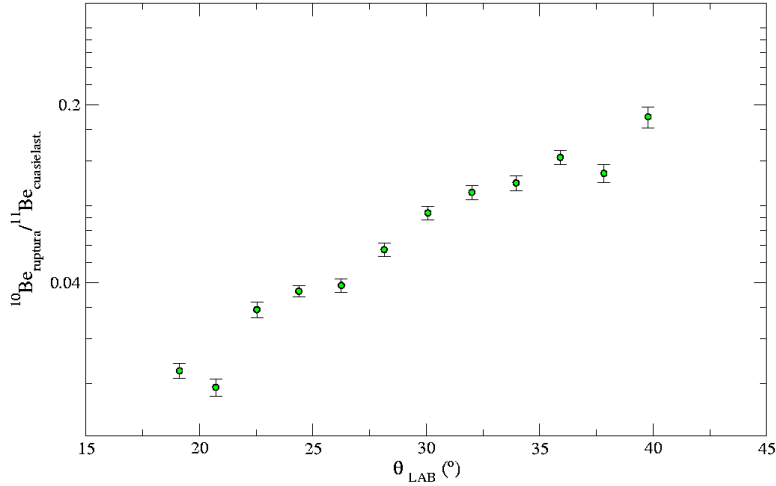


Figura 6.17: Cociente de eventos de *breakup* de  $^{10}\text{Be}$  entre eventos cuasielásticos de  $^{11}\text{Be}$  del experimento IS444, en función del ángulo de dispersión en el SRL.

proyector, mientras que el núcleo blanco fue tratado como un espectador inerte, por simplicidad. Todos los potenciales acoplados se tomaron como una derivación del potencial central. La longitud de deformación  $\delta$  fue derivada del valor experimental  $B(E1; 1/2^+ \rightarrow 1/2^-)$  [102].

El primero (línea verde de puntos), es un cálculo CC de 2-canales que incluye la excitación del primer estado excitado  $1/2^+$ . El segundo cálculo (línea roja de puntos y segmentos) incluye además los dos estados resonantes  $5/2^+$  y  $3/2^+$  del  $^{11}\text{Be}$  con energías de excitación de 1.78 MeV y 3.41 MeV, respectivamente. Ambos cálculos son muy similares en todo el intervalo angular, mostrando una ligera diferencia en torno a  $65^{\circ}$ . Ninguna de estas dos aproximaciones describe de buena manera la fuerte absorción que aparece en los datos a partir de los  $20^{\circ}$ .

Considerando que los efectos de ruptura en la dispersión elástica son dominados por los acoplamientos a estados  $p$  y  $d$ , según se encontró al analizar los resultados experimentales de la dispersión de  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  [73, 103], en el tercer cálculo (línea lila continua) se incluye el acoplamiento con dos estados dipolares ficticios localizados a una energía de excitación de 0.55 MeV, justo por encima del umbral de ruptura  $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ , con espines  $1/2^-$  y  $3/2^-$ . La inclusión de estos estados  $p$  hace que la sección diferencial cuasielástica se desvíe de la de Rutherford desde ángulos muy pequeños ( $\sim 25^{\circ}$ ), con lo

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

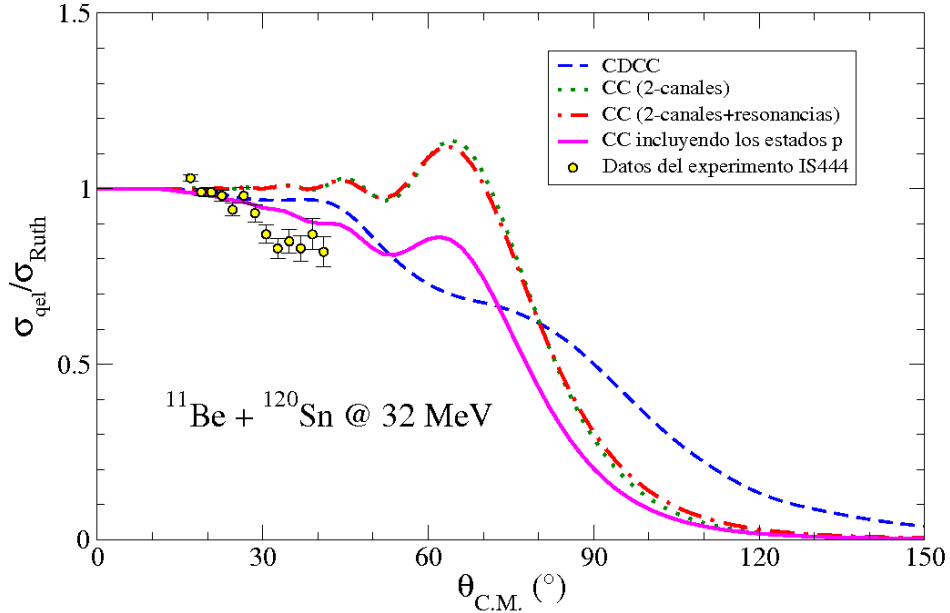


Figura 6.18: Datos de la sección eficaz cuasielástica sobre la de Rutherford en función del ángulo de dispersión en el SRCM. Resultados experimentales del IS444 y cálculos teóricos desarrollados para su descripción.

que conseguimos un acuerdo aceptable con los resultados experimentales.

Por otro lado, el cálculo de CDCC (línea azul de segmentos) cuyo modelo considera al  $^{11}\text{Be}$  como  $^{10}\text{Be}+n$  con el  $^{10}\text{Be}$  en su estado fundamental, utiliza para el continuo las ondas  $s + p + d + f$ , incluyendo acoplamiento nuclear y Coulombiano. El potencial usado para el canal  $^{10}\text{Be}+^{120}\text{Sn}$  fue el obtenido para  $^{10}\text{Be}+^{208}\text{Pb}$  en [104], mientras que para el caso de  $n+^{120}\text{Sn}$  se usó el publicado en [105]. Para generar la función de onda del estado fundamental y de los estados del continuo del  $^{11}\text{Be}$  se utilizó el potencial  $n+^{10}\text{Be}$  obtenido en [106]. El cálculo resultante es similar al obtenido para  $^6\text{He}$  en el capítulo 4. En este caso, la absorción que presentan los datos del gráfico no es descrita por el cálculo.

Las discrepancias del cálculo de CDCC con los resultados experimentales pueden deberse a la necesidad de considerar los efectos debidos a la alta deformidad que presenta el  $^{10}\text{Be}$ . Al ser este núcleo el *core* del  $^{11}\text{Be}$ , dificulta la posibilidad de obtener una descripción más favorable. El estudio de este

## 6.7. INTERPRETACIÓN TEÓRICA DE LOS RESULTADOS DEL EXPERIMENTO

---

tipo de efectos puede consultarse en [107] y [108].

### 6.7.2. Distribución angular del canal cuasielástico + ruptura

Considerando que obtuvimos la contribución sumada de cuasielástico + ruptura para la dispersión de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{120}\text{Sn}$  a 32 MeV, dentro de un intervalo angular más amplio que el del cuasielástico, decidimos comparar nuestros resultados con un cálculo de CDCC.

La Figura 6.19 muestra los resultados obtenidos experimentalmente para la sección eficaz del canal cuasielástico + el canal de *breakup* en función del ángulo de dispersión en el SRCM, incluyendo el cálculo CDCC (línea azul de segmentos) descrito en la sección anterior. La otra curva (línea roja continua) muestra el mismo cálculo pero incluyendo la contribución del canal de ruptura, con lo que puede ser realmente comparable con los resultados a discutirse en la presente sección. En el gráfico también incluimos datos experimentales (rombos) tomados de [30] que, a pesar de pertenecer a la reacción  $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$  a 46 MeV, implican una energía cercana a la barrera Coulombiana para el haz de  $^{11}\text{Be}$ , por lo que podemos utilizarlos para su comparación con los resultados obtenidos.

En este caso, se aprecia un acuerdo cualitativo con los datos experimentales de ambos experimentos en la mayor parte del intervalo angular. Sin embargo, aparecen discrepancias entre las series de datos y el cálculo presentado en la región angular en torno a  $60^\circ$ .

Observando los datos obtenidos por Mazzocco *et. al.*, existe una diferencia notoria en la zona angular mencionada, pero cuatro de los puntos (ubicados a  $50.23^\circ$ ,  $65.19^\circ$ ,  $70.24^\circ$  y  $97.74^\circ$ ) son coherentes con los obtenidos en el experimento analizado, e incluso el resto, presentan la misma tendencia que el cálculo CDCC incluido en el gráfico. Los nuevos datos tienen la ventaja de tener asociada una incertidumbre mucho menor que la mostrada por los datos de la referencia utilizada como parámetro de comparación.

La caída estadística que presentan nuestros datos en torno a  $60^\circ$  puede deberse a que parte del haz esté impactando en el porta-blancos, produciendo una disminución en las partículas impactadas en las primeras microtiras del telescopio en cuestión (T3). A pesar de este detalle, los resultados nos ofrecen

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

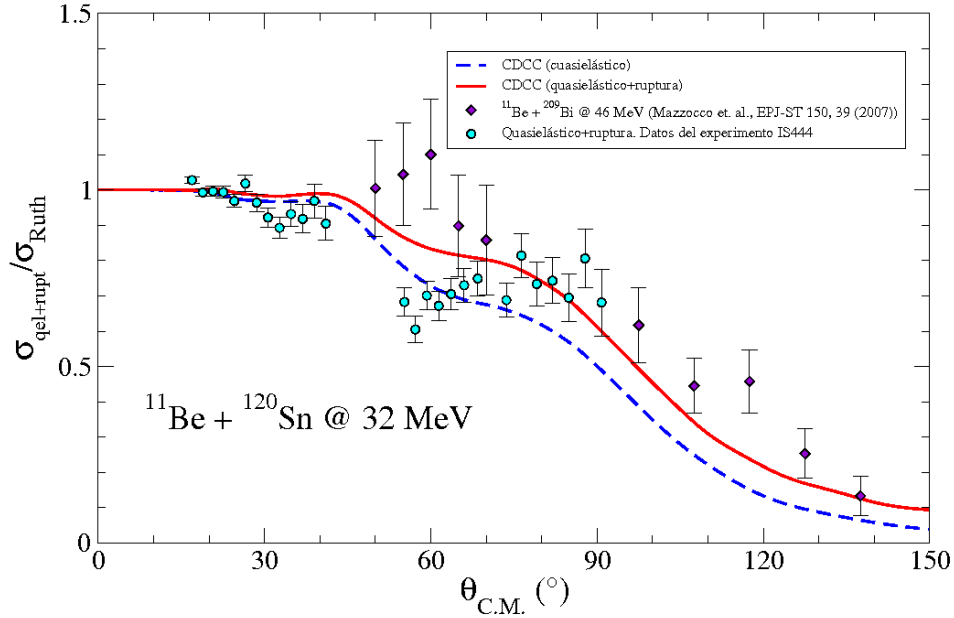


Figura 6.19: Datos de la sección eficaz del canal cuasielástico+breakup sobre la de Rutherford en función del ángulo de dispersión en el SRCM. Resultados experimentales del IS444, de la publicación [30] y el cálculo teórico desarrollado para su descripción.

información muy valiosa acerca de la tendencia de la dispersión del  $^{11}\text{Be}$ .

### 6.7.3. Canal de ruptura en $^{10}\text{Be}$

Como se mostró en el capítulo anterior, en el experimento IS444 se obtuvieron datos del *breakup* de  $^{11}\text{Be}$  en núcleos de  $^{10}\text{Be}$  para el intervalo angular de  $13^\circ \leq \theta \leq 38^\circ$ . Para la descripción de dicho canal también se generó un cálculo de CDCC, utilizando los mismos parámetros que los usados en los cálculos de las dos secciones anteriores. En la Figura 6.20 se comparan los datos experimentales y el desarrollo teórico correspondientes al canal de ruptura.

Al comparar el cálculo de CDCC mostrado en el gráfico (línea verde continua) notamos que este subestima los valores experimentales. Sin embargo, parece ser coherente en cuanto a la tendencia de los datos. En este caso, estamos en un intervalo angular demasiado reducido como para estar seguros

## 6.7. INTERPRETACIÓN TEÓRICA DE LOS RESULTADOS DEL EXPERIMENTO

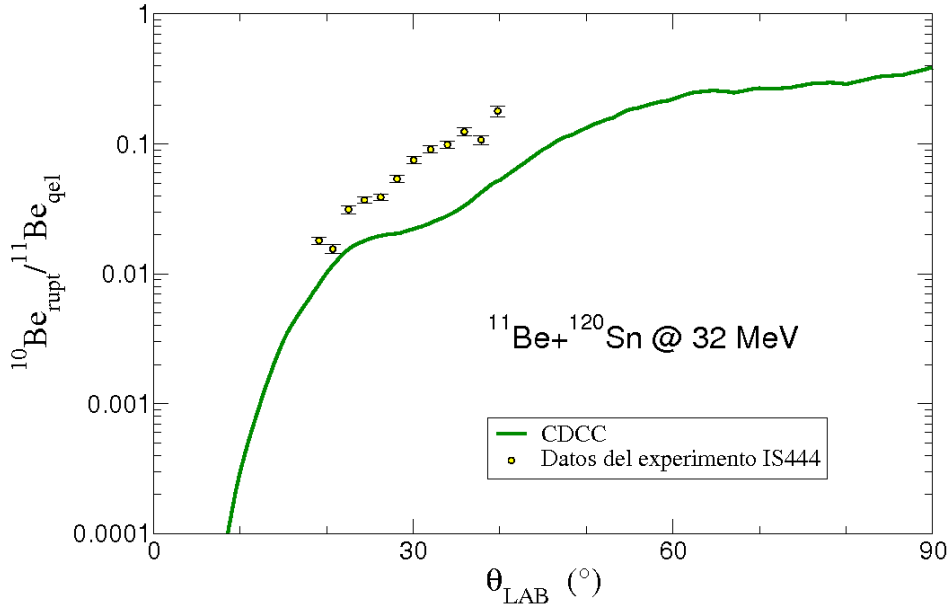


Figura 6.20: Datos de la sección eficaz del canal de ruptura sobre el cuasielástico en función del ángulo de dispersión en el SRL. Resultados del IS444, y el cálculo teórico llevado a cabo para su descripción.

de si es ésta la dirección correcta.

Como un complemento a la información obtuvimos la distribución de energía del canal de ruptura dentro del intervalo angular de  $25^\circ$ - $30^\circ$ . Esta distribución se muestra en la Figura 6.21. El cálculo realizado para su descripción (línea continua), predice una probabilidad de transferencia cercana a cero para este intervalo, mientras que los resultados experimentales dicen que ésta es competitiva con la contribución de ruptura directa, la cual según el cálculo debería ser la imperante. Nuestros resultados muestran que la dinámica del  $^{11}\text{Be}$  parece ser más compleja que la estudiada en capítulos anteriores para el caso del  $^6\text{He}$ .

Para poder realizar un análisis más completo, es importante la realización de más cálculos y ampliar la información experimental disponible, logrando de ese modo, mejorar el conocimiento que tenemos acerca del  $^{11}\text{Be}$  en la zona de transición Coulombiana.

## CAPÍTULO 6. TRATAMIENTO DE DATOS DE LA DISPERSIÓN DE $^{11}\text{Be}$ Y SU INTERPRETACIÓN TEÓRICA

---

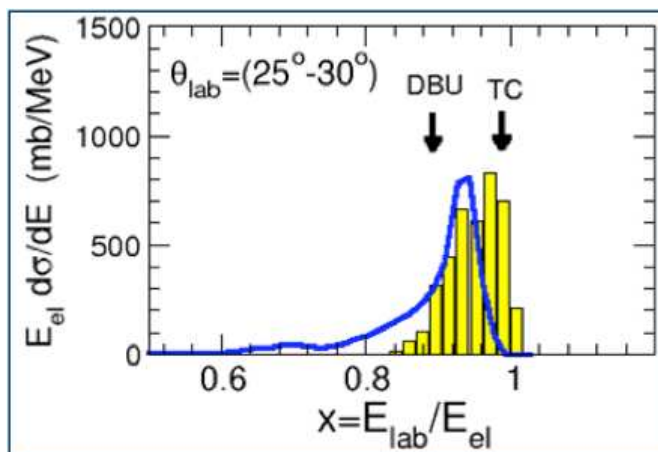


Figura 6.21: Distribución de energía de los eventos de ruptura en  $^{10}\text{Be}$  en el intervalo angular  $25^\circ$ - $30^\circ$ . El cálculo (línea continua) muestra la contribución estimada de los procesos de ruptura directa y transferencia de un neutrón.

Algo que si podemos hacer, pero que no está contemplado dentro de este trabajo, es intentar separar el canal de ruptura del cuasielástico en el Telescopio No. 3 para, de esta manera, asentar los datos del canal cuasielástico y ruptura del Telescopio No. 5. Este análisis consistiría en proponer curvas de tendencia que describan el comportamiento de ambas contribuciones y ajustarlos a los histogramas obtenidos para el Telescopio 3.

Las conclusiones obtenidas a partir del estudio de la dispersión de núcleos de  $^{11}\text{Be}$  se mostrarán en el siguiente capítulo, en el que también se englobarán los resultados que relacionen a los dos experimentos estudiados en este trabajo.

# 7

## Resumen y conclusiones

En este capítulo mostraremos en primera instancia, un breve resumen del presente trabajo, para continuar con las conclusiones extraídas del análisis realizado a partir de la información experimental obtenida, finalizando con las conclusiones generales que relacionan los resultados de los dos experimentos analizados.

### 7.1. Resumen

La presente memoria de Tesis inicia con una introducción a los núcleos halo, los problemas que plantea su estudio y la forma de abordarlos. Se presentan brevemente las herramientas teóricas que permiten describir la dispersión elástica e inelástica de un núcleo halo a energías en torno a la barrera de Coulomb, en nuestro caso el  ${}^6\text{He}$  y el  ${}^{11}\text{Be}$ , además de los efectos fenomenológicos que pueden surgir al tratar colisiones con energías cercanas a dicha barrera.

También se incluye una descripción pormenorizada del desarrollo y análisis de dos experimentos llevados a cabo en el CRC y en REX-ISOLDE-CERN, con códigos PH215 e IS444. En el experimento PH215 se hizo colisionar un haz de  ${}^6\text{He}$  a 22 MeV de energía contra un blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$ . En el experimento IS444 se utilizó un haz de  ${}^{11}\text{Be}$  a 32 MeV para bombardear, prioritariamente, un blanco de  ${}^{120}\text{Sn}$ . En ambos experimentos la energía se fijó en torno a

## CAPÍTULO 7. RESUMEN Y CONCLUSIONES

---

la barrera Coulombiana. Con ello se persigue la obtención de las secciones eficaces de la colisión elástica y establecer una comparación con la sección eficaz elástica de Rutherford.

A partir de los datos recogidos en los experimentos realizados se han estudiado los siguientes canales de reacción:

- **Experimento PH215.** Dispersión elástica de  ${}^6\text{He}$  en  ${}^{208}\text{Pb}$  y el canal de ruptura de dicho núcleo en  ${}^4\text{He}$ , a una energía de 22 MeV en los intervalos angulares: (  $13.8^\circ$ - $25.6^\circ$ ), ( $149.8^\circ$ - $171.1^\circ$ ) y ( $59.1^\circ$ - $116.5^\circ$ ) en el SRL.
- **Experimento IS444.** Dispersión cuasielástica de  ${}^{11}\text{Be}$  en  ${}^{120}\text{Sn}$  y el canal de ruptura del núcleo citado en  ${}^{10}\text{Be}$  a 32 MeV en el intervalo angular de ( $9^\circ$ -  $40^\circ$ ) en el SRL; el canal cuasielástico+ruptura para la misma reacción en los intervalos angulares: ( $9^\circ$ - $40^\circ$ ) y ( $50^\circ$ - $90^\circ$ ) en el SRL.

El hecho de que el  ${}^6\text{He}$  y el  ${}^{11}\text{Be}$  sean núcleos con halo, implica una débil ligadura entre el neutrón o neutrones de dicho halo y el *core*; esto hace necesario considerar los canales de ruptura (*breakup*) para obtener una descripción teórica aceptable de la dispersión elástica en torno a la barrera Coulombiana. En el caso particular del  ${}^{11}\text{Be}$ , se esperaba también aislar el canal inelástico de la excitación del proyectil a 320 keV. Sin embargo, debido al espesor del blanco utilizado, y la resolución en los detectores que componían el dispositivo experimental, no fue posible realizar tal medida.

A continuación resumimos los principales aspectos de los dos experimentos que se analizaron en la presente memoria.

### 7.1.1. ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ a 22 MeV

Los datos resultantes para la dispersión elástica de  ${}^6\text{He}$  en  ${}^{208}\text{Pb}$  a 22 MeV de energía fueron integrados, una vez corregidos los efectos de la desalineación del haz y la eficiencia de la cadena electrónica. Además, se calibraron experimentalmente con los datos pertenecientes a la colisión de un haz de  ${}^4\text{He}$  a 12 MeV con el mismo blanco, eliminando así la dependencia del ángulo sólido. Para ajustar los datos registrados en los telescopios laterales ( $\theta$  en torno a  $90^\circ$ ), se utilizó la señal de pulsos registrada en las caras P de los detectores DSSSD que componían los telescopios. La regularidad de la señal

demostró la linealidad entre los tres conjuntos de telescopios (delanteros, laterales y traseros).

A partir de los datos integrados, se obtuvo una gráfica del cociente de la sección eficaz elástica para el haz de  ${}^6\text{He}$  sobre la sección eficaz de Rutherford obtenida con el haz de  ${}^4\text{He}$ , en función del ángulo de dispersión en el SRCM para valores entre  $13^\circ$  y  $172^\circ$  (Fig. 4.11). La curva resultante mostró un total acuerdo con los datos obtenidos en el experimento PH189, publicados en [92].

Diversos cálculos de CC y CDCC se compararon con los resultados experimentales, demostrándose una excelente concordancia con una de las propuestas teóricas (ver Fig. 4.17).

El *breakup* de alfas también fue determinado experimentalmente dentro del intervalo angular ( $13.8^\circ$ - $171.1^\circ$ ) en el SRL. Los cálculos teóricos de transferencia al continuo describieron de forma aceptable los resultados experimentales obtenidos entre  $60^\circ$  y  $170^\circ$ , mientras que un cálculo de CDCC se aproximó al posible canal de ruptura obtenido para ángulos entre  $14^\circ$  y  $25^\circ$  (Fig. 4.18). Para dicho intervalo resulta complicado aislar el canal de ruptura, debido a la aparición de núcleos de  ${}^4\text{He}$  ajenos a la reacción, los cuales contaminan la contribución de interés.

### 7.1.2. ${}^{11}\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ a 32 MeV

Para obtener datos relevantes en este experimento fue necesario realizar un análisis a nivel de píxeles. Con esto se consiguió aumentar la resolución en los telescopios, separando los canales cuasielástico y de ruptura en el intervalo angular de  $9^\circ$  a  $40^\circ$ . La inclinación y forma cuadrangular de los telescopios hizo que no fuera posible integrar en dicho intervalo los canales para cada microtira vertical. En lugar de esto, se calcularon los ángulos de dispersión de cada píxel para después promediar en vecindades con una anchura angular de aproximadamente  $1.5^\circ$ . De esta forma se consiguieron 16 puntos experimentales para cada uno de los canales medidos.

Para ángulos entre  $50^\circ$  y  $90^\circ$  no fue posible separar los canales cuasielástico y de ruptura. Ello se debió a que parte de los eventos dispersados se frenaron en el detector  $\Delta E$ , sin conseguir penetrar en el detector E. Esto trajo como consecuencia espectros bidimensionales incompletos. Para evitar perder la información en esta región angular, se produjeron histogramas unidimensionales calibrados según la energía total ( $E+\Delta E$ ) a partir de los cuales se obtuvo la integral de la dispersión de  ${}^{11}\text{Be}$  para dos canales: cua-

## CAPÍTULO 7. RESUMEN Y CONCLUSIONES

---

sielástico+ruptura. Con esto conseguimos describir el comportamiento de la dispersión del haz citado para una región angular más amplia.

Los resultados de los canales cuasielástico y cuasielástico+ruptura de la dispersión de  $^{11}\text{Be}$  en  $^{120}\text{Sn}$  a 32 MeV fueron normalizados con la colisión elástica en régimen de Rutherford de  $^{12}\text{C}+^{120}\text{Sn}$  a 27 MeV medida en el mismo experimento. Con ello se anuló la dependencia en la sección eficaz del ángulo sólido, al reportarse los datos obtenidos en forma de cocientes.

Finalmente, se generaron gráficas con las dos series de datos obtenidas, ambas en función del ángulo de dispersión en el SRCM, las cuales se compararon con los resultados de diferentes cálculos de CC y CDCC realizados para su descripción (Figs. 6.18 y 6.19).

En el caso del canal cuasielástico, el cálculo de CC que incluye acoplamiento al continuo muestra un acuerdo cualitativo con los puntos experimentales, lo que muestra cierta evidencia de la fuerte absorción presentada por el  $^{11}\text{Be}$  a energías cercanas a la barrera Coulombiana.

En el caso del canal cuasielástico+ruptura, se incluyen para su comparación los resultados experimentales publicados en [30] ya que, a pesar de referirse a una reacción distinta ( $^{11}\text{Be}+^{209}\text{Bi}$  a 46 MeV), la energía del proyectil también se encuentra en torno a la barrera Coulombiana. El acuerdo entre ambas series de datos es consistente en la mayoría de los puntos. Sin embargo, existen discrepancias en la zona de  $60^\circ$ . Este detalle sólo podría esclarecerse realizando un nuevo experimento en mejores condiciones. El cálculo CDCC propuesto para esta parte del análisis describe cualitativamente la tendencia de ambas series de datos, pero con cierta inconsistencia para la zona angular antes mencionada (Fig. 6.19).

Por otro lado, el cociente de los resultados experimentales del canal de ruptura entre los del canal cuasielástico también se presenta en un gráfico en función del ángulo de dispersión en el SRL. Para la descripción de los datos mencionados se realizó un cálculo de CDCC. Dicho cálculo describe claramente la tendencia de los resultados experimentales, pero subestima su valor en un factor dos (Fig. 6.20).

## 7.2. Conclusiones

### 7.2.1. Dispersión del núcleo ${}^6\text{He}$ en torno a la barrera de Coulomb

En el caso de la dispersión de  ${}^6\text{He}$  a 22 MeV, las secciones eficaces diferenciales elásticas en función del ángulo de dispersión, son del tipo Rutherford para ángulos pequeños ( $\theta < 35^\circ$ ) y decrecen de forma monótona y suave al aumentar el ángulo. Esto implica un 50 % de la sección eficaz de Rutherford en torno a  $90^\circ$  (Fig. 4.11). La situación es completamente distinta en la dispersión de  ${}^6\text{Li}$  a energías similares [77], en la que la distribución angular presenta un patrón de interferencia tipo Fresnel caracterizado por el incremento típico del arcoiris nuclear en torno a los  $80^\circ$  (CM). En el caso de la dispersión de  ${}^6\text{He}$ , el arcoiris ha desaparecido por completo.

Los cálculos de modelo óptico realizados [109] indican que este fenómeno se debe a una fuerte absorción generada por la parte imaginaria del potencial nuclear, con una difusividad imaginaria superior a 1.6 fm, muy por encima de los 0.5 fm característicos de la dispersión de iones pesados estables. Esta fuerte absorción parece indicar la presencia de canales de reacción que comienzan a actuar a grandes distancias, alrededor de los 20 fm [92]. Para entender el origen dinámico de este fenómeno es necesario resolver, como mínimo, un problema de dispersión cuántica de cuatro cuerpos, que comprende la interacción entre un blanco sin estructura de  ${}^{208}\text{Pb}$  y un proyectil de  ${}^6\text{He}$ , constituido por un núcleo de  ${}^4\text{He}$  y dos neutrones [110]. Dada la complejidad de estos cálculos, en este trabajo se ha optado por realizar cálculos a tres cuerpos. La naturaleza de esta absorción se ha investigado a partir de cálculos de canales acoplados con el continuo discretizado [71] empleando un modelo binario del tipo alfa-dineutrón para el  ${}^6\text{He}$ . En este modelo, los dos fragmentos se encuentran ligados mediante un potencial de Woods-Saxon cuya profundidad se ajusta para reproducir el *rms* del cálculo de tres cuerpos. La comparación de estos cálculos con nuestras medidas indican que el acoplamiento a estados del continuo a través del operador dipolar eléctrico es importante, y reduce en la región angular del arcoiris nuclear, las secciones eficaces elásticas en un 10 % aproximadamente. Una descripción adecuada de la dispersión de  ${}^6\text{He}$  debe incluir el continuo nuclear de estados *p*, las dos resonancias de baja energía y el acoplamiento con términos nucleares y Coulombianos [78]. El acoplamiento al continuo da lugar a potenciales de polarización de largo alcance que generan la fuerte absorción observada experimentalmente (ver Fig. 4.17).

## CAPÍTULO 7. RESUMEN Y CONCLUSIONES

---

### ■ Producción de partículas alfa.

En este trabajo se ha determinado por primera vez la distribución angular completa de partículas alfa emitidas en la dispersión de  ${}^6\text{He}$  a energías Coulombianas (Fig. 4.16). Para ángulos hacia atrás, la producción de alfas es diez veces superior a la dispersión elástica, y similar en intensidad para ángulos en torno al arcoiris nuclear. Este efecto se debe a la baja energía de ligadura de los neutrones del halo, que son fácilmente extraídos durante la colisión. Este proceso se ha investigado mediante cálculos de CDCC y de DWBA. Se pueden contemplar tres escenarios posibles:

1. Transferencia de un dineutrón al continuo: en las proximidades del blanco, el proyectil de  ${}^6\text{He}$  transfiere dos neutrones con poca energía cinética. En este proceso se espera una distribución de eventos de  ${}^4\text{He}$  centrada en la energía del canal elástico.
2. Ruptura directa: el  ${}^6\text{He}$  se fragmenta en las proximidades del blanco, y los neutrones y el  ${}^4\text{He}$  escapan. En este proceso se espera una distribución de eventos de  ${}^4\text{He}$  centrada a  $4/6$  de la energía del canal elástico.
3. Transferencia de un neutrón: un neutrón del  ${}^6\text{He}$  se transfiere al blanco con poca energía cinética. En este caso se espera una distribución de  ${}^4\text{He}$  centrada en torno a  $4/5$  de la energía del canal elástico.

En este trabajo se comparan los datos obtenidos con los resultados de los cálculos DWBA para el proceso de transferencia al continuo y CDCC para la ruptura directa (Fig. 4.18). El cálculo de transferencia al continuo permite describir los datos de forma adecuada en el rango angular medido entre  $60^\circ$ - $170^\circ$  (LAB), sugiriendo que éste es el mecanismo dominante para dicha región, lo que corrobora la distribución de energía (Fig. 4.19). El cálculo de ruptura directa es varios órdenes de magnitud inferior a las medidas, sin embargo se aproxima a los datos propuestos para ángulos hacia delante. Nuestros resultados son consistentes con las conclusiones obtenidas a partir de medidas previas [96, 111].

### 7.2.2. Dispersión del núclido ${}^{11}\text{Be}$ en torno a la barrera de Coulomb

#### ■ Canal cuasielástico.

En el caso de la dispersión de  ${}^{11}\text{Be}$  en torno a la barrera Coulombiana hemos medido por primera vez las distribuciones angulares de las secciones eficaces

cuasielásticas (elástico + excitación del  $^{11}\text{Be}$ ), aislando el canal de ruptura ( $^{10}\text{Be}$ ), por medio de la reacción  $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$  a la energía de 32 MeV (Figs. 6.15 y 6.17). Los datos presentan una desviación pronunciada respecto al típico patrón de dispersión de Fresnel, de forma similar a lo que ocurría para la dispersión de  $^6\text{He}$ . Esto es un claro indicio de la presencia de un halo en el  $^{11}\text{Be}$ .

Para estudiar los resultados experimentales en este trabajo se realizaron cálculos de CC empleando un modelo vibracional [27] para la estructura del  $^{11}\text{Be}$ , y un modelo de convolución para obtener los potenciales central y de acoplamiento. En los cálculos se tienen en cuenta el estado fundamental ( $1/2^-$ ), el primer estado excitado ( $1/2^+$ ) y las dos primeras resonancias ( $3/2^+$  y  $5/2^+$ ). La presencia de estados dipolares en el continuo [73, 103] se representa incluyendo dos estados degenerados de momento angular  $1/2^-$  y  $3/2^-$  a 0.55 MeV, que reproducen bien la regla de suma del operador dipolar pesada en la energía.

Los cálculos de la dispersión cuasielástica muestran el efecto del acoplamiento al primer estado excitado y a las resonancias, sin conseguir reproducir los resultados experimentales, que muestran una fuerte absorción incluso a ángulos inferiores a  $25^\circ$  (CM) (Fig. 6.18). El efecto más importante se obtiene al acoplar a los estados dipolares del continuo mediante la acción combinada de los potenciales Coulombiano y nuclear. Por tanto los estados  $p$  del continuo juegan un papel de extrema importancia en la dispersión del  $^{11}\text{Be}$ , en analogía al caso del  $^6\text{He}$ .

Se comparó también con los resultados un cálculo preliminar de CDCC generado con los potenciales de las referencias [104, 105, 106] para cada uno de los diversos canales participantes, observándose que tampoco se describe de manera regular la fuerte absorción que aparece a ángulos pequeños. Factores tales como la deformación del *core* de  $^{10}\text{Be}$  [107], pueden ser determinantes en el comportamiento de la dispersión, por lo que es necesario tomarlos en cuenta para una descripción más efectiva.

### ■ Canal cuasielástico+ruptura.

En este trabajo mostramos también los resultados preliminares obtenidos para el canal cuasielástico+ruptura (Fig. 6.16) en un intervalo angular más amplio que el conseguido para el canal cuasielástico. Con estos resultados conseguimos observar el comportamiento de la dispersión hasta  $90^\circ$ . Los resultados se compararon con los obtenidos en [30] para una reacción similar

## CAPÍTULO 7. RESUMEN Y CONCLUSIONES

---

medida a una energía en torno a la barrera de Coulomb. Los datos de la publicación son coherentes con los aquí presentados en la mayor parte del rango angular, mostrando discrepancias en torno a los  $60^\circ$ . Para la descripción de ambos resultados se utilizó el mismo cálculo de CDCC antes mencionado, añadiendo la parte correspondiente al canal de ruptura. El cálculo describe la mayoría de los datos de forma aceptable, mostrando diferencias notables en la misma zona angular en torno a  $60^\circ$  (Fig. 6.19). La explicación a dichas diferencias puede deberse a que parte de los eventos estén siendo “sombreados” por el portablancos, obteniéndose una cantidad de eventos en el telescopio menor a la esperada.

### ■ Canal de ruptura en núcleos de $^{10}\text{Be}$ .

El cálculo propuesto para el canal de ruptura se realizó empleando los mismos parámetros del CDCC utilizado para describir el canal cuasielástico. La comparación con los resultados experimentales indica que el modelo puede reproducir cualitativamente la forma angular, aunque su valor dista en un factor 2 en promedio (Fig. 6.20). Esto indica que el canal de ruptura directa juega un papel fundamental en la dinámica del sistema, pero que otros mecanismos como la transferencia de un neutrón y la excitación del *core* son también relevantes. La competencia entre la transferencia de un neutrón y ruptura directa se muestra en la distribución de energía (Fig. 6.21), en la que los dos mecanismos surgen con intensidades comparables. Nuestros resultados indican que la dinámica del  $^{11}\text{Be}$  en torno a la barrera es más complicada que la del  $^6\text{He}$ , debido a la competencia entre transferencia y ruptura directa, que en el caso del  $^6\text{He}$  juega un papel de escasa importancia.

### 7.3. Conclusiones generales

En conjunción, ambos experimentos son un excelente ejemplo de las notables diferencias que existen entre la dispersión de núcleos estables y núcleos con halo en la zona de la barrera de Coulomb.

Existe una alta probabilidad de ruptura de los núcleos del haz, resultando en el *core* más uno o dos neutrones, según el caso. En ambos núcleos estudiados este canal es observable.

### 7.3. CONCLUSIONES GENERALES

---

Es necesaria la inclusión de canales como la ruptura, la excitación, la polarizabilidad dipolar y el acoplamiento con estados del continuo en los cálculos realizados para describir el comportamiento de los núcleos halo estudiados. Con estas consideraciones ha sido posible obtener acuerdos razonables de la teoría con los resultados experimentales.

Los sistemas de detección, con telescopios E- $\Delta E$  formados con detectores segmentados, permiten una separación eficaz de canales en espectros de masa. La técnica de formar píxeles intersectando las microtiras de los paneles vertical y horizontal que componen los detectores DSSSD es de gran ayuda para aislar canales separados por sólo algunos cientos de keV.

Sin embargo, como se ha demostrado en el caso del  $^{11}\text{Be}$ , a veces es necesario recurrir a espesores del detector  $\Delta E$  más pequeños que los disponibles, para así conseguir una mejor resolución.

Los resultados obtenidos nos permitirán mejorar los parámetros de los potenciales ópticos utilizados en cálculos que involucren  $^6\text{He}$  y  $^{11}\text{Be}$  en energías de transición.

Como desarrollos futuros, se realizará el análisis de los canales de reacción a bajas energías de elementos ligeros, en el caso de la dispersión del  $^6\text{He}$ . En el caso del  $^{11}\text{Be}$  es necesario realizar nuevos experimentos en los que se pueda separar la excitación del núcleo proyectil, así como estudiar el canal de ruptura para un intervalo angular más amplio. Para ello se necesitará mejorar el dispositivo experimental, utilizando detectores de menor espesor, blancos más delgados y un haz de corriente mucho mayor.

Para dar continuidad al estudio de especies exóticas, es necesario que los laboratorios especializados continúen la tarea de producir y optimizar los haces radiactivos de interés científico, además de que los grupos de investigación dediquen sus esfuerzos al diseño y producción de nuevos y mejores sistemas de detección.

## **CAPÍTULO 7. RESUMEN Y CONCLUSIONES**

---

# 7

## Summary and conclusions

In this section we first give a brief outline of the present work, followed by the conclusions that can be extracted from the analysis of the obtained experimental information, and we finish with a set of concluding remarks of a more general character.

### 7.1. Summary

The present work begins with an introduction to the halo nuclei, emphasizing the problems that pose their theoretical description. We briefly describe the theoretical tools that are used to describe the elastic and inelastic scattering of halo nuclei at energies around the Coulomb barrier. We are interested in the particular cases of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^{11}\text{Be}$ , with a particular emphasis in the phenomenological effects that arise when we treat collisions of these nuclear species at energies close to the above mentioned barrier.

The memory proceeds further giving a detailed description of two experiments, with codes PH215 and IS444 and carried out at the CRC and REX-ISOLDE-CERN. In the PH215 experiment a  ${}^6\text{He}$  beam at 22 MeV was delivered to a  ${}^{208}\text{Pb}$  target. In the IS444 experiment a  ${}^{11}\text{Be}$  beam at 32 MeV stroke a  ${}^{120}\text{Sn}$  target. In both cases the beam energy was fixed around the Coulomb barrier. The main purpose of both experiments is to calculate the elastic scattering cross section from the analysis of the recorded experimental

## CHAPTER 7. SUMMARY AND CONCLUSIONS

---

data, and compare it with the Rutherford elastic cross section.

Information about the following reaction channels was obtained in each of the considered experiments:

- **PH215 experiment.** Elastic scattering of  ${}^6\text{He}$  on  ${}^{208}\text{Pb}$  and the breakup channel in  ${}^4\text{He}$ , at an energy of 22 MeV and at the LAB angular ranges: (  $13.8^\circ$ - $25.6^\circ$ ), ( $149.8^\circ$ - $171.1^\circ$ ), and ( $59.1^\circ$ - $116.5^\circ$ ).
- **IS444 experiment.** Quasielastic scattering of  ${}^{11}\text{Be}$  on  ${}^{120}\text{Sn}$  and the breakup channel in  ${}^{10}\text{Be}$  at 32 MeV and at the LAB angular range of ( $9^\circ$ - $40^\circ$ ) and the quasielastic+breakup channel for the same reaction at the LAB angular ranges: ( $9^\circ$ - $40^\circ$ ) and ( $50^\circ$ - $90^\circ$ ).

Both  ${}^6\text{He}$  and  ${}^{11}\text{Be}$  are halo nuclei, which implies a weak bond between the neutron or neutrons in the halo and the core; making necessary to consider breakup channels to obtain a correct theoretical description of their scattering at energies around the Coulomb barrier. In the  ${}^{11}\text{Be}$  particular case, we also expected to differentiate the inelastic channel of the projectile excitation at 320 keV. However, due to the target thickness and the detectors resolution, it was not possible to resolve this channel.

We now proceed to summarize the principal aspects of the two experiments that are analyzed in the present work.

### 7.1.1. ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ at 22 MeV

We have integrated the elastic scattering of  ${}^6\text{He}$  on  ${}^{208}\text{Pb}$  at 22 MeV data, correcting previously the effect of beam misalignment and electronic chain efficiency. In addition, we got rid of the solid angle dependence with the aid of data from the collision of a  ${}^4\text{He}$  beam at 12 MeV on the same target. To correctly gauge the data registered in the lateral telescopes ( $\theta$  around  $90^\circ$ ), we used a pulser signal read from the P side of the DSSSD detectors that composed the telescopes. The signal regularity demonstrated the linearity between the three detector sets, at forward, lateral and backward positions.

Finally, we have depicted the ratio between the elastic cross section of the  ${}^6\text{He}$  beam and the Rutherford cross section obtained with the  ${}^4\text{He}$  beam, as a function of the scattering angle between  $13^\circ$  and  $172^\circ$  C.M (Fig. 4.11). The resulting curve was compared with the data from the experiment PH189 [92], obtaining a very good agreement between both experimental datasets.

We carried out diverse CC and CDCC calculations, obtaining an excellent agreement with the experimental data using a CDCC that includes elastic, breakup and coupling to the continuum channels (see Fig. 4.17).

The alpha breakup reaction was also experimentally determined within the LAB ( $13.8^\circ$ - $171.1^\circ$ ) angular range. Transfer to the continuum theoretical calculations describe, in an acceptable way, the experimental results obtained between  $60^\circ$  and  $170^\circ$ , whereas a CDCC calculation is the best description we obtained for the possible breakup channel at angles between  $14^\circ$  and  $25^\circ$  (Fig. 4.18). The calculation in this last angular range is hindered by the appearance of  $^4\text{He}$  nuclei which were not originated in the breakup reaction.

### 7.1.2. $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ at 32 MeV

To obtain the relevant physical information from this experiment we did an analysis at a detector pixel level; the ensuing increase in the telescopes resolution enabled us to separate the quasielastic and breakup channels at the angular range of  $9^\circ$  to  $40^\circ$ . The inclination and quadrangular shape of the telescopes precluded an integration in following vertical strips. Instead of that, we calculated the scattering angle for each pixel, with an average angular resolution of  $1.5^\circ$  approximately. In this way, we obtained 16 experimental points for each of the measured channels.

For angles between  $50^\circ$  and  $90^\circ$  it was not possible to separate the quasielastic and breakup channels. This was due to the stopping of a sensitive fraction of the scattered events on the  $\Delta E$  detector, forbidding its arrival to the E detector. The effect of this loss of events is a set of incomplete bidimensional spectra. To extract some physical information from the recorded data, we have generated unidimensional histograms, calibrated according to the total energy ( $E+\Delta E$ ). From these histograms we have obtained the integral of the  $^{11}\text{Be}$  scattering for both channels: quasielastic and breakup, enlarging the experimentally accessible angular range.

The results of the quasielastic and quasielastic plus breakup channels for  $^{11}\text{Be}$  scattering on  $^{120}\text{Sn}$  at 32 MeV were normalized using data for the elastic collision of  $^{12}\text{C}+^{120}\text{Sn}$  at 27 MeV in the Rutherford regime, which was measured in the same experiment. As in the previous case, the solid angle dependence in the cross section was removed, reporting the obtained data as ratios.

Finally, we have generated plots with both data series (quasielastic and

## CHAPTER 7. SUMMARY AND CONCLUSIONS

---

quasielastic plus breakup) as a function of the scattering angle (CM) comparing them with the results of different CC and CDCC calculations (Figs. 6.18 and 6.19).

In the quasielastic channel case, the CC calculation that includes the effect of the coupling to continuum states shows the best agreement to the data, making evident the strong absorption that characterizes  $^{11}\text{Be}$  at energies close to the Coulomb barrier.

In the quasielastic plus breakup channel, the experimental results published in Ref. [30] were included to compare with our results since, in spite of proceeding from a different reaction ( $^{11}\text{Be}+^{209}\text{Bi}$  at 46 MeV), the projectile energy is also located around the Coulomb barrier. The agreement between both data series is consistent for most of the angular range. However, discrepancies arise at angles around  $60^\circ$ . The origin of this difference could only be clarified with a new experiment with an improved setup. The CDCC calculation proposed in this part of the analysis describes qualitatively the tendency of both data series, but again with certain inconsistencies for the aforementioned angular range (Fig. 6.19).

In addition, the ratio of breakup channel between quasielastic channel experimental results is also presented in a plot as a function of the scattering angle (LAB). A CDCC calculation describes well the tendency of the experimental results, but underestimating their value by a factor of two (Fig. 6.20).

## 7.2. Conclusions

### 7.2.1. $^6\text{He}$ scattering around the Coulomb barrier

- **Elastic channel.**

The elastic scattering of  $^6\text{He}$  on  $^{208}\text{Pb}$  at 22 MeV has a differential elastic cross section that follows closely the Rutherford cross section for angles below  $35^\circ$ , decreasing monotonically for larger angle values. It reaches 50% of the Rutherford scattering value around  $90^\circ$  (Fig. 4.11). When this result is compared to the elastic differential scattering cross section for a non-halo nucleus, e.g.  $^7\text{Li}$  [77], differences are evident. In the stable nucleus case a Fresnel-like interference pattern appears, with the typical increase that marks the onset of the nuclear rainbow (around  $80^\circ$  (CM) for  $^7\text{Li}$  in Ref. [77]). In the  $^6\text{He}$

case there is no trace whatsoever of nuclear rainbow.

The optical model calculations carried through indicate that the lack of nuclear rainbow and smooth decay can be modelled with a strongly absorptive potential, with imaginary diffuseness larger than 1.6 fm, compared to typical values of this parameter around 0.5 fm. This strong absorption seems to be due to reaction channels that act at large distances, around 20 fm [92]. In order to fully understand the dynamics of this phenomenon, it is necessary to solve a four-body quantum scattering problem that comprises the interaction between the  $^{208}\text{Pb}$  target, assumed structureless, and a  $^6\text{He}$  projectile made up of a  $^4\text{He}$  nucleus and two neutrons [110]. Given the huge complexity of this calculation, in this work we have decided to apply a three-body approach. Thus we have studied the origin of the abnormally large absorption by means of a CDCC calculation using a binary model of the alpha-di-neutron type for the  $^6\text{He}$  projectile [71]. In this model, the fragments are bounded by a Woods-Saxon potential whose depth is adjusted to reproduce the *rms* of the three-body calculation. The comparison with our measurements indicates an important coupling with the continuum by means of the electric dipole operator. This coupling is behind a 10% reduction of the scattering cross section in the nuclear rainbow angular region. This can be explained due to the fact that the coupling to the continuum gives rise to long-range polarization potentials that generate a strong absorption. Thus, a suitable description of the  $^6\text{He}$  scattering has to include the coupling to  $p$ -states in the nuclear continuum, as well as the two low-energy resonances and the consideration of nuclear and Coulombian terms (see Fig. 4.17).

### ■ Production of alpha particles.

With regard to the breakup channel in the  $^6\text{He}$  on  $^{208}\text{Pb}$  scattering, we want to emphasize that, up to our knowledge, this is the first time that the complete angular distribution of emitted alpha particles in the scattering of  $^6\text{He}$  at energies around the Coulomb barrier is presented (Fig. 4.16). The alpha production is an order of magnitude larger than the elastic scattering at backward angles, and both channels are comparable in the nuclear rainbow angular region. This fact can be safely attributed to the low binding energy of the two halo neutrons, easily ejected during the collision. We have studied this process by means of CDCC and DWBA calculations and we propose three plausible scenarios:

1. Di-neutron transfer to the continuum: in the proximities of the target, the  $^6\text{He}$  projectile transfers a dineutron with low kinetic energy. In this

## CHAPTER 7. SUMMARY AND CONCLUSIONS

---

process is marked by a distribution of events centered in the elastic channel energy.

2. Direct breakup: the  ${}^6\text{He}$  is fragmented in the vicinity of the target, escaping both halo neutrons and the  ${}^4\text{He}$  core. In this process the event distribution is centered at  $2/3$  of the elastic channel energy.
3. One neutron transfer: one neutron from  ${}^6\text{He}$  is transferred to the target with small kinetic energy. In this case we expect a  ${}^4\text{He}$  distribution centered around  $4/5$  of the elastic channel energy.

In the present work we compare the results of DWBA and CDCC calculations with the obtained experimental results (Fig. 4.18). The DWBA calculation models the transfer to the continuum and describes the data in a suitable way in the angular range between  $60^\circ$  and  $170^\circ$  (LAB), suggesting that this is the dominant mechanism for this region. This is corroborated with the energy distribution (Fig. 4.19). The CDCC calculation takes into account the direct breakup mechanism and seems irrelevant apart from small angles. These results are in good agreement with previous works [96, 111].

### 7.2.2. ${}^{11}\text{Be}$ Scattering around the Coulomb barrier

#### ■ Quasielastic channel.

We have measured for the first time the angular distribution of the quasielastic  ${}^{11}\text{Be}$  scattering (elastic +  ${}^{11}\text{Be}$  excitation) at energies around the Coulomb barrier, isolating the breakup channel ( ${}^{10}\text{Be}$  plus halo neutron) (Figs. 6.15 and 6.17). We have made use of the  ${}^{11}\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$  reaction at an energy of 32 MeV. Data show a pronounced deviation with respect to the typical Fresnel scattering pattern, similar to what happens with the  ${}^6\text{He}$  scattering; again an indication of the existence of a neutron halo in  ${}^{11}\text{Be}$ .

We have carried out coupled-channel calculations (CC), using a vibrational model [27] for the  ${}^{11}\text{Be}$  structure and a convolution model to obtain the coupling and central potential, to reproduce the experimental results obtained. In the calculation we introduced the  $1/2^-$  ground state, the  $1/2^+$  first excited state and the two first resonances ( $3/2^+$ ,  $5/2^+$ ). The presence of dipolar states in the continuum [103, 73] is modelled including two fictitious dipolar states, with spins  $1/2^-$  and  $3/2^-$ , at 0.55 MeV. In this way we managed to reproduce the sum rule of the dipolar operator weight in the energy.

The quasielastic scattering calculation shows the importance of the coupling to the first excited state and the resonances, without reaching to quantitatively reproduce the experimental results. In particular, the strong absorption at angles under  $25^\circ$  (CM) is missed (Fig. 6.18). The largest improvement in the calculation is obtained once the coupling to the dipolar states in the continuum is included, by means of the combined action of the Coulombian and nuclear potentials. Therefore, the continuum  $p$ -states play a role of extreme importance in the  $^{11}\text{Be}$  scattering, in analogy to what happens in the  $^6\text{He}$  case.

A preliminary CDCC calculation, using the potentials of Refs. [104, 105, 106] for each of the considered channels, was also compared with the experimental results, obtaining that either it fails to describe the strong absorption that appears at small angles. A possible source of error is the  $^{10}\text{Be}$  core deformation [107], that was not included in the calculation and could play a key role in the scattering dynamics.

- **Quasielastic plus breakup channel.**

The present work also contains preliminary results for the combined quasielastic plus breakup channels for a wider angular range than in the quasielastic case (Fig. 6.16). We have attained to observe the scattering behavior till  $90^\circ$  (CM). The obtained results were compared with results from Ref. [30], for a similar reaction measured again at an energy around the Coulomb barrier. Both sets of data are coherent in most of the angular range, apart from some discrepancies around  $60^\circ$ . The two set of data were modelled using the same CDCC calculation, performed for the quasielastic channels, adding the breakup channel contribution. The theoretical result is acceptable for most of the angular range considered, excepting angles around  $60^\circ$ , where differences are more salient (Fig. 6.19). A possible explanation for the low yield at  $60^\circ$  in our experiment is that a sensitive fraction of the events were lost due to the “shading” effect of the target holder, which hindered the arrival of particles to the telescope.

- **Breakup channel in  $^{10}\text{Be}$  plus neutron.**

The parameters used in the CDCC calculation of the quasielastic channel have been used to reproduce the breakup cross section. The comparison with the experimental results indicates that the model can qualitatively reproduce the angular dependence, although with values lower by a factor of 2 approximately (Fig. 6.20). This indicates that, though the direct breakup channel

## CHAPTER 7. SUMMARY AND CONCLUSIONS

---

plays a fundamental role in the system dynamics, other mechanisms –e.g. one-neutron transfer and core excitation– are also relevant. The breakup fragments energy distribution depicted in Fig. 6.21 clearly shows the interplay between the one neutron transfer and direct breakup mechanisms, both channels having a similar importance. This competition between two channels complicates the  $^{11}\text{Be}$  dynamics compared to the  $^6\text{He}$  case, where direct breakup plays a secondary role.

### 7.3. General conclusions

Altogether, the two experiments considered are an excellent example of the notable differences that exist between stable and halo nuclei scattering in the Coulomb barrier region.

The nuclei used as projectiles have a high breakup probability in a core plus one or two halo neutrons, according to the case. In both cases, this channel has been measured.

A proper theoretical description of the obtained experimental results requires elaborate models, with the explicit inclusion of breakup channels, inelastic excitations, dipolar polarizability, and the coupling to continuum states.

The detection system, using E- $\Delta$ E telescopes composed of segmented detectors, allows an effective channel separation by means of mass spectra. The definition of pixels by the intersection of the strips in the vertical and horizontal faces that compose the DSSSD detectors is a convenient way to isolate channels separated by only hundreds of keV.

However, as the analysis of  $^{11}\text{Be}$  results has demonstrated,  $\Delta$ E detectors with lower thickness are critical to improve the resolution and separate low energy nuclear excitations.

The obtained results open up the possibility to improve the optical potential parameters used in calculations that involve  $^6\text{He}$  and  $^{11}\text{Be}$  at transition energies.

With regard to future developments, in the case of  $^6\text{He}$  we currently plan to study the light nuclei reaction channels at low scattering energies. In the case of  $^{11}\text{Be}$ , it is necessary to carry out new experiments in which the

### 7.3. GENERAL CONCLUSIONS

---

projectile excitation can be distinguished, as well as to extend the breakup channel data to a wider angular range. This can be achieved improving the experimental setup, using thinner  $\Delta E$  detectors, lighter targets and a more intense beam.

As a general remark we want to emphasize that to proceed further with the study of exotic nuclear species, it is necessary that specialized laboratories continue producing and optimizing radioactive beams of scientific interest, and that research groups dedicate their efforts to the design and production of new and better detection systems.

## CHAPTER 7. SUMMARY AND CONCLUSIONS

---

# A

## Características de los sistemas de detección de los experimentos PH215 e IS444

### A.1. Telescopios del sistema CD

#### A.1.1. Sistema de detectores PAD-E

Espesor:	$500 \pm 40 \mu\text{m}$
Área activa:	$1731.0 \text{ mm}^2$
Radio interior:	9.0 mm
Radio exterior:	50.0 mm
Voltaje de operación:	80-100 V cada sector
Corriente de fuga:	150-900 nA

## APÉNDICE A. CARACTERÍSTICAS DE LOS SISTEMAS DE DETECCIÓN DE LOS EXPERIMENTOS PH215 E IS444

---

### A.1.2. Sistema de detectores SSD- $\Delta E$

Espesor:	$40 \pm 4 \mu\text{m}$
Área activa:	$1139.0 \text{ mm}^2$
Radio interior:	9.0 mm
Radio exterior:	41.0 mm
Número de microtiras:	16 por cada sector
Ancho de microtira:	2 mm
Separación entre microtiras:	0.1 mm
Voltaje de operación:	5-8 V cada sector
Corriente de fuga:	0.02-0.06 nA cada sector
Marco:	PBC

### A.2. Telescopios PAD-DSSSD

#### A.2.1. Detectores PAD-E

Espesor:	$600 \pm 0.4 \mu\text{m}$ y $1500 \pm 0.4 \mu\text{m}$
Área activa:	$50.0 \times 50.0 \text{ mm}^2$
lado:	49.5 mm
Dimensión total:	$52.0 \times 52.0 \text{ mm}^2$
Voltaje de operación:	80-200 V
Corriente de fuga:	150-200 nA
Marco:	PBC

#### A.2.2. Detectores DSSSD- $\Delta E$

Número de elementos de unión:	16
Número de elementos óhmicos:	16
longitud de microtira:	49.5 mm
Ancho de microtira:	3.1 mm
Ancho de separación:	0.03 mm
Área activa:	$50.0 \times 50.0 \text{ mm}^2$
Dimensión con chip:	$52.25 \times 52.25 \text{ mm}^2$
Espesor:	$44 \pm 0.4 \mu\text{m}$ y $42 \pm 0.4 \mu\text{m}$
Voltaje de operación:	2.0-4.0 V
Corriente de fuga:	0.01-0.05 nA
Marco:	PBC con conexiones de borde en un lado

## A.2. TELESCOPIOS PAD-DSSSD

---

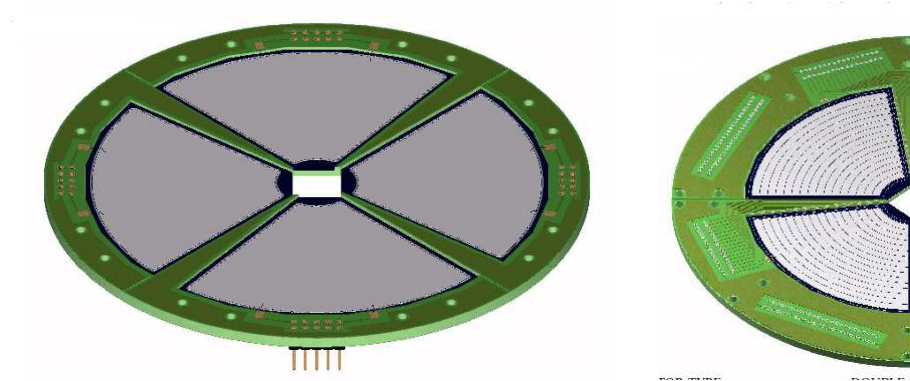


Figura A.1: Ilustración del sistema de detección en geometría CD (a) Conjunto de cuatro detectores PAD en CD (c) Detectores  $\Delta E$  tipo segmentado (dos sectores de la geometría CD).

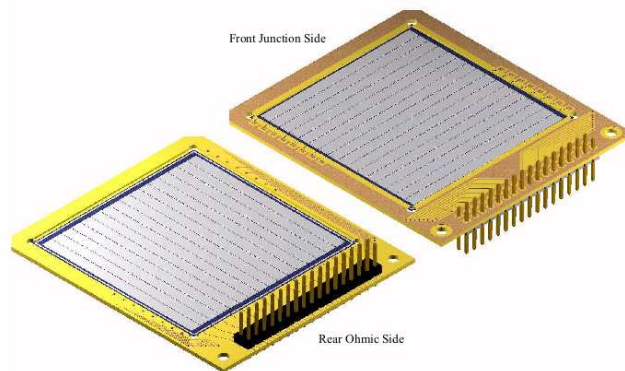


Figura A.2: Detector  $\Delta E$  tipo DSSSD, lado P (de unión) y lado N (óhmico).

**APÉNDICE A. CARACTERÍSTICAS DE LOS SISTEMAS DE  
DETECCIÓN DE LOS EXPERIMENTOS PH215 E IS444**

---

# B

## Resultados experimentales

En las siguientes tablas se muestran los resultados experimentales obtenidos para el análisis del PH215 y el IS444. Para el cálculo de incertidumbres se usaron los métodos habituales de desviación típica experimental, y la propagación de incertidumbre para el caso de cálculos necesarios. Para promediar los conjuntos de datos se utilizó el criterio del Promedio Pesado. Estos formalismos pueden consultarse en las referencias [112, 113, 114].

En el caso de los ángulos relacionados con el canal elástico del PH215, por tratarse de los arrojados por el programa de corrección por desalineamiento del haz, éstos se encuentran en el Sistema de Referencia del Centro de Masas. Recordemos que los cocientes pertenecen a los eventos elásticos entre los eventos del haz usado como referencia experimental de la sección eficaz de Rutherford, y sus respectivas correcciones.

Tratándose de los ángulos calculados para los datos del experimento IS444, estos fueron obtenidos a partir de la geometría de detección y promediados en grupos de 8. En la tabla correspondiente, se muestran en el Sistema de Referencia del Centro de Masas. Para mayores detalles, revisar la sección relacionada en el Capítulo 6.

Para los datos referentes al canal de ruptura en ambos experimentos, no se requirió de corrección alguna, con lo que todos los datos de dicho canal, pertenecen al Sistema de Referencia del Laboratorio. En este caso, los

## APÉNDICE B. RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

cocientes se refieren a los eventos de ruptura de  ${}^4\text{He}$  entre los eventos del canal elástico, para el mismo haz de  ${}^6\text{He}$ , en el caso del PH215 y, los eventos de ruptura de  ${}^{10}\text{Be}$  entre los eventos del canal cuasielástico del haz de  ${}^{11}\text{Be}$ , tratándose del IS444.

### B.1. Resultados para el canal elástico del PH215

$\theta_{c.m.} [^\circ] (\Delta\theta = \pm 0.5^\circ)$	$\sigma^6\text{He}/\sigma^4\text{He}$	$\theta_{c.m.} [^\circ] (\Delta\theta = \pm 0.5^\circ)$	$\sigma^6\text{He}/\sigma^4\text{He}$
12.8	0.987(4)	92.7	0.56(4)
14.1	0.981(6)	95.0	0.51(4)
15.8	1.002(5)	97.2	0.49(4)
17.0	1.004(6)	99.5	0.49(4)
18.3	0.994(6)	101.7	0.43(4)
19.5	1.004(7)	103.9	0.31(4)
21.1	1.000(6)	106.7	0.34(4)
21.9	1.008(8)	108.2	0.40(5)
23.0	1.011(9)	110.2	0.34(5)
23.8	0.998(13)	112.3	0.29(4)
24.9	1.010(14)	114.2	0.29(5)
60.5	0.82(9)	116.1	0.25(5)
64.1	0.84(4)	151.5	0.13(5)
65.9	0.83(4)	152.7	0.14(5)
67.8	0.84(4)	153.9	0.07(4)
69.8	0.81(4)	155.2	0.13(5)
71.8	0.77(4)	156.5	0.12(5)
73.9	0.71(4)	157.7	0.07(4)
76.0	0.71(4)	159.5	0.13(6)
78.2	0.61(4)	160.4	0.12(6)
80.4	0.67(4)	161.8	0.07(5)
82.6	0.59(4)	163.6	0.06(4)
84.9	0.56(4)	164.6	0.07(5)
87.1	0.58(4)	166.0	0.08(5)
89.4	0.55(4)	167.5	0.16(8)
91.7	0.46(4)	169.0	0.13(7)
85.8	0.68(4)	170.9	0.09(7)
88.1	0.55(4)	172.0	0.10(8)
90.4	0.52(4)		

## B.2. RESULTADOS PARA EL CANAL DE RUPTURA DEL PH215

### B.2. Resultados para el canal de ruptura del PH215

$\theta_{lab} [^\circ] (\Delta\theta = \pm 0.5^\circ)$	$\sigma^4\text{He}/\sigma^6\text{He}$	$\theta_{lab} [^\circ] (\Delta\theta = \pm 0.5^\circ)$	$\sigma^4\text{He}/\sigma^6\text{He}$
13.8	0.0003(1)	91.0	0.66(8)
15.0	0.0007(1)	93.3	0.80(10)
16.3	0.0011(1)	95.6	0.94(12)
17.5	0.0014(2)	97.9	0.97(13)
18.7	0.0019(2)	100.1	1.11(16)
19.9	0.0022(2)	102.3	1.72(27)
21.1	0.0028(3)	104.5	1.57(25)
22.3	0.0038(4)	106.6	1.33(21)
23.4	0.0053(5)	108.7	1.48(26)
24.5	0.0065(6)	110.7	1.93(36)
25.6	0.0063(6)	112.7	1.77(35)
60.8	0.15(2)	114.6	2.16(47)
62.6	0.14(2)	149.8	4(1)
64.4	0.20(2)	151.0	5(1)
66.3	0.19(2)	152.3	11(5)
68.3	0.24(2)	153.6	6(2)
70.3	0.26(3)	154.9	5(2)
72.3	0.26(3)	156.3	10(6)
74.4	0.33(3)	157.6	5(2)
76.6	0.37(4)	159.0	10(7)
78.8	0.46(4)	160.5	8(4)
81.0	0.53(6)	161.9	15(12)
83.2	0.61(7)	163.4	14(11)
85.5	0.78(8)	164.9	9(6)
87.8	0.68(8)	166.4	6(4)
90.1	0.93(12)	168.0	9(6)
84.2	0.45(5)	169.5	8(5)
86.5	0.60(7)	171.1	6(4)
88.7	0.68(8)		

## APÉNDICE B. RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

### B.3. Resultados para el canal cuasielástico del IS444

$\theta_{c.m.} [^\circ]$ ( $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$ )	$\sigma^{11}\text{Be}/\sigma^{12}\text{C}$
14.34	1.092(7)
16.90	1.038(9)
18.86	0.993(11)
20.70	0.998(14)
22.58	0.984(16)
24.54	0.949(18)
26.55	0.982(22)
28.58	0.936(24)
30.62	0.874(26)
32.70	0.835(28)
34.80	0.859(33)
36.89	0.830(37)
38.99	0.879(44)
41.06	0.827(43)
43.14	0.495(32)

### B.4. Resultados para el canal de ruptura del IS444

$\theta_{lab} [^\circ]$ ( $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$ )	$\sigma^{10}\text{Be}/\sigma^{11}\text{Be}$
19.12	0.0180(12)
20.72	0.0155(12)
22.53	0.0313(23)
24.38	0.0370(19)
26.25	0.0390(23)
28.14	0.0539(32)
30.07	0.0751(45)
32.01	0.0905(57)
33.96	0.0986(68)
35.90	0.1243(82)
37.83	0.1075(87)
39.77	0.1794(170)

B.5. RESULTADOS PARA EL CANAL CUASIELÁSTICO +  
RUPTURA DEL IS444

---

B.5. Resultados para el canal cuasielástico +  
ruptura del IS444

$\theta_{c.m.} [^\circ] (\Delta\theta = \pm 0.5^\circ)$	$\sigma^{11}\text{Be}/\sigma^{12}\text{C}$
14.34	1.092(7)
16.90	1.028(9)
18.86	0.993(11)
20.70	0.996(14)
22.58	0.994(16)
24.54	0.969(18)
26.55	1.018(23)
28.58	0.964(25)
30.62	0.922(27)
32.70	0.893(30)
34.80	0.932(36)
36.89	0.918(40)
38.99	0.969(48)
41.06	0.905(48)
43.14	0.573(36)
55.26	0.683(39)
57.22	0.605(37)
59.27	0.701(40)
61.42	0.672(41)
63.66	0.705(43)
66.01	0.730(48)
68.45	0.749(50)
73.62	0.688(49)
76.33	0.814(62)
79.11	0.734(62)
81.96	0.743(65)
84.87	0.695(68)
87.82	0.806(84)
90.79	0.681(94)
93.77	0.400(94)

## APÉNDICE B. RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

## Bibliografía

- [1] Isao Tanihata. Neutron halo nuclei. *Journal of Physics Letters G*, 22:157–198, 1996.
- [2] D. Frekers. Faces of charge-exchange reactions from astrophysics to doble beta decay. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 57:217–225, 2006.
- [3] T. Kobayashi. *Proceedings of the 3rd International Conference on Radioactive Nuclear Beams (Est Lansing MN)*. East Lansing, MN, 1993.
- [4] V. M. Zhukov, V. B. Danilin, V. D. Fedorov, I. J. Thompson, and J. S. Vaager. *Physics Reports*, 231:151, 1993.
- [5] K. Heyde. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*. Institute of Physics Publishing, 2 edition, 1999.
- [6] K. Katō, S. Aoyama, S. Mukai, and K. Ikeda. Binding and excitation mechanisms of  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{He}$  and  ${}^{11}\text{Li}$ . *Nuclear Physics A*, 558:29c–34c, 1995.
- [7] A. M. Moro and J. Gómez-Camacho. Dipole polarizability in deuteron scattering around the Coulomb barrier. *Nuclear Physics A*, 648:141–156, 1999.
- [8] Antonio Matías Moro Muñoz. *Aproximaciones analíticas para el estudio de colisiones nucleares de iones débilmente ligados con blancos pesados*. Tesis Doctoral, Universidad de Sevilla, 2001.
- [9] I. J. Thompson and Y. Suzuki. Reactions of exotic nuclei. *Nuclear Physics A*, 693:424–447, 2001.
- [10] Y.L. Ye, D.Y. Pang, G.L. Zhang, D.X. Jiang, T. Zheng, Z.H. Li, X.Q. Li, Q.J. Wang, Y.C. Ge, C.E. Wu, Z.Q. Chen, Y. Ai, A. Osawa, Y. Yamaguchi, D.Q. Fang, and I. Tanihata. Study of halo nucleus  ${}^6\text{He}$  through the direct nuclear reactions. *Journal of Physics G*, 31:s1647–s1648, 2005.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [11] Lydie Giot. *Etude de la fonction d'onde de  $l^6\text{He}$  par la réaction de transfert  ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ : contribution de la configuration à deux tritons*. PhD. Thesis, Université de Caen, 2004.
- [12] 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. Matoš, F.N. Moroz, G. Münzenberg, M. Mutterer, V.A. Mylnikov, S.R. Neumaier, V.N. Pribor, D.M. Seliverstov, L.O. Sergeev, A. Shrivastava, K. Sümmerer, S.Yu. Torilov, H. Weick, M. Winkler, and V.I. Yatsoura. Quasi-free scattering with  ${}^{6,8}\text{He}$  beams. *Nuclear Physics A*, 759:43–63, 2005.
- [13] M. Milin, A. Maggio, L. Acosta, M.A.G. Álvarez, C. Angulo, E. Casarejos, N. de Séréville, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Fisichella, M. Freer, Th. Keutgen, M. Lattuada, M. Majer, I. Martel, Đ. Miljanić, F. Pansini, D. Price, A.M. Sánchez-Benítez, N. Soić, M. Uroić, and M. Zadro. Reactions induced by 35 MeV  ${}^6\text{He}$  beam on  ${}^{12}\text{C}$  and  ${}^{14}\text{C}$ . *The European Physical Journal ST*, 150:43–46, 2007.
- [14] TUNL Nuclear Data Evaluation Lab. Korean Energy Atomic Research Institute. <http://atom.kaeri.re.kr/>, 2000.
- [15] P. Egelhof and the IKAR collaboration. Nuclear matter distributions of neutron-rich halo nuclei from intermediate energy elastic proton scattering in inverse kinematics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 46:307–316, 2001.
- [16] 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. Emiling, H. Geissel, V.Z. Goldberg, M. Golovkov, A. Grünscholoß, M. Hellström, K. Henchen, J. Holeczek, R. Holzmann, B. Johnson, A.A. Korschenninikov, J.V. Kratz, G. Kraus, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, T. Leth, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, B. Petersen, M. Pftzner, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, W. Schwab, H. Simon, M.H. Smedberg, M. Steiner, J. Stroth, A. Surowiec, T. Suzuki, O. Tengblad, and M.V. Zhukov. Continuum excitations in  ${}^6\text{He}$ . *Physical Review C*, 59(3):1252–1262, 1999.
- [17] 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, and S.P.G. et al. Chapell. Two-neutrons interferometry as a probe of the nuclear halo. *Physics Letters B*, 476:219, 2000.

- 
- [18] J. Wurzer and H.M. Hofmann. Structure of the helium isotopes  $^4\text{He}$ - $^8\text{He}$ . *Physical Review C*, 55:688, 1997.
- [19] B.V. Danilin, M.V. Zhukov, A.A. Korshennikov, and L.V. Chulkov. Study of nuclear states with  $A=6$  ( $J(\text{p}) = 0+, 1+$ ) in the microscopic  $A + 2n$  model by the method of hyperspherical functions. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 53:45, 1991.
- [20] M.V. Zhukov. Light halo nuclei-achievements and problems. *Nuclear Physics A*, 689:257c–268c, 2001.
- [21] TUNL Nuclear Data Evaluation. [http://www.tunl.duke.edu/nucldata/General\\_Tables/](http://www.tunl.duke.edu/nucldata/General_Tables/).
- [22] D.J. Millener, D.E. Alburger, E.K. Warburton, and D.H. Wilkinson. Decay scheme of  $^{11}\text{Be}$ . *Physical Review C*, 26(3):1167–1185, 1982.
- [23] D.J. Millener, J.W. Olness, E.K. Warburton, and S.S. Hanna. Strong E1 transition in  $^9\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Be}$  and  $^{13}\text{C}$ . *Physical Review C*, 28(2):497–505, 1983.
- [24] G. Audi and A.H. Wapstra. The 1993 atomic mass evaluation table. *Nuclear Physics A*, 565:22, 1993.
- [25] M. Fukuda, T. Ichihara, N. Inabe, T. Kubo, H. Kumagai, T. Nakagawa, Y. Yano, I. Tanihata, M. Adachi, Asahi, M. Kouguchi, M. Ishihara, H. Sagawa, and Shimoura. Neutron halo in  $^{11}\text{Be}$  studied via reaction cross section. *Physics Letters B*, 268:339–344, 1991.
- [26] Takaharu Otsuka, Nobuhisa Fukunishi, and Hiroyuki Sagawa. Structure of exotic neutron-rich nuclei. *Physical Review Letters*, 70(10):1385–1388, 1993.
- [27] N. Fukuda, T. Nakamura, N. Aoi, N. Imai, M. Ishihara, T. Kobayashi, H. Iwasaki, T. Kubo, A. Mengoni, M. Notani, H. Otsu, H. Sakurai, S. Shimoura, T. Teranishi, Y.X. Watanabe, and K. Yoneda. Coulomb and nuclear breakup of a halo nucleus  $^{11}\text{Be}$ . *Physical Review C*, 70(5):054606, 2004.
- [28] C.H. Dasso, S.M. Lenzi, and A. Vitturi. Projectile breakup in the reaction  $^{11}\text{Be} + ^{11}\text{Pb}$ . *Physical Review C*, 59(1):539–541, 1999.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [29] M. Mazzocco, C. Signorini, M. Romoli, A. De Francesco, M. Di Pietro, E. Vardaci, K. Yoshida, A. Yoshida, R. Bonetti, A. De Rosa, T. Glodariu, A. Guglielmetti, G. Inghima, M. La Commara, B. Martin, D. Pierrousakou, M. Sandoli, F. Soramel, L. Stroe, R. Kanungo, N. Khai, T. Motobayashi, T. Nomura, T. Ishikawa, H. Ishiyama, S. Jeong, H. Miyatake, M. H. Tanaka, I. Sugai, and Y. Watanabe. Scattering of  $^{11}\text{Be}$  halo nucleus from  $^{209}\text{Bi}$  at the Coulomb barrier. *The European Physical Journal A*, 28(3):295–299, 2006.
- [30] M. Mazzocco, C. Signorini, M. Romoli, R. Bonetti, A. De Francesco, A. De Rosa, M. Di Pietro, L. Fortunato, T. Glodariu, A. Guglielmetti, G. Inghima, T. Ishikawa, H. Ishiyama, R. Kanungo, N. Khai, S. Jeong, M. La Commara, B. Martin, H. Miyatake, T. Motobayashi, T. Nomura, D. Pierrousakou, M. Sandoli, F. Soramel, L. Stroe, I. Sugai, M. H. Tanaka, E. Vardaci, Y. Watanabe, A. Yoshida, and K. Yoshida. Elastic scattering for the system  $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$  at Coulomb barrier energies. *The European Physical Journal - Special Topics*, 150(1):37–40, 2007.
- [31] Japan. RIKEN. <http://www.riken.jp/engn/>.
- [32] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, and T. Kobayashi. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region. *Physical Review Letters*, 55(24):2676–2679, 1985.
- [33] G. Bollen. Mass measurements of short-lived nuclides with ion traps. *Nuclear Physics A*, 693:3–18, 2001.
- [34] H. Geissel and H. Wollnik. Mass measurement of stored exotic nuclei. *Nuclear Physics*, 693:19–31, 2001.
- [35] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, and N. Takahashi. Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus  $^{11}\text{Li}$  at 0.79 GeV/nucleon. *Physics Review Letters*, 60:2599–2602, 1988.
- [36] J. Margueron, A. Bonaccorso, and D.M. Brink. Coulomb-nuclear coupling and interference effects in the breakup of halo nuclei. *Nuclear Physics A*, 703:105–129, 2002.
- [37] A.M. Sánchez-Benítez, D. Escrig, M.A.G. Álvarez, M.V. Andrés, Carmen Angulo, M.J.G. Borge, J. Cabrera, S. Cherubini, J.M. Espino, P. Figuera, M. Freer, José Enrique García Ramos, J. Gómez-Camacho,

- M. Gulino, O.R. Kakuee, I. Martel, C. Metelco, A.M. Moro, J. Rahighi, K. Rusek, D. Smirnov, P. Van Duppen, and V. Ziman. Scattering of  ${}^6\text{He}$  at energies around the Coulomb barrier. *Journal of Physics G*, 31:30–34, 2005.
- [38] B. Johnson and K. Riisager. Beta-decay of exotic nuclei. *Nuclear Physics A*, 693:77–89, 2001.
- [39] K. Riisager, H. Gabelmann M.J. G. Borge, L. Johannsen P. G. Hansen, B. Johnson, W. Kurecicz, G. Nyman, A. Richter, O. Tengblad, K. Willhelmsen, and the ISOLDE collaboration. First observation of beta-delayed deuteron emission. *Physics Letters B*, 235:30–34, 1990.
- [40] M.J.G. Borge, P.G. Hansen, L. Johannsen, B. Jonson, T. Nilson, G. Nyman, K. Riisager, O. Tengblad, K. Willhelmsen, and the ISOLDE collaboration. Study of charged particles emitted in the beta-decay of  ${}^{6,8}\text{He}$ . *Nuclear Physics A*, 560:664–676, 1993.
- [41] C. Signorini. Fusion at the barrier with light radioactive ion beams. *Nuclear Physics A*, 693:190–206, 2001.
- [42] J. L. Sida, N. Alamos, C. Daniel, V. Lapoux, M. Trotta, A. Andreyev, F. Auger, D. L. Balabanski, C. Borcea, N. Coulier, A. Drouart, D. J. C. Durand, G. Georgiev, A. Gillibert, J. D. Hinnefeld, M. Huyse, C. Jouanne, A. Lépin, A. Lumbroso, F. Marie, M. Musumarra, G. Neyens, S. Ottini, R. Raabe, S. Ternier, P. Van Duppen, K. Vyven, C. Volant, and R. Wolski. Sub-barrier fusion with the  ${}^6\text{He}$  halo nucleus. *Nuclear Physics A*, 685:51c–59c, 2001.
- [43] CRC Belgium. <http://www.cyc.ucl.ac.be/>.
- [44] The ISOLDE facility. <http://isolde.web.cern.ch/isolde/>.
- [45] M. Gaelens. *Algebraic Methods in Molecular and Nuclear Structure Physics*. Tesis Doctoral, Katholieke Universiteit Leuven, 1996.
- [46] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, 1989.
- [47] Huelva DINEX Project, Grupo de Estructura de la Materia. <http://www.uhu.es/gem/dinex/dinex.htm>.
- [48] P. Bednarczyk, E. Berdermann, J. Gerl, M. Górska I. Kojouharov, M. Pomorski, M. Rebisz, B. Voss, L. Acosta, R. Berjillos, I. Martel,

## BIBLIOGRAFÍA

---

- M.A.G. Álvarez, J.M. Espino, J.L. Flores, I. Mukha, and R. Wolski. Application of diamond detectors in tracking of heavy ion slowed down radioactive beams. *Acta Physica Polonica B*, 249(4):1293–1296, 2007.
- [49] N. Tranchant, M. Nesladek, D. Tromson, Z. Remes, A. Bogdan, and P. Bergonzo. Time of flight study of high performance CVD diamond detector devices. *Physica Status Solidi A*, 204(9):3023–3029, 2007.
- [50] Micron Semiconductor Ltd. <http://www.micronsemiconductor.co.uk/>.
- [51] I. Mukha, K. Sümmerer, L. Acosta, M.A.G. Álvarez, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, J. Espino, A. Fomichev, J. E. García-Ramos, H. Geissel, J. Gómez-Camacho, L. Grigorenko, J. Hoffmann, O. Kiselev, A. Korshennikov, N. Kurz, Yu. Litvinov, I. Martel, C. Nociforo, W. Ott, M. Pfutzner, C. Rodríguez-Tajes, E. Roeckl, M. Stanoiu, H. Weick, and P.J. Woods. Observation of two-proton radioactivity of  $^{19}\text{Mg}$  by tracking the decay products. *Physical Review Letters*, 99(182501):1–5, 2007.
- [52] I. Mukha, L. Grigorenko, K. Sümmerer, L. Acosta, M.A.G. Álvarez, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, J. Espino, A. Fomichev, J.E. Garcia-Ramos, H. Geissel, J. Gómez-Camacho, J. Hofmann, O. Kiselev, A. Korshennikov, N. Kurz, Yu. Litvinov, I. Martel, C. Nociforo, W. Ott, M. Pfutzner, C. Rodríguez-Tajes, E. Roeckl, M. Stanoiu, H. Weick, and P.J. Woods. Proton-proton correlations from  $^{19}\text{Mg}$  and  $^{16}\text{Ne}$ . *Physical Review C, Rapid Communication*, 77(061303):1–5, 2008.
- [53] M. Alderighi, A. Anzalone, R. Bassini, C. Boiano, G. Cardella, S. Cavallaro, E. De Filippo, E. Geraci, F. Giustolisi, P. Guazzoni, E. Laguidara, G. Lanzano, G. Lanzalone, A. Pagano, M. Papa, S. Pirrone, G. Politi, F. Porto, S. Russo, M. Sassi, G.R. Sechi, and L. Zetta. Chimera data acquisition via digital sampling technique. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51:1475–1481, 2004.
- [54] T. Davinson, W. Branfield-Smith, S. Cherubin, A. Di Pietro, W. Galsster, A.M. Laird, P. Leleux, A. Ninane, A.N. Ostroski, A.C. Shotter, J. Vervier, and P.J. Woods. Louvain-Edimburg detector array (LEDA): a silicon detector array for use with radioactive nuclear beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 454:350–358, 2000.
- [55] GANIL. <http://ganinfo.in2p3.fr/>. Paris, France.

- 
- [56] Mesytec GmbH and Co. KG. <http://www.mesytec.com>. Putzbrunn, Germany.
- [57] Tools for discovery CAEN. <http://www.caen.it/>. Viareggio, Italia.
- [58] G. R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, 1983.
- [59] W.E. Burcham. *Elements of Nuclear Physics*. Longman Group Limited, 1981.
- [60] I. J. Thompson. Halo physics. *Nuclear Physics A*, 701:7c–13c, 2002. Proceeding From the 5th International Conference on Radioactive Nuclear Beams; Divone, France, April 2000.
- [61] K. Alder and A. Winther. *Coulomb Excitation*. Academy Press, New York, 1966.
- [62] M. Fallot, J.A. Scarpaci, D. Lacroix, Ph. Chomaz, and J. Margueron. Coulomb versus nuclear break-up of  $^{11}\text{Be}$  halo nucleus in a nonperturbative framework. *Nuclear Physics A*, 700:70–82, 2002.
- [63] R.G. Newton. *Scattering Theory of Waves and Particles*. Mc Graw Hill, 1966.
- [64] K.W. Ford and J.A. Wheeler. Semiclassical description of the scattering. *Annals of Physics (N. Y)*, 7:239, 2003.
- [65] Luis de la Peña. *Introducción a la Mecánica Cuántica*. Compañía Editorial Continental S.A., 2nd edition, 1980.
- [66] A. M. Messiah. *Quantum Mechanics*, volume 1 and 2. North-Holand, 1962.
- [67] O.R. Kakuee, J. Rahighi, A.M. Sánchez-Benítez, M.V. Andrés, S. Cherubini, T. Davinson, W. Galster, J. Gómez-Camacho, A.M. Laird, M. Laméhi-Rachti, I. Martel, A.C. Shotter, W.B. Smith, J. Vervier, and P.J. Woods. Elastic scattering of the halo nucleus  $^6\text{He}$  from  $^{208}\text{Pb}$  above the Coulomb barrier. *Nuclear Physics A*, 728:339–349, 1998.
- [68] G. R. Satchler. *Introduction to Nuclear Reactions*. Mc-Millan Education LTD, second edition, 1990.
- [69] J.D. Jackson. *Electrodinámica Clásica*. Alhambra, 1980.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [70] M. Masaki, Y. Aoki, K. Katoh, S. Nakagawa, N. Nakamoto, and Y. Tagishi. CDCC analysis of 22 MeV deuteron elastic scattering and (d,p) reactions on  $^{52}\text{Cr}$  and  $^{206}\text{Pb}$ . *Nuclear Physics A*, 573:1–27, 1993.
- [71] K. Rusek, I. Martel, J. Gómez-Camacho, A.M. Moro, and R. Raabe. Three-body continuum-discretized coupled-channel calculations for  $^6\text{He}$  scattering from heavy nuclei. *Physical Review C*, 72:037603, 1–4, 2005.
- [72] J.A. Tostevin, F.M. Nunes, and I.J. Thompson. Calculations of three-body observables in  $^8\text{B}$  breakup. *Physical Review C*, 63:024617, 1–10, 2001.
- [73] D.J. Howell, J.A. Tostevin, and J.S. Al-Khalili. Coupled channels calculations of  $^{11}\text{Be}$  breakup. *Journal of Physics G*, 31(10):S1881, 2005.
- [74] M. Takashina, Y. Sakuragi, and Y. Iseri. Effect of halo structure on  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  elastic scattering. *Journal of Physics G*, 31:S1881, 2005.
- [75] I. Martel and O. Tengblad et al. Study of the elastic scattering of  $^6\text{He}$  at energies around the Coulomb barrier. *Proposal to PH215 experiment CRC-Louvain la-Neuve*, 2004.
- [76] M.V. Andrés, J. Gómez-Camacho, and M.A. Nagarajan. Dynamic polarization potential induced by dipole Coulomb excitation. *Nuclear Physics A*, 579:223, 1994.
- [77] N. Keeley, S.J. Bennett, N.M. Clarke, B.R. Fulton, G. Tungate, P.V. Drumm, M.A. Nagarajan, and J.S. Lilley. Optical model analysis of  $^{6,7}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  elastic scattering near the Coulomb barrier. *Nuclear Physics A*, 571:326, 1994.
- [78] I. Martel, J. Gómez-Camacho, K. Rusek, and G. Tungate. Effects of the electric dipole polarizability in the scattering of polarized  $^7\text{Li}$  from  $^{208}\text{Pb}$  at 27 MeV. *Nuclear Physics A*, 641:188, 1998.
- [79] Luis Armando Acosta Sánchez. *Composición elemental de películas  $\text{Si}_x\text{N}_y\text{H}_z$  producidas con técnicas de plasmas utilizando un acelerador de partículas*. Tesis de Licenciatura en Física, UNAM, México, 2004.
- [80] W.K. Chu, W.J. Mayer, and M.A. Nicolet. *Backscattering Spectrometry*. Academy Press, London, 1978.

- 
- [81] E. Andrade, G. Murillo, R. Policroniades, L. Acosta, E.P. Zavala, M.F. Rocha, and S.A. Centeno. IBA analysis of some precolumbian gilded-copper samples. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 240:570–575, 2005.
- [82] G. Murillo, E. Andrade, J.C. Alonso, L. Acosta, M.F. Rocha, E.P. Zavala, and R. Policroniades. Concentration and depth profiles of elements in  $\text{Si}_x\text{N}_y\text{H}_z/\text{Si}$  thin films produced by PECVD. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 249:417–420, 2006.
- [83] España CNA, Sevilla. <http://centro.us.es/cna/>.
- [84] H.G. Essel, J. Hoffmann, N. Kurz, R.S. Mayer, W. Ott, and d Schall. The new data acquisition system at GSI. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43-1:132–, 1996.
- [85] MBS-GSI. <http://www-win.gsi.de/daq/>.
- [86] New GSI system analysis GO4. <http://www-w2k.gsi.de/go4/>.
- [87] CERN Documents. [http://www.asdoc.web.cern.ch/hbook\\_html3/node23.html](http://www.asdoc.web.cern.ch/hbook_html3/node23.html).
- [88] CERN-CN Division CERN Program Library Office. Physic Analysis Work Station.
- [89] I. Martel and A.M. Sánchez-Benítez. PAW++ MACROS for DINEX project (Private Communication).
- [90] O.R. Kakuee. *PhD Thesis*. Amir Kabir University of Technology, Teheran, Iran, Unpublished.
- [91] Angel Miguel Sánchez Benítez. *Estudio de la Dispersión Elástica de  $^6\text{He}$  a Energías en torno a la Barrera de Coulomb*. Tesis Doctoral, Universidad de Huelva, 2005.
- [92] A.M. Sánchez-Benítez, D. Escrig, 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, A.M. Moro, F. Pérez-Bernal, J. Rahighi, K. Rusek, D. Smirnov, O. Tengblad, P. Van Duppen, and V. Ziman. Study of the elastic scattering of  $^6\text{He}$  from  $^{208}\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier. *Nuclear Physics A*, 803:30–45, 2008.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [93] M.V. Andrés et al. Exploring the dynamics of low energy  ${}^6\text{He}$  elastic scattering on heavy targets. *Proposal PH189 experiment CRC-Louvain la-Neuve*, pages 1–8, 2002.
- [94] I. Martel and R. Wolsky. Measurement of reaction channels for sub-barrier  ${}^6\text{He}$  energies by activation method. *Proposal PH238 experiment CRC-Louvain la-Neuve*, pages 1–8, 2006.
- [95] M.S. Golovkov and I. Martel. Study of  ${}^7\text{He}$  and other exotic neutron-rich systems via  ${}^7\text{He}+d$  interaction. *Proposal PH223 experiment CRC-Louvain la-Neuve*, pages 1–8, 2004.
- [96] D. Escrig, A.M. Sánchez-Benítez, 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, P. Van Duppen, and V. Ziman. Alpha-particle production in the scattering of  ${}^6\text{He}$  by  ${}^{208}\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier. *Nuclear Physics A*, 792:02–017, 2007.
- [97] A.M. Moro and K. Rusek. (Private Communication).
- [98] I.J. Thompson. *Comput. Phys. Rep.*, 7:167, 1988.
- [99] A.M. Moro and F.M. Nunes. Transfer to the continuum and breakup reactions. *Nuclear Physics A*, 767:138–154, 2006.
- [100] A. Cobis, D.V. Fedorov, and A.S. Jensen. Computations of three-body continuum spectra. *Physical Review Letters*, 79:2411–2414, 1997.
- [101] M.V. Andrés, M.J.G. Borge, H. Fynbo, J. Gómez-Camacho, J.M. Espino, M.A.G. Álvarez, B. Jonson, I. Martel, I. Mukha, A. Moro, T. Nilson, G. Nyman, K. Riisager, H.B. Jeppesen, O. Tengblad, M. Turrión, and the REX-ISOLDE Collaboration. Exploring halo effects in the scattering of  ${}^{11}\text{Be}$  on a heavy target at REX-ISOLDE. *Proposal to the ISOLDE-Neutron Time of flight Committee. Experiment IS444*, pages 1–8, 2006.
- [102] T. Nakamura, S. Shimoura, T. Kobayashi, T. Teranishi, K. Abe, N. Aoi, Y. Doki, M. Fujimaki, N. Inabe, N. Iwasa, K. Katoric, T. Kubo, H. Okuno, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, A. Yoshida, and M. Ishihara. Coulomb dissociation of a halo nucleus  ${}^{11}\text{Be}$  at 72A MeV. *Physics Letters B*, 331:296, 1994.

- 
- [103] M. Takashina, S. Takagi, and Y. Sakuragi. Continuum-discretized coupled-channels study of the  $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$  breakup effect on  $^{11}\text{Be}$  elastic scattering. *Physical Review C*, 67(037601):1–4, 2003.
- [104] J.J. Kolata, E.F. Aguilera, F.D. Becchetti, Yu Chen, P.A. DeYoung, H. García-Martínez, J.D. Hinnefeld, J.H. Lupton, E. Martínez-Quiroz, and G. Peaslee. Elastic scattering of  $^{10}\text{Be}$  on  $^{208}\text{Pb}$  near the Coulomb barrier. *Physical Review C*, 69(047601):1–3, 2004.
- [105] A.J. Koning and J.P. Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nuclear Physics A*, 713:247, 2003.
- [106] P. Capel, G. Goldstein, and D. Baye. Time-dependent analysis of the breakup of  $^{11}\text{Be}$  on  $^{12}\text{C}$  at 67 MeV/nucleon. *Physical Review C*, 70(064605):1–9, 2004.
- [107] W.G. Love, T. Terasawa, and G.R. Satchler. Dynamic polarization potential for Coulomb excitation effects on heavy-ion scattering. *Physical Review Letters*, 39(1):6–8, 1977.
- [108] Đ. Miljanić, L. Acosta, S. Blagus, M. Bogovac, M. Lattuada, M. Majer, M. Milin, A. Musumarra, L. Prepolec, N. Skukan, N. Soić, and M. Uroić. Nuclear molecules in  $A=10$  nuclei. *Nuclear Physics A*, 805:233–235, 2008.
- [109] E. F. Aguilera, J.J. Kolata, F.D. Becchetti, P.A. DeYoung, J.D. Hinnefeld, Á. Horváth, L.O. Lamm, Hye-Young Lee, D. Lizcano, E. Martínez-Quiroz, P. Mohr, T. W. O'Donnell, D.A. Roberts, and G. Rogachev. Elastic scattering and transfer in the  $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$  system below the Coulomb barrier. *Physical Review C*, 63(061603(R)):1–4, 2001.
- [110] M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, R.C. Johnson, A.M. Moro, I.J. Thompson, and J.A. Tostevin. Four-body continuum-discretized coupled-channels calculations using a transformed harmonic oscillator basis. *Physical Review C*, 77(064609):1–9, 2008.
- [111] J.J. Kolata. Systematics of transfer/breakup yields for weakly bound light nuclei. *Physical Review C*, 63(061604(R)):1–2, 2001.
- [112] Javier Miranda Martín del Campo. *Evaluación de la Incertidumbre en Datos Experimentales*. Instituto de Física, UNAM, 2001.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [113] Carlos Sánchez del Río. *Análisis de Errores*. EUDEMA, Ediciones de la Universidad Complutense, 1989.
- [114] R.J. Barlow. *Statistics*. John Wiley and Sons, 1989.